Национальная академия наук Беларуси Министерство образования Республики Беларусь Государственное научное учреждение «Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси» Белорусский государственный университет ОО «Белорусское физическое общество» Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований Научно-техническая ассоциация "Оптика и лазеры"

# VI КОНГРЕСС ФИЗИКОВ БЕЛАРУСИ

## Посвященный Году науки в Республике Беларусь

Минск, Беларусь, 20-23 ноября 2017 г.

## СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Минск Институт физики НАН Беларуси 2017 г.

#### УДК 53

#### Редакционная коллегия

Килин С.Я. (главный редактор), Курочкин Ю.А.(заместитель главного редактора), Анищик В.М., Ануфрик С.С, Апанасевич П.А., Гапоненко С.В., Джагаров Б.М., Казак Н.С., Олехнович Н.М., Орлович В.А., Поклонский Н.А., Пенязьков О.Г., Рабинович О.С., Симончик Л.В., Танин Л.В., Томильчик Л.М., Федосюк В.М., Шепелевич В.В. Максименко С.А. Усачёнок М.С.(ответственный секретарь), Шёлковый Д.В., Сивцов И.А., Невар Е.А.

VI Конгресс физиков Беларуси (20-23 ноября 2017): Сборник научных трудов. / редкол.: С.Я. Килин (гл.ред.) [и др.]. – Минск : Институт физики НАН Беларуси, 2017. – 435 стр.

Данный сборник содержит материалы докладов VI Конгресса физиков Беларуси.

ISBN 978-985-7137-40-4

© Институт физики НАН Беларуси, 2017

#### Организационный комитет

Курочкин Ю.А.
Машко В.В.
Симончик Л.В.
Шёлковый Д.В.
Сивцов И.А.
Невар Е.А.

Ершов-Павлов Е.А., Никончук И.С., Баран А.В., Богданович Я.И., Андрухович С.К., Гаркуша С.Н., Длугунович В.А., Дудко И.Г., Манько А.Ю., Науменко А.В., Насенник Л.Н., Стефанов В.П., Рапинчук Г.И., Шабров Д.В., Круплевич Е.А., Сапрунов Е.В., Усаченок М.С., Евмененко Е.Ф.

#### Направления исследований:

#### ФИЗИКА ХХІ ВЕКА::

- 🕏 Физика фундаментальных взаимодействий, теоретическая физика
- 🕏 Лазерная физика и фотоника
- 😟 Физика наноструктур, твердого тела и полупроводников
- 🖲 Физика плазмы
- 😬 Био-и медицинская физика
- 🖲 Физика и информатика

РОЛЬ ФИЗИКИ В ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА И ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ПО ФИЗИКЕ. ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

# ФИЗИКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

#### В. В. Андреев<sup>1</sup>, В. Ю. Гавриш<sup>2</sup>

#### ПАРАМЕТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246019, г. Гомель, Беларусь. vik.andreev@gsu.by

<sup>2</sup> Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, пр-т Октября, 48, 246746, г. Гомель, Беларусь. <u>mez0n@inbox.ru</u>

Введение. Электрослабые и полулептонные распады псевдоскалярных и векторных мезонов всегда были удобным средством для апробации различных теоретических моделей и подходов для изучении структуры адронов. Описание подобного рода процессов в рамках КХД как квантовой теории, делается невозможным в силу некоммутативности операторов групп SU(3); также, поведение бегущей константы КХД  $\alpha_s(q^2)$  при малых энергиях делает теорию возмущений неприменимой к расчетам подобного рода. Эти и другие трудности (см. [1,2]) мотивировали развитие альтернативных подходов для исследования составных кварковых систем.

В данной работе, основанной на точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики (ПИКМ), предложена процедура получения параметров модели из электрослабых распадов псевдоскалярных и векторных мезонов. Отличительной чертой данной процедуры является использование константы псевдоскалярной плотности [3].

**1.** Лептонные распады векторных и псевдоскалярных мезонов в рамках точечной формы ПИКМ. Вектор состояния связанной системы частиц определяется через вектора состояния свободных частиц посредством выражения [4]

$$\left| \vec{P}, J\mu, M \right\rangle = \sum_{\lambda_{1}, \lambda_{2}} \sum_{\nu_{1}, \nu_{2}} \int d\vec{k} \sqrt{\frac{\omega_{m_{q}}(\vec{p}_{1})\omega_{m_{\bar{Q}}}(\vec{p}_{2})M_{0}}{\omega_{m_{q}}(\vec{k})\omega_{m_{\bar{Q}}}(\vec{k})\omega_{M_{0}}(\vec{P})}} \Omega \begin{cases} L \ S \ J \\ \nu_{1} \nu_{2} \ \mu \end{cases} (\theta_{k}, \varphi_{k}) \times \\ \times \Phi_{LS}^{J}(\mathbf{k}, \beta) \ D_{\lambda_{1}, \nu_{1}}^{1/2}(\vec{n}_{W_{1}}) D_{\lambda_{2}, \nu_{2}}^{1/2}(\vec{n}_{W_{2}}) \left| \vec{p}_{1}, \lambda_{1}, \vec{p}_{2}, \lambda_{2} \right\rangle,$$

$$(1)$$

где  $\omega_m(\vec{k}) = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}.$ 

Константы лептонных распадов псевдоскалярного  $P(Q\bar{q}) \rightarrow \ell + v_{\ell}$  и векторного  $V(q\bar{q}) \rightarrow \ell + \bar{\ell}$  мезонов, после удаления элементы матрицы Кабаяши-Маскавы определяются посредством выражений:

$$\left\langle 0 \left| \hat{J}_{P}^{\mu}(0) \right| \vec{P}, 0, M_{P} \right\rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_{P}}(\vec{P})}} P^{\mu} f_{P},$$
 (2)

$$\left\langle 0 \left| \hat{J}_{V}^{\mu}(0) \right| \vec{P}, 1 \lambda_{V}, M_{V} \right\rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^{\mu}(\lambda_{V})}{\sqrt{2\omega_{M_{V}}(\vec{P})}} M_{V} f_{V}.$$
(3)

Подставляя вектора состояния мезонов (1) в выражения (2) и (3) приходим к интегральным представлениям констант распадов псевдоскалярного и векторного мезонов  $f_p$  и  $f_v$  [4]:

$$f_{I}(m_{Q}, m_{\bar{q}}, \beta_{Q\bar{q}}^{\mathrm{I}}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^{2} \Phi(\mathbf{k}, \beta_{Q\bar{q}}^{\mathrm{I}}) \, \sqrt{\frac{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})}{M_{0}\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{k})\omega_{m_{Q}}(\vec{k})}} \left(1 + a_{\mathrm{I}} \frac{\mathbf{k}^{2}}{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})}\right), \qquad (4)$$
$$\mathbf{I} = P, V; \ a_{P} = -1, \ a_{V} = -\frac{1}{3}, \quad W_{m}^{\pm}(\mathbf{k}) = \omega_{m}(\mathbf{k}) \pm \mathbf{k}.$$

Для константы псевдоскалярной плотности легко найти следующее выражение:

$$g_{P}(m_{q}, m_{\bar{Q}}, \beta_{\bar{Q}\bar{q}}^{P}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^{2} \Phi(\mathbf{k}, \beta_{\bar{Q}\bar{q}}^{P}) \, \sqrt{\frac{M_{0}}{\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{k})\omega_{m_{Q}}(\vec{k})}} \left(\sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})} + \sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^{-}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{-}(\mathbf{k})}\right).$$
(5)

**2. Численные расчеты параметров модели.** Волновая функция Φ<sup>J</sup><sub>LS</sub>(k,β) для расчетов может быть выбрана в виде

$$\Phi^{os}(\mathbf{k},\beta) = N_{os} \exp\left[-\frac{\mathbf{k}^2}{2\beta^2}\right], \quad N_{os} = \frac{2}{\pi^{1/4}\beta^{3/2}},$$
(6)

$$\Phi^{coul}(\mathbf{k},\beta) = \frac{N_{coul}}{(1 + \mathbf{k}^2 / \beta^2)}, \quad N_{coul} = 4\sqrt{\frac{2}{\pi \beta^3}}, \tag{7}$$

$$\Phi^{pl}(\mathbf{k},\beta) = \frac{N_{pl}}{(1+\mathbf{k}^2/\beta^2)^3}, \ N_{coul} = 16\sqrt{\frac{2}{7\pi\ \beta^3}}.$$
(8)

Проводя численные расчеты с учетом значений токовых масс кварков, взятых из Particle Data Group

$$\hat{m}_{u} = (2, 2^{+0.6}_{-0.4}) \text{ M} \Im B, \ \hat{m}_{d} = (4, 7^{+0.5}_{-0.4}) \text{ M} \Im B,$$
$$\frac{\hat{m}_{u} + \hat{m}_{d}}{2} = (3, 7^{+0.7}_{-0.3}) \text{ M} \Im B, \ \hat{m}_{s} = (96^{+8}_{-4}) \text{ M} \Im B,$$
(9)

констант распадов (4) получаем значения конституэнтных масс легких кварков и параметров волновых функций (смотрите таблицу 1), исходя из соответствия модельных вычислений и экспериментальных данных.

WF	<i>m</i> <sub><i>u</i></sub> , МэВ	<i>m</i> <sub>иd</sub> , МэВ	<i>m</i> <sub>s</sub> , МэВ	$\beta^{\scriptscriptstyle P}_{\scriptscriptstyle ud},{ m M}$ эВ	$\beta_{us}^{P}$ , МэВ
$\Phi^{os}$ -(26)	$218,3 \pm 4,2$	$219,6 \pm 4,2$	$226,2\pm59,7$	$370,8 \pm 9,3$	$373,2 \pm 20,9$
$\Phi^{coul}$ -(27)	_	—	_	—	_
$\Phi^{pl}$ -(26)	$235,2 \pm 14,7$	$233,9 \pm 14,7$	_	$562,1 \pm 28,2$	_

Таблица 1. Параметры модели для различных волновых функций (6-8).

Ioffe, B.L. Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects / B.L
 Ioffe., V.S. Fadin, L.N. Lipatov // Cambridge University Press. – 2010. –Ed. № 1. – 597 P.
 Walter, G. Quantum chromodynamics / G Walter., S. Stefan // Springer. – 2004. –Ed. №

2. – 572 P.

[3] Jaus, W. Consistent treatment of spin 1 mesons in the light front quark model / W. Jaus // Phys. Rev. - 2003. - Vol. D67. - P. 094010.

[4] Андреев, В.В. Электрослабые характеристики систем в пуанкаре-ковариантных моделях/ В.В. Андреев // Lap Lambert Academic Publishing. – 2017. – ISBN 978-3-659-93540-4. – 320 с.

# E.M. Ovsiyuk<sup>1</sup>, O.V. Veko<sup>2</sup>, Ya.A. Voynova<sup>2</sup>, V.V. Kisel<sup>3</sup>, V. Balan<sup>4</sup>, V.M. Red'kov<sup>2</sup> Spin 1/2 Particle with Two Masses in Magnetic Field

e.ovsiyuk@mail.ru; vekoolga@mail.ru ; voinyuschka@mail.ru ; vasiliy\_bspu@mail.ru; vladimir.balan@upb.ro; v.redkov@dragon.bas-net.by

- 1: Mozyr State Pedagogical University
- 2: Institute of Physics of NAS of Belarus
- 3: Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
- 4. University Politehnica of Bucharest

В рамках использования теории релятивистских волновых уравнений с расширенными наборами представлений группы Лоренца 1–4] развита теория для частицы с единственным спином 1/2 и внутренним спектром двух различающихся масс  $M_1$  и  $M_2$ . В исходной 16-компонентной модели выделены две основных биспинорных компоненты  $\Psi_1(x)$  и  $\Psi_2(x)$ , остальные 8 строятся из них.

В случае свободной частицы уравнения для двух основных биспиноров не связаны между собой, тем не менее полная волновая функция должна строиться как суперпозиция  $\Psi(x) = c_1 \Psi_1(x) + c_2 \Psi_2(x)$  с применением обычной вероятностной интерпретации для коэффициентов  $c_1, c_2$ .

Построенное обобщенное уравнение сохраняет свою применимость при ограничении к майорановскому (нейтральному) случаю. Тем самым подход потенциально пригоден для описания двух различающихся по массе нейтрино.

Теория обобщается на случай присутствия внешних электромагнитных полей, с использованием тетрадного формализма проведен также учет псевдоримановой структуры пространства времени. Два основных биспинора оказываются связанными единой системой уравнений, связь между двумя компонентами сохраняется и для нейтральной частицы в псевдориманвовом протсранстве-времени, если скалярная кривизна Риччи пространствавремени отлична от нуля.

Общая структура уравнения задается так [5]:

$$\left[i\hat{D} - M_1 + b\Lambda_1\Sigma(x)\right]\Psi_1(x) - a\Lambda_1\Sigma(x) \Psi_2(x) = 0,$$
  
$$\left[i\hat{D} - M_2 - a\Lambda_2\Sigma(x)\right]\Psi_2(x) + b\Lambda_2\Sigma(x) \Psi_1(x) = 0,$$
 (1)

где  $(a, b, \lambda_i, \Lambda_i -$ параметры)

$$\hat{D}(x) = \gamma^{\alpha}(x) + \Gamma_{\alpha}(x) + ieA_{\alpha} , \quad M_1 = \frac{M}{\lambda_1}, \quad M_2 = \frac{M}{\lambda_2} ,$$
  

$$\Sigma(x) = \frac{R(x)}{4} - ieF_{\alpha\beta}\sigma^{\alpha\beta}(x), \quad \sigma^{\alpha\beta}(x) = \frac{\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta} - \gamma^{\beta}\gamma^{\alpha}}{4} .$$
(2)

Построенное уравнение исследовано на фоне пространства Минковского при наличии внешнего однородного магнитное поля. После разделения переменных на основе подста-

новки

$$\psi_{1} = e^{-i\epsilon t} e^{im\phi} e^{ikz} \begin{vmatrix} f_{1}(r) \\ f_{2}(r) \\ f_{3}(r) \\ f_{4}(r) \end{vmatrix}, \quad \psi_{2} = e^{-i\epsilon t} e^{im\phi} e^{ikz} \begin{vmatrix} g_{1}(r) \\ g_{2}(r) \\ g_{3}(r) \\ g_{4}(r) \end{vmatrix}.$$
(3)

задача сводится к системе четырех зацепляющихся дифференциальных уравнений второго порядка. Методом диагонализации смешивающей матрицы, получены четыре раздельных уравнения ( $eB/2\hbar c \rightsquigarrow B$ )

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \lambda_i + \frac{m}{r^2} + B - \left(\frac{m}{r} - Br\right)^2\right] \Phi_i(r) = 0, \qquad i = 1, 2, 3, 4 \tag{4}$$

Построены их решения, найден явный вид соотношений, определяющих четыре серии энергетических уровней для обобщенного фермиона, выполнен численный анализ спектров. Типичный примеры уровней энергии из 4-х серий выглядят так (параметр  $\gamma$  определяет сооотношение масс  $M_1, M_2$ ):

$$B = 1, \quad \sin \gamma = \frac{1}{10},$$

$$\begin{split} N &= 1 \,, \quad E_1 = 2.23 \,, \quad E_2 = 399.00 \,, \quad E_3 = +2.24 \,, \quad E_4 = +399.01 \,; \\ N &= 5 \,, \quad E_1 = 4.58 \,, \quad E_2 = 399.02 \,, \quad E_3 = +4.59 \,, \quad E_4 = +399.03 \,; \\ N &= 10 \,, \quad E_1 = 6.40 \,, \quad E_2 = 399.04 \,, \quad E_3 = +6.41 \,, \quad E_4 = +399.05 \end{split}$$

#### Список литературы

- [1] Ф.И. Федоров. Группа Лоренца. Москва: Наука, 1979. 384 с.
- [2] И.М. Гельфанд, Р.А. Минлос, З.Я. Шапиро. Представления группы вращений и группы Лоренца. Москва: Наука, 1958. 368 с.
- [3] В.А. Плетюхов, В.М. Редьков, В.И. Стражев. Релятивтстские волновые уравнния и внутренние степени свободы. Минск: Беларуская навука, 2015. – 328 р.
- [4] В.М. Редьков. Поля частиц в римановом пространстве и группа Лоренца. Минск: Беларуская навука, 2009. 496 с.
- [5] V.V. Kisel, V.A. Pletjukhov, V.V. Gilewsky, E.V. Ovsiyuk, V.M. Red'kov. Spin 1/2 particle with two mass states: general theory, interaction with electromagnetic and gravitational fields. 24 International seminar: Nonlinear Phenomena in Complex System. Minsk, 2017. Submitted to: Nonlinear Dynamics and Applications. 2017.

2

#### Н. В. Максименко, О. М. Дерюжкова, В. В. Андреев

#### КОВАРИАНТНОЕ ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ В АМПЛИТУДЫ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины, ул. Советская, 102, 246019, Гомель, Беларусь <u>maksimenko@gsu.by</u>, <u>dom@gsu.by</u>, <u>vik.andreev@gsu.by</u>

В рамках эффективного релятивистского теоретико-полевого подхода описания взаимодействия электромагнитного поля с адронами получим амплитуды двухфотонного взаимодействия с нуклонами с учетом вкладов спиновых поляризуемостей. С их помощью можно дать не только физическую интерпретацию характеристик адронов, но и извлечь информацию о механизмах фотон-адронных взаимодействий.

Воспользуемся лагранжианом, приведенным в работе [1], для определения амплитуды комптоновского рассеяния, учитывающей в нерелятивистском приближении вклады спиновых поляризуемостей  $\gamma_{E_1}$  и  $\gamma_{M_1}$ , связанных с электрическими и магнитными дипольными моментами комптоновского рассеяния. Ковариантная форма данной амплитуды имеет вид:

$$M(\gamma_{E_{1}}) + M(\gamma_{M_{1}}) = \frac{i\pi}{4m^{2}} \left( \varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta} \right) (k_{1} + k_{2})_{\delta} \left[ \gamma_{E_{1}} \left( F_{\nu\mu}^{(2)} F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\sigma\rho}^{(2)} F_{\mu\nu}^{(1)} \right) + \gamma_{M_{1}} \left( \widetilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \widetilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \widetilde{F}_{\sigma\rho}^{(2)} \widetilde{F}_{\mu\nu}^{(1)} \right) \right] \overline{U}^{(r_{2})} \left( \stackrel{\rightarrow}{p_{2}} \right) \gamma^{5} \left[ \left( \delta_{\tau}^{\nu} \gamma_{\kappa} - \delta_{\kappa}^{\nu} \gamma_{\tau} \right) P^{\sigma} + \left( \delta_{\tau}^{\sigma} \gamma_{\kappa} - \delta_{\kappa}^{\sigma} \gamma_{\tau} \right) P^{\nu} \right] P_{\tau} U^{(r_{1})} \left( \stackrel{\rightarrow}{p_{1}} \right).$$

$$\tag{1}$$

В уравнении (1) введены обозначения  $F_{\mu\nu}^1 = (k_{\mu}^1 e_{\nu}^{(\lambda_1)} - k_{\nu}^1 e_{\mu}^{(\lambda_1)}), F_2^{\mu\nu} = (k_2^{\mu} e^{\nu(\lambda_2)*} - k_2^{\nu} e^{\mu(\lambda_2)*}),$  где  $e_{\mu}^{(\lambda_1)}$  и  $e_{\mu}^{(\lambda_2)*}$  – векторы поляризации падающего и рассеянного фотонов,  $k_1, p_1$  и  $k_2, p_2$  – импульсы падающего и рассеянного фотонов и фермионов,  $P^{\sigma} = \frac{1}{2}(p_1 + p_2), U^{(r_1)}$  и  $\overline{U}^{(r_2)}$  – биспиноры начальных и конечных фермионов.

Выражение (1) свидетельствует о том, что амплитуда  $M(\gamma_{E_1}) + M(\gamma_{M_1})$ инвариантна относительно перекрестной симметрии. Вклад спиновых поляризуемостей  $\gamma_{E_1}$  и  $\gamma_{M_1}$  начинается с третьего порядка по энергии фотонов. Если в (1) перейти в систему покоя мишени и пренебречь импульсом отдачи нуклона, то получим амплитуду вида:

$$M(\gamma_{E_1}) + M(\gamma_{M_1}) = 4\pi i (\omega_1 + \omega_2) (\omega_1 \omega_2) \left\{ \gamma_{E_1} \left( \overrightarrow{S} \begin{bmatrix} \overrightarrow{e}^{(\lambda_2)^*} & \overrightarrow{e}^{(\lambda_1)} \\ e & e \end{bmatrix} \right) + \gamma_{M_1} \left( \overrightarrow{S} \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \overrightarrow{e}^{(\lambda_2)^*} & \overrightarrow{e} \\ e & n_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \overrightarrow{e}^{(\lambda_1)} & \overrightarrow{e} \\ e & n_1 \end{bmatrix} \right) \right\},$$

которая, после определенных преобразований, совпадает с амплитудой, полученной в работе [2].

Амплитуда комптоновского рассеяния с учетом вкладов спиновых поляризуемостей  $\gamma_{E_2}$  и  $\gamma_{M_2}$ , связанных с электрическими и магнитными

квадрупольными моментами комптоновского рассеяния, которая также следует из лагранжиана работы [1], имеет вид:

$$M(\gamma_{E_{2}}) + M(\gamma_{M_{2}}) = \frac{i\pi}{m} \left( \gamma_{E_{2}} \left[ \varepsilon_{\nu\rho\alpha\beta} \left( \kappa_{2k} F_{2}^{\nu\rho} F_{1}^{\alpha\beta} - \kappa_{1k} F_{1}^{\nu\rho} F_{2}^{\alpha\beta} \right) + \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} \left( k_{2\rho} F_{\sigma k}^{2} F_{\alpha\beta}^{1} - k_{1\rho} F_{\sigma k}^{1} F_{\alpha\beta}^{2} \right) \right] P^{\sigma} \times \overline{U}^{(r_{2})} \left( \gamma_{\nu} W^{k} + W^{k} \gamma_{\nu} \right) U^{(r_{1})} - \gamma_{M_{2}} \left[ \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} \left( k_{2k} F_{\alpha\beta}^{2} F_{\sigma\rho}^{1} - k_{1k} F_{\alpha\beta}^{1} F_{\sigma\rho}^{2} \right) + \varepsilon_{\sigma k\alpha\beta} \left( -\kappa_{1\rho} F_{2}^{\nu\rho} F_{1}^{\alpha\beta} + \kappa_{2\rho} F_{1}^{\nu\rho} F_{2}^{\alpha\beta} \right) \right] \right)^{(2)}$$

Из (2) следует, что в системе покоя частицы и в приближении импульса отдачи получим:

$$M(\gamma_{E_{2}})+M(\gamma_{M_{2}})=2i\pi\left(\gamma_{E_{2}}\chi_{2}^{+}\left\{\omega_{1}\left(\overrightarrow{\sigma e}^{(\lambda_{1})}\right)\left(\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\left[\overrightarrow{k_{2}}\overrightarrow{k_{1}}\right]\right)+\omega_{2}\left(\overrightarrow{\sigma e}^{(\lambda_{2})*}\right)\left(\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})*}\left[\overrightarrow{k_{2}}\overrightarrow{k_{1}}\right]\right)-\omega_{2}\left(\overrightarrow{\sigma k_{2}}\right)\left(\overrightarrow{k_{1}}\left[\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})}\right]\right)\right)\chi_{1}-\gamma_{M_{2}}\chi_{2}^{+}\left\{\omega_{1}\left(\overrightarrow{\sigma k_{2}}\right)\left(\overrightarrow{k_{2}}\left[\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})}\right]\right)+(3)\right)+\omega_{2}\left(\overrightarrow{\sigma k_{1}}\right)\left(\overrightarrow{k_{1}}\left[\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})}\right]\right)-\omega_{2}\left(\overrightarrow{k_{1}}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\right)\left(\overrightarrow{\sigma k_{1}}\left[\overrightarrow{k_{1}}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})}\right]\right)-\omega_{1}\left(\overrightarrow{k_{2}}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{1})}\right)\left(\overrightarrow{\sigma k_{2}}\left[\overrightarrow{k_{2}}\overrightarrow{e}^{(\lambda_{2})*}\right]\right)\right)\chi_{1}\right).$$

По виду выражение (3) после определенных преобразований совпадает со структурой  $M(\gamma_{E_2}) + M(\gamma_{M_2})$ , приведенной в работах [2, 3].

Из анализа уравнений (1) и (2) для амплитуд комптоновского рассеяния на нуклоне следует:

1) в обеих амплитудах выполняется условие перекрестной симметрии;

2) в соотношениях (1) и (2) выполняется условие инвариантности относительно инверсии пространства;

3) вклад спиновых поляризуемостей в амплитуды комптоновского рассеяния на нуклоне начинается с третьего порядка по энергии фотонов.

Таким образом, на основе релятивистских свойств, Р-преобразований, а также перекрестной симметрии и алгебры операторов спина, определены ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния, согласующиеся с низкоэнергетическими теоремами.

- Andreev V. V. Covariant equations of motion of a spin ½ particle in an electromagnetic field with allowance for polarizabilities / V. V. Andreev, O. M. Deryuzhkova, N. V. Maksimenko // Russ. Phys. Journ. 2014. Vol. 56. № 9. P. 1069–1075.
- [2] Low-energy Compton scattering of polarized photons on polarized nucleons / D. Babusci [et al.] // Phys. Rev. 1998. Vol. C58. № 2. P. 1013–1041.
- [3] Levchuk M. I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M. I. Levchuk, A. I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A674. – P. 449–492.

УДК 539.123.6

#### Новые роли нейтрино

В. В. Гилевский, <u>И. С. Сацункевич</u> ОИЭЯИ-Сосны, НАН Беларуси, ул. <u>Красина 99, Минск 2</u>20109, Беларусь

#### Аннотация

Нейтрино – частица Стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц, но ее свойства явно выходят за рамки СМ: массы и осцилляции. Поэтому дальнейшее детальное изучение свойств нейтрино сулят обнаружение физики вне СМ. Источников нейтрино много, но среди них сейчас можно выделить ядерные реакторы, испускающие огромные потоки электронных антинейтрино. Регистрация этих потоков служит двум целям: обнаружение новых характеристик нейтрино и постоянное слежение за работой реактора. Обе задачи возможно осуществлять на небольших, ~ 1 м<sup>3</sup> регистрирующего вещества, детекторах.

Введение. Большой адронный коллайдер (БАК) в 2012 году обнаружил бозон Браута-Энглера-Хиггса с массой 125.0  $\pm$  0.21  $\pm$  0.01 ГэВ. Этим событием завершился длительный, почти полувековой, поиск элементарных составляющих Стандартной модели (СМ) элементарных частиц, исключая пока не найденный возможный аксион. Никаких новых фундаментальных открытий с тех пор на БАК не удалось сделать. Возможно, в области энергий 13-14 ТэВ начинается пустыня любых новых образований физики элементарных частиц вплоть до неизмеримой планковской области энергий. Но СМ явно не полна, оставив после себя массу существенных проблем. В этой ситуации вырисовываются два пути дальнейших поисков физики вне физики СМ. Первый – продолжение исследований на БАК свойств скалярного бозона, t-кварка и других элементарных составляющих СМ. Второй – оформление обширной программы исследования свойств нейтрино, ибо нейтрино, будучи частицей СМ, обладает свойствами несомненно выходящими за рамки СМ: ненулевыми массами и осцилляциями между разными ароматами частиц. Поэтому дальнейшее изучение свойств нейтрино от разных источников сулит обнаружение путей обобщения СМ и физики вне физики СМ. Одним из таких источников является большое количество (порядка 450) работающих на Земле ядерных реакторов, испускающих огромные потоки электронных антинейтрино с энергиями до полутора десятков МэВ. При их изучении возможно открытие 2-3 совершенно новых характеристик нейтрино типа майорановской или дираковской природы, а также возникают перспективы создания нового метода слежения за состоянием ядерных реакторов в процессе его работы – метода нейтринной спектроскопии, предложенного ещё в СССР исследователями из института им. Курчатова. Мы считаем, что не следует пренебрегать этими возможностями в Беларуси ввиду предстоящего ввода в действие двух мощных ядерных реакторов.

Основные характеристики источников нейтрино. Нейтрино в современной СМ играет особую роль. К ним относятся слабо взаимодействующие нейтральные фермионы и анти-фермионы, пока различающиеся лептонными квантовыми числами: электронным, мюонным и таонным. Особенность нейтрино заключается в том, что они, будучи элементарными составляющими СМ, имеют свойства запрещённые СМ. Кроме того вокруг нас существуют большие их количества, трудно обнаружимые из-за слабого их взаимодействия с другими лептонами, промежуточными векторными бозонами, скалярным полем и кварками. Источники нейтрино можно разделить на 3 группы. Первая группа представляет собой космические нейтрино. Вторая – нейтрино от радиоактивных  $\beta$ -распадов в Земле. Третья включает искусственно произведенные нейтрино: ядерные реакторы дают потоки  $\bar{\nu}_e$ , а ускорители производят нейтрино и антинейтрино, в основном мюонные и электронные. Первые две группы образуют 4 разных источника. Первый – космологические или

реликтовые нейтрино всех ароматов. Они рождаются во время горячего Большого взрыва. Теперь они остыли до температуры порядка 2 К, а из количество характеризуется числом порядка 300 штук в см<sup>3</sup>. Их существование предполагается обнаружением реликтовых фотонов. Но прямой поиск такого реликта очень труден, тем не менее действуют несколько установок по их поиску. Второй источник рождения  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  звёзды. Солнце даёт пример такого термоядерного синтеза, их производящего. Гравитационный коллапс звёзд, истощивших свои энергетические запасы, даёт пример 3-го источника  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  при аннигиляции звездой всех своих ядер вплоть до железных. Такой коллапс рождает е, *π*-мезоны,  $\mu$ -мезоны, K-мезоны, распады которых и дают разные  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ . Сверхновые типа Ia при своем взрыве также рождают большие потоки нейтрино с энергией до нескольких десятков МэВ. Третий источник космических нейтрино представляет собой взаимодействие космических лучей с атмосферой и веществом Земли. Четвёртый – активные ядра галактик. Все эти и не упомянутые прямо  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  имеют очень широкие спектры по потокам и энергиям. По энергиям они покрывают области от  $\mu$ эВ до ЕэВ ( $10^{-6} \div - 10^{19}$  эВ), а область потоков распространена от  $10^{-27}$  до  $10^{22}$  (см<sup>2</sup> ster MэB)<sup>-1</sup>, т.е. области по  $10^{24}$  и  $10^{48}$  порядков величины. Поэтому есть широкие возможности выбирать места и методы измерения свойств uв согласии с целями исследований. Нейтрино и фотоны пока являются наиболее многочисленными частицами во Вселенной, лишь частицы тёмной материи при их регистрации, по видимому, смогут конкурировать с числом  $\nu$  и  $\gamma$ . К тому же, реликтовые  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , вероятно, являются старейшими частицами Вселенной, после гравитонов.

Спектры  $\bar{\nu}_e$  от ядерных реакторов. Ядерные реакторы при своей работе и даже после остановки дают огромные потоки  $\bar{\nu}_e$ , превышающие вблизи реакторов (10-200 м) потоки солнечных  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ . К примеру, первый блок БелАЭС на расстоянии около 10 м от реактора даст поток в 5,36  $\bar{\nu}_e$  в секунду на квадратный сантиметр. Антинейтрино от реакторов имеют лишь один существенный недостаток по сравнению с  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  разных ароматов от столкновения пучков ускорителя с веществом мишени. На них изучение свойств СРсимметрии лептонного сектора существенно ограничено начальными  $\bar{\nu}_e$ . Поэтому лишь совместная реакторно-ускорительная международная программа способна раскрыть все загадки нейтрино. Но потоки  $\bar{\nu}_e$  от реакторов несут на себе сведения о работе реактора и составе топлива, если можно будет полностью реализовать достоинства антинейтринной спектроскопии, как это предложил А.А.Боровой и Л.А.Микаэлян в середине 70-х годов прошлого столетия.

Выводы. Кажется, что нейтрино готово открыть дверь в новую физику, физику вне CM, BSM. Человечество сейчас обладает большим набором рождения этих загадочных частиц, большими возможностями изучать их взаимодействие с остальными частицами CM и свойства этих взаимодействий. Нейтринная программа на 2020-2035 годы вполне может конкурировать с программой использования БАКа для поиска BSM. Более того, нейтрино может стать локомотивом физики элементарных частиц в прикладном аспекте – изучении поведения и внутренностей реактора без вмешательства в его работу, даже определяя количество наработанного плутония. Есть перспективы и в исследовании внутреннего строения Земли и даже фантастические возможности коммуникации с подводными лодками в глубинах океанов.

#### Литература.

- 1. L.A. Mikaelyan, conf. Neutrino-77, 1978 v.2, p.383.
- 2. B.R. Davis, P. Vogel, F.M. Mann, P.E. Scharter, Phys.Rev. -1979 v.19, p.2250.
- 3. Th.A. Mueller et al., Phys.Rev. 2011 v.83, p.054615-1-17.
- 4. P. Huber, Phys.Rev. 2011 v.84, p.024617-1-16; err. 2012 ibid. v.85, p.099901.

И.Д.Феранчук<sup>1</sup>, В.Г.Барышевский<sup>2</sup>, О.Д.Скоромник<sup>3</sup>

#### ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ КРАЙНЕ-АСИММЕТРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

feranchuk@bsu.by

<sup>2</sup> Институт ядерных проблем, Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

#### bar@inp.by

<sup>3</sup> Max Planck Institute for Nuclear Physics, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, Germany ods@mpi-hd.mpg.de

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) представляет собой хорошо известный механизм испускания фотонов заряженной частицей, движущейся в кристалле [1]. В силу его качественных особенностей, таких как высокая спектральная яркость и возможность плавной перестройки частоты излучения простым поворотом кристалла, ПРИ рассматривается в качестве физической основы для разработки лабораторного источника квази-монохроматических рентгеновских пучков, существенных для ряда приложений. Оптимизация параметров ПРИ позволяет достигнуть яркости, сравнимой с другими типами источников, использующихся в рентгеновском имеджинге [2].

Дополнительные возможности по увеличению интенсивности ПРИ связаны с выбором оптимальной геометрии эксперимента. В частности, в работе [3] было показано, что спектральная плотность ПРИ может быть увеличена за счет уменьшения поглощения излучения вследствие динамических эффектов при дифракции. Однако эти эффекты незначительно влияют на полное число фотонов.

В настоящей работе мы рассматриваем такую геометрию, при которой изменяется интегральное число квантов в пике ПРИ. Дело в том, что в большинстве экспериментов по исследованию ПРИ пучок электронов направлялся под достаточно большим углом к поверхности кристалла с толщиной L (геометрия на прохождение). В этом случае кинематическая модель предсказывает, что интенсивность ПРИ пропорциональна меньшей из двух величин: толщины кристалла L и длины поглощения  $L_a$  в кристалле излучения с частотой, соответствующей пику ПРИ. В рентгеновском диапазоне, как правило,  $L_a << L$ , так что в формировании пика ПРИ участвует только небольшая часть траектории электрона.

В то же время в первых экспериментах по обнаружению ПРИ [4] была использована скользящая геометрия, когда пучок электронов двигался в кристалле

параллельно его поверхности, а испускаемое излучение было направлено по нормали к этой поверхности. При теоретической интерпретации результатов этого эксперимента была использована динамическая теория дифракции в крайне асимметричной геометрии и показано, что интенсивность ПРИ в этом случае определяется всей длиной кристалла, несмотря на условие L<sub>a</sub><< L.

Однако в этой работе не был проведен детальный анализ тех требований к параметрам пучка электронов и кристалла, при которых интенсивность ПРИ может существенно увеличиться по сравнению со случаем геометрии на прохождение. В настоящей работе проведен качественный анализ этого эффекта и получено его описание на основе строгой теории ПРИ, основанной на динамической теории дифракции [1]. Количественные оценки соответствуют параметрам пучка на ускорителе в Майнце, на котором было выполнено одно из наиболее полных исследований характеристик ПРИ.

[1] Baryshevsky V.G. Parametric X-Ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. / V. G. Baryshevsky, I. D. Feranchuk, and A. P. Ulyanenkov// Berlin,Springer,2005

[2] Hayakawa Y. Simulations to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system/ Y. Hayakawa, I. Sato, K. Hayakawa, and T. Tanaka// NIM B. – 2005. – V. 227. – P. 32.

[3] Ahmadi A. Increase of the parametric X-ray intensity due to the Borrmann effect/ A.Ahmadi, I.D.Feranchuk// NIM B. -2013. -V. 311 - P. 78

[4] Baryshevsky V.G. Theoretical Interpretation of Parametric X-ray Spectra, V. Baryshevsky, I. Feranchuk, A. Grubich, and A. Ivashin // NIM A. – 1986. – V. 311 – P. 78

УДК 539.143.43

В. М. Колесенко, Г. А. Русецкий

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СИГНАЛОВ ОДНОИМПУЛЬСНОГО СПИНОВОГО ЭХА ЯДЕР <sup>55</sup>Mn В МАНГАНИТАХ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЕ ОТ ВЕЛИЧИНЫ СПИН-СПИНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ЕЕ КОМПОНЕНТАМИ

ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, 220072 Минск,

Беларусь

#### koles@physics.by

Эффективным способом исследования магнитных свойств манганитов является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В этих материалах были обнаружены линии ЯМР <sup>55</sup>Mn от локализованных ионов Mn<sup>4+</sup>, Mn<sup>3+</sup> и Mn<sup>2+</sup>, которые соответствуют ферромагнитной изолирующей фазе, и обменная линия Mn<sup>4+</sup>, Mn<sup>3+</sup>, связанная с ферромагнитной металлической фазой [1]. Кроме того, было установлено, что в областях с разными локальными характеристиками в большом температурном интервале наблюдается дополнительная фазовая сепарация ферромагнитной металлической фазы.

Для регистрации спектра ЯМР <sup>55</sup>Мп образцов La<sub>1-x</sub>Ca<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> в [1] был использован метод двухимпульсного спинового эха. Наряду с этим методом спектр ЯМР можно также исследовать с помощью сигналов одноимпульсного эха (ОЭ), которые свободной прецессии после воздействия генерируются В сигнале одного радиочастотного (РЧ) импульса [2]. В настоящее время свойства сигналов ОЭ, генерирующихся в неоднородно уширенных ядерных двухуровневых системах в однокомпонентных средах, хорошо изучены [2]. Однако, особенности поведения сигналов ОЭ в многокомпонентных средах со спин-спиновым взаимодействием между компонентами пока не выяснены.

В рамках изинговского взаимодействия опишем две неоднородно уширенные двухуровневые ядерные подсистемы с центральными частотами переходов  $\omega_{01}$ ,  $\omega_{02}$  ( $\omega_{01} < \omega_{02}$ ), которые возбуждаются импульсным переменным электромагнитным полем несущей частоты  $\omega$  и исследуем зависимость динамики  $\upsilon_1$  и  $\upsilon_2$  – сигналов ЯМР поглощения ядерных подсистем от константы k спин-спинового взаимодействия.

На рисунке 1а показано, что поведение сигнала свободной прецессии, рассчитанного при k=0, хорошо коррелирует с динамикой такого же сигнала, аналитически описанного [3] и экспериментально наблюдаемого на протонах в толуоле [4]. По мере увеличения взаимодействия между ядрами Mn 1-ой и 2-ой подсистем усиливается влияние их колебаний друг на друга, приводящее к дополнительному сбою фазы этих осцилляций.

При этом более сильные колебания 1-ой подсистемы будут вызывать более сильный разброс фаз слабых осцилляций 2-ой подсистемы. Вследствие этого, с увеличением взаимодействия между ядерными подсистемами амплитуда более слабого из двух формирующихся сигналов ОЭ уменьшается быстрее до полного ее гашения (рис. 1с).



Рис. 1. Сигнал свободной прецессии от двух ядерных систем (серая сплошная линия), от 1 – ой системы (сплошная черная линия) и от 2 – ой системы (пунктирная черная линия) в ФМФ в манганитах при  $\omega_1\eta_{1,2}=35\pi$ ;  $\delta_1t_1=61$ ;  $\delta_2t_1=174$ ;  $\sigma t_1=15$ ;  $kt_1\upsilon_0=0$  (a); 4 (b); 8 (c), где  $\sigma$  - полуширина неоднородного уширения ядерных подсистем;  $t_1$  - длительность РЧ импульса  $\delta_j = \omega_{0,j} - \omega$ ;  $\upsilon_0$  - равновесная результирующая намагниченность ядерных подсистем.

Таким образом, в манганитах с увеличением взаимодействия между ядерными подсистемами двух компонент ферромагнитной металлической фазы в сигнале свободной прецессии, генерирующегося после воздействия радиочастотного импульса, амплитуда более слабого из двух формирующихся сигналов одноимпульсного эха уменьшается быстрее до полного ее гашения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф16MC-013). Авторы выражают благодарность за ценные советы при подготовке работы А.П. Сайко и Г.Г. Федоруку.

[1] Мазур А.С. Влияние постоянного магнитного поля на фазовую сепарацию ферромагнитной фазы в манганитах по данным ЯМР <sup>55</sup>Mn. / А.С. Мазур // ФТТ. - 2012. – т. 54, №11. – С. 2089.

[2] Кузьмин, В.С. Резонансное возбуждение одноимпульсного ядерного спинового эха в магнитоупорядоченных средах. / В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко // ЖПС. – 2009.- Т.76, №3.- С.387.

[3] Кузьмин В.С. Влияние структуры неоднородно уширенной линии ЯМП на форму сигнала свободной прецессии. / В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко // ЖПС. - 2001. – Т. 68, №3. – С. 367.

[4] Kaiser R. The edge echo. / R. Kaiser // J. Magn. Res. - 1981. - V. 42. - P. 103.

#### Geometric setting of the Finslerian spectral Cartan problem in the physics of Langmuir monolayers

<sup>1</sup> University Politehnica of Bucharest, 313 Splaiul Independentei, Faculty of Applied Sciences, RO-060042, Bucharest, Romania; <u>vladimir.balan@upb.ro</u>

<sup>2-3</sup> Belarusian State University, Nezavisimosty Ave 4, 220030, Minsk, Belarus;

grushevskaja@bsu.by, nina-kr@tut.by

Key-words and phrases: Finsler structures, *n*-way arrays, symmetric covariant tensors, *Z*-spectra, *H*-spectra, Cartan tensor, geometric invariance, fundamental tensor field. M.S.C. 2010: 53B40, 53C60, 65F30, 15A18, 15A69.

Finsler metrics provided in the last decade significant models for General and Special Relativity (the Pavlov-Chernov and Bogoslovsky SRT *m*-th root and the Roxbourgh spherical symmetric models), for ecology (P.L. Antonelli &al.), and HARDI biology (Higher Angular Resolution Diffusion Imaging, introduced by L. Astola & al.). Recently, applications have been jointly developed by the Belarus and Romanian teams, providing anisotropic Finslerian models in the physics of Langmuir monolayers [2-5].

In the present work, we first present a brief survey of results from the spectral theory of covariant symmetric tensors - regarded as *n*-way arrays - which mainly rely on the fundamental geometric objects from anisotropic geometric models. These objects are provided by pseudo-norms and play a major role in describing anisotropic metric structures. Their spectral data describe properties of the indicatrices associated to the norms, point out their asymptotic properties, and allow to derive best rank-I approximations - which provide simpler consistent estimates for the original anisotropic structures. We investigate the spectral data, with focus on the metric and Cartan tensor fields of the Finsler-Langmuir structure, and provide a natural invariant extension of the spectral equations.

**1. Finsler spaces - brief account.** An *n*-dimensional Finsler or pseudo-Finsler space (M, F), consists of a manifold M and a smooth non-negative function F (called *Finsler norm*) defined on TM, which satisfies the following requirements:

a) *F* is continuous, smooth on the slit tangent space;

b) F is positive homogeneous in the directional argument y, and

c) the halved y-Hessian of  $F^2$ , the fundamental metric tensor field is positive-definite.

These assumptions may still be relaxed, by dropping the positivity, reducing the domain, and by replacing the positive-definiteness with the non-degeneracy and stable signature. Let further

$$g_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F^2}{\partial y^i \partial y^j}$$

be the components of the Finsler metric tensor and let

$$C_{ijk} = \frac{1}{4} \frac{\partial^3 F^2}{\partial y^i \partial y^j \partial y^k}$$

be the coefficients of the Cartan symmetric tensor. Due to the positive 1-homogeneity of F, by using the Euler relations, one has, for y-defined flagpole, the relations:

$$C_{ijk}y^k = 0;$$
  $g_{ij}y^j = F \frac{\partial F}{\partial y^i}$ 

It is known that the role of the Cartan tensor is important for identifying the particular structure of a Lagrange space (M, L), since for

$$C_{ijk} = \frac{1}{4} \frac{\partial^3 L}{\partial y^i \partial y^j \partial y^k}$$

completely symmetric and satisfying the property of null y 1-index transvection, the space becomes Finsler, and for a Finsler space with  $C_{ijk} = 0$ , the space is Riemannian (or, in the case of pseudo-Finsler spaces – pseudo-Riemannian).

## 2. Spectral theory of covariant symmetric tensors and its geometric extension, applied to the Langmuir Finsler structure

For a real *m*-covariant symmetric tensor field *T* on the flat manifold  $V=\mathbf{R}^n$ , we say that a real  $\lambda$  a *Z*-eigenvalue that a vector *y* is an associated *Z*-eigenvector to  $\lambda$ , if they satisfy the system:

$$Ty^{m-1} = \lambda y; \quad g(y,y) = 1,$$

where we denoted with g the Euclidean metric, and

$$Ty^{m-1} = \sum_{i,i_2,\ldots,i_m \in \overline{1,n}} T_{ii_2\ldots i_m} y_{i_2}\ldots y_{i_m} \cdot dx^i$$

In the complex case, one calls  $\lambda$  and *y E*-eigenvalue and *E*-eigenvector, respectively. L. Qi defined as alternative for spectral objects the *H*-eigenvalue  $\lambda$  and its *H*-eigenvector, a real number  $\lambda$  and a vector *y* which satisfy the homogeneous polynomial system of order *m*-1:

$$(Ty^{m-1})_k = \lambda(y_k)^{m-1}$$

In the complex case,  $\lambda$  and y are called N-eigenvalue and N-eigenvector, respectively.

Regarding the spectra consistency, it is known that the Z- and the H-spectra are nonempty for even symmetric tensors, and that a symmetric tensor T is positive definite/semi-definite iff all its H- (or Z-) eigenvalues are positive/non-negative.

Details on asymptotic rays, recession vectors, degeneracy sets, the best rank-I approximation and the Z- and H-spectral eigendata for various Finsler metrics (Berwald-Moor, Chernov and Bogoslovsky *m*-th root relativistic models) can be found in the article [1].

Starting with 2012, there was studied the relevance of eigendata of the metric and Cartan tensors of the Langmuir-Finsler structure within the physics of monolayers where, in the framework of the classic theory for fields on the interphase boundary of a mono-molecular 2D-system [1-3, 4-5, 9], the natural Finsler structure and its related main symmetric fields were examined from the multilinear N-way algebraic approach [7, 8, 10].

In the present work we extend the classical local approach to the geometric ansatz of the *Z*-eigensystem, which provides globally defined *Z*-eigenvalues and the corresponding eigenspaces, by means of the highly non-linear system of equations:

$$C \bullet y^2 = \lambda \cdot g \bullet y, \ g \bullet y^2 = a, \ a \in \mathbf{R}$$

where g is the Finsler tensor field, considered at fixed flagpoles harmonically distributed over the Finslerian indicatrix. It should be noted that, compared to the Euclidean framework, these relations exhibit invariance relative to coordinate transformations.

As application, we examine, discuss and illustrate the extended Z-eigendata of the Cartan tensor for the Langmuir Finsler structure, and emphasize that while the Z-eigenproblem produces global information, the *H*-eigenproblem exhibits a strong local character.

#### References

- V. Balan, Spectra of multilinear forms associated to notable m-root relativistic models, Linear Algebra and Appl. (LAA), 436, 1, 1 (2012), 152-162.
- [2] V. Balan, G. Bogoslovsky, S. Kokarev, D. Pavlov, S. Syparov, N. Voicu, Geometrical models of the locally anisotropic Space-Time, Hypercomplex Numbers in Geom. Phys., Moscow, 1 (15), 8 (2011), 4-37.
- [3] V. Balan, H. V. Grushevskaya, N. G. Krylova, Spectral properties of the Finslerian symmetric forms in the physics of Blodgett-Langmuir monolayers, The Int. Conf. D.G.D.S., 28 August 3 September 2016, Mangalia, Romania.
- [4] V. Balan, H. V. Grushevskaya, N. G. Krylova, M. Neagu, A. Oana, On the Berwald-Lagrange scalar curvature in the structuring process of the LB-monolayer, Applied Sciences 15 (2013), 30-42.
- [5] V. Balan, H. Grushevskaya and N. Krylova, Finsler geometry approach to thermodynamics of first order phase transitions in monolayers, Differential Geometry - Dynamical Systems, 17 (2015), 24-31.
- [6] D. Bao, S.-S. Chern, Z. Shen, An Introduction to Riemann-Finsler Geometry, Springer-Verlag, 2000.
- [7] A. Cichocki, Era of big data processing: a new approach via tensor networks and tensor decompositions, arXiv:1301.6068 (2014)
- [8] L. de Lathauwer, B. de Moor, J. Vandewalle, A multilinear SVD, SIAM J. Matrix Anal. Appl. 21 (2000), 1253-1278.
- [9] M. Neagu, N. G. Krylova, H. V. Grushevskaya, Jet theoretical Yang-Mills energy in the geometric dynamics of a 2D-monolayer, J. Math. Phys. 54 (2013), 1-14.
- [10] G. Zhou and A. Cichocki, Fast and unique Tucker decompositions via multiway blind source separation, Bulletin of Polish Academy of Science, 60, 3 (2012), 389-407.

#### Ю. А. Гришечкин, В. Н. Капшай

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА С ЗАПИРАНИЕМ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

#### Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь ygrishechkin@rambler.ru kapshai@rambler.ru

В работе рассмотрен метод численного решения в релятивистском конфигурационном представлении (РКП) [1] задачи о связанных состояниях на основании квазипотенциальных двухчастичных уравнений [1, 2] со взаимодействием, содержащим запирающее слагаемое. Уравнения, описывающие связанные *s* -состояния релятивистских систем двух скалярных частиц одинаковой массы *m* имеют вид [3]

$$\psi^{(j)}(\chi_q, r) = \int_0^\infty dr' G^{(j)}(\chi_q, r, r') V(r') \psi^{(j)}(\chi_q, r'), \qquad (1)$$

где  $\psi^{(j)}(\chi_q, r)$  – волновая функция,  $\chi_q$  – быстрота, связанная с энергией двухчастичной системы  $2E_q$  как  $2E_q = 2m\cosh\chi_q$ ,  $r \ge 0$  – координата в РКП,  $G^{(j)}(\chi_q, r, r')$  – парциальная функция Грина ( $\Phi\Gamma$ ), V(r) – потенциал взаимодействия между частицами. Индекс j соответствует одному из четырёх типов уравнений квазипотенциального типа [1, 2]: j=1 (j=3) – уравнению Логунова-Тавхелидзе (модифицированному), j=2 (j=4) – уравнению Кадышевского (модифицированному). Парциальные  $\Phi\Gamma$  имеют вид [3]

$$G^{(j)}(\chi_q, r, r') = G^{(j)}(\chi_q, r - r') - G^{(j)}(\chi_q, r + r'), \qquad (2)$$

где введены одномерные ФГ

$$G^{(1)}(\chi_q, r) = \frac{-i}{m \sinh 2\chi_q} \frac{\sinh(\pi/2 + i\chi_q)mr}{\sinh(\pi mr/2)},$$

$$G^{(1)}(\chi_q, r) = \frac{(4m \cosh\chi_q)^{-1}}{\cosh(\pi mr/2)} - \frac{i}{m \sinh 2\chi_q} \frac{\sinh(\pi + i\chi_q)mr}{\sinh(\pi mr)},$$

$$G^{(3)}(\chi_q, r) = \frac{-i}{2m \sinh\chi_q} \frac{\cosh(\pi/2 + i\chi_q)mr}{\cosh(\pi mr/2)}, \quad G^{(4)}(\chi_q, r) = \frac{-i}{2m \sinh\chi_q} \frac{\sinh(\pi + i\chi_q)mr}{\sinh(\pi mr)}.$$

В качестве потенциала рассмотрим выражение, широко используемое в квантовой механике, при моделировании энергетического спектра кваркония:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha}{r} + \sigma r, \qquad (3)$$

где  $\alpha$ ,  $\sigma$  – постоянные величины. При этом будем считать, что переменная r в формуле (3) – это координата в РКП.

Для нахождения численных решений уравнений (1) с потенциалом (3) был использован метод, который мы применяли при исследовании резонансных состояний на основе двухчастичных уравнений в РКП [4]. Используя квадратурные формулы, заменим интегралы в уравнениях (1) суммами. В результате мы получим однородные системы линейных алгебраических уравнений. Условие существования ненулевых

решений системы уравнений – равенство нулю детерминанта является условием квантования быстроты. Значения величины  $\chi_a$ , при которых это условие реализуется, дают спектр связанных состояний. На рисунках 1 приведены результаты вычислений при m = 1,  $\alpha = 0.51$  и двух разных значениях параметра  $\sigma$ . Линии на рисунке соответствуют нулям действительной и мнимой частям детерминанта. Точки пересечения этих линий соответствуют связанным состояниям (выделены кружками). Как видно на рисунке 1а, нули детерминанта расположены на вещественной оси быстроты. На рисунке 1b показано, что уменьшение значения параметра о приводит к перемещению части нулей на мнимую ось. Следует отметить, что в случае связанных состояний, образованных «незапирающими» потенциалами, например, потенциалом типа Кулона, нули детерминанта расположены на отрезке мнимой оси  $\chi_a = i w_a$ , где  $0 < w_a \le \pi/2$  [5]. Потенциал (3) содержит слагаемое  $\sigma r$ , которое приводит к эффекту «запирания», в результате чего нули детерминанта оказываются расположены на вещественной оси. С уменьшением значения параметра о действие «запирающего» слагаемого ослабевает, что, как видно на рисунке 1b, приводит к перемещению нулей, соответствующих первым связанным состояниям, на мнимую ось.



Рисунок 1 – Связанные состояния для потенциала (3): a)  $\sigma = 0.03$ ; b)  $\sigma = 0.01$ 

- [1] Кадышевский В.Г. Трёхмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел / В.Г. Кадышевский, Р.М. Мир-Касимов, Н.Б. Скачков // ЭЧАЯ. – 1972. – Т. 2, № 3. – С. 635–690.
- [2] Logunov A.A. Quasi-Optical Approach in Quantum Field Theory / A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze // Nuovo Cimento. 1963. V. 29, № 2. P. 380–399.
- [3] Kapshai, V.N. Relativistic two-particle one-dimensional scattering problem for superposition of  $\delta$ -potentials / V.N. Kapshai, T.A. Alferova // J. Phys. A. 1999. Vol. 32. P. 5329–5342.
- [4] Kapshai, V.N. Resonance states of the relativistic systems and covariant two-particle equation / V.N. Kapshai, K.P. Shilyaeva, Yu.A. Grishechkin // Проблемы физики, математики и техники. 2011. № 4 (9). С. 33 37.
- [5] Grishechkin, Yu.A. Numerical solution of relativistic problems on bound states of systems of two spinless particles / Yu.A. Grishechkin, V.N. Kapshai // Russian Physics Journal. – 2013. – Vol. 56, № 4. – P. 435–443.

УДК 530.12

С. О. Комаров<sup>1</sup>, А. К. Горбацевич<sup>2</sup>, А. Н. Тарасенко<sup>3</sup>

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ В СИЛЬНОМ ВНЕШНЕМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

staskomarov@tut.by

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

#### gorbatsievich@bsu.by

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

tarasenk@tut.by

Задача об изучении движения двойных звезд в сильных гравитационных полях интересна как с точки зрения астрофизики, так и с точки зрения проверки теорий гравитации. Многочисленные данных космических рентгеновских обсерваторий, таких как Chandra, XMM-Newton подтверждают наличие сверхмассивной черной дыры в центре нашей галактики [1], а также множества компактных связанных двойных систем из черных дыр и нейтронных звезд в окрестности Центра Галактики [2,3]. Основным источником информации о движении таких объектов для нас служит электромагнитное излучение. Здесь мы рассмотрим две основные его характеристики: красное смещение спектральных линий (используется при изучении движения обычных звезд), и задержку времени (используется при изучении движения пульсаров). С теоретической точки зрения обе эти характеристики представляют одну и ту же величину, так как однозначно связаны между собой следующим соотношением:

$$t_{TOA}^N = t_{TOA}^{N-1} + T_p(1+z)$$

Здесь  $t_{TOA}^N$  – время прихода N - го импульса о т пульсара к наблюдателю,  $T_p$  – период вращения пульсара в собственной системе отсчета, z – красное смещение регистрируемого излучения.

С целью теоретического описания движения двойной звезды, мы используем систему отсчета одиночного наблюдателя. Уравнения ее движения имеют следующий вид (см. [4]):

$$(m_1 + m_2)\frac{Du^i}{D\tau} = -\frac{1}{2c}R^i_{\ skm}u^s\varepsilon^{mkbn}M_bu_n - \frac{1}{3}h^i_s\frac{D}{D\tau}(R^s_{\ klm}Q^{kl}u^m),$$

где  $m_1$ ,  $m_2$  – массы компонент двойной системы,  $g_{ij}$  – метрический тензор,  $R^i_{klm}$  – тензор кривизны пространства-времени,  $u^i$  – 4-скорость центра масс двойной системы,  $\tau$  – собственное время ее центра масс,  $\varepsilon^{ijkl}$  – псевдотензор Леви-Чивита.  $g = det(g_{ij})$ ;  $h^i_s = g^i_s + (1/c^2)u^i u_s$  – проективный тензор (здесь с – скорость света в вакууме).  $M_a$  и  $Q_{ij}$  – 4-вектор собственного момента импульса и тензор квадрупольного момента двойной системы соответственно. Они удовлетворяют следующим соотношениям:  $M_i u^i = 0$  (Условие Пирани),

$$u^{i} = 0$$
 (Условие Пирани)  
 $Q_{ij} = Q_{ji}, Q_{ij}u^{j} = 0.$ 

Уравнения относительного движения компонент имеют вид:

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{d\tau} = -\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\varphi} + \boldsymbol{\Upsilon}) + 2\boldsymbol{\upsilon} \times \boldsymbol{\omega} + \mathbf{A}$$

Здесь  $\varphi$  – потенциал ньютоновского взаимодействия между компонентами системы,  $\nabla Y$  и  $2\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}$  имеют смысл центробежной силы и силы Кориолиса в выбранной системе отсчета соответственно, вектор **A** – описывает влияние взаимодействия дипольного и квадрупольного моментов системы с кривизной пространства-времени.

Нашей целью является построение метода, который бы позволил определить параметры движения двойной системы по известному красному смещению от одной из компонент двойной системы как функции времени. Аналогичная задача для случая слабого гравитационного поля рассмотрена в ряде работ (см. напр. [5,6]). Для красного смещения излучения от протяженного объекта во внешнем гравитационном поле вычисления дают следующую формулу (см. [7]):

$$1 + z = (1 + z_0) \left( 1 - \frac{d}{d\tau} (\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\varrho}) \right) + O \left( \frac{\varrho^2}{M^2}, \frac{\upsilon^2}{c^2}, \frac{\varrho \upsilon}{Mc} \right),$$

где  $z_0$  – красное смещение воображаемого источника, движущегося по геодезической таким образом, что мировые линии компонент двойной системы находятся в его малой окрестности. n – единичный вектор луча в точке испускания излучения, q – вектор, определяющий отклонение компонента системы от ее центра масс, они лежат на 3-х мерной пространственноподобной гиперповерхности  $X^{(4)} = const. q = |q|$  (см. [4,7]).

Предложенный в работе метод, позволяет восстановить параметры относительного движения компонент двойной звезды по красному смещению регистрируемого излучения.

- [1] Mark, R. The environment of the Galaxy's central black hole. / R. Mark and Morris/ The galactic black hole. Lectures on General Relativity and Astrophysics, edited by H. F. Falcke and F. W. Hehl. – 2003. – Ltd. – Pp 95-122.
- [2] Periz, K. Extended hard-X-ray emission in the inner few parsecs of the Galaxy. / K. Perez, et al// Nature (London). 2005. V520. 14353.
- [3] Gillesen, S. Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center. / S. Gillesen, et al// Astrophys. J. – 2009. – V692. – Pp. 1075-1109.
- [4] Gorbatsievich, A. Optical appearance of a compact binary system in the neighbourhood of supermassive black hole. / A. Gorbatsievich, S. Komarov, A. Tarasenko// Astrophys. J. – 2017. – arXiv:1702.08381
- [5] Wang, Y. Strong field effects on pulsar arrival times: circular orbits and equatorial beams. / Yan Wang, et al// Astrophys. J. – 2008. – V697. – Pp. 237-246.
- [6] Wang, Y. Strong field effects on pulsar arrival times: general orientations. / Yan Wang, et al// Astrophys. J. 2009. V705. Pp. 1252-1259.
- [7] Komarov, S. Time delay of radiation from pulsar in a binary system that moves in field of Schwarzschild black hole. / S. Komarov, A. Gorbatsievich, A. Tarasenko// Lithuanian Journal of Physics. – 2017. – V57 No2. – Pp. 88-93.

#### О. В. Веко, Я. А. Войнова, В.М. Редьков

#### ЧАСТИЦА СО СПИНОМ 1/2 И АНОМАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ: НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ, УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь vekoolga@mail.ru, voinyuschka@mail.ru, v.redkov@ifanbel.bas-net.by

Исследовано нерелятивистское приближение в релятивистском уравнении Дирака с дополнительным паулиевским членом взаимодействия в присутствии внешних электромагнитных и гравитационных полей [1]:

$$\left\{\gamma^{\alpha}[i(\partial_{\alpha}+\Gamma_{\alpha}+\frac{e}{\hbar c}A_{\alpha}]+\mu(-i\frac{e}{\hbar c}J^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}-\frac{1}{4}R)-\frac{mc}{\hbar}\right\}\Psi=0;$$

обобщенное уравнение Паули имеет вид

$$\left\{ i(\partial_0 + B_0 - ieA_0) - \mu e \sigma^l(x) H_l - \frac{\mu R}{4} \right) \right\} \Psi = -\frac{1}{2m} \times \sigma^l(x) \left\{ \partial_l + B_l - ieA_l - \frac{\mu e}{2} \sigma^l(x) E_l \right\} \sigma^k(x) \left\{ \partial_k + B_k - ieA_k + \frac{\mu e}{2} E_k \right\} \Psi,$$

 $A_0, A_l$  представляют электромагнитное поле, связности  $B_0, B_l$  обусловлены воздействием неевклидовой геометрии пространства, R – скалярная кривизна Риччи. Уравнение дор=пускает переход к случаю электрически нейтральной частиц, несущей только аномальный магнитный момент (нейтрон).

Выведено радиальное уравнение Паули, учитывающая присутствие внешнего кулоновского поля (используем обозначение  $\nu = j + 1/2 = 1, 2, 3, ...$ ):

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + 2mE + \frac{2m\alpha}{r} - \frac{\nu(\nu+1)}{r^2} + \frac{2\Gamma(\nu+1)}{r^3} - \frac{\Gamma^2}{r^4}\right)f = 0.$$

В нейтронном случае имеем более простое уравнение

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + 2mE - \frac{\nu(\nu+1)}{r^2} + \frac{2\Gamma(\nu+1)}{r^3} - \frac{\Gamma^2}{r^4}\right)f = 0.$$

Каждое из уравнений имеет две нерегулярные особе точки ранга 2 и принадлежит классу уравнений Гойна [2]. Построены решения Фробениуса этих уравнений, по методу Пуанкаре–Перрона исследована сходимость возникающих степенных рядов. Асимптотики указывают на возможность существования связанных состояний. Анализ поведения кривых эффективного импульса также подтверждает это: здесь возможна реализация ситуации с двумя физическими точками поворота.

[1] Редьков В.М. Поля частиц в римановом пространстве и группа Лоренца, Белорусская наука: Минск, 2009.

[2] Slavyanov S.Yu., Lay W. Special functions. A unified theory based on singularities. New York: Oxford University Press, 2000.

В. В. Андреев<sup>1</sup>, К. С. Бабич<sup>1</sup>, А. Ф. Крутов<sup>2</sup>

#### АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ В ВАРИАЦИОННЫХ ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

<sup>1</sup>Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины, ул. Советская, 109, 246019, Гомель, Беларусь <u>vik.andreev@gsu.by</u> <sup>2</sup> Самарский университет, ул. Академика Павлова, 1, 443011, Самара, Россия <u>krutov@ssau.ru</u>

Одной из основных задач квантовой механики является решение уравнения вида  $H\Phi = \left[ T(\mathbf{k}^2) + V(\mathbf{r}) \right] \Phi = E\Phi, \qquad (1)$ 

которое описывает систему двух частиц с энергией E, взаимодействие которых определяется потенциалом  $V(\mathbf{r})$ . Наиболее распространенным методом решения уравнения (1) является линейный вариационный метод. В этом подходе решение уравнения (1) сводится к задаче на собственные значения

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\ell m} a_{n\ell m} \left\langle \Psi_{n'\ell'm'} \left| H \right| \Psi_{n\ell m} \right\rangle \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\ell m} a_{n\ell m} \left\langle H \right\rangle_{n'\ell'm',n\ell m} = E a_{n'\ell'm'}$$
(2)

с использованием разложения исходной волновой функции (ВФ)  $\Phi$  по некоторому полному набору состояний "пробных" В $\Phi - \Psi$ :

$$\Phi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\ell m} a_{n\ell m} \Psi_{n\ell m} .$$
(3)

Для приближенного решения уравнения ряд (3) обрывают на некотором значении *N* и получают задачу на собственные значения

$$\sum_{n=0}^{N} \sum_{\ell m} a_{n\ell m} \langle H \rangle_{n'\ell' m', n\ell m} = \stackrel{\wedge}{E} a_{n'\ell' m'}$$

$$\tag{4}$$

для матрицы  $\langle H \rangle$ . Решение системы уравнений (4) позволяет найти верхние границы

 $\hat{E}$  энергетического спектра E для (1). Элементы матрицы  $\langle H \rangle$  с использованием пробных ВФ вида

$$\Psi_{n\ell m}(\mathbf{r}) = \psi_{n\ell}(r,\beta)Y_{\ell m}(\Omega_r), \ \bar{\Psi}_{n\ell m}(\mathbf{k}) = \bar{\psi}_{n\ell}(k,\beta)Y_{\ell m}(\Omega_k), \ d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$
(5)

представляют интегралы вида

$$\langle H \rangle_{\vec{n} \ell m, n\ell m} = \delta_{\ell, \ell'} \delta_{m, m'} \int_{0}^{\infty} \overline{\psi}_{\vec{n} \ell'}^{*}(k) T(\mathbf{k}^{2}) \overline{\psi}_{n\ell}(k) k^{2} dk + \int \Psi_{\vec{n} \ell m'}^{*}(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \Psi_{n\ell m}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$
(6)

Здесь  $\overline{\Psi}_{n\ell m}(\mathbf{k})$  фурье-образ ВФ  $\Psi_{n\ell m}(\mathbf{r})$ . Очевидно, что наиболее точного решения уравнения (1) необходимы матричные элементы, где *n* и *n'* достаточно велико. Поэтому важно найти аналитические выражения для интегралов входящих в (6), что и позволить находить энергетический спектр с высокой точностью.

Целью данной работы является расчет матричных элементов для потенциалов вида

$$V(\mathbf{r}) = r^{p} f(\Omega_{r}), \quad (p > -2), \tag{7}$$

где функция  $f(\Omega_r)$  представима в виде

$$f(\Omega_r) = \sum_{\ell=0}^k \sum_{m=-\ell}^\ell d_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega_r) , \qquad (8)$$

используя радиальные пробные ВФ псевдокулоновского типа

$$\psi_{n\ell}^{C}(r,\beta) = N_{n\ell}^{C} (2\beta)^{3/2} (2\beta r)^{\ell} e^{-\beta r} L_{n}^{2\ell+2} (2\beta r), \ N_{n\ell}^{C} = \sqrt{\frac{n!}{(n+2\ell+2)!}} .$$
(9)

Для пробных ВФ псевдокулоновского типа (9) потенциальная часть уравнения (6) с потенциалом (7) запишется в виде

$$\langle V(\mathbf{r}) \rangle_{\stackrel{'}{n\ell m', n\ell m}} = \langle r^{p} \rangle_{\stackrel{'}{n\ell', n\ell}} \langle f(\Omega_{r}) \rangle_{\stackrel{'}{\ell m', \ell m}}, \qquad (10)$$

где

$$< r^{p} >_{\vec{n}\ell',n\ell} = \int_{0}^{\infty} \psi_{\vec{n}\ell'}^{C}(r,\beta) r^{p} \psi_{n\ell}^{C}(r,\beta) r^{2} dr =$$
$$= N_{n\ell}^{C} N_{\vec{n}\ell'}^{C} (2\beta)^{\ell+\ell'+3} \int_{0}^{\infty} dr r^{\ell+\ell'+2+p} e^{-2\beta r} L_{n}^{2\ell+2} (2\beta r) L_{\vec{n}'}^{2\ell'+2} (2\beta r), \qquad (11)$$

$$\langle f(\Omega_{r}) \rangle_{\ell' m',\ell m} = \int d\Omega_{r} Y_{\ell' m'}^{*}(\Omega_{r}) f(\Omega_{r}) Y_{\ell m}(\Omega_{r}) =$$

$$= \sum_{\tilde{\ell}=0}^{k} \sum_{\tilde{m}=-\tilde{\ell}}^{\tilde{\ell}} d_{\tilde{\ell} \tilde{m}} \sqrt{\frac{(2\ell+1)(2\tilde{\ell}+1)}{4\pi (2\ell'+1)}} C_{000}^{\ell \tilde{\ell} \ell'} C_{m \tilde{n} m'}^{\ell \tilde{\ell} \ell'} .$$

$$(12)$$

После замены переменных  $z = 2\beta r$  в (11) приходим к выражению

$$< r^{p} >_{n \acute{\ell}, n\ell} = \frac{N_{n\ell}^{C} N_{n \acute{\ell}}^{C}}{\left(2\beta\right)^{p}} \int_{0}^{\infty} dz \, z^{\ell + \acute{\ell} + 2 + p} \, e^{-z} \, L_{n}^{2\ell + 2}(z) L_{n}^{2\acute{\ell} + 2}(z) \,. \tag{13}$$

Далее используя соотношение Чу-Вандермонде (Chu-Vandermonde) [1],

$$L_{n-1}^{\alpha}(z) = \sum_{j=1}^{n} \frac{(\alpha - \beta)_{n-j}}{(n-j)!} L_{j-1}^{\beta}(z), \qquad (14)$$

где  $(z)_N$  –символ Похгаммера и соотношение ортогональности для полиномов Лагерра получаем общее соотношение для интеграла (11)

$$< r^{p} >_{n^{i}\ell^{'},n\ell} = \frac{1}{\left(2\beta\right)^{p}} \sqrt{\frac{n^{'}!n!}{\left(n^{'}+2\ell^{'}+2\right)!\left(n+2\ell+2\right)!}} \times \\ \times \sum_{j=1}^{n+1} \frac{\left(\ell-\ell^{'}-p\right)_{n+1-j}\left(\ell^{'}-\ell-p\right)_{n^{'}+1-j}}{\left(n+1-j\right)!\left(n^{'}+1-j\right)!} \frac{\Gamma\left(\ell+\ell^{'}+p+2+j\right)}{\left(j-1\right)!}, \ n \le n^{'}.$$

$$(15)$$

Формула (15) обобщает соотношения работы [2], где вычисления были проведены для частных случаев с p = -1, p = 1 и  $\ell = \ell'$ .

[1] Градштейн, И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – 4-е переработанное. – Москва: Гос.изд-во физ.-мат. литературы, 1963. – 1110.

[2] Fulcher, L. P. Energies of quark - anti-quark systems, the Cornell potential, and the spinless Salpeter equation / L. P. Fulcher, Z. Chen, K. C. Yeong // Phys. Rev. -1993. - Vol. D47. - P. 4122–4132.

О.М.Бояркин, Г.Г.Бояркина

## Определение структуры нейтринного сектора в процессах распада бозона Хиггса с нарушением лептонного флэйвора

Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030, Минск, Беларусь boyarkin@front.ru

После открытия бозона Хиггса, следующий очевидный шаг - выяснить, является ли он элементарной или составной частицей, а также имеется ли физика вне стандартной модели (СМ), которая заключена в хиггсовском секторе. К настоящему времени считается, что СМ не является окончательной истиной, а есть не что иное как низкоэнергетическое приближение некой более точной теории. Поиски расширения СМ основаны на следующих факторах. СМ не дает удовлетворительного объяснения барионной асимметрии, малости массы нейтрино, величины наблюдаемого магнитного момента мюона, проблемы иерархии и т.д. Более того, среди частиц СМ нет кандидатов на частицы, входящие в состав холодной темной материи.

В будущих экспериментальных программах как на модернизированном Большом адронном коллайдере (БАК), так и на будущих линейных коллайдерах, будут определены все хиггсовские связи с гораздо большей точностью чем сейчас. При этом, особенно интересны процессы распада бозона Хиггса, идущие с нарушением лептонного флэйвора. Можно надеяться, что их изучение поможет нам выбрать истинную теорию электрослабых взаимодействий.

В данной работе мы представляем результаты по изучению распада бозона Хиггса по каналу

$$H \to \mu^+ + \tau^-. \tag{1}$$

Этот распад интенсивно изучается коллаборациями ATLAS и CMS. Полученные границы на брэнчинг этой реакции следующие [1-2]

$$Br(H \to \mu^+ + \tau^-) < 1.20 \times 10^{-2}$$
. (2)

СМ предсказывает нулевое значение для брэнчинга распада (1). Однако в некоторых расширениях СМ удается получить значение брэнчинга, близкое к экспериментальному. Одной из таких моделей и является лево-право симметричная модель (ЛПМ), которая основана на  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$  калибровочной группе. ЛПМ успешно объясняет многие пробелы СМ (подробное описание этой модели можно найти в [3]). Так, например, малость нейтринной массы следует из так называемого see-saw соотношения

$$m_{N_l}m_{\nu_l} = m_l , \qquad (3)$$

где  $m_{v_l}$  - масса обычного (легкого) нейтрино, а  $m_{N_l}$  - масса добавочного (тяжелого) нейтрино и  $l = e, \mu, \tau$ . В ЛПМ, точно также как и в СМ, нейтрино не являются физическими состояниями, а представляют собой их смеси. Так, например, в двухфлэйворном приближении для легких нейтрино мы имеем

$$v_e = v_1 \cos \theta + v_2 \sin \theta, \qquad v_\mu = -v_1 \sin \theta + v_2 \cos \theta$$

где  $\theta$  - угол смешивания между состояниями с определенными значениями массы. Аналогичное соотношение, но с другим углом смешивания, также справедливо и для тяжелых нейтрино. В работе [4] были проанализированы существующие эксперименты и было показано, что нижний предел на массу тяжелого нейтрино лежит на электрослабой шкале ( $m_{N_l} \leq 100$  ГэВ). Далее, мы будем ограничиваться двухфлейворным приближением и рассмотрим распад (1) в рамках ЛПМ.

В ЛПМ этот распад идет в третьем порядке теории возмущений. Имеется четыре диаграммы, три из которых дают пренебрежимо малый вклад. Доминирующий вклад определяется диаграммой, представленной на рисунке 1 с  $W_1$  бозоном в виртуальном состоянии.



Рис.1. Диаграмма Фейнмана для процесса  $H \to \mu^+ + \tau^-$ .

Показано, что при определенных значениях параметров ЛПМ, которые находятся в согласии с существующими экспериментами, можно получить значение брэнчинга (2). При этом возможны две ситуации.

В первом случае мы предполагаем, что константа взаимодействия бозона Хиггса с  $N_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$  нейтрино достаточно мала ( $\alpha_{HN_{\mu}\nu_{\tau}} \simeq 10^{-3}$ ). Тогда анализ полученных выражений приводит к следующей иерархии в секторе тяжелых нейтрино

 $N_1 \ll N_2.$ 

Во втором случае мы полагаем  $\alpha_{HN_{\mu}\nu_{\tau}} \simeq few \times 10^{-1}$ , что приводит к выводу о вырождении масс в секторе тяжелых нейтрино. Для обоих вариантов также находятся величи-ны углов смешивания.

[1] Khachatryan V. Search for lepton-flavour-violating decays of the Higgs boson/

V. Khachatryan [et al.] // Phys. Lett. B. – 2015. – Vol. 749. – P. 337-356.

- [2] Aad G. Search for lepton-flavour-violating  $H \rightarrow \mu \tau$  decays of the Higgs boson with the ATLAS detector/ G.Aad [et al.] // JHEP. 2015.- Vol.11.- P.211-230.
- [3] Boyarkin O.M. Advanced Particle Physics/ O.M.Boyarkin. London New York: CRC Press, 2011. - Vol.2. - 560 P.
- [4] Boyarkin O.M. Estimations of heavy neutrino masses and mixing in models with an extended Higgs sector/ O.M. Boyarkin G.G.Boyarkina//Phys. Rev. D. – 2004.- Vol.70.-P.113010- 113025.

УДК 539.1.01

#### Ю. П. Выблый<sup>1</sup>

#### ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОБСЕРВАТОРИЕЙ LIGO

#### <sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь Vyblvi@gmail.com

11 февраля 2016 года мировые информационные агентства сообщили 0 фундаментальном научном открытии экспериментальном обнаружении \_ гравитационных волн [1]. Ранее, 4 сентября 1015 года обновленная гравитационноволновая обсерватория aLIGO (Laser Interferometric Gravitational-wave Observatory), расположенная в США, зарегистрировала достоверный гравитационно-волновой всплеск. В течение последующих пяти месяцев проходила всесторонняя обработка сигнала и поиск его возможного источника. Было установлено, что пришедшая гравитационная волна возникла в результате слияния двух черных дыр с массами 29 и 36 солнечных масс, расположенных от нас на расстоянии примерно 1,3 миллиарда световых лет. На финальной стадии этого процесса за доли секунды сформировалась гравитационная волна с энергией, эквивалентной энергии трех солнечных масс (в соответствии с известным соотношением Эйнштейна  $E = mc^2$ ).

В июне ученые обсерватории aLIGO сообщили о регистрации второго всплеска, произошедшей 26 декабря 2015 года. Согласно астрофизическим расчетам, эта волна также была вызвана слиянием двух черных дыр с массами примерно 8 и 14 масс Солнца, которое произошло около 1,4 миллиарда лет назад. В результате слияния была высвобождена энергия, которая эквивалентна примерно одной солнечной массе и которая перешла в энергию гравитационных волн.

Наконец, 17 ноября 2017 года коллаборация LIGO совместно с итальянской обсерваторией Virgo сообщили о регистрации гравитационного всплеска, источником которого явился процесс слияния двух нейтронных звезд [2]. Данное событие явилось новым этапом в детектировании гравитационных волн. Во-первых, в нем принимали участие три удаленные друг от друга обсерватории (две в США и одна в Италии, что позволило значительно лучше, чем в предыдущих случаях, локализовать источник излучения). Во-вторых, был зафиксирован процесс слияния двух нейтронных звезд и, кроме того, в результате этого слияния было детектировано мощное гамма-излучение, изучение гамма-всплеск, так называемый природы которого представляет самостоятельный интерес.

В обзоре приведено описание истории поисков волн, описание гравитационноволновых обсерваторий и перспектив гравитациино-волновых экспериментов.

[1] B.P. Abbott. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration). Properties of the binary black hole merger GW150914. // Physical Review Letters. 2016.116, (6), 061102.

[2] B.P. Abbott. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral // Physical Review Letters, 2017. 119(16), 161101.

UDC 539.12

A. V. Tsytrinov<sup>1</sup> and A. A. Pankov<sup>1,2,3</sup>

## FIRST RESULTS ON DETERMINATION OF Z-Z' MIXING BASED ON LHC COLLISION DATA AT 13 TEV AND PREDICTIONS FOR RUN II

<sup>1</sup> Abdus Salam ICTP Affiliated Centre at Pavel Sukhoi Gomel State Technical University, Gomel, 246746, Belarus

pankov@ictp.it, tsytrin@rambler.ru

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University, Minsk, 220030, Belarus <sup>3</sup>Gelepov Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980,

Gelepov Laboralory of Nuclear Problems, Joini Institute Jor Nuclear Research, Dubha, 14 Russia

The exploration of electroweak boson pair production  $Z' \rightarrow W^+W^-$  provides a powerful test of the spontaneously broken gauge symmetry of the Standard Model (SM) and can be used to search for new phenomena beyond the SM [1]. Extra neutral gauge vector bosons Z' decaying to charged gauge vector boson pairs  $Z' \rightarrow W^+W^-$  are predicted in many scenarios of new physics, including models with an extended gauge sector (E<sub>6</sub>, LR, ALR, SSM). The diboson production allows to place stringent constraints on the Z-Z' mixing parameter  $\xi$  and Z' mass, M<sub>Z'</sub>. We present the Z' exclusion region in the  $\xi - M_{Z'}$  plane for the first time by using data comprised of pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV and recorded by the ATLAS and CMS detectors at the CERN LHC, with integrated luminosities of 36.1 and 35.9 fb<sup>-1</sup>, respectively. The exclusion region has been significantly extended compared to that obtained from the previous analysis performed with Tevatron data as well as with LHC data collected at 7 and 8 TeV. Also, we found that these constraints on the Z-Z' mixing factor are more severe than those derived from the global analysis of electroweak data indicated as EW in Fig.1. Further improvement on the constraining of this mixing can be achieved from the analysis of data to be collected at higher luminosity.

Here, we present an analysis of Z-Z' mixing in the process of W pair production. The analysis is based on preliminary pp collision data at a centre-of-mass energy  $\sqrt{s}=13$  TeV, collected by the ATLAS and CMS experiments at the LHC. We analyze the popular Z'<sub>SSM</sub> model and determine limits on its mass, M<sub>Z</sub>, as well as on the Z-Z' mixing angle. We present the Z' exclusion region in the  $\xi - M_Z$  plane for the first time by using these data. The exclusion limits represent a large improvement over previously published results obtained at the Tevatron, and also over precision electroweak data and results obtained from proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV and 8 TeV. These are the most stringent exclusion limits to date on the  $\xi - M_Z$  plane. Further improvement on the constraining of this mixing can be achieved from the analysis of data which will be collected at higher luminosity in the near future at Run II of the LHC.

In conclusion, if a new Z' boson exists in the mass range ~ 4 –5 TeV, its discovery is possible at the LHC in the Drell–Yan channel. Moreover, the detection of the  $Z' \rightarrow W^+W^-$  mode is eminently possible and would give valuable information on the Z-Z' mixing.



Figure 1. Z'<sub>SSM</sub> exclusion regions (indicated in grey) in the two-dimensional plane of  $(M_{Z'}, \xi)$  obtained from W pair production at CDF (Tevatron), precision electroweak (EW) data and preliminary LHC diboson production data. Left panel: ATLAS data for 36.1 fb<sup>-1</sup>, right panel: CMS data for 35.9 fb<sup>-1</sup>. Exclusion plots with 100 fb<sup>-1</sup> of data correspond to an extrapolation of the expected sensitivity that can be achieved from the analysis of data which will be collected at higher luminosity in the near future at Run II of the LHC (13 TeV).

Acknowledgments

This research has been partially supported by the State Programme of Scientific Research "Convergence-2020", Abdus Salam ICTP (TRIL Programme), Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research and Gelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

[1] For details of the analysis and original references, see

Osland P. Probing Z-Z' mixing with ATLAS and CMS resonant diboson production data at the LHC at  $\sqrt{s}=13$  TeV. / P. Osland, A. A. Pankov and A. V. Tsytrinov // Phys. Rev. D. – 2017. – v. 96. – P. 055040.

Г. В. Грушевская<sup>1</sup>, Л. И. Гурский<sup>2</sup>, Г. Г. Крылов<sup>1</sup>

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИРАКОВСКИХ ЗОН ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

grushevskaja@bsu.by

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П.Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь *lhur@bsuir.by* 

Сравнение *ab initio*-расчетов зонной структуры УНТ с экспериментальными данными, полученными методом сканирующей спектроскопии, показали согласие теоретических и экспериментальных данных по форме и относительной величине пиков [1]. Однако рассчитанные абсолютные значения энергии пиков оказываются значительно меньшими, чем значения энергии пиков по экспериментальным данным. Эти аномально большие значения обусловлены особыми электронными свойствами графена, скрученный лист которого представляет собой одностенную УНТ. К этим свойствам относятся явление слабой (анти)локализации и аномальное туннелирование с незатухающими модами [2]. Попытки теоретически описать аномальное туннелирование приводят к парадоксу Клейна. Спин-орбитальное взаимодействие электронов и дырок может влиять на параметры зонной структуры, но для УНТ оно оказывается слабым. В данной работе предложена модель дираковских зон одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) с учетом взаимодействия псевдо-спина и долинных токов. Зонная структура ОУНТ с геликоидальной спин-орбитальной структурой рассчитывалась в квазирелятивистском приближении самосогласованного поля Дирака-Хартри-Фока с учетом спин-орбитального взаимодействия. Полученные результаты зонных расчетов сравниваются с результатами зонных нерелятивистских расчетов с использованием схемы Слэтера – Костера для расчета электронной структуры ОУНТ. Зонная структура одностенных углеродных нанотрубок моделируется в приближении свернутых зон (zone-folding approximation) для графеновых л- и л\*-электронных состояний. Эти состояния получаются из графенового гамильтониана Н в приближении сильной связи. Проекцию квазиимпульса на направление вдоль УНТ обозначим через  $\vec{k}_{z}$ . Направление  $\vec{k}_{z}$  проходит вдоль линии ГКМ зоны Бриллюэна графена.

Для УНТ типа «зигзаг» энергетическая зона графена свернута вдоль направления  $\Gamma M$ . Точка  $\Gamma (k_z = 0)$  бриллюэновской зоны УНТ типа «зигзаг» соответствует точкам  $\Gamma$  и М бриллюэновской зоны графена. Компонента квазичастичного импульса  $\vec{k}_{\perp}$ , ортогональная проекции квазиимпульса  $\vec{k}_z$  на направление вдоль УНТ, определяется следующим выражением:

$$\vec{k}_{\perp} = m \left( \frac{\vec{k}_1}{n} + \frac{\vec{k}_2}{2n} \right),$$

где векторы  $\vec{k_1}$  и  $\vec{k_2}$  являются векторами обратной решетки графена. Согласно результатам расчета на рис. 1 для «зигзаг»-ОУНТ типа (3,0) – металлическая проводимость, а «зигзаг»-ОУНТ типа (4,0) имеет полупроводниковый тип проводимости.



Рис. 1. Энергетические зоны углеродной трубки (а) типа (3, 0) с зонным индексом v=1 и (б) типа (4, 0) с зонным индексом v=3, рассчитанные в модели безмассовых дираковских фермионов (кривые зеленого цвета), в приближении Дирака – Хартри – Фока (кривые синего цвета) и по схеме Слэтера – Костера (кривые красного цвета).

Дираковская точка (долина) K(K') бриллюэновской зоны графена всегда включается в разрешенные состояния УНТ типа «кресло». Поэтому трубки этого типа на рис. 2 всегда имеют металлический тип проводимости.



Рис. 2. Энергетические зоны углеродной трубки типа (15, 15), рассчитанные в модели безмассовых дираковских фермионов (кривые зеленого цвета), в приближении Дирака – Хартри –Фока (кривые синего цвета) и по схеме Слэтера – Костера (кривые красного цвета) с зонным индексом v=1, 3, 12 на графиках а – в, соответственно.

Таким образом, взаимодействие псевдо-спина с долинными токами приводит к появлению дискретных внутрищелевых состояний в согласии с экспериментальными данными.

[1] Reich S. Electronic band structure of isolated and bundled carbon nanotubes. / S. Reich, C. Thomsen, P. Ordejo'n // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P. 155411.

[2] Huertas-Hernando D. Spin-orbit coupling in curved graphene, fullerenes, nanotubes, and nanotube caps. / D. Huertas-Hernando, F. Guinea, A. Brataas // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – P. 155426.

УДК 621.039.587

Лэ Тхи Зиеу Хьен<sup>1</sup>, А. А. Хрущинский<sup>2</sup>, С. А. Кутень<sup>2</sup>

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДОВ В ТОКОВОМ РЕЖИМЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

<u>hienle.job@gmail.com</u> <sup>1</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь <u>kut@inp.bsu.by</u>, <u>arluchr@mail.ru</u>

Ионизационная камера деления (ИКД) широко используется как нейтронный монитор в медицинских установках, ускорителях, ядерных реакторах. Современные миниатюрные и субминиатюрные камеры выдерживают высокие температуры и радиационные нагрузки, что делает их пригодными для онлайн диагностики внутри реактора. В реакторах она применяется в целях непрерывного контроля их мощности по нейтронному потоку и исследования характеристик нейтронных полей. ИКД может работать в трех режимах: импульсном, токовом и флуктуационном (Campbell mode) режимах. При измерениях высокоинтенсивных нейтронных потоков (выше 10<sup>14</sup> нейтрон.см<sup>-2</sup>.c<sup>-1</sup>) обычно используется токовый режим камеры.

Зависимость тока от приложенного напряжения определяет вольтамперную характеристику прибора и ИКД на этой кривой находится на плато. Величина тока, деленная на величину потока нейтронов, определят чувствительность ИКД. Различные аспекты определения чувствительности ИКД исследовались в многочисленных публикациях. В ряде из них не учитывалось усреднение по заряду Z, массе M и энергии  $\varepsilon$  осколков деления, торможение которых в газе, наполняющем рабочий объем камеры, приводит к появлению тока при приложенном напряжении между электродами. В других же работах, где такое усреднение проводилось, задачи решались либо в модельных случаях, когда фрагменты испускаются строго перпендикулярно радиатору, либо использовано некорректное приближение для пространственного распределения начальной ионизации в рабочем объеме. Ниже самосогласованным образом устанавливается связь тока камеры с потоком нейтронов с учетом распределения электрического поля в объеме ИКД, принимая во внимание пространственный заряд.

Транспорт электронов (е) и ионов (і) в рабочем объеме ИКД описывается уравнением непрерывности для соответствующих частиц.

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + div i_e = S_e - L_e \qquad \frac{\partial N_i}{\partial t} + div i_i = S_i - L_i \tag{1}$$

где  $(N_e, N_i)$ ,  $(i_e, i_i)$  – плотность и плотность потока электронов и ионов, соответственно;  $S_e$ ,  $S_i$ ,  $L_e$ ,  $L_i$  – члены, описывающие их источник и потери. В цилиндрической камере деления электрическое поле E(r) подчиняется уравнению Пуассона:

$$div E = 4\pi e (N_i - N_e) \tag{2}$$

В стационарном режиме работы камеры не происходит вторичной ионизации газа в рабочем объеме, образующиеся ионы газа - однозарядные и число ионов и электронов равны:  $S_i=S_e=S$  Когда камера работает на плато вольт-амперной характеристики, начальная плотность ионизации  $N_0(r)$  выполняет роль источника S в уравнениях непрерывности (1):  $S=N_0(r)$ . Для него использовано корректное выражение, имеющее правильное поведение во всем рабочем объеме камеры, включая области вблизи обоих электродов. Оно включает в себя плотность ионизации в треке X(s), s – расстояние от точки старта фрагмента деления в газе до точки наблюдения. Источник S в уравнениях непрерывности, включающий величину X(s), рассчитан с помощью программы SRIM для расчета энергетических потерь ионов в веществе. Для усреднения источника по параметрам Z, M,  $\varepsilon$  фрагментов деления используется Монте-Карло программа GEF.

Распределения плотности ионов и электронов и электрического поля внутри активного объема получены для двух типов цилиндрических камер. Одна из них миниатюрная (поперечный размер активного объема существенно меньше средней длины свободного пробега фрагментов), используемая для контроля нейтронных полей в активной зоне реактора. Для второго типа указанные параметры одного порядка.

Для расчета обоих типов камер часто используют приближенную модель, когда плотность генерации пар ионов фрагментом считается постоянной X(s)=const вдоль трека. Использование этой модели оправдано для камер первого типа, однако для второго приводит к существенным ошибкам в оценке плотностей ионов и электронов и электрических полей внутри ИКД. Показано, что имеющийся в активном объеме пространственный заряд, который концентрируется у анода камеры, существенно искажает электрическое поле по сравнению с полем цилиндрического конденсатора.

Показано, что обычно используемое условие равенства нулю электрического поля на аноде для определения этой величины не является физически корректным, поскольку приводит к комплексным значениям электрического поля внутри активного объема камеры.

В пренебрежении процессами диффузии и рекомбинации ионов рассчитаны чувствительность и выходной ток камеры. В этом приближении выходные токи, для миниатюрной камеры [1] и камеры второго типа из [2], приведены в таблице 1 при заданной скорости деления  $\chi$ =1.48 10<sup>-15</sup> дел./с [2] в точной и приближенной (*X*(*s*)=const) моделях для тепловых нейтронов и нейтронов с типичным спектром ВВЭР реактора.

	Камера из [1]	Камера из [2],	Камера из [2],				
	тепловые нейтроны	тепловые нейтроны	ВВЭР спектр				
Приближенная модель $X(s)$ =const	3.40 10 <sup>-12</sup> A	1.73 10 <sup>-7</sup> A	1.92 10 <sup>-7</sup> A				
Точная модель	2.93 10 <sup>-12</sup> A	4.05 10 <sup>-8</sup> A	5.498 10 <sup>-8</sup> A				

Таблица1. Выходные токи ИКД из [1,2] для у=1.48 10<sup>-15</sup> дел/с

[1] Chabod S. Modelling of Fission Chambers in Current Mode– Analytical Approach / S. Chabod, G. Fioni, A. Letourneau, F. Marie // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. -2006. -N 566. -P. 633–653.

[2] Hadad K. and M. Hashemi. Analysis and optimization of a fission chamber detector using MCNP4C and Srim Monte Carlo codes / K. Hadad, M. Hashemi // Iranian Journal of Science & Technology, Transaction A, Vol. 33, No. A3.
УДК 539.1

#### В. В. Тихомиров

## О РАЗВИТИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЫХ ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫХ ЛИВНЕЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь <u>tikh@inp.bsu.by</u>

При попадании электронов (e<sup>-</sup>), позитронов (e<sup>+</sup>) и гамма-квантов ( $\gamma$ ) высоких энергий в вещество в нем развивается электрон-фотонный ливень из последовательных актов излучения гамма-квантов электронами и позитронами и рождения электронпозитронных пар (PП)  $\gamma$ -квантами. Процесс развития e- $\gamma$  ливней, в частности, лежит в основе регистрации e<sup>±</sup> и  $\gamma$  высоких энергий. Под последними мы будем здесь понимать энергии в десятки ГэВ и выше, актуальные ныне для исследования свойств новых частиц в физике высоких энергий и космических лучей орбитальными гаммателескопами. Как в физике высоких энергий, так и в гамма-астрономии рабочим телом электромагнитных калориметров являются кристаллы PbWO<sub>4</sub>, CsI и др. Однако, как это не удивительно, кристаллическая структура сцинтилляторов в этих областях не учитывается ни при интерпретации проводимых измерений ни для улучшения свойств использующих их установок. Влияние кристаллической структуры не рассматривается и в комплексе программ GEANT, стандартным образом используемом для расчета процессов в физике высоких энергий.

Между тем исследование влияния кристаллической структуры на процессы излучения и РП широко ведутся более 60-и лет и привели к ряду важных открытий. Так в 50-х и 60-х были предсказаны, обнаружены и исследованы процессы когерентного тормозного излучения и РП, а в 80-е и 90-е – процессы магнитотормозного излучения и РП [1]. Там же было установлено, что при энергиях частиц порядка 100 ГэВ и выше последние становятся основным механизмом взаимодействия е<sup>±</sup>, у с кристаллами, максимально проявляющимся при нулевом и близких к нему углах падения на кристаллические оси и плоскости. При этом рост интенсивности излучения и вероятности РП достигает от порядка величины в кристаллах с большим (Z ~ 70-80) до двух с малым (Z ~ 10) атомным номером. Эти предсказания были проверены в десятках экспериментов, большинство из которых было проведено в кристаллах германия и алмаза, главным образом в силу доступности кремния, ИХ высококачественных образцов. Эти надежно установленные результаты позволяют уверенно утверждать, что кристаллическая структура должна влиять и на процесс регистрации частиц высоких энергий. И действительно, еще при тестировании кристаллов PbWO<sub>4</sub> в 90-е наблюдались отличия процесса поглощения электронов различными одинаковыми по форме и составу кристаллами и превышение ширины ливней над предсказаниями GEANT. В настоящее время кристаллическая структура проявляет себя в превышении наблюдаемого энергетического разрешения детектора CMS над предсказаниями GEANT4. Кроме того, предпринятое нами упрощенное моделирование развития ливней в полноразмерной ячейке калориметра CMS показало возможность смещения их максимумов на несколько радиационных длин к ее передней поверхности и заметного сокращения утечек через заднюю.

Сказанное побудило нас предложить принципиальный эксперимент по наблюдению усиления излучения высокоэнергетичных электронов в кристалле PbWO<sub>4</sub> на экспериментальном канале и установке, использованных нами ранее [2] для наблюдения процессов кратного излучения в кристаллическом кремнии. Для обеспечения наглядности результатов предлагается использовать кристалл толщиной *l*<sub>cr</sub> = 4 мм. Поскольку радиационная длина PbWO<sub>4</sub> *l*<sub>rad</sub> близка к 9 мм, этот выбор позволит наблюдать переход от близкого к однократному излучению в разориентированном кристалле (ломаная 1 на рисунке, соответствующая случаю  $l_{cr} \ll l_{rad}$ ) к протяженному каскадному процессу излучения в ориентированном кристалле, в котором эффективная радиационная длина leff уменьшается до величины, порядка миллиметра (ломаная 2, случай  $l_{eff} >> l_{cr}$ ). Экспериментально, однако, вместо столь быстрых радиационных потерь энергии будет наблюдаться более плавное возрастание суммарной энергии гамма-квантов, часть которых образует пары и избегает регистрации за кристаллом в качестве испущенных исходными электронами (ломаная 3).



Распределение по суммарной энергии гаммаквантов, испущенных электронами с энергией 120 ΓэВ на 4 MM аморфного  $PbWO_4$  (1), на 4 MM ориентированного кристаллического PbWO<sub>4</sub> с учетом (3) и без учета (2) последующей конверсии излученных гамма-квантов в том же кристалле.

Помимо уточнения измерений, проводимых на Большом адроном коллайдере, понимание масштаба влияния кристаллической решетки на процессы в сцинтилляторах сделает возможным разработку детекторов частиц высоких энергий и космических гамма-телескопов, обладающих меньшей массой, большей энергией регистрируемых частиц и чувствительностью к поляризации у-излучения [1].

- [1] Барышевский В.Г. Радиационные процессы магнитотормозного типа в кристаллах и сопровождающие их поляризационные явления. / В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров // УФН. 1989. Т. 159. С. 529.
- [2] Bandiera L. Broad and intense radiation accompanying multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons in a bent crystal. / L.Bandiera, ... V.V. Tikhomirov // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111. – P. 255502.

УДК 539.1.07

С.К.Андрухович<sup>1</sup>, Н. Антович<sup>2</sup>, Н. Свркота<sup>2</sup>, Д.В. Шелковый<sup>1</sup>

# Многодетекторные погружные гамма-спектрометры с открытой геометрией регистрации.

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>andru@ifanbel.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> University of Montenegro Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Dzordza Vasingtona bb 81 000 Podgorica, Montenegro

nenaa@rc.pmf.ac.me

Погружные однодетекторные гамма-спектрометры с открытой геометрией регистрации находят все большее применение при контроле удельной активности жидких и сыпучих объектов, в том числе и для контроля водной среды в режиме реального времени. Это объясняется их высокой чувствительностью (минимально детектируемой удельной активностью) [1,2,3].

Чувствительность такой системы зависит от двух факторов – фоновых условий и эффективности регистрации самого детектора:

$$MDA = \frac{L_D}{\varepsilon_v \cdot I_v \cdot t}$$

где  $\varepsilon_v$  – объемная эффективность регистрации для выбранной линии гамма-спектра радионуклида;  $I_\gamma$  - квантовый выход этого излучения; t - время измерения спектра;  $L_D$  - предел детектирования (для 95% доверительного уровня) определяемый по формуле:

$$L_{\rm D} = 2.71 + 4.65\sqrt{B}$$

Здесь В - это сумма отсчетов в спектре фона в области под пиком.

Из формулы видно, что чувствительность растет (МДА уменьшается) с ростом объемной эффективности регистрации, которая растет с увеличением размера чувствительного элемента детектора. Однако этот размер может быть ограничен существующими технологическими возможностями и при этом могут ухудшаться другие характеристики детектора. Например энергетическое разрешение.

Так для цилиндрических кристаллов NaI(Tl) размером Ø76x76 мм энергетическое разрешение может достигать 6,5 % и менее. А для кристаллов Ø150x100 мм наилучшее энергетическое разрешение близко к 8%.

Для погружных однодетекторных спектрометров на основе NaI(Tl) с разрешением около 6,5 -7% размер детектора Ø76x76 мм является предельным. Достигаемая с их помощью минимально детектируемая активность в натурных измерениях составляет около 0,04 Бк/л для Cs-137.

Для выхода из этой ситуации предложено использование нескольких детекторов с требуемыми параметрами в качестве составного детектора погружного гаммаспектрометра. При получении суммарного спектра, неизбежно имеющиеся различия в энергетической шкале отдельных детекторов, могут корректироваться программным способом с использованием оригинального алгоритма реализованного при создании многодетекторных лабораторных гамма-спектрометров [4,5]. Его модификация может использоваться и при создании алгоритмов стабилизации энергетической шкалы [1].

Следует отметить, что с увеличением числа детекторов (эффективности регистрации) растет и регистрируемый фон В. Поэтому достигаемый улучшающий эффект будет пропорционален квадратному корню из числа детекторов (при использовании близких по параметрам детекторов).

Рассмотренный подход реализуется при разработке погружного двухкристального сцинтилляционного гамма-спектрометра с улучшенным энергетическим разрешением на основе StrI2 детектора.

Данный сцинтиллятор имеет значительно лучшее энергетическое разрешение, чем NaI(Tl) во всем энергетическом диапазоне [6]. Однако в настоящее время коммерчески доступны детекторы с максимальным размером 2x2".Использование предложенного подхода позволит повысить чувствительность систем с применением детекторов данного типа до уровня систем с NaI(Tl), но при этом энергетическое разрешение будет почти в два раза лучшим (для линии 662 кэВ).

[1] Андрухович С. К. Погружной он-лайн гамма-спектрометр на основе NaI(Tl) сцинтиллятора: калибровка и тестовые измерения. / С.К. Андрухович, В.В. Кабанов, Ю.А. Курочкин, А.В. Науменко, Д.В. Шелковый, П.В. Шпак // VI Конгресс физиков Беларуси: сб. науч. тр. – Минск: 2017. - С. 54-55.

[2] Tsabaris C. An autonomous in situ detection system for radioactivity measurements in the marine environment / C. Tsabaris, C. Bagatelas, Th. Dakladas, C.T. Papadopoulos, R. Vlastou, G.T. Chronis // Applied Radiation and Isotopes.- №66. - 2008 - P.1419–1426

[3] Yingying Zhang MonteCarlo simulation of a NaI(Tl) detectorfor in situ radioactivity measurements in the marine environment / Yingying Zhang, Changkai Li, Dongyan Liu, Ying Zhang, Yan Liu // Applied Radiation and Isotopes. – №98. -2015 – 3. 44–48

[4] Андрухович С.К. Автоматизированная гамма-установка совпадений (АРГУС) / С.К. Андрухович, А.В. Берестов, Ф.Е. Зязюля, Б.А. Марцынкевич, Э.А. Рудак, А.М. Хильманович // Препринт Института физики НАН Беларуси № 408-409, Минск, 1986.

[5] Андрухович С.К. - Расширение возможностей 4π-гамма спектрометров «ПРИПЯТЬ» / С.К. Андрухович, А.В. Берестов, С.Н. Гаркуша, Э.А. Рудак, А.М. Хильманович, А.С. Узунбаджаков, Ф.Е. Зязюля, Н. Антович // Ядерна фізика та енергетика (Nuclear physics and atomic energy). – 2007. - № 2 (20). – Р. 140 – 146.

[6] Cherepy N.J. Comparative Gamma Spectroscopy with SrI2(Eu), GYGAG(Ce) and Biloaded Plastic Scintillators / N.J. Cherepy, S.A. Payne, B.W. Sturm, J.D. Kuntz, Z.M. Seeley, B.L. Rupert, R.D. Sanner, O.B. Drury, T.A. Hurst, S.E. Fisher M. Groza, L. Matei, A. Burger, R. Hawrami, K.S. Shah, L.A. Boatner Sensor - [Электронный ресурс]. – 2010-2017. -Режим доступа: http://heterodoxy.cc/meowdocs/chempubs/IEEEproc2010.pdf. – Дата доступа:01.11.2017 H. B. Максименко $^1$ , E. B. Вакулина $^2$ 

# АМПЛИТУДА КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ С УЧЕТОМ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ.

<sup>1</sup>Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь <sup>2</sup>Филиал Брянского государственного университета им. академика И.Г. Петровского, Новозыбков, Россия

## Введение.

Как свидетельствуют правила сумм для спиновых поляризуемостей нуклона, необходимо определить вклад всех, феноменологически установленных спиновых поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния вперед.

Особенности взаимодействия электромагнитного поля с векторными частицами, обладающими электромагнитными характеристиками, более аргументированно и полно могут быть представлены в формализме Даффина-Кеммера-Петью (ДКП) [1].

Определение эффективных лагранжианов и амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина 1 в формализме ДКП позволяет использовать соответствие, между поляризуемостями частиц спина 1/2 и спина 1, что

способствует более полному описанию особенностей этих поляризуемостей [2].

В данной работе на основе эффективных релятивистски-инвариантных лагранжианов полученных в работе [2] в формализме ДКП с учетом спиновых поляризуемостей, которые характерны для частиц спина <sup>1</sup>/<sub>2</sub>, вычислены

ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на адронах спина 1.

Используя метод работы [2] учета вкладов поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния, получим спиновую структуру амплитуды в матричном 10-мерном формализме ДКП, которая определяется спиновой поляризуемостью  $\gamma_{E_2}$ 

$$M(\gamma_{E_{2}}) = \frac{\pi \gamma_{E_{2}}}{2m} P_{\sigma} \bar{\psi}^{(r_{2})}(p_{2}) [\beta_{\nu} \widehat{W}_{k} + \widehat{W}_{k} \beta_{\nu}] \psi^{(r_{1})}(p_{1}) \cdot \left[ \delta_{\sigma \rho \alpha \beta} \left( k_{2k} F_{\nu \rho}^{(2)} F_{\alpha \beta}^{(1)} - k_{1k} F_{\nu \rho}^{(1)} F_{\alpha \beta}^{(2)} \right) + \delta_{\nu \rho \alpha \beta} \left( k_{2\rho} F_{\sigma k}^{(2)} F_{\alpha \beta}^{(1)} - k_{1\rho} F_{\sigma k}^{(1)} F_{\alpha \beta}^{(2)} \right) \right].$$
(1)

Амплитуда определяемая вкладом  $\gamma_{M_2}$  имеет вид:

$$M(\gamma_{M_{2}}) = -\frac{\pi\gamma_{M_{2}}}{m} P_{\sigma} \bar{\psi}^{(r_{2})}(p_{2}) [\beta_{\nu} \widehat{W}_{k} + \widehat{W}_{k} \beta_{\nu}] \psi^{(r_{1})}(p_{1}) \cdot \left[ \delta_{\nu\rho\alpha\beta} \Big( k_{2k} F_{\alpha\beta}^{(2)} F_{\sigma\rho}^{(1)} - k_{1k} F_{\sigma\rho}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)} \Big) + \delta_{\sigma\kappa\alpha\beta} \Big( k_{2\rho} F_{\alpha\beta}^{(2)} F_{\nu\rho}^{(1)} - k_{1\rho} F_{\nu\rho}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)} \Big) \right].$$
(2)

В этих соотношениях  $\widehat{W}_k$  - оператор спина,  $\beta_v$  - 10-мерные матрицы,  $F_{\nu\mu}^{(n)} = k_{n\nu}e_{\mu}^{(\lambda_n)^*} - k_{n\mu}e_{\nu}^{(\lambda_n)^*}$ , при n = 1,2.

Из соотношения (1) следует, что амплитуда рассеяния вперед в ковариантном тензорном представлении с учетом вклада  $\gamma_{E_2}$ 

$$M(\gamma_{E_2}) = \frac{i\pi\gamma_{E_2}}{2m^3} P_{\sigma} p_{\varepsilon} p_{\nu} \delta_{k\varepsilon\delta\eta} \left(\lambda_{\eta}^{(2)*} \lambda_{\delta}^{(1)} - \lambda_{\delta}^{(2)*} \lambda_{\eta}^{(1)}\right) \cdot \left[\delta_{\sigma\rho\alpha\beta} \left(k_k F_{\nu\rho}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)} - k_k F_{\nu\rho}^{(1)} F_{\alpha\beta}^{(2)}\right) + \delta_{\nu\rho\alpha\beta} \left(k_\rho F_{\sigma k}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)} - k_\rho F_{\sigma k}^{(1)} F_{\alpha\beta}^{(2)}\right)\right], \quad (3)$$

а из выражения (2) получаем вклад в таком же представлении для  $\gamma_{M_2}$ 

$$M(\gamma_{M_2}) = -\frac{i\pi\gamma_{M_2}}{m^3} P_{\sigma} p_{\varepsilon} p_{\nu} \delta_{k\varepsilon\delta\eta} \left(\lambda_{\eta}^{(2)*} \lambda_{\delta}^{(1)} - \lambda_{\delta}^{(2)*} \lambda_{\eta}^{(1)}\right) \cdot \left[\delta_{\nu\rho\alpha\beta} \left(k_k F_{\alpha\beta}^{(2)} F_{\sigma\rho}^{(1)} - k_k F_{\sigma\rho}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)}\right) + \delta_{\sigma k\alpha\beta} \left(k_\rho F_{\alpha\beta}^{(2)} F_{\nu\rho}^{(1)} - k_\rho F_{\nu\rho}^{(2)} F_{\alpha\beta}^{(1)}\right)\right],$$
(4)

где  $\lambda_{\eta}^{(2)*}$  и  $\lambda_{\delta}^{(1)}$  - компоненты векторов поляризации конечной и начальной частицы, а в тензорах тензорах  $F_{\nu\mu}^{(n)}$   $k_1 = k_2 = k$  - четырехмерный импульс фотона.

## Список литературы

[1] Кисель, В. В. Квантовая механика частицы со спином 1 и квадрупольным моментом во внешнем однородном магнитном поле / В. В. Кисель, Е.М. Овсиюк, Я.А. Войнова, В.М. Редьков // Проблемы физики, математики и техники. – 2017. -№3(32). – С. 18 – 27.

[2]. Vakulina, E.V. Spin Polarizabilities and Characteristics of Spin-1 Hadrons Related to Parity Nonconservation in the Duffin–Kemmer–Petiau Formalism / E.V. Vakulina, N.V. Maksimenko // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2017. – Vol. 14, №. 5, P. 713–718.

## М.В. Галынский

# О МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ САКСА В ПРОЦЕССАХ БЕЗ ПЕРЕВОРОТА И С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА ПРОТОНА

# ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны » НАН Беларуси

Предложен новый независимый метод измерения электрического и магнитного формфакторов протона, так называемых формфакторов Сакса (ФФС), в процессах ( $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$ ,  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}\gamma$  и  $\gamma \vec{p} \rightarrow e^+e^-\vec{p}$ ) без переворота и с переворотом спина протона. При этом начальный покоящийся протон в каждом из возможных процессов должен быть полностью поляризован вдоль направления движения конечного протона. Постановка такого рода экспериментов по измерению сечений без переворота и с переворотом спина протона позволила бы получить новые независимые данные о поведении ФФС  $G_E(Q^2)$  и  $G_M(Q^2)$  в зависимости от квадрата переданного протону импульса, которые необходимы для разрешения противоречий, возникших после проведения в начале нынешнего тысячелетия экспериментов в Лаборатории им. Т. Джефферсона (JLAB,США) по измерению ФФС при использовании метода передачи поляризации от начального электрона к конечному протону. УДК 530.182

## М. А. Князев

#### ОДИНОЧНЫЕ ВОЛНЫ В МОДЕЛИ КАНА-ХИЛЛИАРДА

## Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь <u>maknyazev@bntu.by</u>

Для модели Кана-Хиллиарда характерно то, что в ней параметр порядка системы сохраняется глобально. Однако допустима такая её модификация, в которой сохранение параметра порядка возможно только локально. Такое поведение модели обуславливает её широкое применение для различных задач физики конденсированного состояния.

Уравнение движения модифицированной модели Кана-Хиллиарда в (1+1)-мерном случае имеет вид [1]

$$\phi_t + (\phi - \phi^3 + \phi_{xx})_{xx} + \alpha \phi = 0, \tag{1}$$

где  $\phi$  – параметр порядка;  $\alpha$  – коэффициент, определяющий отношение характерного размера области, внутри которой сохраняется параметр порядка, к характерной толщине *l* полимера, образованного двумя цепями мономеров;  $\phi_t = \partial \phi / \partial t$  и т.п. Если  $0 \le \alpha \le 1/4$ , то уравнение может быть представлено в виде

$$k^{2}\left(\bar{\phi}-\bar{\phi}^{3}+\bar{\phi}_{\xi\xi}\right)_{\xi\xi}+\alpha\bar{\phi}=0, \tag{2}$$

где  $\xi = kx$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Граничное условие имеет вид  $\bar{\phi}(x + \pi) = \bar{\phi}(x)$ . Данное допускает решение в виде так называемых «замороженных» волн [2]. Поскольку такое решение возможно в случае слабой нелинейности, то в линейном приближении решение можно представить в виде  $\bar{\phi} = \varepsilon \cos(kx + p)$ , где амплитуда  $\varepsilon$  – малая величина, а p – фаза. Такой подход позволяет искать решение нелинейного уравнения (2) в виде ряда теории возмущений:

$$\bar{\phi} = \varepsilon \left( \bar{\phi}^{(0)} + \varepsilon^2 \bar{\phi}^{(2)} + \cdots \right), \quad k^2 = K^{(0)} + \varepsilon^2 K^{(2)} + \cdots$$
(3)

Подставив (3) в (2) и используя граничное условие периодичности, из бесконечной системы дифференциальных уравнений легко найти, что

$$\bar{\phi}^{(0)} = \cos\xi, \ \bar{\phi}^{(2)} = \left[9K^{(0)}\cos 3\xi\right] / \left[36K^{(0)}\left(1 - 9K^{(0)}\right) - 4\alpha\right],\tag{4}$$

$$K^{(0)} = \left(1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha}\right)/2, \quad K^{(2)} = \frac{3K^{(0)}}{\left[4\left(1 - 2K^{(0)}\right)\right]}.$$
(5)

Таким образом, в ведущем порядке по  $\varepsilon$  и следующем за ним порядке по  $\varepsilon$  удается разделить гармонические составляющие и компоненты решения  $\bar{\phi}^{(0)}$  и  $\bar{\phi}^{(2)}$  определяются только одиночными волнами.

Уравнение для функции  $\bar{\phi}^{(4)}$  будет иметь достаточно громоздкий вид, чтобы его приводить целиком. Однако, если подставить в это уравнение соотношения (4) и (5), то его можно преобразовать к весьма простому виду

$$K^{(0)2}\bar{\phi}^{(4)}_{\xi\xi\xi\xi} + K^{(0)}\bar{\phi}^{(4)}_{\xi\xi} + \alpha\bar{\phi}^{(4)} = A\cos\xi + B\cos3\xi + C\cos5\xi, \tag{6}$$

где A, B, C – некоторые коэффициенты, которые сложным образом выражаются через  $K^{(0)}, K^{(2)}, K^{(4)}$  и  $\alpha$ .

Основываясь на требовании периодичности решения, можно положить A = 0. Это условие сразу позволяет определить коэффициент  $K^{(4)}$ . В результате получим

$$K^{(4)} = \frac{9K^{(0)}(1-3K^{(0)})}{16(1-2K^{0})} + \frac{15K^{(0)2}}{[36K^{(0)}(1-9K^{(0)})-4\alpha](1-2K^{(0)})}$$

Чтобы в рассматриваемом порядке малости произошло разделение гармонических составляющих решения, необходимо потребовать обращения в нуль коэффициента *B* при полученных выражениях для  $K^{(0)}$ ,  $K^{(2)}$ ,  $K^{(4)}$  и параметра задачи  $\alpha$ . Этого, к сожалению, добиться не удается. В результате оказывается, что правая часть уравнения для функции  $\overline{\phi}^{(4)}$  будет определяться сразу двумя гармоническими составляющими, а именно, соз 3 $\xi$  и соз 5 $\xi$ , т.е. двумя волнами. Следовательно, и само решение  $\overline{\phi}^{(4)}$  будет зависеть от этих двух волн. Возникает ситуация, в которой не удается соотнести ту или иную гармоническую составляющую решения только с одним порядком разложения по теории возмущений. Можно сделать вывод, что вследствие нелинейного характера модифицированного уравнения (1) модели Кана-Хиллиарда, подход, основанный на использовании приближения одиночных волн, не позволяет построить решение этого уравнения с использованием теории возмущений, несмотря на то, что в задаче имеется естественный малый параметр  $\varepsilon$ .

- [1] Benilov, E.S. Stability of frozen waves in the modified Cahn-Hilliard model / E.S. Benilov, W.T. Lee, R.O. Sedakov // Phys. Rev. E. 2013. V. 87, № 3. 032138.
- [2] Liu F. Dynamics of phase separation in block copolymer melts / F. Liu, N. Goldenfeld // Phys. Rev. A. – 1989. – V. 43, № 9. – P. 4805-4810.

УДК 621.384.6

# А.С. Лобко

# КАКИЕ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НЕОБХОДИМО ИМЕТЬ В БЕЛАРУСИ?

## Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, д. 11, Минск 220030, Беларусь lobko@inp.bsu.by

В настоящее время в мире насчитывается около 30 тысяч ускорителей заряженных частиц различного назначения [1]. По применению они распределяются примерно следующим образом: ~44% из них используются для радиотерапии, ~41% для ионной имплантации, ~9% для различного применения в промышленности, ~4% для спектроскопии и неразрушающего контроля, ~1% для производства медицинских изотопов и менее 1% для научных исследований в области высоких энергий. По энергетике примерно половина из них имеет энергию пучка менее 5 МэВ, большинство оставшихся имеет энергию порядка 20 МэВ. При этом около двух третей из всех ускорителей, это ускорители электронов, остальная одна треть – ускорители протонов и ионов.

Таким образом, большинство из используемых ускорителей не обладают какимито рекордными параметрами, не являются уникальными и, более того, представляют собой коммерчески доступные установки. В частности как, например, циклотроны [2] или электронные ускорители для промышленных применений [3].

Укажем некоторые применения ускорителей, которые могла бы быть востребованы при развитии новых и высоких технологий в Беларуси. Например, дефекты, возникающие в элементах бортового электронного радиационные оборудования, приводят к сбоям и выходу из строя спутников и других космических аппаратов. частности, спутники системы позиционирования B ГЛОНАСС (СССР/Россия) «живут» порядка пяти лет, в то время как спутники системы GPS (США) работают на орбите пятнадцать лет [4]. Такая разница в сроке службы связана с различным качеством их электронной начинки. Для развития космической, военной, энергетической микроэлектроники необходимо иметь технические возможности по имитации излучения в околоземном пространстве, основная часть которого состоит из электронов с энергией до 10 Мэв и протонов с энергией до 40 МэВ [5]. Также, должны технические возможности лля испытаний оборудования существовать на радиационную стойкость. Это касается не только электроники, но также оптики и конструкционных материалов. Кроме того, примыкающей технологией является радиационная полимеризация и радиационная модификация свойств материалов, например при изготовлении модифицированной изоляции кабелей и проводов, термоусаживаемых изделий, автомобильных шин. Особо это может быть важно при формировании и применении нанокомпозитов, то есть веществ, в которых в полимерную матрицу внесены наноразмерные включения. В частности, развитие аддитивных технологий требует синтеза и таких новых полимерных композиций. Пучки заряженных частиц и жесткого излучения, необходимые для внедрения указанных технологий, могут быть получены с помощью вполне доступных ускорителей.

Не менее важными для Беларуси радиационными технологиями являются технологии, основанные на радиационной деструкции: различные виды стерилизации, в том числе радиационная стерилизация одноразовых полимерных изделий медицинского назначения, продукции сельского хозяйства и сточных вод; обработка природного растительного сырья на основе целлюлозы; регенерация отработанных изделий из полимеров и другие подобные радиационно-химические процессы.

Отсутствие в Беларуси современных установок и технических возможностей в части генерации пучков заряженных частиц сдерживает разработку и применение многих радиационных технологий, а также научные исследования и образование в этой и смежных областях.

Таким образом, после крайне назревшего создания ускорительной базы в Беларуси получат развитие следующие высокотехнологичные направления:

- разработка, производство и исследование радиационной стойкости электронной компонентной базы;

- радиационно-химические технологии и радиационное материаловедение;

- наработка изотопов медицинского назначения, например для PET и SPECT;

- активационный анализ (обратное резерфордовское рассеяние RBS, ускорительная масс-спектрометрия AMS, индуцированное заряженными частицами рентгеновское излучение PIXE и гамма-излучение PIGE и др.);

- дезинфекция и стерилизация;

- разработка систем досмотра и безопасности;

- ионно-пучковые технологии.

Многие из названных выше задач радиационных технологий, науки и образования на первых порах можно решать с помощью небольшого набора компактных ускорителей протонов и легких ионов на энергию до 40 МэВ и ускорителей электронов на энергию до 10 МэВ. Такие установки не представляют собой повышенной радиационной опасности и поэтому не требуют дорогостоящих крупномасштабных строительных работ и очень сложной инженерной инфраструктуры.

Для оценки цены вопроса следует указать, что стоимость коммерчески доступного циклотрона на энергию 30 МэВ, оборудованного несколькими пучками с размещенными на них производственными и научными установками, составляет ориентировочно 10 миллионов евро. Ускорители электронов обойдутся в несколько раз меньшие суммы. Несмотря на необходимые существенные финансовые вложения, создание собственного ускорительного центра безусловно придало бы мощный импульс развитию радиационных, а также нано- и био-технологий в Беларуси.

[1] https://indico.cern.ch/event/518474/contributions/1198682/attachments/1268692/1879432 /PPD-FFAGs-2016.pdf.

[2] http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/cyclotrons2010/papers/frm2cio01.pdf.

[3] http://www.iba-industrial.com/accelerators.

[4] http://www.profile.ru/economics/item/120041-gonki-vokrug-globusa.

[5] Новиков Л.С. Радиационные воздействия на материалы космических аппаратов. -

М.: Университетская книга, 2010. – 192 с.

УДК 539.12

О. В. Веко<sup>1</sup>, А. Я. Войнова<sup>1</sup>, В. В. Кисель<sup>2</sup>, А. Д. Коральков<sup>3</sup>, Е. М. Овсиюк<sup>3</sup>, В. М. Редьков<sup>1</sup>

# ОБ ОПИСАНИИ ЧАСТИЦЫ СО СПИНОМ 1/2 И ТРЕМЯ МАССОВЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

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

vekoolga@mail.ru, voinyuschka@mail.ru, v.redkov@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П.Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь

<u>vasiliy\_bspu@mail.ru</u>

<sup>3</sup> Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.Шамякина, ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь <u>artemkoralkov@gmail.com, e.ovsiyuk@mail.ru</u>

В рамках использования теории релятивистских волновых уравнений с использованием формализма Гельфанда–Яглома и расширенных наборов представлений группы Лоренца [1–4] развита теория для частицы с единственным значением спина S = 1/2 и внутренним спектром трех различающихся масс  $M_1, M_2, M_3$ . В работах [5] была исследована аналогичная модель для спинорной частицы с двумя массовыми параметрами.

Модель такой частицы с тремя массовыми параметрами строится с использованием 20-компонентной волновой функции, состоящей из биспинора  $\Psi_a$ . Уравнение может быть приведено к виду уравнений, связывающих три биспинора

$$\psi_1 = \gamma_b \Psi_b, \quad \psi_2 = \Psi, \quad \psi_3 = \partial_b \Psi_b;$$
(1)

эти уравнения имеют вид

$$\gamma^{a}\partial_{a} \begin{vmatrix} \frac{c_{2}(c_{1}^{2}+f|c_{3}|^{2})+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}}(c_{1}c_{2}-g|c_{4}|^{2})}{c_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} & -ig\frac{c_{3}c_{4}^{*}}{c_{2}} & -\frac{4c_{3}[fc_{2}|c_{3}|^{2}+gc_{1}|c_{4}|^{2}]}{\sqrt{6}Mc_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} \\ \frac{ic_{4}[\sqrt{6}fc_{2}c_{3}^{*}-g|c_{4}|^{2}]}{\sqrt{6}c_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} & \frac{c_{2}^{2}+g|c_{4}^{2}}{c_{2}} & -i\frac{4c_{4}[fc_{2}|c_{3}|^{2}+gc_{1}|c_{4}|^{2}]}{\sqrt{6}Mc_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} \\ \frac{M[\sqrt{6}fc_{2}c_{3}^{*}-g|c_{4}|^{2}-c_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})]}{4c_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} & -igM\sqrt{6}\frac{c_{4}^{*}}{c_{2}} & -\frac{[fc_{2}|c_{3}|^{2}+gc_{1}|c_{4}|^{2}]}{c_{2}(c_{1}+\frac{c_{3}}{\sqrt{6}})} \\ \end{vmatrix}$$

где параметры *f*, *g*, *c*<sub>1</sub>,...,*c*<sub>4</sub> возникают при построении обобщенного уравнения в рамках формализма Гельфанда–Яглома. С использованием специального преобразования

$$\Phi_1 = a_1\psi_1 + a_2\psi_2 + a_3\psi_3, \quad \Phi_2 = b_1\psi_1 + b_2\psi_2 + b_3\psi_3, \quad \Phi_3 = r_1\psi_1 + r_2\psi_2 + r_3\psi_2$$
(3)

для трех биспинорных функций  $\psi_i$  получаем уравнения дираковского типа с разными массами:

$$\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{1} + \frac{M}{\lambda_{1}}\Phi_{1} = 0, \quad \lambda_{2}\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{2} + \frac{M}{\lambda_{2}}\Phi_{2} = 0, \quad \lambda_{3}\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{3} + \frac{M}{\lambda_{3}}\Phi_{3} = 0.$$
(4)

Массы  $M_i$  определяются корнями характеристического уравнения

$$-\lambda^{3} + \lambda^{2}(c_{1} + c_{2}) - \lambda(-f |c_{3}|^{2} - g |c_{4}|^{2} + c_{1}c_{2}) + (fc_{2} |c_{3}|^{2} + gc_{1} |c_{4}|^{2});$$
(5)

эти корни равны

$$\lambda_{1} = +2\sqrt{-\frac{p}{3}}\cos\frac{\alpha}{3} + \frac{c_{1} + c_{2}}{2},$$
  
$$\lambda_{2} = -2\sqrt{-\frac{p}{3}}\cos(\frac{\alpha}{3} - \frac{\pi}{3}) + \frac{c_{1} + c_{2}}{2}, \quad \lambda_{3} = -2\sqrt{-\frac{p}{3}}\cos(\frac{\alpha}{3} + \frac{\pi}{3}) + \frac{c_{1} + c_{2}}{2}, \quad (6)$$

где

$$\cos \alpha = -\frac{q/2}{\sqrt{-(p/3)^3}}, \qquad p = -\frac{1}{3}(c_1 + c_2)^3 + c_1c_2 - f |c_3|^2 - g |c_4|^2,$$

$$q = -\frac{2}{27}(c_1 + c_2)^3 + \frac{c_1 + c_2}{3}(c_1c_2 - f |c_3|^2 - g |c_4|^2) + fc_2 |c_3|^2 + gc_1 |c_4|^2.$$
(7)

В случае свободной частицы уравнения для трех основных биспиноров не связаны между собой, тем не менее, полная волновая функция должна строиться как суперпозиция  $\Phi(x) = c_1 \psi_1(x) + c_2 \psi_2(x) + c_3 \psi_3(x)$  с применением обычной вероятностной интерпретации для коэффициентов  $c_i$ .

В случае присутствия внешнего электромагнитного поля с использованием того же линейного преобразования получено более сложное уравнение, в котором все три биспинорные составляющие зацепляются. Структура уравнения следующая

$$\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{1} + M\Phi_{1} - \frac{4e}{3M\lambda_{1}} \left( c_{3}a_{1} + ic_{4}a_{2} + \frac{3a_{3}}{2\sqrt{6}} \right) F_{kl}\Sigma^{kl} \left( ifc_{3}^{*}\psi_{1} + gc_{4}^{*}\psi_{2} \right) = 0,$$
  

$$\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{2} + M\Phi_{2} - \frac{4e}{3M\lambda_{2}} \left( c_{3}b_{1} + ic_{4}b_{2} + \frac{3b_{3}}{2\sqrt{6}} \right) F_{kl}\Sigma^{kl} \left( ifc_{3}^{*}\psi_{1} + gc_{4}^{*}\psi_{2} \right) = 0,$$
  

$$\gamma^{a}\partial_{a}\Phi_{3} + M\Phi_{3} - \frac{4e}{3M\lambda_{3}} \left( c_{3}r_{1} + ic_{4}r_{2} + \frac{3r_{3}}{2\sqrt{6}} \right) F_{kl}\Sigma^{kl} \left( ifc_{3}^{*}\psi_{1} + gc_{4}^{*}\psi_{2} \right) = 0,$$
  
(8)

где  $\Sigma_{kl} = (1/4)(\gamma^k \gamma^l - \gamma^l \gamma^k), F^{kl}$  – тензор электромагнитного поля.

Дальнейшая детализация и исследование предложенной модели будет рассмотрена в отдельной работе.

- [1] Федоров, Ф. И. Группа Лоренца / Ф.И. Федоров. М.: Наука, 1979. 384 с.
- [2] Гельфанд, И. М. Представления группы вращений и группы Лоренца / И. М. Гельфанд, Р. А. Минлос, З. Я. Шапиро. М.: Наука, 1958. 368 с.
- [3] Плетюхов, В. А. Релятивтстские волновые уравнния и внутренние степени свободы / В. А. Плетюхов, В. М. Редьков, В. И. Стражев. – Минск: Беларуская навука, 2015. – 328 р.
- [4] Редьков, В. М. Поля частиц в римановом пространстве и группа Лоренца / В. М. Редьков. Минск: Беларуская навука, 2009. 496 с.
- [5] Spin 1/2 particle with two mass states: general theory, interaction with electromagnetic and gravitational fields / V. V. Kisel, V. A. Pletjukhov, V. V. Gilewsky, E. M. Ovsiyuk, V. M. Red'kov // Report to: 24 International seminar «Nonlinear Phenomena in Complex System». – Minsk, 2017. – Submitted to: Nonlinear Dynamics and Applications. – 2017.

УДК 53

С. Л. Черкас<sup>1</sup>, В. Л. Калашников<sup>2</sup>

# РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ И АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

<sup>1</sup> Институт ядерных проблем при БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220050 Минск, Беларусь cherkas@inp.bsu.by

<sup>2</sup> Венский технический университет, Gusshausstrasse 27/387, А-1040 Вена, Австрия vladimir.kalashnikov@tuwien.ac.at

Несмотря на то, что стандартная космологическая модель, включающая инфляционную стадию, радиационно-доминантную эпоху, холодную темную материю и темную энергию в состоянии успешно описать экспериментальные данные спутника "Планк" по анизотропии микроволнового реликтового излучения, альтернативные безинфляционные модели по-прежнему вызывают интерес. Причиной этого, является то, что частицы темной материи не обнаружены, природа темной энергии не известна, а поле инфлантона не вписывается естественным образом в стандартную электрослабую модель физики элементарных частиц. Привлекательными свойствами обладает линейная космология, в которой масштабный фактор растет линейно в космическом времени

#### $a(t) = \mathcal{H} t, \quad (1)$

что в конформном времени приводит к зависимости

 $a(\eta) = B \exp(\mathcal{H}\eta),$  (2)

Где  $\mathcal{H}$  и B - некоторые константы. Проблема горизонта для линейной космологии отсутствует, поскольку горизонт бесконечен. Космологии, близкие к линейным, могут возникать из-за остаточных вакуумных флуктуаций [1] и, таким образом, имеют теоретическое обоснование.

Сравним механизм происхождения неоднородностей микроволнового излучения в стандартной космологической модели, и в линейной космологии. Естественно предполагать, что в ранние планковские времена существовали флуктуации плотности, и таким образом проблема в том, чтобы "донести" их до настоящего времени.

В стандартной модели, неоднородности, находящиеся внутри горизонта распадаются в процессе эволюции в радиационно-доминантную эпоху, в то же время, из-под горизонта входят новые причинно несвязанные области. Таким образом в стандартной модели необходимо сделать так, чтобы в причинно не связанных областях была заданная, довольно малая степень неоднородности. Это достигается с помощью инфляции. В линейной космологии неоднородности наблюдаемых масштабов всегда находятся внутри горизонта, более того, как показывают расчеты, их относительная величина постоянна. В инфляции нет необходимости.

Следующий вопрос касается акустических пиков, в разложении корреляционной функции микроволнового излучения по полиномам Лежандра. Иллюстративно формула для коэффициентов разложения выглядит следующим образом:

$$C_{l} = \int \mathcal{P}(k) |\cos \frac{k\eta_{r}}{\sqrt{3}} j_{l}(k(\eta_{r} - \eta_{0}))|^{2} \frac{dk}{k}, \quad (3)$$

где  $\mathcal{P}(k)$  - начальный спектр, косинус (на самом деле, должна быть более сложная функция) соответствует эволюции возмущений от начала (инфляции или еще чегонибудь), до момента  $\eta_r$  (поверхности последнего рассеяния, когда вселенная стала прозрачной), функция Бесселя описывает распространение излучения от поверхности последнего рассеяния до нашего времени.



Рис.1 Схематическое изображение последовательности событий в конформном времени а) для стандартной модели, б) для линейной космологии.

В стандартной модели начальный спектр  $\mathcal{P}(k)$  гладкий. Характерные угловые масштабы  $\theta \pi/l \eta_r/\eta_0$  0.15 *рад*. В линейной космологии  $\eta_r \eta_0$  (см. Рис. 1), поэтому происхождение пиков должно быть другое. Это оказывается возможным, в предположении, что материя закодирована в космологической сингулярности с помощью импульсного волнового пакета [2]. Если считать, что материя рождается в виде бозонов Хиггса, которые затем распадаются на фотоны и барионы в момент времени  $\eta_H$ , то из-за временных осцилляций рожденной материи, характерный угловой масштаб будет  $\theta \eta_H/\eta_0$ . Таким образом, пики, которые наблюдаются в спектре анизотропии микроволнового излучения в линейной космологии отражают не осцилляции барион-фотонной плазмы, а более ранний процесс, приводящий к осцилляциям начального спектра  $\mathcal{P}(k)$ , что приводит к максимумам и минимумам в формуле (3) для величины  $C_l$ .

 Cherkas S. L. Universe driven by the vacuum of scalar field: VFD model./ S. L.Cherkas,
 V. L. Kalashnikov// Proc. Int. Conf. "Problems of Practical Cosmology", St.-Petersburg,
 2008, Vol. II (Russian Geographical Society, Saint Petersburg (2008)), pp. 135, arXiv:astroph/0611795.

[2] Cherkas S. L. Quantum mechanics allows setting initial conditions at a cosmological singularity: Gowdy model example./ S. L.Cherkas, V. L. Kalashnikov// Theor.Phys. -2017. -Vol.2. -P.124-135.

УДК 539.1.01

# Ю. П. Выблый<sup>1</sup>, А. А. Леонович<sup>2</sup>

## СФЕРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

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

Vyblyi@gmail.com

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроник, П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь kaffz@bsuir.by

Как известно, к полевым уравнениям общей теории относительности можно придти, рассматривая нелинейную теорию симметричного тензорного поля в пространстве Минковского. Наиболее полно такой подход был реализован в релятивистской теории гравитации (РТГ) [1]. Эта теория может рассматриваться как калибровочная теория группы вариаций Ли динамических переменных. Соответствующие преобразования являются вариациями формы функции для общековариантных преобразований. Действие становится инвариантным при указанных преобразованиях заменой "нединамической" метрики Минковского  $\gamma^{ik}$  на выражение  $g^{ik}$ :  $\tilde{g}^{ik} = \sqrt{-g} g^{ik} = \sqrt{-a} (a^{ik} + kh^{ik})$ , где  $a = \det a_{ik}, g = \det g_{ik}, k^2$  - постоянная Эйнштейна, и введении, таким образом, калибровочного гравитационного потенциала *h*<sup>*ik*</sup>. Величина *g*<sup>*ik*</sup> интерпретируется теперь как метрика эффективного пространствавремени, с помощью которой может быть образована связность - скобки Кристоффеля. Для устранения калибровочного произвола и тем самым однозначного выбора системы координат в пространстве Минковского необходимо нарушить калибровочную инвариантность. В РТГ это достигается путем введения массы гравитона, что явным образом нарушает калибровочную инвариантность теории. Полевые уравнения РТГ в ее безмассовом варианте являются уравнениями Эйнштейна для этой метрики, дополненные добавочными уравнениями ограничения поля  $\psi^{ik}$ по спиновым состояниям

$$D_i \tilde{g}^{ik} = 0, \tag{1}$$

где  $D_i$  - ковариантная производная в пространстве Минковского. Эти условия играют важную роль в РТГ, исключая (в общем случае частично) калибровочный произвол эйнштейновских уравнений и в декартовых координатах совпадают с условиями гармоничности Фока [2].

Хотя полевые уравнения РТГ локально совпадают с уравнениями общей теории относительности, их глобальные решения могут быть, вообще говоря, различными, поскольку указанные уравнения задаются на разных многообразиях. РТГ, основываясь на простой топологии плоского пространства-времени, всегда позволяет ввести глобальную галилееву систему координат, что отличает ее от биметрических теорий, в которых плоское пространство играет вспомогательную роль и его топология не

определяет характер физических процессов. Это различие может проявиться при интерпретации решений полевых уравнений, так как система координат в РТГ задается видом метрики Минковского, входящей в (1), а в общей теории относительности фиксируется нековариантными координатными условиями. Именно такая ситуация имеет место при рассмотрении сферически-симметричных полей. Теорема Биркгоффа в ОТО утверждает, что любое сферически-симметричное гравитационное поле в пустоте является статическим, и доказывается преобразованием сферически-симметричной метрики общего вида к координатам, в которых оно имеет статическую форму. Однако, в РТГ такое преобразование является переходом от сферических координат пространства Минковского с метрикой  $a_{ik} = diag(1, -1, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta)$  к некоторым "нестатическим" координатам. Теорема Биркгоффа означает, что в случае сферической симметрии всегда существует система координат (и при том неединственная), в которой метрика в пустоте зависит только от одной координаты, откуда не следует статичность поля в исходных сферических координатах. Таким образом, в РТГ возникает задача исследования нестатических сферически-симметричных полей, которая в общем виде была рассмотрена в [3]. В данной работе в неявной форме найдено одно из возможных нестатических решений волнового типа и рассмотрены его энергетические характеристики.

Для нахождения сферически-симметричных волновых решений воспользуемся теоремой Биркгоффа и представим произвольное нестатическое сферическисимметричное вакуумное решение в некоторой системе координат  $(T, R, \theta, \phi)$  в виде метрики Шварцшильда. Для того, чтобы найти решение в сферических координатах пространства Минковского  $(t, r, \theta, \phi)$ , сделаем координатное преобразование

$$t = t(T, R), r = r(\tau, R), \qquad (2)$$

и потребуем, чтобы в новых координатах выполнялись уравнения (1), что позволит определить коэффициенты координатного преобразования и получить метрику волнового типа в сферических координатах пространства Минковского [4].

С другой стороны, в [5] было получено точное решение линеаризованных уравнений Эйнштейна для слабой сферической волны в сферических координатах. Обсуждается связь между полученными решениями и их физический смысл.

[1] Логунов А.А. Релятивистская теория гравитации / А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили. - М.: – 1989, 369 с.

[2] Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения / В.А. Фок.- М.: ЛКИ, 2007. - 2007. 568 с.

[3] Власов А.А. Некалибровочный подход в релятивистской теории гравитации / А.А. Власов. - МГУ. - 1992, 232 с.

[4] Выблый Ю.П. Сферически-симметричные нестатические гравитационные поля в релятивистской теории гравитации / Ю.П. Выблый, А.А. Леонович // Весці НАН Беларуси. - 2011. - №2. – С. 80.

[5] Leonovich A.A. Spherical gravitational waves in the week gravitational field /A. Leonovich and Yu. Vyblyi // Proc. of 9-th Internal Conf. "Methods of Non-Euclidean Geometry in Physics and Mathematics". Minsk. - 2015. - P. 130.

#### УДК 543.429.3

С. Андрухович, В. Кабанов, Ю. Курочкин, А. Науменко<sup>\*</sup>, Д. Шелковый, П. Шпак

## ПОГРУЖНОЙ ОН-ЛАЙН ГАММА-СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ NAI(TL) СЦИНТИЛЛЯТОРА: КАЛИБРОВКА И ТЕСТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

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

Разработан и протестирован гамма-спектрометр на основе сцинтиллятора NaI(Tl) для подводных он-лайн измерений, состоящий из погружного блока с детектором гамма-излучения и поверхностного блока с микрокомпьютером. Наряду с низкофоновым NaI(Tl) датчиком излучения, погружной блок содержит специально разработанную электронику на основе FPGA с низким энергопотреблением и возможностями как удаленного сбора данных с помощью 1200м проводной линии, так и автономного режима. Устройство помещено в водонепроницаемый корпус из полиацеталя, выдерживающий давление 4.5МПа на глубине 450м. Поверхностный микрокомпьютерный блок содержит программное обеспечение для сбора, хранения и обработки данных детектора, мониторинга активности растворенных радионуклидов в режиме реального времени, их идентификации и количественной оценки концентраций активности. Доступ к функциям программного обеспечения осуществляется удаленно с помощью веб-интерфейса с использование Wi-Fi или Ethernet.

Несколько методов контроля усиления (включая автоматическую настройку коэффициента усиления путем установки выбранного фотопика в заданный канал) вместе с соответствующими подходами к калибровке шкалы энергии реализованы и исследованы в широком температурном диапазоне -10 ÷ +50 °C в калибровочном эксперименте с термокамерой и радионуклидом <sup>152</sup>Eu. Это, прежде всего, линейный контроль усиления вместе с программной температурно-зависимой стабилизацией энергетической шкалы, когда в предварительном калибровочном эксперименте с меняющейся температурой детектора определяются калибровочные медленно коэффициенты для каждого значения температуры, - а в измерительном режиме в зависимости от текущего показания температуры данные калибровочные коэффициенты применяются ко всей спектральной гистограмме, перенормируя её к реальной фиксированной шкале энергии. Затем, нелинейный контроль усиления, когда в калибровочном эксперименте вводится программная обратная связь со специально подобранной управляющей функцией, отслеживающей положение выбранного фотопика и минимизирующей его температурный сдвиг, и, таким образом, определяется нелинейная зависимость высокого напряжения ФЭУ детектора от температуры, позволяющая стабилизировать усиление, - а в измерительном режиме данная зависимость используется для автоматической настройки высокого напряжения от текущего показания температуры. И наконец, адаптивный контроль усиления, когда вышеизложенная техника определения высокого напряжения на основе программной обратной связи применяется непосредственно в измерительном режиме, используя для стабилизации фотопик естественного радионуклида <sup>40</sup>К, растворённого в морской воде.

Калибровки энергетической шкалы поверяются и уточняются с помощью фоновых одиночных фотопиков <sup>208</sup>Tl и <sup>214</sup>Bi (продукты распада естественных радионуклидов <sup>232</sup>Th и <sup>238</sup>U), а также <sup>139</sup>Ce, <sup>137</sup>Cs и <sup>40</sup>K.

Калибровка энергетического разрешения детектора выполняется на основе измерений ширины линий точечных источников гамма-излучения <sup>139</sup>Ce, <sup>137</sup>Cs, <sup>40</sup>K и фоновых <sup>208</sup>Tl и <sup>214</sup>Bi. Исследуется несколько функциональных форм зависимости ширины линии от энергии и показывается, что корневая зависимость является оптимальной.

Калибровка эффективности детектирования осуществляется с использованием моделирования Монте-Карло на основе кода GEANT4 с учетом материалов и геометрии детектора, а также водной среды. Кроме того, эффективность детектора, погруженного в резервуар с пресной водой объёмом  $8^{\rm M3}$  с растворенными источниками гамма-излучения <sup>139</sup>Ce, <sup>137</sup>Cs и <sup>40</sup>К известных концентраций активности, определяется экспериментально и сравнивается с теоретическими расчётами.

Выполнено пробное развертывание гамма-спектрометра в Желтом море и концентраций проведены тестовые измерения активности растворенных радионуклидов. Детектор погружался на глубину 3м, при этом расстояние до морского дна составляло 5м, что позволяло избежать влияния как космического излучения, так и морского грунта. Разработанное программное обеспечение микрокомпьютерного модуля проводит автоматическую идентификацию растворённых радионуклидов. вычисляет их концентрации активности, генерируя отчёты с количественной информацией. Пример такого отчёта приведен в Таблице 1. Здесь n<sub>a</sub> - концентрация активности в Бк/л, Е / Р - энергия / положение фотопика в кэВ, W - ширина фотопика в кэВ, σ - ошибка фитовки при определении концентрации активности в Бк/л, Net площадь фотопика, Int - средний уровень фона под фотопиком. Дополнительно используется уточняющая калибровка шкалы энергии, получаемая по найденным одиночным фотопикам (первые 4 строки таблицы). Время накопления спектра ~ 66.6ч.

Нуклид	n <sub>a</sub>	Р	W	σ	E	Net	Int
<sup>40</sup> K	11.82	1459.7	74.3	0.065	1460.8	46889	95.2
<sup>208</sup> Tl	0.0247	2614.1	97.1	0.0028	2614.5	740.1	12.3
<sup>214</sup> Bi	0.113	1766.2	75.1	0.020	1764.5	623.9	24.8
e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>	0.109*	510.5	41.4	0.028	510.8	5838	581.2
<sup>214</sup> Bi	0.147	615.6	40.9	0.019	609.3	3436	457.9
<sup>208</sup> Tl	0.0298	584.2	39.5	0.015	583.2	1293	-
<sup>228</sup> Ac	0.124	909.3	52.7	0.034	911.2	1424	258.2
<sup>228</sup> Ac	0.197	965.2	54.8	0.032	969.0	1789	-
<sup>212</sup> Pb	0.134	238.1	19.0	0.056	238.6	3404	2291
<sup>214</sup> Pb	0.237	352.9	32.6	0.037	351.9	5150	1094

Таблица 1. Концентрации активности радионуклидов.

Определены суточные Минимальные Детектируемые концентрации Активности (МДА) для <sup>137</sup>Cs как в полевом эксперименте с морской водой - 0.038(6)Бк/л, так и для резервуара с пресной водой - 0.035(2)Бк/л. Высокий уровень МДА в резервуаре объясняется тем, что метрового слоя воды недостаточно для поглощения космических лучей и излучения окружения, что подтверждается программным отчётом.

### УДК 539.2

#### H. V. Grushevskaya, G. G. Krylov

#### **BRAIDING MAJORANA FERMION IN TWO-DIMENSIONAL DIRAC MATERIALS**

## Belarussian State University, Nezavisimosti Ave., 4, 220030 Минск, Беларусь grushevskaja@bsu.by

Experiments on charge transport in Dirac materials (graphene, two-dimensional (2D) Weyl semimetals, nodal-line semimetals, and three-dimensional (3D) topological insulators (TI), more precisely, chiral edge gapless 3D-TI-modes), reveal a chiral anomaly of their transport properties and simultaneously signatures of the presence of zero-energy Majorana modes [1,2]. One can assume that a Majorana fermion can be self-fissionable with subsequent self-fusion. Provided the presence of such a mechanism of existence of Majorana fermions, an external electromagnetic field would separate charged Majorana states in space and time, resulting in charged transport. Such representation of Majorana particle has been called a braiding representation in [3]. Braiding operators on a set of Majoranas exist and form a unitary representation of the circular Artin braid group [4]. Unfortunately, the physical grounds of the 2D-braiding are unknown, in spite of the fact that braiding Majorana fermions realized in Ising spin one-dimensional chains have been proposed in [5]

In this paper we use the Majorana basis as a natural background to describe all types of Dirac semimetals. Our goal is to construct transformation which produces one-to-one map of quasiparticle states (holes (particles)) with negative (positive) energy in one of two trigonal sublattice to states (particle (hole)) of positive (negative) energy in another trigonal sublattice of a hexagonal lattice. Utilizing this transformation we find the equations of motion for a (pseudo)real braiding Majorana quasiparticle (electrically charged exciton) on a 2D hexagonal lattice.

An equation of motion for a Majorana bispinor  $\left(\psi_{AB}^{\dagger}, \left(\psi_{BA}^{\dagger}\right)^{\dagger}\right)$  in a monoatomic hexagonal layer (monolayer), comprised of two trigonal sublattices *A*, *B* reads [6]:

$$\left[\vec{\sigma}_{2D}^{BA} \cdot \vec{p}_{AB} - c^{-1} \widetilde{\Sigma}_{AB} \widetilde{\Sigma}_{BA}\right] |\psi_{AB}\rangle = i \frac{\partial}{\partial t} |\psi_{BA}^*\rangle, \qquad (1)$$

$$\left[\vec{\sigma}_{2D}^{AB} \cdot \vec{p}_{BA}^* - c^{-1} \left(\widetilde{\Sigma_{BA} \Sigma_{AB}}\right)^*\right] \left|\psi_{BA}^*\right\rangle = -i \frac{\partial}{\partial t} \left|\psi_{AB}\right\rangle.$$
(2)

Here, sublattice wave functions  $|\psi_{AB}\rangle$  and  $|\psi_{BA}^*\rangle$  relate to each other as follows:

$$|\psi_{BA}^*\rangle \propto (\Sigma_{rel}^x)_{BA} |\psi_{AB}\rangle, |\psi_{AB}\rangle \propto (\Sigma_{rel}^x)_{AB} |\psi_{BA}^*\rangle;$$

 $(\Sigma_{rel}^{x})_{AB} \equiv \Sigma_{AB}, (\Sigma_{rel}^{x})_{BA} \equiv \Sigma_{BA}$  are exchange interaction operators for the trigonal sublattices *A*, *B* of the hexagonal lattice; mass operator terms  $\Sigma_{AB(BA)}\Sigma_{BA(AB)}$  are defined as  $\overline{\Sigma_{AB(BA)}\Sigma_{BA(AB)}} = (i\Sigma_{rel}^{x})_{BA(AB)} (i\Sigma_{rel}^{x})_{AB(AB)}$ ; a transformed 2D vector  $\vec{\sigma}_{2D}^{BA(AB)}$  of the Pauli matrices and a transformed 2D momentum  $\vec{p}_{AB(BA)}$  are introduced as  $\vec{\sigma}_{2D}^{BA(AB)} = (\Sigma_{rel}^x)_{BA(AB)} \vec{\sigma} (\Sigma_{rel}^x)_{BA(AB)}^{-1}$  and  $\vec{p}_{BA(AB)} = (\Sigma_{rel}^x)_{BA(AB)} \vec{p} (\Sigma_{rel}^x)_{BA(AB)}^{-1}$ ;  $\vec{\sigma}$  is a 2D vector of the Pauli matrices:  $\vec{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2\}$ ;  $\vec{p}$  is a 2D momentum operator, *c* is the speed of light. One can see, that when neglecting the mass operator, the system of Eqs. (1–2) is the system of equations of motion for a Majorana-like massless particle.

Calculated frequency dependence of dielectric permeability Im  $\sigma^{tp}$  for a topological semimetal with the Majorana modes is presented in fig. 1. One can see three pairs of peaks (antipeaks) corresponding to negative (positive) charged excitons. These resonances are Majorana modes of three types (colors), which correspond to three dimer configurations one of which is shown on an inset to fig.1. Accordingly, three body scattering *S*-matrix is factorized into three two body scattering S-matrices, and, hence the Yang-Baxter equation, which can be viewed as the factorization condition, holds.



Fig. 1. Frequency dependence of dielectric permeability Im  $\sigma^{tp}$  (magenta curve) and its fitting (blue curve) in relative units  $e^2/\hbar$  for a topological semimetal with the Majorana states. A dimer configuration is shown on an inset to the figure.

So, a novel quantum Majorana-like field approach has been proposed. Using this approach, braiding Majorana modes in topological phases of Dirac materials are revealed.

[1] Huang X. Observation of the chiral-anomaly-induced negative magnetoresistance in 3D Weyl semimetal TaAs. / X. Huang, L. Zhao, Yu. Long et al. // Phys. Rev. X. – 2015. – Vol. 5. – P. 031023.

[2]. San-Jose P. Majorana Zero Modes in Graphene. / P. San-Jose, J.L. Lado, R. Aguado, F. Guinea, J. Fernández-Rossier // Phys. Rev. X. – 2015. – Vol. 5. – P. 041042.

[3] Nayak C. Non-abelian anyons and topological quantum computation. / C. Nayak, S.H. Simon, A. Stern, M. Freedman, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. – 2008. – Vol. 80. – P. 1083.

[4] Kauffman L.H. Braiding with Majorana Fermions. / L.H. Kauffman, S.J. Lomonaco Jr. // arXiv Reprint. – 2016. – arXiv:1603.07827v1 [cond-mat.str-el].

[5] Backens S. Emulating Majorana fermions and their braiding by Ising spin chains. / S. Backens, A. Shnirman, Y. Makhlin, Yu. Gefen, J.E. Mooij, G. Schön // arXiv Reprint. – 2017. – arXiv:1703.08224v2 [cond-mat.mes-hall].

[6] Grushevskaya H. Massless Majorana-Like Charged Carriers in Two-Dimensional Semimetals. / H. Grushevskaya, G. Krylov // Symmetry. – 2016. – Vol. 8. – P. 60.

## УДК 539.1.074.3

В. Калинников<sup>1</sup>, Е. Величева<sup>1</sup>, А. Лобко<sup>2</sup>, О. Мисевич<sup>2</sup>

# ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТА СЦИНТИЛЛЯЦИЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КАЛОРИМЕТРЕ НА КРИСТАЛЛАХ LYSO

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, РФ <sup>2</sup> Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь lobko@inp.bsu.by

В физических экспериментах электромагнитные калориметры (ЭМК) широко используются для измерения полной энергии электромагнитных ливней. К преимуществам ЭМК как детекторов следует отнести: во-первых, измерение энергии частиц в широком диапазоне; во-вторых, увеличение относительного энергетического разрешения с ростом энергии как  $\sqrt{E}$ , где E – энергия падающей частицы; в-третьих, детектирование как заряженных, так и нейтральных частиц; в-четвертых, возможность разделять фотоны, электроны, протоны, пионы, а также использовать калориметры в качестве триггерных систем отбора событий [1].

В однородных сегментированных ЭМК, находящихся в магнитном поле, электромагнитные ливни не параксиальны, и на точность измерения выделенной энергии и энергетическое разрешение влияют:

• потери электромагнитного ливня в материале светоотражающего покрытия и утечки электромагнитного ливня за пределы сцинтиллятора;

• неоднородность светосбора в ячейках калориметра, зависящая от положения трека в кристалле;

• зависимость выделившейся в ячейке энергии от угла между треком частицы и осью ячейки.

Цель работы – разработка методов повышения точности измерения энергии в однородном сегментированном ЭМК, при прохождении пучка электронов в экспериментах по физике высоких энергий, например, COMET [2], за счет оптимизации гетерогенных светоотражающих покрытий сцинтилляционных кристаллов с высоким показателем преломления и учета временной информации при обработке сигналов.

Показатель преломления кристалла LYSO равен 1.82, поэтому большая часть эмитированных фотонов попадает в «оптическую ловушку» вследствие полного внутреннего отражения от поверхностей кристалла, что увеличивают среднюю длину пробега фотонов в кристалле и приводит к потерям света. Уменьшение этих потерь может быть достигнуто путем изменения светоотражающих свойств поверхностей кристалла, для чего применены соответствующие светоотражающие покрытия. Из множества существующих покрытий путем экспериментальной проверки нами был выбран политетрафторэтилен (TEFLON<sup>®</sup>), как наилучший для LYSO. Однако этот материал имеет относительно высокий коэффициент пропускания фотонов, что приводит к перекрестным оптическим помехам между ячейками калориметра. Решение проблемы может быть достигнуто за счет применения комбинации этой светоотражающих материалов: внутренний слой должен иметь диффузный тип

отражения, а внешний – зеркальный. В качестве внешнего слоя в результате исследований нами была выбрана пленка ESR VM2000 (3M), имеющая зеркальный тип отражения. В Таблице приведены значения световыхода, его неоднородности и энергетического разрешения для исследованных светоотражающих покрытий.

Таблица. Световыход, его неоднородность и энергетическое разрешение для различных светоотражающих покрытий кристалла LYSO.

Покрытие кристалла х	Отн.	Неоднородность	Энергетическое	
число слоев	световыход,	световыхода,	разрешение,	
	%	% /см	%	
нет	60	$0.78 \pm 0.01$	11.37	
Teflon x2	74	$0.4 \pm 0.06$	11.44	
Teflon x4	79	$0.36\pm0.05$	10.59	
Teflon x6	83	$0.27 \pm 0.004$	9.5	
Teflon $x^2 + ESR$	90	0.23±0.004	8.62	
Teflon x2 + ESR+eESR	100	0.064±0.003	8.56	

В последней строке приведены данные для оптимальной конфигурации, когда торцевая поверхность кристалла покрыто только зеркальной пленкой, а боковые – гетерогенным отражателем.

Для учета влияния положения трека частицы в кристаллах на измерение энергии был предложен метод пространственной реконструкции трека нами сегментированном калориметре. Суть метода заключается в том, что при регистрации события в калориметре необходимо для каждого кристалла измерять два параметра: амплитуду и время прихода фотонов сцинтилляций на фотоприемник (ФП). По времени прихода фотонов на ФП определяется расстояние, с которого они пришли. Затем, зная неоднородность световыхода по длине кристалла, по вычисленному расстоянию вычисляется поправка на потери энергии. Практическая реализация метода в линейном приближении – корректирующая добавка к энергии пропорциональна времени задержки прихода сигнала ФП – позволила снизить зависимость величины измеренной энергии от угла трека электрона относительно оси кристалла с 18.5% до 6.7% в диапазоне углов от 20° до 90°.

Таким образом, применение оптимизированного гетерогенного отражающего покрытия позволило снизить неоднородности световыхода по длине кристалла и улучшить энергетическое разрешение ЭМК. Предложенный и реализованный метод коррекции измеренной энергии путем реконструкции трека частицы по временам прихода сигналов позволил снизить угловую зависимость результата измерения в 3 раза.

Работа выполнялась при поддержке БРФФИ, проект Ф16Д-006.

[1] C. Fabjan, F. Gianotti. Calorimetry for particle physics / Rev. Mod. Phys. 75 (2003) 1243.

[2] Y. Kuno, on behalf of the COMET Collaboration / A search for muon-to-electron conversion at J-PARC: the COMET experiment // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013, 022C01.

## УДК 621.039.586

К. И. Ушева<sup>1</sup>, С. А. Кутень<sup>1</sup>, А. А. Хрущинский<sup>1</sup>, Л. Ф. Бабичев<sup>2</sup>

## ИССЛЕДОВАНИЕ АВАРИИ «ВЫБРОС ОДНОГО ОР СУЗ» В КОНСЕРВАТИВНОМ ПОДХОДЕ ДЛЯ ПРОЕКТА АЭС-2006

# <sup>1</sup> НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь <u>k.usheva93@mail.ru</u>

<sup>2</sup> ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны» НАН Беларуси

Детерминистический анализ безопасности (ДАБ) является неотъемлемой частью экспертизы безопасности ядерных энергетических установок. Одним из этапов ДАБ, является исследование аварий, которые анализируются с использованием консервативного подхода. В работе рассмотрена авария «Выброс одного ОР СУЗ» из активной зоны реактора проекта АЭС-2006 (к этому проекту относится реактор Белорусской АЭС) на номинальном уровне мощности с помощью реакторного кода DYN3D [1]. Код DYN3D используется для ДАБ реакторов типа PWR, BBЭР и др.

Для исследования аварии использованы следующие приемочные критерии:

- отсутствие локального плавления топлива: температура топлива не должна превышать 2540 °C для выгоревшего топлива и 2840 °C для свежего топлива;
- температура оболочки топливного элемента не должна превысить 1200 °С;
- осредненная по радиусу энтальпия в топливной таблетке, не должна ни на каком аксиальном участке топливного элемента превысить 830 Дж/г для облученного топлива и 963 Дж/г для свежего топлива;
- количество поврежденных твэлов не должно превышать 10% от общего количества твэлов, находящихся в активной зоне.

Необходимая степень консерватизма достигается выбором соответствующих начальных и граничных условий, обеспечивающих наиболее тяжелое протекание рассматриваемого аварийного процесса с учетом единичного отказа (рассматривается застревание одного наиболее эффективного ОР СУЗ в крайнем верхнем положении).

Для расчетного анализа под выбросом ОР СУЗ управляющей группы из активной зоны реактора понимается внезапное быстрое перемещение ОР СУЗ из начального положения в крайнее верхнее положение. Такое событие может произойти в результате внезапного быстрого разрыва чехла механизма перемещения ОР СУЗ по всему периметру и отказа гидростопора.

В результате быстрого перемещения OP CV3 вверх, в активную зону будет введена реактивность, которая приведет к возрастанию потока нейтронов, перераспределению энерговыделения по объему активной зоны и выделению такого количества энергии в топливе, которое больше энергии, выделяемой в топливе в процессе нормальной эксплуатации.

Для анализа аварии используется код DYN3D, который предназначен для расчета пространственно-временного поведения активной зоны реактора в трехмерной геометрии. Для описания поведения нейтронов в объеме активной зоны реактора используется двухгрупповое диффузионное приближение, в котором распределения

потоков тепловых и быстрых нейтронов находятся нодальным методом. Для детального изучения наиболее энергонапряженного твэла или твэга вводится модель горячего канала. Для данной аварии рассматривается модель горячего канала с двумя предельными профилями линейного энерговыделения и двумя типами газового зазора (максимальный и минимальный) между топливной таблеткой и оболочкой твэл.

Расчет проводился для стационарной топливной загрузки. Для этого в коде DYN3D создана модель полной активной зоны с отражателем. Ниже представлены результаты анализа аварии для номинального уровня мощности для состояния реактора, которое консервативно охватывает состояния реактора в начале и конце работы топливной загрузки. Хронология протекания переходного процесса при аварии «Выброс одного ОР СУЗ» приведена в таблице 1.

Таблица 1. Хронология событий для аварии «Выброс одного ОР СУЗ» на

	ощност		1
Событие	Время,	Расчетное	Предельное
	с	значение	значение
Начало выброса одного ОР СУЗ	0.0	-	-
Возникновение условия для формирования сигнала	0.027	-	-
АЗ по превышению мощности (сигнал			
пропускается), N > 108 % N <sub>ном</sub>			
Достижение выброшенным ОР СУЗ крайнего	0.1	-	-
верхнего положения			
Максимальное значение реактивности	0.1	0.47 \$	-
Максимальное значение нейтронной мощности	0.12	6382 МВт	-
реактора			
Возникновение условия для формирования сигнала	0.38	-	-
АЗ по уменьшению коэффициента запаса до кризиса			
теплоотдачи (DNBR<1.35)			
Начало кризиса теплообмена	0.38	DNBR < 1	-
Максимальное значение тепловой мощности	1.17	3963 МВт	-
реактора			
Начало движения ОР СУЗ по сигналу АЗ	3.38	-	-
Максимальное значение энтальпии	3.65	580.5 кДж/кг	830 кДж/кг
Максимальное значение температуры топлива	3.8	2506 °C	2540 °C
Максимальное значение температуры оболочки	4.05	927 °С	1200 °C
топлива			
Конец кризиса теплообмена	5.2	DNBR > 1	-
Конец движения ОР СУЗ по сигналу АЗ	7.38	-	-
Окончание расчета	30.0	-	-

номинальном уровне мошности.

Результаты расчетов показывают выполнение всех критериев приемки для аварии «Выброс одного ОР СУЗ» на номинальном уровне мощности, что свидетельствует о безопасном протекании данной аварии (отсутствие плавления топлива и повреждения оболочек твэлов).

- [1] Rohde U., Kliem S., Grundmann U., Baier S., Bilodid Y., Duerigen S., Fridman E., Gommlich A., Grahn A., Holt L., Kozmenkov Y., Mittag S. The reactor dynamics code DYN3D – models, validation and applications / Progress in Nuclear Energy, 2016. №89. P. 170-190
- [2] Leppänen J. Serpent a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code. User's Manual. // VTT Technical Research Centre of Finland. – 2015. – 164 p.

УДК 530.145

А. В. Баран, В. В. Кудряшов

## СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРУГОВОМ КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, np. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>a.baran@dragon.bas-net.by</u>, <u>kudryash@dragon.bas-net.by</u>

Известно [1], что движение электрона во внутреннем слое полупроводниковой гетероструктуры можно рассматривать как двумерное в плоскости (x, y) благодаря наличию запирающей квантовой ямы по оси z, направленной перпендикулярно плоскости (x, y). В [2] предложен простой, но достаточно адекватный моделируемой системе потенциал конечной глубины V для двумерных круговых квантовых колец:  $V_c(\rho) = V$ для  $\rho < \rho_i$  и  $\rho > \rho_o$ ,  $V_c(\rho) = 0$  для  $\rho_i < \rho < \rho_o$ , где  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ,  $\rho_i$  и  $\rho_o$  - внутренний и внешний радиус кольца. Внешнему однородному постоянному магнитному полю, нормальному к плоскости гетероструктуры, соответствует векторный потенциал  $A = \frac{B}{2}(-y, x, 0)$ , где *B* – величина индукции. Тогда операторы взаимодействия Рашбы [3] и Дрессельхауса [4] задаются формулами  $V_R = \alpha_R (\sigma_x P_y - \sigma_y P_x) / \hbar$ И  $V_D = \alpha_D (\sigma_x P_x - \sigma_y P_y) / \hbar$ , где  $\mathbf{P} = \mathbf{p} + q_e \mathbf{A}$ ,  $q_e$  – абсолютное значение заряда электрона,  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  – стандартные матрицы Паули. Интенсивности  $\alpha_R$  и  $\alpha_D$  этих взаимодействий зависят от используемых материалов. В настоящей работе для случая, когда разность интенсивностей  $\alpha_R - \alpha_D$  мала по сравнению с их суммой  $\alpha_R + \alpha_D$ , найден приближенный энергетический спектр для электрона в квантовом кольце с помощью теории возмущений. Полный гамильтониан рассматриваемой задачи представим в виде суммы  $H = H_0 + H_1 + H_2$ , где

$$H_{0} = \frac{P_{x}^{2} + P_{y}^{2}}{2M_{eff}} + V_{c}(\rho) + \frac{\alpha_{R} + \alpha_{D}}{2\hbar}(\sigma_{x} - \sigma_{y})(P_{x} + P_{y}), \quad H = \frac{\alpha_{R} - \alpha_{D}}{2\hbar}(\sigma_{x} + \sigma_{y})(P_{y} - P_{x}).$$
(1)

Возмущение  $H_2 = gq\hbar B\sigma_z/4M$  описывает взаимодействие Зеемана,  $M_{eff}$  – эффективная масса электрона,  $M_e$  – масса электрона в вакууме, g – эффективный гиромагнитный фактор,  $\sigma_z$  – матрица Паули. Сначала получим точное решение невозмущенного уравнения Шредингера  $H_0\Psi_0 = E_0\Psi_0$ . Искомые решения невозмущенного уравнения допускают факторизацию вида [5]

$$\Psi_{0}^{\pm}(x,y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm e^{-i\pi/4} \end{pmatrix} \exp\left(\mp i \frac{(\alpha_{R} + \alpha_{D})M_{eff}(x+y)}{\sqrt{2}\hbar^{2}}\right) e^{im\phi} u(\rho), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$
(2)

где *m* – квантовое число углового момента,  $u(\rho)$  выражается через вырожденные гипергеометрические функции. Здесь использованы полярные координаты  $\rho$ ,  $\phi$  $(x = \rho \cos \phi, y = \rho \sin \phi)$ . Перейдя к безразмерным величинам  $a = M_{eff} \rho_o (\alpha_R + \alpha_D) / \hbar^2$ ,  $b = q\rho_o^2 B/2\hbar$ ,  $\varepsilon = 2M_{eff}\rho_o^2 E_0/\hbar^2 + a^2$ ,  $v = 2M_{eff}\rho_o^2 V/\hbar^2$  и  $r = \rho/\rho_o$  рассмотрим возмущения в безразмерной форме  $h_k = 2M_{eff}\rho_o^2 H_k/\hbar^2$ , k = 1, 2. Так как каждый уровень энергии невозмущенной системы является двукратно вырожденным с двумя собственными функциями  $\Psi_0^{\pm}(x, y)$ , будем учитывать вклад  $h_1$  и  $h_2$  по теории возмущений при наличии вырождения. Тогда для уровней энергии получаем

$$e^{\pm} = \varepsilon - a^2 \pm M_{eff} \rho_o (\alpha_R - \alpha_D) \Delta_1 / \hbar^2 \pm g M_{eff} b \Delta_2 / M_e, \qquad (3)$$

$$\Delta_1 = -2N^{-1} \int_0^\infty \mathbf{J}_1(2ar) u^2(r) (m+br^2) \, \mathrm{d}r, \quad \Delta_2 = N^{-1} \int_0^\infty \mathbf{J}_0(2ar) u^2(r) r \, \mathrm{d}r, \tag{4}$$

где  $J_0(2ar)$  и  $J_1(2ar)$  - функции Бесселя,  $N = \int_0^\infty u^2(r)r \, dr$ . Выбираем эффективную массу электрона  $M_{\text{eff}} = 0,067M_e$ , характеризующую движение в арсениде галлия GaAs. При выборе  $\rho_o = 30$  нм имеют место следующие соответствия между безразмерными и размерными величинами:  $a = 1 \rightarrow 18,9579$  мэВ нм,  $e = 1 \rightarrow E = 0,631933$  мэВ,  $b = 1 \rightarrow B = 1,4565$  Тл. На рисунках приведены зависимости невозмущенных уровней  $\varepsilon$ , а также поправок  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  от магнитного поля b при фиксированных значениях  $\rho_i = 0,5\rho_o$  и v = 400. Сплошные линии соответствуют первым уровням энергии, а штриховые – вторым уровням для трех значений углового момента (m = 0,1,2).



Рис. 1. Зависимость  $\varepsilon$ ,  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  от b при a = 0,1.

- [1] Valin-Rodriguez M, Puente A, Serra L 2004 Eur. Phys. J. B 39 87
- [2] Bandos T V, Cantarero A, Garcia-Cristóbal A 2006 Eur. Phys. J. B 53 99
- [3] Rashba E I 1960 Sov. Phys. Solid State 2 1224
- [4] Dresselhaus G 1955 Phys. Rev. 100 580
- [5] Kudryashov V V, Baran A V 2012 Nonlinear Phenomena in Complex Systems 15, no. 2, 185

УДК 539.12

#### Веко О.В.

## ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ С УЧЕТОМ НЕЕВКЛИДОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ПРОСТРАНСТВА

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. езависимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, vekoolga@mail.ru

Тезисы доклада содержат основные результаты диссертационной работы (см. автореферат на сайте BAK) на соискание ученной степени кандидата физ.-мат. по специальности Теоретическая физика [1–20].

Построены решения уравнения Шредингера в пространстве Лобачевского в квазидекартовых координатах. Показано, что поставленная задача моделирует ситуацию в плоском пространстве для квантово-механической частицы в поле плавно растущего до бесконечности потенциального барьера. Коэффициент отражения оказывается равным 1. В этой же системе квазидекартовых координат пространства Лобачевского построены точные решения уравнений Дирака, коэффициент отражения здесь также равен 1.

1. Введены представления для однородного электрического поля в 3-мерных пространствах постоянной положительной и отрицательной кривизны; в обоих пространствах найдены решения уравнения Шредингера в электрическом поле. В пространстве Лобачевского исследовано уравнение Дирака во внешнем электрическом поле, определенном на основе квазидекартовых координат. 2. Развита нерелятивистская квантовая механика частицы со спином 1 в поле магнитного заряда в пространстве Минковского, дополнительно учтены кулоновский и осцилляторный потенциалы; в отсутствии магнитного заряда найдены точные решения и спектры энергий для нерелятивистской векторной частицы в поле Кулона и в осцилляторном потенциале на фоне пространства Лобачевского на основе использования трансцендентных функций Гойна. 3. Найдены решения уравнения Дирака для частицы в поле магнитного заряда в рамках космологических моделей де Ситтера и анти де Ситтера, тем самым выполнено обобщение анализа Хариш-Чандры о решении уравнения Дирака в поле магнитного заряда на фоне пространства-времени Минковского. 4. Обобщенное уравнение Шредингера для скалярной частицы Кокса, учитывающее распределение заряда частицы по конечному объему, решено в электрическом и магнитном полях в плоском пространстве; в магнитном поле наличие внутренней структуры у частицы приводит к изменению частоты возникающего квантового осциллятора; в электрическом поле структура частицы приводит к появлению в параметрах решений дополнительных масштабных коэффициентов. 6. Уравнение Шредингера для скалярной частицы Кокса решено в электрическом и магнитном полях в пространстве Лобачевского. В случае магнитного поля радиальное уравнение дает дискретный спектр разрешенных значений для спектрального параметра задачи. Уравнение, описывающее движение частицы вдоль оси z имеет 6 регулярных особых точек, его решения построены, с физической точки зрения оно описывает одномерное движение частицы в потенциальном поле с возможностью туннелирования через него; для случая внешнего электрического задача описывается вырожденным уравнением Гойна, его решения построены.

1. Квантовая механика в космологических моделях де Ситтера / О.В. Веко, К.В. Дашук, В.В. Кисель, Е.М. Овсиюк, В.М. Редьков. – 515 с. – Беларуская навука: Минск, 2016.

2. Квантовая механика частиц со спином в магнитном поле / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко, Я.А. Войнова, В.В. Кисель, В.М. Редьков. – Беларуская навука: Минск, 2017. – 509 с.

3. Овсиюк, Е.М. О моделировании потенциального барьера в теории Шредингера геометрией пространства Лобачевского / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко // Веснік Брэсцкага уншверітэта. Серыя 4. Фізіка, матэматыка. – 2011. – № 2. – С. 30–36.

4. Новые задачи квантовой механики и уравнение Гойна / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко, В.В. Кисель, В.М. Редьков // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. физико-математические науки. – 2012. – № 1 (141). – С. 137–145.

5. Овсиюк, Е.М. Решения типа плоских волн для частицы со спином 1/2 в пространстве Лобачевского / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2012. – № 4. – С. 80–83.

6. Овсиюк, Е.М. О моделировании среды со свойствами идеального зеркала по отношению к свету и частицам со спином 1/2 / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко, В.М. Редьков // Весці НАН Беларуси. Сер. фіз.-мат. навук. – 2015. – № 1. – С. 76–85.

7. Ovsiyuk, E.M. On simulating a medium with special reflecting properties by Lobachevsky geometry / E.M. Ovsiyuk, O.V. Veko, V.M. Red'kov // NPCS. – 2013. – Vol. 16, № 4. P. 331–344.

8. Овсиюк, Е.М. О решении уравнения Шредингера для частицы в электрическом поле в пространствах постоянной кривизны / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко // Доклады НАН Беларуси. – 2013. – Т. 57, № 3. – С. 43–47.

9. Ovsiyuk, E. On behavior of quantum particles in an electric field in spaces of constant curvature, hyperbolic and spherical models / E. Ovsiyuk, O. Veko // Укр. физ. журн. – 2013. – Том 58. № 12. – С. 1065–1072.

10. Об отражении частиц спина 1/2 "геометрической средой пространства Лобачевского, учет внешнего электрического поля / Е. М. Овсиюк, О.В. Веко, Я.А. Войнова, В.В. Кисель, В.М. Редьков // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4. Фізіка, матэматыка. – 2016 – № 2. – С. 21–31.

11. Quantum mechanics of a spin 1 particle in the magnetic monopole potential, in spaces of Euclid, Lobachevsky, and Riemann: nonrelativistic approximation / E. Ovsiyuk, O. Veko, K.Kazmerchuk, V. Kisel, V. Red'kov // Ukr. J. Phys. – 2013. – Том 58. № 11. – С. 1073–1083

12. Spin 1 particle in the magnetic monopole potential for Minkowski and Lobachevsky spaces: nonrelativistic approximation / O.V. Veko, K.V. Kazmerchuk, E.M. Ovsiyuk, V.V. Kisel, A.M. Ishkhanyan, V.M. Red'kov // NPCS. – 2015. – Vol. 18, № 2. – P. 243–258.

13. Veko, O.V. Dirac particle in presence of magnetic charge in de Sitter Universe: exact solutions and transparency of the cosmological horizon / O.V. Veko, E.M. Ovsiyuk, V.M. Red'kov // NPCS. – 2014. – Vol. 17. no 4. – P. 461–363.

14. Овсиюк, Е.М. Частица со спином 1/2 в присутствии абелева монополя на фоне пространствавремени анти де Ситтера. Случай  $j = j_{mim}$  / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко // Доклады НАН Беларуси. – 2011. – Т. 55, № 6. – С. 49–55.

15. Овсиюк, Е.М. Частица со спином 1/2 в присутствии абелева монополя на фоне пространствавремени анти де Ситтера. Случай  $j > j_{mim}$  / Е.М. Овсиюк, О.В. Веко // Доклады НАН Беларуси. – 2012. – Т. 56, № 1. – С. 43–49.

16. Овсиюк, Е.М. Скалярная частица с внутренней структурой в электромагнитном поле в искривленном пространстве-времени / Е.М. Овсиюк. О.В. Веко, К.В. Казмерчук // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 3(20). – С. 32–36.

17. Quantum mechanical scalar particle with intrinsic structure in external magnetic and electric fields: influence of geometrical background / O.V. Veko, K.V. Kazmerchuk, V.V. Kisel, E.M. Ovsiyuk, V.M. Red'kov. // NPCS. – 2014. – Vol. 17,  $N^{\circ}$  4. – P. 464–466.

18. Veko, O.V. Cox's particle in magnetic and electric fields on the background of hyperbolic Lobachevsky geometry / O.V. Veko // NPCS. – 2016. – Vol. 19, № 1. – P. 50–61.

19. Веко, О.В. Нерелятивистская частица Кокса с внутренней структурой в электрическом поле, анализ в пространстве Лобачевского / О.В. Веко, Е.М. Овсиюк, В.М. Редьков // Весці НАН Беларуси. Сер. фіз.-мат. навук. – 2017. – № 2. – С. 71–81.

20. Частица Кокса во внешнем магнитном поле: анализ в пространстве Лобачевского / О.В. Веко, Я.А. Войнова, Е.М. Овсиюк, В.М. Редьков // Весці НАН Беларуси. Сер. фіз.-мат. навук. – 2017. – № 4. – С. 55–65.

# Реакторные антинейтринные спектры

В. В. Гилевский, И.С. Сацункевич, М.М. Соболевский ОИЭЯИ-Сосны, НАН Беларуси, ул. Красина 99, Минск 220109, Беларусь

#### Аннотация

Использование антинейтрино для изучения состояния реактора требуют точного знания их спектров от сложного источника, состоящего из многих связанных в цепочки распадающихся ядер. В этой работе мы пересматриваем явления и формулы, связанные с вычислением такого спектра.

Поток антинейтрино от реактора. Физика нейтрино сейчас бурно развивается. Лидером этого развития является изучение нейтрино от реакторов и ускорителей. Главным источником энергии любого ядерного реактора является реакция деления. Например,  $n + 2^{35} U \rightarrow A(Z_a, M_a) + A(Z_b, M_b) + k * n + Q(2^{35}U)$ . Эта реакция проходит в поле тепловых нейтронов и создаёт в процессе последующих  $\beta$ -распадов осколков деления до 7 антинейтрино на деление. Все расчёты будем вести для АЭС тепловой мощностью порядка 3,6 Г Вт. Эту мощность обеспечивает n делений в секунду  $W_{th} = n \cdot Q \cdot 1, 6 \cdot 10^{13}$ . Принимаем Q=200 МэВ и тогда для тепловой мощности 3,6 ГВт получаем  $n_{fis} = 1.12 \cdot 10^{20} [s^{-1}]$ . Поток на расстоянии r без учёта осцилляций будет  $\Phi_{\bar{\nu}} = N_{\nu}/4\pi r^2$  из простых соображений симметрии. На расстоянии в 10 метров от активной зоны это даёт поток  $\Phi_{\bar{\nu}}(10m) = 5.36 \cdot 10^{13} [cm^{-2}s^{-1}]$  в секунду на см<sup>2</sup>. В реальном реакторе всё усложняется наличием 4 делящихся ядер, каждое из которых даёт вклад в тепловую мощность и поток антинейтрино.

Для детектирования используем реакцию  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ , которая является основной в большинстве действующих детекторов. Число регистрируемых событий пропорционально потоку частиц  $\Phi_{\bar{\nu}}$  через объем детектора V, который заполнен частицамимишенями с плотностью N и сечению  $\sigma$  детектирующего процесса. В водяной мишени объема 1 м<sup>3</sup> имеется  $N_p = 6.69 \cdot 10^{28}$  почти свободных протонов. Среднее полное сечение процесса регистрации  $\sigma_{tot} = 6.32 \cdot 10^{-43}$  cm<sup>2</sup>/деление. В результате на расстоянии 10 м от реактора детектор происходит 2,3 события в секунду. Учитывая порог выбранной реакции в 1,8 МэВ и эффективность регистрации число событий в секунду уменьшается до 0,29. Для накопления спектра требуется около 10<sup>4</sup> событий. Таким образом кубометровый детектор даёт 2-3 спектра в сутки. Если удастся спроектировать детектор, одновременно детектирующий и другие процессы, то это улучшит положение.

Спектры реакторных антинейтрино. Известны 3 способа получения энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$ . Первый называют конверсионным методом и он основывается на измерении  $e^-$  спектров от распадов нуклидов, экспонированных в поле тепловых нейтронов. Главный недостаток этого метода в том, что необходимо из полного спектра извлечь составляющие его единичные спектры, по ним однозначно строятся одиночные нейтринные спектры, а затем они суммируются. Это математически некорректная задача, поэтому выводы зависят от процедуры разбиения. Второй – называют методом прямого суммирования. Он основан на совокупности экспериментальных данных по распадам осколков деления с последующей цепочкой распада. Главным недостатком этого метода является неполнота ядерных баз данных и часто, особенно при малых вероятностях канала, неточность данных. Третий метод основан на измерении  $e^+$  спектра в процессах захвата  $\bar{\nu}_e$  протоном. Однако измерения этого процесса не очень точны изза малости сечений и сложности измерений. Мы будем пользоваться вторым методом.

Метод прямого суммирования опирается на формулу  $N(E_{\bar{\nu}}) = \sum_{n} Y_n(Z, A, t) \sum_{i} B_{n,i}(E_0^i) P(E_{\bar{\nu}}, E_0^i, Z),$  где ниже в графическом виде.

 $P(E_{\bar{\nu}}, E_0^i, Z) = kE_{\bar{\nu}}^2(E_0 - E_{\bar{\nu}})^2(P_\beta/E_\beta)F(E_\beta, Z)$ , при этом  $Y_n(Z, A)$  является эффективным кумулятивным выходом от деления ядра (Z, A). Величина  $B_{n,i}(E_0^i)$  обозначает долю (бренчинг) *i*-той ветви с максимальной энергией электрона  $E_{e0}^i = Q_n + m_e - E_{exe}^i$ , где  $Q_n$  – энергия бета-перехода ядра (A, Z),  $E_{exe}^i$  означает энергию возбуждения дочернего ядра, которая сбрасывается сопутствующим излучением фотона.  $P(E_{\bar{\nu}}, E_0^i, Z)$  – это множитель передающий форму единичного спектра, причем он всегда выбирает-

ся как спектр разрешенного распада (без множителя формы), где энергия электрона  $E_{\beta} = E_0 - E_{\bar{\nu}}$  и его импульс  $P_{\beta}$  вычисляются. Распределение нормализуется на единицу численным коэффициентом k. Если мы говорим о незаряженном нейтрино, то очень странно смотрится присутствие функции Ферми  $F(E_{\beta}, Z)$ , которая вводилась им для учёта изменения энергии заряженного электрона при вылете из ядра на бесконечность. Мы получили отдельный спектр нейтрино из первых принципов и использовали его для вычислений.

рычислении.  $\rho(E_{\nu},Q) = \frac{d\lambda_{if}}{dE_{\nu}} = \mathcal{K}E_{\nu}^{2}E_{e}p_{e} = \mathcal{K}E_{\nu}^{2}(Q_{\beta}-E_{\nu})\sqrt{(Q_{\beta}-E_{\nu})^{2}-m_{e}^{2}}$ , где коэффициент  $\mathcal{K}$  выражается через неизвестные характеристики ядерного перехода и обычно используется для нормировки. Энергия изменяется в интервале  $0 < E_{\nu} < Q_{\beta} - m_{e}$ . Можно ввести несколько способов нормировки, но для вычислений удобна лишь нормировка на единицу. Далее надо решать задачу о цепочках распада, которая уже давно решена в общем виде. Остаётся лишь подставлять нужные численные коэффициенты.

Была написана программа, которая выбирала все известные осколки деления (с выходом больше некоторого значения Y) из базы JENDL 4.0, выбирала экспериментальные параметры распада ядер из полной цепочки распада из базы ENSDF или, при отсутствии данных, из ENDF. Сама программа доступна свободно по адресу https://bitbucket.org/makssobolevs/neutrino/spectra/. Результаты расчетов приведены



Рис. 1: Слева вверху – типичные спектры  $^{235}U$  в разное время от начала работы реактора. Справа вверху - сравнение спектров с учетом фотонов и без него. Слева внизу – антинейтринные спектры 4 делящихся ядер. Справа снизу – сравнение наших результатов по реакторным спектрам с результатами других авторов для  $^{235}U$ .

УДК 535, 539.1, 53.01, 53.043

В. И. Кувшинов<sup>1</sup>, Е. Г. Багашов<sup>1</sup>

# ДЕКОГЕРЕНЦИЯ И ЗАПИРАНИЕ ЦВЕТА В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

<sup>1</sup> Государственное научное учреждение «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны» Национальной академии наук Беларуси, 220109, г. Минск, а/я 119 v.kuvshinov@sosny.bas-net.by

В квантовой теории взаимодействующая с окружением система описывается матрицей плотности [1], усредняемой по степеням свободы окружения. При взаимодействии с окружением информация о первоначальном состоянии системы после достаточно длительного времени теряется [2, 3]. Этот подход, как показано ниже, удобно использовать и для описания эволюции цветных объектов в стохастическом вакууме квантовой хромодинамики (КХД) [4], рассматриваемом в качестве внешнего окружения.

Под конфайнментом понимается явление, при котором в физическом спектре отсутствуют частицы (поля), входящие в фундаментальный лагранжиан [5]. В случае КХД это означает, что кварки, глюоны и другие цветные объекты не могут существовать как отдельные асимптотические состояния.

Матрица плотности кварка после усреднения по степеням свободы стохастического вакуума КХД (функционального интегрирования по полевым переменным по пространственно-временному контуру  $\gamma$ ) выглядит следующим образом [6, 7]:

$$\rho(\gamma) = N_c^{-1} + (\rho_{in} - N_c^{-1}) \exp(-\sigma_{adj} RT), \qquad (1)$$

где  $N_c$  – число возможных цветов кварка,  $\rho_{in}$  - матрица плотности до взаимодействия,  $\sigma_{adi}$  – натяжение струны КХД.

Анализ уравнения (1) показывает, что взаимодействие со стохастическим вакуумом КХД на больших расстояниях ( $RT \rightarrow \infty$ ) приводит к возникновению полностью смешанного состояния с равными вероятностями для различных цветов и к исчезновению недиагональных членов в соответствующей матрице плотности. Этот процесс можно интерпретировать как декогеренцию начального цветового состояния кварка в результате взаимодействия с окружением, представленным стохастическим вакуумом КХД.

Данный подход можно применить для систем из нескольких кварков и обобщить на произвольное их число [8, 9]. В таком случае общая конечная матрица плотности системы примет вид

$$\rho(\gamma) = N_c^{-N_p} + (\rho_{in} - N_c^{-N_p}) \exp(-\sigma_{adj} RT)^{N_p}, \qquad (2)$$

где  $N_p$  – число кварков в рассматриваемой системе.

Многочастичные системы могут характеризоваться наличием специфических квантовых корреляций (квантовая перепутанность), однако, как видно из уравнения (2), в асимптотике больших расстояний и промежутков времени при взаимодействии со стохастическим вакуумом перепутанность в таких системах исчезает, поскольку матрица плотности становится пропорциональна единичной и полностью теряет недиагональные слагаемые в любом базисе.

Количественно процесс декогеренции может быть описан с помощью характеристик, применяемых в квантовой оптике и квантовой теории информации: степени чистоты (purity) [2], степени согласованности (fidelity) [6], энтропии фон Неймана [10]. Для конечного состояния (после взаимодействия с вакуумом) вида (1) они запишутся соответственно как

$$\mathbf{P} = N_c^{-1} + (1 - N_c^{-1}) \exp(-\sigma_{adj} RT)^2, \qquad (3)$$

$$F(\rho_{in}, \rho(\gamma)) = \operatorname{Tr}\left(\rho_{in}\sqrt{N_c^{-1} + (1 - N_c^{-1})\exp(-\sigma_{adj}RT)}\right),\tag{4}$$

$$S = \operatorname{Tr}\left(N_c^{-1}\ln N_c\right) = \ln N_c \,. \tag{5}$$

В асимптотике больших расстояний и промежутков времени степень чистоты и степень согласованности состояния кварка при взаимодействии с вакуумом снижается до минимального значения, а энтропия возрастает до максимального. Это можно рассматривать как признак явления конфайнмента (запирания цвета), поскольку при взаимодействии с вакуумом теряется информация о начальном цветовом состоянии кварка и цвет не наблюдается.

Таким образом, декогеренция цветового состояния кварка при взаимодействии со стохастическим вакуумом может рассматриваться как альтернативное объяснение явления конфайнмента кварков.

[1] Ландау Л. Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Теоретическая физика, Т. 3. – М.: Наука. – 1989.

[2] Peres A. Quantum Theory: Concepts and Methods // Dordrecht: Kluwer. - 1995.

[3] Kilin S. Ya. Quantum instabilities and decoherence problem / S. Ya. Kilin, D. B. Horoshko, V. N. Shatokhin // Acta Phys. Pol. A. – 1998. – Vol. 93. – P. 97–104.

[4] Field correlators in QCD. Theory and applications / Giacomo A. D. [et al.] // Physics Reports. -2002. - Vol. 372, No 4. -P. 319-368.

[5] Симонов Ю. А. Конфайнмент / Ю. А.Симонов // УФН. – 1996. – Т. 166, № 4. – С. 337–362.

[6] Kuvshinov V. I. Stability of holonomic quantum computations / V. I. Kuvshinov, A. V. Kuzmin // Phys. Lett. A. -2003. - Vol. 316, No 6. - P. 391–394.

[7] Kuvshinov V. I. Decoherence of Quark Colour states in QCD Vacuum / V. I. Kuvshinov, P. V. Buividovich // Acta Phys. Pol. B. – 2008. – Vol. 1, № 3. – P. 579–582.

[8] Kuvshinov V. I. Confinement of Colour States in A Stochastic Vacuum of Quantum Chromodynamics / V. I. Kuvshinov, E. G. Bagashov // Theoretical and Mathematical Physics. – 2015. – Vol. 184, № 3. – P. 1304–1310.

[9] Kuvshinov V. I. Decoherence of Quantum States in QCD Vacuum / V. I. Kuvshinov, E. G. Bagashov // Physics of Particles and Nuclei. -2017. - Vol. 48, No 5. -P. 834–835.

[10] Нейман И. Математические основы квантовой механики // М.: Наука. – 1964.

УДК 53.12.531.51

## А.В. Минкевич

# ФИЗИЧЕСКОЕ ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ, ГРАВИТАЦИЯ И РЕГУЛЯРНАЯ УСКОРЕННО РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск

### Беларусь

## <u>minkav@bsu.by</u>

В рамках калибровочной теории гравитации в пространстве-времени Римана-Картана исследуется влияние кручения пространства-времени на гравитационное взаимодействие в космологии и астрофизике. Показано, что кручение физического вакуума приводит к эффекту гравитационного отталкивания, вызывающему ускоренное космологическое расширение в современную эпоху, а также к появлению дополнительной гравитационной силы, связанной со взаимодействием вакуумного кручения с вращательными моментами астрофизических объектов (звезды, галактики) и оказывающей влияние на их движение [1]. Обсуждаются возможные наблюдательные проявления полученных теоретических выводов.

[1] A.V. Minkevich, Torsion and gravitational interaction in Riemann-Cartan space-time, arXiv:1709.09035 [gr-qc] (in press).

УДК 530.1; 539.12

## Г. Ю. Тюменков

## КВАЗИСВОБОДНЫЕ ДВУХВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ ГРИНА МАЛОЧАСТИЧНЫХ БОЗОН – ФЕРМИОННЫХ СИСТЕМ

# Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины, ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь

## <u>gyt@gsu.by</u>

В теории релятивистских связанных систем общепризнанным методом исследования является ковариантный одновременной подход в квантовой теории поля [1], наиболее последовательный вариант которого основан на применении ковариантных двухвременных функций Грина (ФГ)  $\tilde{G}$  [2]. Обратная свободная двухвременная ФГ  $\{\tilde{G}_{(0)}\}^{-1}$  играет важнейшую роль при построении интегральных уравнений для релятивистских волновых функций систем, как на уровне формирования квазипотенциала (ядра), так и в неинтегральной части уравнений. Аналогичную роль выполняет обратная квазисвободная двухвременная ФГ  $\{\tilde{G}_{(0)}\}^{-1}$  [3] при исследовании систем, находящихся во внешнем электромагнитном поле  $A_{\mu}$ . При этом отметим, что для рассматриваемых ФГ, согласно [2], процедура обращения не приводит к сингулярности и возможна без проектирования ФГ на дираковские биспиноры, то есть с сохранением их изначальной матричной структуры.

Учет внешнего электромагнитного поля приводит к трёхкомпонентности  $\widetilde{G}_{(0)}{}^{\mathrm{qf}}$  :

$$\tilde{\boldsymbol{G}}_{(0)}^{qf} = \tilde{\boldsymbol{G}}_{(0)}^{[1]} + \tilde{\boldsymbol{G}}_{(0)}^{[2]} + \tilde{\boldsymbol{G}}_{(0)}^{[3]}, \qquad (1)$$

где  $\tilde{G}_{(0)}^{[j]}$  – квазисвободные двухвременные  $\Phi\Gamma$ , учитывающие факт взаимодействия поля  $A_{\mu}$  с *j*-ой частицей в импульсном приближении. Все слагаемые в (1) получается из четырёхвременных свободных  $\Phi\Gamma G_{(0)}^{[j]}$ , определяемых как вакуумные математические ожидания хронологического произведения гайзенберговских полей частиц, входящих в систему, и поля  $A_{\mu}$  в импульсном пространстве путем интегрального приравнивания времен в начальном и конечном состоянии. Например, для скалярной частицы

$$G_{(0)}^{[1]} = Q_I \cdot \frac{m_2 + \hat{p}_3}{p_3^2 - m_3^2 + i0} \cdot \frac{\Gamma_{1\mu} A^{\mu}(\vec{q}_1)}{k_1^2 - m_1^2 + i0} \cdot \frac{1}{p_1^2 - m_1^2 + i0} \cdot \frac{1}{p_2^2 - m_2^2 + i0}.$$
 (2)

В соответствующих выражениях для прочих  $\Phi\Gamma$ :  $k_j$  – конечные 4-импульсы скалярных частиц, трёхмерные импульсы фотонов  $\vec{q}_j - \vec{k}_j - \vec{p}_j$ , вершинные функции  $\Gamma_{j\mu} = (k_j + p_j)_{\mu}$ , а  $Q_j$  – электрические заряды.

Выражения типа (2) приводят к следующему виду ФГ, составляющих (1):

$$\widetilde{G}_{(0)}^{[1]} = \frac{Q_{1}}{16 \omega_{1p} \omega_{2p} \omega_{3p} \omega_{1k}} A^{\mu}(\vec{q}_{1}) \left[ (m_{3} + \hat{\vec{p}}_{3}) \times \left( \frac{\Gamma_{\mu}^{(-)} R_{p}}{P_{0} - \omega_{1k} - \omega_{2p} - \omega_{3p} + i0} - \frac{[\Gamma_{(p)}^{(+)}]_{\mu} R_{p}}{\omega_{1p} + \omega_{1k}} - \frac{[\Gamma_{(k)}^{(+)}]_{\mu}}{(P_{0} - \omega_{1k} - \omega_{2p} - \omega_{3p} + i0)(\omega_{1p} + \omega_{1k})} \right) + \left( \frac{\Gamma_{\mu}^{(+)} A_{p}}{P_{0} + \omega_{1k} + \omega_{2p} + \omega_{3p} - i0} + \frac{[\Gamma_{(p)}^{(-)}]_{\mu} A_{p}}{\omega_{1p} + \omega_{1k}} + \frac{[\Gamma_{(k)}^{(-)}]_{\mu}}{(P_{0} + \omega_{1k} + \omega_{2p} + \omega_{3p} - i0)(\omega_{1p} + \omega_{1k})} \right) \times (m_{3} - \hat{\vec{p}}_{3}')], \quad (3)$$

$$\widetilde{G}_{(0)}^{[2]} = \frac{Q_2}{16 \omega_{1p} \omega_{2p} \omega_{3p} \omega_{2k}} A^{\mu}(\vec{q}_2) \left[ (m_3 + \hat{\vec{p}}_3) \times \left( \frac{\Pi_{\mu}^{(-)} R_p}{P_0 - \omega_{1p} - \omega_{2k} - \omega_{3p} + i0} - \frac{[\Pi_{(p)}^{(+)}]_{\mu} R_p}{\omega_{2p} + \omega_{2k}} - \frac{[\Pi_{(k)}^{(+)}]_{\mu}}{(P_0 - \omega_{1p} - \omega_{2k} - \omega_{3p} + i0)(\omega_{2p} + \omega_{2k})} \right) + \left( \frac{\Pi_{\mu}^{(+)} A_p}{P_0 + \omega_{1p} + \omega_{2k} + \omega_{3p} - i0} + \frac{[\Pi_{(p)}^{(-)}]_{\mu} A_p}{\omega_{2p} + \omega_{2k}} + \frac{[\Pi_{(k)}^{(-)}]_{\mu}}{(P_0 + \omega_{1p} + \omega_{2k} + \omega_{3p} - i0)(\omega_{2p} + \omega_{2k})} \right) \times (m_3 - \hat{\vec{p}}_3')], \quad (4)$$

$$\widetilde{G}_{(0)}^{[3]} = \frac{Q_3}{16\,\omega_{1p}\,\omega_{2p}\omega_{3p}\,\omega_{3k}} \times \left[ \frac{\left( m_3 + \hat{k}_3 \right) \hat{A}(\dot{q}_3)(m_3 + \dot{p}_3)R_p}{P_0 - \omega_{1p} - \omega_{2p} - \omega_{3k} + t0} + \frac{\left( m_3 - \hat{k}'_3 \right) \hat{A}(\dot{q}_3)(m_3 - \dot{p}'_3)A_p}{P_0 + \omega_{1p} + \omega_{2p} + \omega_{3k} - t0} + \frac{\left( m_3 - \hat{k}'_3 \right) \hat{A}(\vec{q}_3)(m_3 + \hat{p}_3)}{\left( \omega_{3p} + \omega_{3k} \right)} \left( \frac{1}{P_0 + \omega_{1p} + \omega_{2p} + \omega_{3k} - i0} - R_p \right) + \frac{\left( m_2 + \hat{k}_3 \right) \hat{A}(\vec{q}_3)(m_3 - \ddot{p}'_3)}{\left( \omega_{3p} + \omega_{3k} \right)} \left( A_p - \frac{1}{P_0 - \omega_{1p} - \omega_{2p} - \omega_{3k} + i0} \right) \right],$$
(5)

в которых для компактизации записи был использован ряд дополнительных, но стандартных обозначений:

a) 
$$\tilde{p}_{j} = (\omega_{jp}, \vec{p}_{j}), \ \tilde{p}_{j}' = (\omega_{jp}, -\vec{p}_{j}), \ \omega_{jp} - \sqrt{m_{j}^{2} + \vec{p}_{j}^{2}} \ (j = 1, 2, 3)$$
 и такие параметры с (p \leftrightarrow k);  
б)  $R_{p} = (P_{0} - \omega_{1p} - \omega_{2p} - \omega_{3p} + i0)^{-1}, A_{p} = (P_{0} + \omega_{1p} + \omega_{2p} + \omega_{3p} - i0)^{-1};$   
B)  $\Gamma_{\mu}^{(\pm)} = \{2[P_{0} \pm (\omega_{2p} + \omega_{3p})], \vec{p}_{1} + \vec{k}_{1}\}, \ [\Gamma_{(p)}^{(\pm)}]_{\mu} = (\pm 2\omega_{1p}, \vec{p}_{1} + \vec{k}_{1}), \ [\Gamma_{(k)}^{(\pm)}]_{\mu} = (\pm 2\omega_{1k}, \vec{p}_{1} + \vec{k}_{1});$   
г)  $\Pi_{\mu}^{(\pm)} = \{2[P_{0} \pm (\omega_{1p} + \omega_{3p})], \vec{p}_{2} + \vec{k}_{2}\}, \ [\Pi_{(p)}^{(\pm)}]_{\mu} = (\pm 2\omega_{2p}, \vec{p}_{2} + \vec{k}_{2}), \ [\Pi_{(k)}^{(\pm)}]_{\mu} = (\pm 2\omega_{2k}, \vec{p}_{2} + \vec{k}_{2}).$ 

Кинематические связи трёхмерных импульсов частиц в (3) – (5) гораздо сложнее, чем в случае двухчастичных систем, и поэтому требуют отдельного обсуждения даже при переходе к системе центра масс. Невзирая на выявленную громоздкость, квазисвободная двухвременная  $\Phi\Gamma$  (1) допускает процедуру несингулярного обращения, доступную реализации с помощью известных программных пакетов аналитических вычислений.

- [1] Logunov, A,A. Quasioptical approach in quantum field theory / A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze // Nuovo Cimento. 1963. Vol. 29, № 2. P. 380-399.
- [2] Капшай, В.Н. Лекции по теории связанных систем частиц со спином 0 и 1/2 / В.Н. Капшай, Г.Ю. Тюменков Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины. 2005. 100 с.
- [3] Тюменков, Г.Ю. Квазисвободная двухвременная функция Грина трехчастичной бозон-фермионной системы / Г.Ю. Тюменков // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. – 2011. - № 6(69). – С. 145 – 148.
УДК 539.12

## В. В. Андреев<sup>1</sup>, В. Ю. Гавриш<sup>2</sup>

## ПАРАМЕТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246019, г. Гомель, Беларусь. vik.andreev@gsu.by

<sup>2</sup> Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, пр-т Октября, 48, 246746, г. Гомель, Беларусь. <u>mez0n@inbox.ru</u>

Введение. Электрослабые и полулептонные распады псевдоскалярных и векторных мезонов всегда были удобным средством для апробации различных теоретических моделей и подходов для изучении структуры адронов. Описание подобного рода процессов в рамках КХД как квантовой теории, делается невозможным в силу некоммутативности операторов групп SU(3); также, поведение бегущей константы КХД  $\alpha_s(q^2)$  при малых энергиях делает теорию возмущений неприменимой к расчетам подобного рода. Эти и другие трудности (см. [1,2]) мотивировали развитие альтернативных подходов для исследования составных кварковых систем.

В данной работе, основанной на точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики (ПИКМ), предложена процедура получения параметров модели из электрослабых распадов псевдоскалярных и векторных мезонов. Отличительной чертой данной процедуры является использование константы псевдоскалярной плотности [3].

**1.** Лептонные распады векторных и псевдоскалярных мезонов в рамках точечной формы ПИКМ. Вектор состояния связанной системы частиц определяется через вектора состояния свободных частиц посредством выражения [4]

$$\left| \vec{P}, J\mu, M \right\rangle = \sum_{\lambda_{1}, \lambda_{2}} \sum_{\nu_{1}, \nu_{2}} \int d\vec{k} \sqrt{\frac{\omega_{m_{q}}(\vec{p}_{1})\omega_{m_{\bar{Q}}}(\vec{p}_{2})M_{0}}{\omega_{m_{q}}(\vec{k})\omega_{m_{\bar{Q}}}(\vec{k})\omega_{M_{0}}(\vec{P})}} \Omega \begin{cases} L \ S \ J \\ \nu_{1} \nu_{2} \ \mu \end{cases} (\theta_{k}, \varphi_{k}) \times \\ \times \Phi_{LS}^{J}(\mathbf{k}, \beta) \ D_{\lambda_{1}, \nu_{1}}^{1/2}(\vec{n}_{W_{1}}) D_{\lambda_{2}, \nu_{2}}^{1/2}(\vec{n}_{W_{2}}) \left| \vec{p}_{1}, \lambda_{1}, \vec{p}_{2}, \lambda_{2} \right\rangle,$$

$$(1)$$

где  $\omega_m(\vec{k}) = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}.$ 

Константы лептонных распадов псевдоскалярного  $P(Q\bar{q}) \rightarrow \ell + v_{\ell}$  и векторного  $V(q\bar{q}) \rightarrow \ell + \bar{\ell}$  мезонов, после удаления элементы матрицы Кабаяши-Маскавы определяются посредством выражений:

$$\left\langle 0 \left| \hat{J}_{P}^{\mu}(0) \right| \vec{P}, 0, M_{P} \right\rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_{P}}(\vec{P})}} P^{\mu} f_{P},$$
 (2)

$$\left\langle 0 \left| \hat{J}_{V}^{\mu}(0) \right| \vec{P}, 1 \lambda_{V}, M_{V} \right\rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^{\mu}(\lambda_{V})}{\sqrt{2\omega_{M_{V}}(\vec{P})}} M_{V} f_{V}.$$
(3)

Подставляя вектора состояния мезонов (1) в выражения (2) и (3) приходим к интегральным представлениям констант распадов псевдоскалярного и векторного мезонов  $f_p$  и  $f_v$  [4]:

$$f_{I}(m_{Q}, m_{\bar{q}}, \beta_{Q\bar{q}}^{\mathrm{I}}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^{2} \Phi(\mathbf{k}, \beta_{Q\bar{q}}^{\mathrm{I}}) \, \sqrt{\frac{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})}{M_{0}\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{k})\omega_{m_{Q}}(\vec{k})}} \left(1 + a_{\mathrm{I}} \frac{\mathbf{k}^{2}}{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})}\right), \qquad (4)$$
$$\mathbf{I} = P, V; \ a_{P} = -1, \ a_{V} = -\frac{1}{3}, \quad W_{m}^{\pm}(\mathbf{k}) = \omega_{m}(\mathbf{k}) \pm \mathbf{k}.$$

Для константы псевдоскалярной плотности легко найти следующее выражение:

$$g_{P}(m_{q}, m_{\bar{Q}}, \beta_{\bar{Q}\bar{q}}^{P}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^{2} \Phi(\mathbf{k}, \beta_{\bar{Q}\bar{q}}^{P}) \, \sqrt{\frac{M_{0}}{\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{k})\omega_{m_{Q}}(\vec{k})}} \left(\sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^{+}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{+}(\mathbf{k})} + \sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^{-}(\mathbf{k})W_{m_{Q}}^{-}(\mathbf{k})}\right).$$
(5)

**2. Численные расчеты параметров модели.** Волновая функция Φ<sup>J</sup><sub>LS</sub>(k,β) для расчетов может быть выбрана в виде

$$\Phi^{os}(\mathbf{k},\beta) = N_{os} \exp\left[-\frac{\mathbf{k}^2}{2\beta^2}\right], \quad N_{os} = \frac{2}{\pi^{1/4}\beta^{3/2}},$$
(6)

$$\Phi^{coul}(\mathbf{k},\beta) = \frac{N_{coul}}{(1 + \mathbf{k}^2 / \beta^2)}, \quad N_{coul} = 4\sqrt{\frac{2}{\pi \beta^3}}, \tag{7}$$

$$\Phi^{pl}(\mathbf{k},\beta) = \frac{N_{pl}}{(1+\mathbf{k}^2/\beta^2)^3}, \ N_{coul} = 16\sqrt{\frac{2}{7\pi\ \beta^3}}.$$
(8)

Проводя численные расчеты с учетом значений токовых масс кварков, взятых из Particle Data Group

$$\hat{m}_{u} = (2, 2^{+0.6}_{-0.4}) \text{ M} \Im B, \ \hat{m}_{d} = (4, 7^{+0.5}_{-0.4}) \text{ M} \Im B,$$
$$\frac{\hat{m}_{u} + \hat{m}_{d}}{2} = (3, 7^{+0.7}_{-0.3}) \text{ M} \Im B, \ \hat{m}_{s} = (96^{+8}_{-4}) \text{ M} \Im B,$$
(9)

констант распадов (4) получаем значения конституэнтных масс легких кварков и параметров волновых функций (смотрите таблицу 1), исходя из соответствия модельных вычислений и экспериментальных данных.

WF	<i>m</i> <sub><i>u</i></sub> , МэВ	<i>m</i> <sub>ud</sub> , МэВ	<i>m</i> <sub>s</sub> , МэВ	$\beta_{\scriptscriptstyle ud}^{\scriptscriptstyle P},{ m M}$ эВ	$\beta_{us}^{P}$ , МэВ
$\Phi^{os}$ -(26)	$218,3 \pm 4,2$	$219,6 \pm 4,2$	$226,2\pm59,7$	$370,8 \pm 9,3$	$373,2 \pm 20,9$
$\Phi^{coul}$ -(27)	_	—	_	—	—
$\Phi^{pl}$ -(26)	$235,2 \pm 14,7$	$233,9 \pm 14,7$	_	$562,1 \pm 28,2$	_

Таблица 1. Параметры модели для различных волновых функций (6-8).

Ioffe, B.L. Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects / B.L
 Ioffe., V.S. Fadin, L.N. Lipatov // Cambridge University Press. – 2010. –Ed. № 1. – 597 P.
 Walter, G. Quantum chromodynamics / G Walter., S. Stefan // Springer. – 2004. –Ed. №

2. – 572 P.

[3] Jaus, W. Consistent treatment of spin 1 mesons in the light front quark model / W. Jaus // Phys. Rev. - 2003. - Vol. D67. - P. 094010.

[4] Андреев, В.В. Электрослабые характеристики систем в пуанкаре-ковариантных моделях/ В.В. Андреев // Lap Lambert Academic Publishing. – 2017. – ISBN 978-3-659-93540-4. – 320 с.

УДК 530.12

А. К. Горбацевич<sup>1</sup>, Е. К. Тищенкова<sup>2</sup>, А. О. Шаплов<sup>3</sup>

## КРОТОВЫЕ НОРЫ В 5-МЕРНОЙ ПРОЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

gorbatsievich@bsu.bymailto:first.author@dragon.bas-net.by

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

kate.tischenkova@mail.ru

<sup>3</sup> Институт прикладной физики национальной академии наук Беларуси, ул. Академическая, 16, 220072 Минск, Беларусь Yoichi@list.ru

К наиболее удивительным предсказаниям общей теории относительности (ОТО) относятся кротовые норы. Кротовые норы можно интерпретировать как туннели в пространстве-времени, соединяющие удаленные части нашей Вселенной или области двух разных вселенных. Неотъемлемым элементом кротовой норы является ее горловина, определяемая как двумерная поверхность минимальной площади, не допускающая дальнейшего непрерывного стягивания. Первые точные решения, описывающие кротовые норы были получены в работах Фламма, а также Эйнштейна и Розена [1], современное развитие эти идеи получили в работе Морриса и Торна, которые построили точное решение уравнений Эйнштена, оаисывающее проходимую кротовую нору [2].

Заметим, что в рамках ОТО кротовые норы могут существовать только в случае наличия "экзотической" материи, нарушающей энергетические условия. Такая материя в виде фантомного скалярного  $\sigma$ -поля естественным образом присутствует в 5-миерной проективной теории поля, предложенной Э. Шмутцером (подробное изложение как основ теории, так и ее приложений можно найти в монографии [3]).

В случае отсутствия всех видов материи кроме скалярного *σ*-поля, уравнения поля имеют следующий вид:

$$R_{mn} - 2\sigma_{,m}\sigma_{,n} = 0, \quad \sigma^{,k}{}_{;k} = 0.$$
(1)

(Латинские индексы пробегают от 1 до 4, сигнатура метрики (+ + + -), запятая обозначает частную производную, точка с запятой — ковариантную.) Общее решение этих уравнений, описывающее внешнее поле сферически-симметричного источника, обладающего массой M и скалярным зарядом  $\mathcal{M}$  (здесь используется геометрическая система единиц, в которой M и  $\mathcal{M}$  имеют размерность длины) можно представить в виде [4]

$$\mathrm{d}s^2 = \mathrm{e}^{2u(r)} \left[ \mathrm{d}r^2 + r^2 (\mathrm{d}\vartheta^2 + \sin^2\vartheta \mathrm{d}\varphi^2) \right] - \mathrm{e}^{2v(r)} c^2 \mathrm{d}t^2 \,, \tag{2}$$

где явный вид функций u(r) и v(r) зависит от соотношения между массой источника и его скалярным зарядом:

$$e^{u(r)} = \begin{cases} \left(1 - \frac{R_2^2}{r^2}\right)^2 \left(\frac{r + R_2}{r - R^2}\right)^{M/R_2}, & \text{если } M > \mathcal{M}; \\ e^{2M/r}, & \text{если } M = \mathcal{M}; \\ \left(1 + \frac{R_3^2}{4r^2}\right)^2 \exp\left[\frac{M}{M + \mathcal{M}}\Pi(r)\right], & \text{если } \mathcal{M} > M. \end{cases}$$
(3)

$$e^{v(r)} = \begin{cases} \left(\frac{r-R_2}{r+R^2}\right)^{M/R_2}, & \text{если } M > \mathcal{M}; \\ e^{-2M/r}, & \text{если } M = \mathcal{M}; \\ \exp\left[-\frac{M}{M+\mathcal{M}}\Pi(r)\right], & \text{если } \mathcal{M} > M. \end{cases}$$
(4)

Здесь

$$R_1 = M + \mathcal{M}, \quad R_2 = \frac{1}{2}\sqrt{M^2 - \mathcal{M}^2}, \ R_3 = \sqrt{\mathcal{M}^2 - M^2}, \ \Pi(r) = \frac{2R_1}{R_3} \left(\pi - 2\arctan\frac{2r}{R_3}\right).$$

Соответствующие выражения для скалярного поля во всех трех случаях приведены в [4].

Детальный анализ метрики, изотропных геодезических, тензора кривизны и построенных из него и его ковариантных производных скаляров, красного смещения и приливных сил показал, что в случае, когда  $\mathcal{M} > M$ , найденное решение описывает проходимую кротовую нору, соединяющую два асимптотически плоских пространства. В предельном же случае  $\mathcal{M} = M$  кротовая нора остается проходимой, однако она в этом случае соединяет асимптотически плоское пространство с пространство, обладающим удаленным горизонтом. В случае  $0 < \mathcal{M} < M$  найденное решение описывает голую сингулярность. При  $\mathcal{M} = 0$  оно, как и следовало ожидать, переходит в решение Шварцшильда в изотропных координатах.

- [1] Einstein A. The Particle Problem in the General Theory of Relativity. / A. Einstein, N. Rosen // Phys. Rev. 1935. Vol. 48. p. 73.
- [2] Morris M. S. Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. / M. S. Morris, K. S. Thorne // American Journal of Physics. - 1988. - Vol. 56. - P. 395.
- [3] Schmutzer E. Fünfdimensionale Physik. Projektive Einheitliche Feldtheorie mit Einbeziehung der Quantentheorie (Mechanik, Astrophysik, Kosmologie ohne Urknall, Spinoren). – Wissenschaftsverlag Thüringen, 2009. – 634 p.
- [4] Schnutzer E., Gorbatsievich A. Numeric and graphic supplement to the five-dimensional Projective Unified Field Theory. Jena: Wissenschaftsverlag Thüringen (Scientific Publishing House Thüringia, Germany). – 2016. – 108 p.

УДК 539.12.01

#### С. И. Фиалка, В. Н. Капшай

## РЕШЕНИЕ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 226019 Гомель, Беларусь sergey.fialka@gmail.com kapshai@rambler.ru

В подавляющем большинстве случаев квазипотенциальные уравнения решаются в импульсном представлении (ИП), в котором они были получены изначально [1]. Релятивистское импульсное пространство является пространством Лобачевского, для него был предложен релятивистский аналог преобразования Фурье, что позволило сформулировать квазипотенциальные уравнения в релятивистском конфигурационном представлении (РКП) [2]. При описании реальных и модельных взаимодействий часто появляется возможность свести трёхмерные квазипотенциальные уравнения в ИП и РКП к одномерным интегральным уравнениям. Для решения таких уравнений в ИП необходимо предварительно найти явный вид парциальных потенциалов, а в РКП – иметь явный вид релятивистских парциальных волн и свободных функций Грина.

Рассмотрим взаимодействие двух релятивистских бесспиновых частиц массы *m*. Согласно работе [3], в случае локального сферически-симметричного квазипотенциала, уравнения для радиальной волновой функции состояний рассеяния и связанных состояний двухчастичной системы с орбитальным квантовым числом  $\ell$ , соответственно, имеют вид ( $\hbar = c = 1$ ):

$$\psi_{\ell}(E_q, r) = s_{\ell}(E_q, r) + \int_{0}^{\infty} G_{\ell}(E_q; r, r') V(E_q; r') \psi_{\ell}(E_q, r') dr';$$
(1)

$$\psi_{\ell}(E_{iw},r) = \int_{0}^{\infty} G_{\ell}(E_{iw};r,r') V(E_{iw};r') \psi_{\ell}(E_{iw},r') dr'.$$
<sup>(2)</sup>

Здесь  $2E_q = 2\sqrt{q^2 + m^2}$  – энергия частиц в системе центра масс. В случае состояний рассеяния  $E_q \in (m; \infty)$ , в случае связанных состояний  $E_{iw} \in [0;m]$  (q = iw). В РКП парциальные функции Грина уравнения Логунова-Тавхелидзе [1] имеют вид [3]:

$$G_{\ell}(E_q;r,r') = \tilde{G}_{\ell}^+(E_q;r,r') - \tilde{G}_{\ell}^-(E_q;r,r'),$$
(3)

где

$$\tilde{G}_{\ell}^{\pm}(E_q;r,r') = \frac{(-1)^{\ell}}{2iq} \frac{m}{E_q} \left( \frac{e_{\ell}^{+}(E_q,r)e_{\ell}^{\pm}(E_q,-r')}{1-\exp[-\pi m(r\mp r')]} + \frac{e_{\ell}^{-}(E_q,r)e_{\ell}^{\mp}(E_q,-r')}{1-\exp[\pi m(r\mp r')]} \right).$$
(4)

Релятивистские парциальные волны можно выразить через функции Лежандра в виде [3]:

$$s_{\ell}(E_q, r) = (-i)^{\ell+1} \frac{\exp(\pi m r)}{\Gamma(imr)} Q_{\ell}^{imr}(E_q / q);$$
(5)

$$e_{\ell}^{\pm}(E_q, r) = i^{\ell} \frac{\Gamma(imr - \ell)\Gamma(\mp imr + \ell + 1)}{\Gamma(imr)} P_{\ell}^{\pm imr}(E_q / q).$$

$$\tag{6}$$

На основе (1) можно определить, например, релятивистские парциальные амплитуды и сечения рассеяния [3]:

$$f_{\ell}(E_q) = -\frac{1}{q^2} \frac{m}{E_q} \int_0^\infty s_{\ell}^*(E_q, r') V(E_q; r') \psi_{\ell}(E_q, r') dr';$$
<sup>(7)</sup>

$$\sigma(E_q) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sigma_{\ell}(E_q) = 4\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \left| f_{\ell}(E_q) \right|^2.$$
(8)

В данной работе интегральные уравнения (1), (2) решены с потенциалом:

 $V(r) = -2mA\,\mu(r-x)\exp[-\mu(r-x)].$ (9)

Параметры выбраны таким образом, чтобы потенциал (9) был близок к потенциалам нуклон-нуклонного взаимодействия для <sup>1</sup>S<sub>0</sub> состояний [14]. Задача решена численно.

Установлена связь между связанными состояниями и резонансами (рис. 1). Когда параметр A (глубина потенциальной ямы) увеличивается и приближается к значению при котором частицы образуют связанное состояния ( $E_q=m$ ) с орбитальным квантовым числом  $\ell > 0$ , мнимая и действительная часть энергии резонанса уменьшаются, что проявляется, соответственно, в уменьшении ширины и смещении пика в соответствующем парциальном сечении рассеяния  $\sigma_{\ell}$ .



Таким образом, описание взаимодействия релятивистских частиц в рамках квазипотенциального подхода можно эффективно производить непосредственно в РКП. В отличие от дифференциально-разностных уравнений в РКП, интегральные уравнения позволяют получить однозначные решения, что даёт надёжную альтернативу подходу, основанному на решении квазипотенциальных уравнений в ИП.

- [1] Logunov, A.A. Quasi-optical approach in quantum field theory/ A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze // IL Nuovo Cimento. 1963. Vol. 29, № 2. P. 380 399.
- [2] Kadyshevsky, V.G. Quasi-potential approach and the expansion in relativistic spherical functions / V.G. Kadyshevsky, R.M. Mir-Kasimov, N.B. Skachkov // Il Nuovo Cimento A. – 1968. – Vol. 55, № 2. – P. 233 – 257.
- [3] Капшай, В.Н. Парциальные квазипотенциальные уравнения в релятивистском конфигурационном представлении / В.Н. Капшай, С.И. Фиалка // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 10. – С. 44 – 50.
- [4] Aoki, S. Nucleon-nucleon interactions via Lattice QCD: Methodology / S. Aoki // The European Physical Journal A. – 2013. – Vol. 49, № 81. – P. 1 – 12.

УДК 539.172

# А. Ю. Манько<sup>1</sup>, Р. Г. Шуляковский<sup>2</sup>

## ПОМЕРОННЫЙ МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА АДРОННЫХ УСКРИТЕЛЯХ.

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

andrej.j.manko@gmail, andrej.j.manko@mail.ru

<sup>2</sup> Институт прикладной физики НАН Беларуси ул. Академическая, 16, 220072, Минск, Беларусь

shulyyakovsky@iaph.bas-net.by

В данной работе изучается механизм померонного рождения кварков на адронных ускорителях в лидирующем и нелидирующем порядке теории возмущений. В работе используется приближение BFKL[1] для померона. В работе использовалась размерная регуляризация[2,3] и перенормировка на массовой поверхности[4]. Показано, что данное приближение хорошо описывает экспериментальные данные с адронных ускорителей. Получены полные и дифференциальные сечения процессов для ускорителей LHC и Tevatron и CLIC(ILC) при различных энергиях сталкивающихся адронов. Для получения полных и дифференциальных сечений процесса были получены диаграммы и амплитуды Фейнмана с помощью программы Mathematica и пакетов: FeynArts, FeynCalc. Численное моделирование полных и дифференциальных сечений осуществлялось с помощью Монте—Карло генератора TwoPhotonGen написанного на C++ и с использованием библиотеки LoopTools для расчета петлевых интегралов. Плотность распределения померонов для протона дается формулой[5]:

$$f_{P/p}(x_p, \mathbf{t}) = \frac{1}{x_p} (6,38e^{8t} + 0,424e^{4t}) \frac{1}{2,3},$$
(1)

где *x<sub>p</sub>* – доля импульса протона, уносимого помероном, t-доля импульса протона уносимого помероном. Плотность распределения глюона в помероне дается формулой [5]:

$$f_{x/P} = 6(1-x)^5,$$
 (2)

где х-доля импульса померона уносимого глюоном. Для получения полных и дифференциальных сечений использовались ограничения для адронных ускорителей представленные в таб. №1. Для ATLAS(LHC) На рис. 1. Представлены результаты моделирования дифференциального сечения для LHC в зависимости от инвариантной массы пары b-кварков и поперечного импульса b-кварка при полной энергии сталкивающихся протонов  $\sqrt{s} = 7.0$  ТэВ, где синия линия – лидирующий порядок теории возмущений, а красная линия – нелидирующий порядок теории возмущений. Получено что полные и дифференциальные сечения в нелидирующем порядке больше чем полные и дифференциальные сечения в лидирующем порядке **Таблица 1. Кинематические ограничения для ATLAS(LHC)**.

Ограничение	Значение
$m_{qq}$	24 ГэВ

$p_t$	12 ГэВ
$ \eta $	2.4
Форвард детектор $\left  oldsymbol{\eta}_{_{p}}  ight $	$4.3 <  \eta_p  < 4.9$

Таблица 3. Полные сечения для адронных ускорителей.

Ускори-	LHC	LHC	LHC	LHC
тель	$\sqrt{s} = 7.0  T \ni B$	$\sqrt{s} = 8.0  T \ni B$	$\sqrt{s} = 13.0$ T $\ni B$	$\sqrt{s} = 14.0  T \ni B$
		•	•	·
LO o pb	910.8	995.7	1402	1497
NLO σ pb	1181	1303	1882	1992

Рисунок 1. Дифференциальное сечение в зависимости от инвариантной массы пары b-кварков (a) и поперечного импульса b-кварка (b) для ATLAS(LHC) при  $\sqrt{s} = 7.0$  TэB.



[1] Forshaw J. R., Rose D.A. Quantum chromodynamics and the Pomeron./ J. R. Forshaw, D.A. Rose. – Cambridge 1997. - 264 c.

[2] t'Hoft G. Renormalization of massless yang-mills firlds./G. t'Hoft//Nucl. Phys. – 1971. — B33 –p. 173—199.

[3] t'Hoft G. Regularization and renormalization of gauge fields/ G. t'Hoft, M.

Veltman//Nucl. Phys. -1972.-B44 -p. 189-213.

[4] Пескин М.Е., Шрёдер Д.В. Введение в квантовую теорию поля./М.Е. Пескин, Д, В. Шрёдер. – НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика» : Ижевск. – 784 с.

[5] Bruni P. and Ingelman G. Diffractive W and Z production at  $p \overline{p}$  colliders and the pomeron parton content./ P. Bruni and G Ingelman//Phys. Lett. – 1993. - B311 – p. 317-323.

УДК 621.317.422:593.816.2:621.318.1

С.А. Гришин<sup>1</sup>, В.А. Селянтьев<sup>1</sup>, Н.С. Недвецкий<sup>1</sup>, В.В. Климентовский<sup>1</sup>, А.М. Гальпер<sup>2</sup>, С.В. Колдашов<sup>2</sup>, С.Ю. Александрин<sup>2</sup>, А.И. Архангельский<sup>2</sup>, А.Г. Батищев<sup>2</sup>

## РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ КОМПЛЕКСА СРЕДСТВ ДЛЯ НАЗЕМНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ БЛОКОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

<sup>1</sup>ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь, grsamail@mail.ru

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для обеспечения безотказной работы бортовой научной аппаратуры космических аппаратов и ее соответствия заданным характеристикам проводится широкий спектр наземных испытаний и калибровок, требующих значительных временных и материальных затрат. Так, например, для настройки и испытаний бортовых спектрометрических комплексов, регистрирующих потоки космических частиц, в наземных лабораториях создаются условия, имитирующие реальные физические воздействия на аппаратуру как внешних факторов (например, влияние потоков ионизирующих излучений и тепла), так и внутренних (например, влияние качества электромагнитных электроники соединений. помех, ШУМОВ И механизмов. нестабильности источников питания и т. д.). Применение автоматизированных средств контроля и имитации реальных физических условий позволяет сократить затраты времени и средств и повысить эффективность выполнения процедур тестирования [1]. В ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» совместно с НИЯУ МИФИ средств тестирования (КСТ) разработан комплекс (рис. 1a). позволяюший автоматизировать процессы испытаний и контроля блоков сцинтилляционных спектрометров, устанавливаемых на спутниках и предназначенных для регистрации космических излучений и частиц. В состав КСТ входят блок электроники, включающий блок программно-аппаратных средств (ПАС) и блок имитации; рабочее место оператора; комплект измерительных приборов. В состав блока ПАС входят процессорный модуль, модули электропитания, сумматора, телеметрии и др. Количество входных каналов КСТ - не менее 24, количество контролируемых параметров - не менее 15, энергопотребление - не более 600 Вт.

КСТ обеспечивает питание блоков сцинтилляционного спектрометра; прием информации от сцинтилляционного блока по 24 каналам; проведение отбора логических сигналов с целью формирования триггерных сигналов; тестирование блоков сцинтилляционного спектрометра; контроль телеметрии; генерацию цифровых тестовых сигналов; амплитудный анализ; сбор, накопление и передачу массивов информации по каналам телеметрии.

Испытания КСТ и детекторной системы проводились в НИЯУ МИФИ (рис. 16), входе которых проведена проверка параметров аналоговых импульсов, генерируемых сцинтилляционной детекторной системой (СДС), на соответствие амплитудновременным характеристикам. Показано, что параметры импульсов детекторов СДС соответствуют заданным требованиям.



Рисунок 1 – а) Общий вид КСТ; б) Проведение испытаний в НИЯУ МИФИ. 1 – Приборная стойка; 2, 8, 9 – Измерительные приборы; 3 – Блок ПАС; 4, 11 – Источники питания; 5 – Блок дискриминаторов; 7 – Блок каналов связи; 10–Блок преобразователей.

Получены амплитудные спектры с детекторов СДС, определены расположения максимумов каждого спектра и количество регистрируемых событий в минуту для каждого детектора СДС (рис. 2а). Найдены эффективности отдельных детекторов (С3-С7) СДС, которые оказались в диапазоне 94-98%.



Рисунок 2 – а) Амплитудный спектр с детекторов СДС; б) Оценка эффективности детекторов.

В ходе проведения испытаний была проверена и подтверждена возможность применения КСТ для исследования свойств макетных образцов детекторных блоков гамма-телескопа ГАММА-400. Положительные результаты испытаний подтверждают перспективность и целесообразность применения КСТ при разработках и испытаниях многоканальных сцинтилляционных детекторных систем, а также указывают на целесообразность проведения дальнейших совместных работ с НИЯУ МИФИ, в частности по проекту ГАММА-400.

[1] Аппаратно-программные средства для наземной отработки бортовых спектрометров заряженных частиц / А.Г. Батищев [и др.] // Журнал «Ядерная физика и инжиниринг». - 2014, том 5. - №3. - С. 247-256.

УДК 53

## В.Г.Барышевский

## ЯВЛЕНИЕ ПОВОРОТА СПИНА ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА-УНИКАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ и ЭДМ ОЧАРОВАННЫХ И ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ и ИХ Р и СР НЕИНВАРИАНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ЭЛЕКТРОНАМИ и ЯДРАМИ.

Научно-исследовательское учреждение Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, д. 11, 220030, г.Минск, Беларусь bar@inp.bsu.by

Магнитный (МДМ) и электрический (ЭДМ) дипольные моменты элементарных частиц являются важнейшими статическими характеристиками, измерение которых дает возможность проверять кварковую модель и различные теоретические модели Т неинвариантности ( СР неинвариантности).

Измерение МДМ тяжелых барионов, т.е. барионов содержащих очарованные и прелестные кварки, никогда не проводилось вследствие их короткого времени жизни (порядка 10<sup>-12</sup>-10<sup>-13</sup> сек). Возможность решения проблемы появилась после теоретического предсказания [1] и экспериментального подтверждения [2] существования эффекта поворота спина частиц больших энергий, движущихся в изогнутых кристаллах.

Обсуждение возможности провести измерение МДМ короткоживущих барионов выявило многочисленные проблемы и формирование мнения, что есть большие, но преодолимые, сложности при использовании эффекта для положительно заряженных тяжелых барионов и невозможность применить эффект для отрицательно заряженных частиц вследствие их быстрого деканалирования. В результате длительное время реальная подготовка соответствующих экспериментов не начиналась.

Ситуация изменилась в 1915 году, когда в работе [3] было показано, что хотя с ростом энергии угол захвата в режим движения в изогнутом кристалле падает и условия для измерения, на первый взгляд, становятся хуже, тем не менее с ростом энергии частиц время необходимое для наблюдения эффекта уменьшается. Это дает возможность провести измерение МДМ коротко живущих положительно и отрицательно заряженных тяжелых барионов на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРН (и, тем более, на будущем кольцевом коллайдере)[3,4,5]. Указанный вывод был подтвержден в серии последовавших работ [6,7], что привело в ЦЕРН к началу подготовки соответствующих экспериментов.

Более того, согласно анализу [8] эффект поворота спина позволяет получить серьезные ограничения на величину ЭДМ положительно заряженных тяжелых барионов на уровне  $\leq 2 \cdot 10^{-17}$  е см. Согласно [9] такие же ограничения можно получить и для отрицательно заряженныз и нейтральных барионов, исследуя лево-правую асимметрию рассеяния барионов на осях (плоскостях) кристалла при энергиях LHC и FCC. Движение тяжелых барионов в изогнутых и неизогнутых кристаллах позволяет

также изучать Р и СР неинвариантные (Т неинвариантные) барион- ядерные и барион электронные взаимодействия [9].

[1] Baryshevsky V.G. Spin rotation of ultrarelativistic particles passing through a crystal. // Pis'ma. Zh. Tekh. Fiz. 5, 3 (1979) 182–184.

[2] Baublis V.V., et al. First observation of spin precession of polarized  $\Sigma^+$  hyperons channeled in bent crystals.// LNPI Research Report, (1990–1991) E761 Collaboration (St.Pertersburg) (1992) 24–26.

[3] Baryshevsky V.G. Spin rotation and depolarization of high-energy particles in crystals at Hadron Collider (LHC) and Future Circular Collider (FCC) energies and the possibility to measure the anomalous magnetic moments of short-lived particles.// (2015), arXiv:1504.06702.

[4] Baryshevsky V.G. The possibility to measure the magnetic moments of short-lived particles (charm and beauty baryons) at LHC and FCC energies using the phenomenon of spin rotation in crystals.// Phys. Lett. B,757, (2016) 426–429.

[5] Baryshevsky V.G. Spin rotation and depolarization of high-energy particles in crystals at LHC and FCC energies. The possibility to measure the anomalous magnetic moments of short-lived particles and quadrupole moment of  $\Omega^{-}$  hyperon.// Nucl. Instr. Methods B,402 (2017), 5–10.

[6] Scandale W. Measurement of Short Living Baryon Magnetic Moment using Bent Crystals at SPS and LHC.// UA9 Collaboration, CERN, (2016).

[7] Scandale W. Feasibility of measuring the magnetic dipole moments of the charm baryons at the LHC using bent crystals. / Shul'ga N.F., et all // arXiv:1705.03382v1 [hep-ph], (2017).
[8] Botella F.J On the search for the electric dipole moment of strange and charm baryons at LHC./ Garcia Martin L.M., et all // arXiv:1612.06769v1 [hep-ex], (2016).

[9] Baryshevsky V.G., On the search for the electric dipole moment of strange and charm baryons at LHC and parity violating (P) and time reversal (T) invariance violating spin rotation and dichroism in crystal.// arXiv:1708.09799v1 [hep-ph], (2017).

#### УДК 539.122.04

К. А. Веренич, В. Ф. Миненко, К. О. Макаревич, А. А. Хрущинский, С. А. Кутень

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО КОМПЬЮТЕРНОГО ТОМОГРАФА

## Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь verenich@inp.bsu.by, vminenko@list.ru, makarevich@inp.bsu.by, chr@inp.bsu.by, kut@inp.bsu.by

Моделирование источников ионизирующего излучения широко используется в целях планирования лучевой терапии и рентгеновской диагностики в медицине. В современной лучевой терапии для обеспечения наиболее эффективного облучения проводится предварительное планирование статических и подвижных методов облучения с использованием систем планирования. В ходе планирования оцениваются дозы облучения на ткани и органы пациента. Для оценки дозовых нагрузок при рентгенодиагностических исследованиях с применением статических процедур облучения используются более простые подходы моделирования распространения ионизирующего излучения в теле человека, основанные на методе Монте-Карло. Однако помимо статических рентгеновских аппаратов (РДА) в медицинской диагностики все больше применяются рентгеновские компьютерные томографы (РКТ) и позитрон-эмиссионные томографы (ПЭТ). В РКТ источник излучения представляет собой рентгеновскую трубку, которая движется вокруг пациента и облучает его в аксиальной геометрии, при этом траектория движения может быть либо окружностью, либо спиралью. Облучение на РКТ сопровождается высокими дозами облучения пациентов в сравнении с облучением на РДА. Одновременно с распространением РКТ в последние годы производители развивают технологии облучения на них. Так, например, появилась возможность автоматически изменять интенсивность излучения с учетом плотности облучаемых тканей.

Все эти факты привели к тому, что дозы облучения пациентов при облучении на РКТ могут значительно различаться в похожих процедурах исследования. Для оценки этих доз облучения требуется задание 1) спектра испускаемого излучения; 2) области, попадающей в поле прямого пучка; 3) динамического характера излучения и 4) интенсивности излучения. Учет первых двух параметров не представляет трудностей и может осуществляться стандартными средствами различных компьютерных кодов, моделирующих транспорт рентгеновского излучения так, как это делается для РДА [1].

Разработана программа, позволяющая моделировать источник излучения РКТ. Результатом работы программы являются траектория движения фокуса рентгеновской трубки, спектр испускаемого излучения, форма пучка излучения и пространственное распределение излучения. Входными параметрами программы являются радиус окружности, веерный угол, начальная и конечная позиция трубки, шаг спирали, координаты оси вращения в поперечной плоскости, ширина поля в продольном направлении и индекс, определяющий характеристику пространственного распределения излучения в зависимости от напряжения на трубке. Работа рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом моделировалась с помощью спектра фотонов, рассчитанных в эмпирической модели TASMIP. Проведена верификация разработанной модели источника излучения. Рентгеновская трубка жестко связана с гантри. Поэтому радиус окружности, по которой она движется, постоянный у каждого семейства рентгеновских компьютерных томографов. Координаты оси вращения зависят от взаимного положения облучаемого объекта и стола, на котором он размещен. Для остальных параметров модель использует пересчетные формулы и требуется проверка правильности их определения.

Траектория движения зависит от шага спирали (питча), начального и конечного положений рентгеновской трубки. Для их проверки был построен трехмерный график, по которому визуально проверялось число шагов спирали (см. Рисунок 1).

Верификация энергетического спектра испускаемого излучения проводилась путем сравнения исходного спектра с распределением испускаемых фотонов рентгеновского излучения по энергии.

Третьей существенной характеристикой источника излучения РКТ является форма пучка, характеризуемая веерным углом и шириной поля в продольном направлении. Для расчета распределения фотонов в плоскости оси вращения в программе фиксировалось положение источника в пространстве. В одном измерении это распределение совпало с шириной поля, во втором соответствовало веерному углу.

Разработанная модель будет использована для дальнейших расчетов доз облучения пациентов при облучении на рентгеновских компьютерных томографах.



Рисунок 1. Траектория рентгеновской трубки компьютерного томографа.

 Minenko V. Assessment of patient doses in X-ray diagnostics / V. Minenko, K. Viarenich, S. Kutsen, A. Khrutchinsky // International Journal of Low Radiation. – 2010. – Vol. 7, No.2 – P. 140-148. УДК 538.975::536.4.033+53.097

Н. Г. Крылова

## ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 1-ГО РОДА В ФИНСЛЕРОВОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРОСТРАНСТВЕ МОНОСЛОЯ ЛЕНГМЮРА

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

krylovang@bsu.by

Высокоупорядоченные тонкопленочные структуры на основе органических соединений, полученные на основе технологии Ленгмюра – Блоджетт, в настоящее время рассматриваются как перспективные композитные материалы для применения в электронике, оптике, биомедицинской сенсорике [1]. Формирование таких структур реализуется при сжатии ленгмюровского слоя толщиной в одну молекулу (монослоя) в процессе двумерных фазовых переходов 1-го рода из состояния растянутой жидкости в жидкокристаллическое, а затем – в кристаллическое состояние [2]. Экспериментально установлено, что протекание фазовых переходов меняется в зависимости от скорости сжатия монослоя [3]; этот эффект обусловлен электрокапиллярными явлениями: поворотом диполей на границе раздела фаз и перераспределением плотности заряда двойного слоя Гельмгольца. Ранее при построении моделей фазовых переходов первого рода в ленгмюровских монослоях электрокапиллярные явления на границе раздела фаз не учитывались.

Целью данной работы является развитие геометрического подхода Финслера-Лагранжа для моделирования фазовых переходов 1-го рода жидкость-кристаллическое состояние в ленгмюровском монослое с учетом зависимости процесса от скорости сжатия.

На основе анализа процесса переориентации диполей двойного слоя Гельмгольца при сжатии монослоя со скоростью V построен эффективный потенциал U в точке с координатами  $(r, \varphi)$  в момент времени t:

$$U(\dot{r}, r, t; V) = -\tilde{k} \left[ P_1 e^{\frac{2Vt}{r}} - \frac{2}{3} (Vt)^5 \left( 6 - \frac{Vt}{r} \right) Ei \left[ \frac{2Vt}{r} \right] - \frac{V}{\dot{r}} \left( P_2 e^{\frac{2Vt}{r}} - \frac{4}{3} (Vt)^5 Ei \left[ \frac{2Vt}{r} \right] \right) \right],$$
(1)

где

$$P_{1} = -\frac{3}{4}r^{5} + (Vt)r^{4} + \frac{3}{4}(Vt)^{2}r^{3} + \frac{5}{6}(Vt)^{3}r^{2} + \frac{11}{6}(Vt)^{4}r - \frac{1}{3}(Vt)^{5},$$
  

$$P_{2} = r^{5} + \frac{1}{2}(Vt)r^{4} + \frac{1}{3}(Vt)^{2}r^{3} + \frac{1}{3}(Vt)^{3}r^{2} + \frac{2}{3}(Vt)^{4}r, \quad \tilde{k} = \frac{q^{2}k}{5\varepsilon\varepsilon_{0}}\frac{n_{0}^{2}}{R_{0}^{2}},$$

k – коэффициент, характеризующий ориентационную релаксацию поверхностных диполей;  $R_0$  и  $n_0$  – радиус и поверхностная плотность монослоя в начальный момент времени; Ei – интегральная показательная функция. Для потенциала (1) характерно появление со временем выраженного локального минимума; поэтому можно полагать, что такой потенциал моделирует появление локальных структур (зародышей кристаллической фазы) в монослое в процессе сжатия.

Рассмотрен процесс гетерогенной нуклеации, когда каждый зародыш кристаллической фазы характеризуется своим временем релаксации  $\tau_i$ ; в пределе бесконечного числа времен релаксации возможен предельный переход:

$$\tau_i = \frac{\Delta t_i}{\Delta s} \longrightarrow \quad \tau \equiv \dot{\xi} = \frac{dt}{ds},$$
(2)

где *s* – эволюционный параметр. Динамика такого метастабильного монослоя моделируется в расширенном конфигурационном пространстве  $\{\vec{r}, \vec{r}, t, \dot{\xi}\}$  с финслеровой метрической функцией *F*:

$$F^{2} = A \frac{\dot{\xi}^{3}}{\dot{r}} + B \dot{\xi}^{2} - C \frac{(\dot{r}^{2} + r^{2} \dot{\phi}^{2})}{2}, \qquad (3)$$

$$B = \Lambda^{2} - \tilde{p} \left( P_{1} e^{\frac{2Vt}{r}} - \frac{2}{3} (Vt)^{5} \left( 6 - \frac{Vt}{r} \right) Ei \left[ \frac{2Vt}{r} \right] \right),$$

$$A = \tilde{p} V \left( P_{2} e^{\frac{2Vt}{r}} - \frac{4}{3} (Vt)^{5} Ei \left[ \frac{2Vt}{r} \right] \right), \quad C = ma_{c}^{2} n_{c}, \qquad \tilde{p} = \tilde{k} / n_{c},$$
(4)

 $a_c$  и  $n_c$  – размер и плотность критического зародыша,  $\Lambda$  – феноменологическая постоянная. Метрическая функция определяется из требования экстремальности геодезических в конфигурационном финслеровом пространстве.

Результаты анализа динамики монослоя в построенном финслеровом пространстве показали, что повышение скорости сжатия приводит к нелинейному возрастанию числа зародышей фазы с размерами выше критического. Сравнение поведения системы при одном фиксированном (критическом) времени релаксации  $\dot{\xi} = 1$  и при модельном распределении времен релаксации вида  $\dot{\xi} = 1 + \alpha/r(s)$  показало, что наличие зародышей фаз с различными временами релаксации приводит к появлению дополнительной центробежной силы, росту дисторсии и искажению вида индикатрис финслерового пространства, а также к смене знака флаговой и *E*- кривизн.

На основе рассмотрения обобщенного уравнения непрерывности найдена связь между термодинамическими параметрами системы (поверхностным давлением, сжимаемостью) и геометрическими структурами финслерового пространства (связностью, кривизной Бервальда). Показано, что повышение скорости сжатия в условиях формирования зародышей фаз с размерами, близкими к критическому, приводит к нелинейному возрастанию поверхностного давления, появлению области горизонтального плато на изотерме и уменьшению сжимаемости монослоя. Формирование зародышей фаз с размерами выше критического ( $\dot{\xi} > 1$ ) в условиях быстрого сжатия сопровождается появлением в изотермах нескольких точек перегиба, а также области с отрицательной сжимаемостью монослоя. Поведение полученных теоретических кривых хорошо согласуется с экспериментальными данными.

[1] Acharya, S. Soft Langmuir–Blodgett technique for hard nanomaterials / S. Acharya, J.P. Hill, K. Ariga // Adv. Mater. – 2009. – Vol. 21, №29. – P. 2959–2981.

[2] Блинов, Л. М. Лэнгмюровские пленки / Л. М. Блинов // Успехи физ. наук. – 1988. – Т. 155, № 3. – С. 443–480.

[3] Vollhardt, D. Kinetics of two-dimensional phase transition of Langmuir monolayers / D. Vollhardt, V. B. Fainerman // J. Phys. Chem. B – 2002. – Vol. 106, № 2. – P. 345–351.

#### УДК 539.12

## М. И. Левчук

## О ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА ДЕЙТРОНЕ В ПЕРВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

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

В работах [1,2] показано, что данные по полному сечению фотопоглощения на нейтроне из работы [3] в центре  $\Delta$ -резонанса, т.е. при энергии фотона в лабораторной системе  $\omega \approx 320$  МэВ, заметно занижены по сравнению с сечениями, ожидаемыми из анализов фоторасщепления дейтрона и фоторождения одиночных пионов на нейтроне.

Есть основания предполагать, что имеется несогласование сечений из работы [3] с результатами измерений по отдельным каналам реакции  $\gamma d \rightarrow X$ . При энергиях ниже 500 МэВ имеется пять таких каналов:

- 1) фоторасщепление дейтрона  $\gamma d \rightarrow pn$ ;
- 2) когерентное фоторождение  $\pi^0$ -мезона на дейтроне  $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ ;
- 3) некогерентное фоторождение  $\pi^0$ -мезона на дейтроне  $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$ ;
- 4) некогерентное фоторождение  $\pi^-$ -мезона на дейтроне  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ ;
- 5) некогерентное фоторождение  $\pi^+$ -мезона на дейтроне  $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$ .

Сумма полных сечений этих каналов должна давать результаты прямых измерений из работы [3]. В данной работе мы проверили, имеет ли это место на самом деле. С этой целью мы профитировали имеющиеся экспериментальные данные по вышеуказанным реакциям и сложили полученные сечения. Результат показан на рисунке 1.



Рисунок 1. – Полное сечение фотопоглощения на дейтроне

Можно видеть, что в пике *Д*-резонанса сумма сечений отдельных каналов превышает примерно на 100 мкбн сечение, полученное в экспериментах [3,4]. Ошибку в

найденной сумме полных сечений можно оценить, взяв в квадратуре сумму неопределённостей в сечениях для отдельных каналов. Таким образом, получаем, что эта ошибка составляет примерно ±7 мкбн. Т.е. даже с учетом этой неопределенности заметное расхождение с результатами работ [3,4] сохраняется.

Одно из следствий такого расхождения проявляется при расчетах суммы электрической,  $\alpha_N$ , и магнитной,  $\beta_N$ , поляризуемостей нуклона по правилу сумм Балдина в случае нейтрона

$$\alpha_N + \beta_N = \int_{\omega}^{\infty} \sigma_N^{tot}(\omega) \frac{d\omega}{2\pi^2 \omega^2}.$$
 (1)

В выражении (1)  $\sigma_N^{tot}(\omega)$  есть полное сечение фотопоглощения на нуклоне, а  $\omega_0$  – порог фоторождения  $\pi$ -мезона на нуклоне ( $\omega_0 \approx 150$  МэВ). Как показано в работах [1,2], сумма (1) в случае нейтрона (N = n), если ее вычислять на основе данных работы [3] для полного сечения фотопоглощения  $\sigma_n^{tot}(\omega)$ , занижена примерно на 20% по сравнению с результатами расчетов с использованием этого сечения, полученного из надежных данных по фоторождению  $\pi$ -мезонов на нуклонах.

[1] Babusci D. New evaluation of the Baldin sum rule / D. Babusci, G. Giordano, G. Matone // Phys. Rev. – 1998. – Vol. C 57, №1. – P. 291–295.

[2] Levchuk M. I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M.I. Levchuk, A.I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A 674, №3,4. – P. 449–492.

[3] The total deuteron hadronic cross section in the energy range 0.265–4.215 GeV / T.A. Armstrong [et al.]//Nucl. Phys. – 1972. – Vol. B41,  $N_{24}$ . – P. 445–473.

[4] Total photoabsorption cross sections for  ${}^{1}$ H,  ${}^{2}$ H, and  ${}^{3}$ He from 200 to 800 MeV / M. MacCormick [et al.] // Phys. Rev. – 1996. – Vol. C 53, No 1. – P. 41–49.

#### УДК 531.49

## И. Ю. Рыбак<sup>123\*</sup>, А. Августидис<sup>4†</sup>, К. Ж. А. П. Мартинш<sup>12‡</sup> Анизотропия реликтового излучения от космических струн с дополнительными степенями свободы

<sup>1</sup>Centro de Astrofísica da Universida de do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal,

<sup>2</sup>Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal,

<sup>3</sup>Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre 687, 4169-007 Porto, Portugal,

<sup>4</sup>School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, University Park, Nottingham NG7 2RD, England

\*<u>Ivan.Rybak@astro.up.pt</u> \*<u>Anastasios.Avgoustidis@nottingham.ac.uk</u> \*<u>Carlos.Martins@astro.up.pt</u>

Космические струны возникли в результате рассмотрения процессов нарушения симметрии, которые естественным образом возникают в физике высоких энергий, в ранний период развития вселенной [1]. На сегодняшний день космические струны ассоциируются с некоторыми моделями инфляций [2] и выступают в качестве дополнительного индикатора способного наложить ограничения на эти модели (либо подтвердить их при условии обнаружения космических струн).

Реликтовое излучение является чувствительным к присутствию космических струн и позволяет получить ограничения на их параметры (натяжение струн:  $G\mu_0 < 10^{-7}$ [4]). Стоит отметить, что данные результаты получены для самых простых моделей космических струн: не учитывалось наличие токов (сверхпроводящие струны) и мелкомасштабной структуры. В данной работе мы разработали подход для учёта двух последних характеристик, которые естественным образом должны возникать моделях практически во всех высокоэнергетических космических струн. Аналитическое описания сверхпроводящих струн в виде двумерных эффективных моделей возникающих в пределе бесконечно тонких струн, а также учёт мелкомасштабной структуры струн был получен в работах [5]. Обобщённое действие для таких струн имеет вид

$$S = -\mu_0 \int f(\kappa, \gamma/\Delta) \sqrt{-\gamma} d^2 \sigma , \qquad (1)$$

где  $\gamma_{ab}$  - метрика мировой поверхности струны,  $\kappa = \varphi^{,a} \varphi^{,b} \gamma_{ab}$ ,  $\gamma = \varepsilon^{ac} \varepsilon^{bd} \gamma_{ab} \gamma_{cd}$ ,  $\Delta = \varepsilon^{ac} \varepsilon^{bd} \gamma_{ab} \varphi_{,c} \varphi_{,d}$ , функция  $\varphi$  задаёт ток на поверхности струны.

Макроскопические уравнения [6] для киральных ( к → 0 ) струн тогда будут

$$\frac{dL_c}{d\tau} = \frac{\dot{a}}{a} L_c \frac{v^2 + Q}{1 + Q} + v \left( \frac{Qs\beta}{(1 + Q)^{3/2}} + \frac{c}{2} \right),$$

$$\frac{dv}{d\tau} = \frac{1 - v^2}{1 + Q} \left[ \frac{k(v)}{L_c \sqrt{1 + Q}} \left( 1 - Q(1 + \frac{2s\beta}{k(v)}) \right) - 2\frac{\dot{a}}{a}v \right], \qquad (2)$$

$$\frac{dQ}{d\tau} = 2Q \left( \frac{k(v)v}{L_c \sqrt{1 + Q}} - \frac{\dot{a}}{a} \right) + \frac{cv(1 - \sqrt{1 + Q})}{L_c} \sqrt{1 + Q}.$$

Для космических струн с нетривиальной мелкомасштабной структурой

$$2\frac{dL_c}{d\tau} = \frac{\dot{a}}{a}L_c \left[1 + \upsilon^2 - \frac{1 - \upsilon^2}{\mu^2}\right] + \frac{cf_a\upsilon}{\sqrt{\mu}},$$
  

$$\frac{d\upsilon}{d\tau} = \left(1 - \upsilon^2\right) \left[\frac{k}{L_c\mu^{5/2}} - \frac{\dot{a}}{a}\upsilon\left(1 + \frac{1}{\mu^2}\right)\right],$$
  

$$\frac{1}{\mu}\frac{d\mu}{d\tau} = \frac{\upsilon}{L\sqrt{\mu}} \left[k\left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right) - c(f_a - f_o - S)\right] - \frac{\dot{a}}{a}\left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right),$$
(3)

где  $L_c$  — корреляционная длина, v — среднеквадратичная скорость, Q — заряд,  $\mu$  — параметр мелкомасштабной структуры, a — масштабный фактор,  $\tau$  — конформное время и функции  $f_a$ ,  $f_o$ , S c k s,  $\beta$  — описывают потерю энергии космических струн [6].

Используя уравнения (2) и (3) для СМВаст кода мы получили анизотропию реликтового излучения для космических струн с дополнительными степенями свободы, представленную на рисунке 1 в сравнении с обычными струнами изучавшимися ранее.



[1]. T. W. B. Kibble, J.Phys. A 9, 1387 (1976); Ya.B. Zeldovich, I.Yu. Kobzarev, L.B. Okun, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 67 (1974) 3-11 Sov. Phys. JETP 40 (1974) 1-5

[2] H. Firouzjahi, S.-H.H. Tye, JCAP 0503 (2005) 009; R. Jeannerot, J. Rocher, M. Sakellariadou, Phys.Rev. D68 (2003) 103514.

[4] T, Charnock, A. Avgoustidis, Ed. J. Copeland, A. Moss, Phys.Rev. D93 (2016) no.12, 123503; Joanes Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, JCAP 1610 (2016) no.10, 042.

[5] E. Witten, Nucl.Phys. B249 (1985) 557-592; B. Carter, P. Peter, Phys.Lett. B466 (1999) 41-49.

[6] J. P. P. Vieira, C.J.A.P. Martins, E.P.S. Shellard, Phys.Rev. D94 (2016) no.9, 096005; M.F. Oliveira, A. Avgoustidis, C.J.A.P. Martins, Phys.Rev. D85 (2012) 083515.

УДК 53.01; 53.05

### В. П. Стефанов

## КВАНТОВАЯ СТОХАСТИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОСТОЯНИЙ ОДНОАТОМНОГО ЛАЗЕРА

## Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>v.p.stefanov@mail.ru</u>

Рассмотрение Джейнс-Каммингсовской модели, дополненной учетом некогерентных процессов атомной и полевой диссипации и накачки, представляет особый интерес, т.к. в этом случае все излученные в резонаторную моду фотоны становятся неразличимыми. Тем самым выводы, основанные на принципиальном различии фотонов, испущенных спонтанно и вынужденно, становятся неверными. В частности, и утверждение о том, что двухуровневый лазер не может обеспечивать генерации излучения. Как показано в работе [1,2] стационарное распределение фотонов, испущенных лазером, может генерировать пуассоновский свет. Однако вопрос о переходном режиме работы одноатомного лазера оставался открытым. В настоящей работе он исследован с использованием метода квантовых стохастических траекторий [3,4].

Анализ переходных процессов проведен на основе уравнения для матрицы плотности  $\rho$  системы «двухуровневый атом и выделенная резонансная мода поля», взаимодействие между которыми описывается гамильтонианом Джейнса-Каммингса  $H_{JC} = \hbar g (a^+ \sigma^- + a \sigma^+)$ , а некогерентные процессы затухания поля в резонаторе, распада и накачки атома входят в уравнение в виде соответствующих аддитивных т.н. Линдбладовских слагаемых

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H_{JC}, \rho] + 2kL_a\rho + R_{ab}L_{\sigma^+}\rho + R_{ba}L_{\sigma^-}\rho, \qquad (1)$$

где  $\sigma^- = |a\rangle\langle b|$ ,  $\sigma^+ = |b\rangle\langle a|$  – операторы атомных переходов,  $a^+, a^-$  операторы рождения и уничтожения, g – константа атомно-полевого взаимодействия,  $R_{ab}$ ,  $R_{ba}$ , 2k – скорости некогерентной накачки и распада атома, затухания поля соответственно,  $L_x$  – супероператор Линдблада, определяемый соотношением

$$L_{x}\rho = 2x\rho x^{+} - x^{+}x\rho - \rho x^{+}x.$$
 (2)

Квантовую эволюцию в рассматриваемой системе можно представить как цепь событий, происходящих в случайные моменты времени, и состоящих в передаче возбуждений от (к) системы(е) «атом+поле» в результате взаимодействия с резервуарами, которые выполняют роль детекторов, фиксирующих события. Если воспользоваться результатами таких измерений, проводимых (без участия экспериментатора) над системой, то можно построить траектории возможной эволюции рассматриваемой системы.

В результате исследования множества таких квантовых стохастических траекторий было обнаружено, что эволюцию одноатомного лазера можно разделить на два этапа: переходной, во время которого любое начальное состояние лазера переходит

в состояние с фиксированным числом возбуждений, и последующий этап случайного блуждания состояния такого типа с изменением числа возбуждений.

Переходной процесс в зависимости от параметров системы (в первую очередь от константы взаимодействия) может проходить с «прореживанием» распределения, или без (см. рис.1). При больших значениях параметра g (сильное взаимодействие) происходит значительное уменьшение вероятности обнаружения состояний с некоторыми числами возбуждений и относительное увеличение других. На графике (см. рис.1.а) видно появление множества максимумов и минимумов в энергетическом распределении состояния системы (прореживание). При малых параметрах g распределение сужается без прореживания (см. рис.1.б).



Рисунок 1. Изменение распределения числа возбуждений в результате стохастической эволюции;  $g = 10^5$  (a),  $g = 10^2$  (б).

На этапе случайного блуждания числа возбуждений усреднение по времени или по множеству возможных траекторий приводит к распределению, совпадающему, в полном согласии с эргодической гипотезой, со стационарным распределением системы, получаемым из решения (1).

[1] S.Ya. Kilin and T.B. Karlovich. Single-atom laser: Coherent and nonclassical effects in theregime of a strong atom-field correlation. JETP, 95:805–819, 2002.

[2] S. Ya. Kilin and A. B. Mikhalychev. Single-atom laser generates nonlinear coherent states. Phys. Rev. A, 85:063817, 2012

- [3] С. Я. Килин. Квантовая оптика: поля и их детектирование. Навука і тэхніка, Минск, 1990
- [4] H. J. Carmichael. Quantum trajectory theory for cascaded open systems. Phys. Rev. Lett., 70:2273–2276, 1993

# ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ФОТОНИКА

УДК 53: 530.182

Д. В. Новицкий<sup>1,2</sup>, А. В. Новицкий<sup>3</sup>

## КОМПЕНСАЦИЯ ПОТЕРЬ И РЕЗОНАНАСНОЕ УСИЛЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ В АКТИВНЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

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

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, 197101 С.-Петербург, Россия <u>dvnovitsky@gmail.com</u>

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Металлы играют значительную роль в современной оптике и нанофотонике благодаря способности концентрировать излучение в малых объемах, что реализуется за счет генерации локализованных плазмонов и бегущих поверхностных плазмонполяритонов [1]. Одной из простейших металлсодержащих систем нанофотоники является одномерная многослойная структура, содержащая чередующиеся слои металла и диэлектрика. Такие структуры привлекают внимание, как один из возможных вариантов реализации так называемых гиперболических метаматериалов [2], которые способны пропускать как распространяющиеся, так и эванесцентные волны, обеспечивая возможности для получения изображений со сверхразрешением (гиперлинзы), усиления спонтанного испускания (эффект Перселла) и т.д. Однако электромагнитные волны в металлосодержащих структурах испытывают существенные потери в оптическом диапазоне частот, из-за чего отмеченные полезные свойства могут ослабнуть или даже вовсе исчезнуть.

Одним из способов борьбы с потерями в системах нанофотоники является использование альтернативных плазмонных материалов, обладающих низким поглощением на оптических частотах, например, прозрачных проводящих оксидов. Другой подход основан на введении в рассматриваемую структуру активных (усиливающих) материалов, например, полупроводниковых квантовых точек или органических красителей. В настоящей работе, предпринимающей попытку объединить ЭТИ направления, теоретически исследуется динамика взаимолействия лва монохроматического электромагнитного излучения с одномерными активными металлодиэлектрическими слоистыми структурами, содержащими оксид цинка, легированный алюминием (AZO), в качестве металлической составляющей и полупроводник, легированный квантовыми точками, в качестве усиливающего материала.

Материал металлических слоев описывается в рамках модели Друде, которая во временной области приводит к уравнению для колебаний поляризации. Численное моделирование распространения света в металле тогда может быть проведено в соответствии со схемой, описанной в работе [3]. Второй компонент – активная среда – описывается уравнениями Блоха для однородно уширенной двухуровневой среды [4], причем ключевым параметром является равновесная разность населенностей (инверсия)  $w_{ea}$ , характеризующая мощность накачки усиливающей среды. Решение

уравнений Максвелла совместно с уравнением для поляризации и уравнениями Блоха позволяет описать взаимодействие света с активными металлодиэлектрическими многослойниками.

Разработанная численная модель была использована для демонстрации компенсации потерь излучения в планарных гиперболических метаматериалах, составленных из слоев толщиной много меньше длины волны излучения. Введение усиливающей компоненты в диэлектрик приводит к росту пропускания и отражения от структуры. Модель позволяет учесть нелинейный эффект насыщения усиления, который становится существенным при достаточно высокой интенсивности падающей на систему волны и приводит со временем к возвращению отражения и пропускания к уровню пассивной структуры. Полученные в расчетах результаты, как предполагается, могут быть обобщены на случай наклонного падения света.

С точки зрения возможных применений представляет интерес возможность избирательного усиления пропускания при подавлении отражения от рассматриваемой многослойной структуры. Расчеты предсказывают, что такой эффект имеет место в узком спектральном диапазоне, т.е. носит резонансный характер. В пассивной системе в интересующем нас спектральном диапазоне (ближний ИК) преобладает отражение, тогда как введение в диэлектрик усиливающей компоненты приводит к резкому возрастанию пиков пропускания, обусловленных структурой многослойника (резонансы Фабри-Перо). Как стационарные расчеты с помощью матричного метода, так и численное решение полной системы уравнений Максвелла-Блоха показывают, что с ростом параметра накачки происходит постепенное увеличение пропускания и уменьшение отражения. Последнее достигает минимума при определенном значении *w<sub>ea</sub>*: система переходит из состояния с преимущественным отражением в состояние с доминирующим пропусканием. При дальнейшем увеличении параметра накачки система переходит в режим, при котором запасенная в усиливающих слоях энергия быстро высвобождается в форме мощного импульса излучения. Этот режим не может быть описан с помощью матричного подхода, который не учитывает насыщения усиления; для получения динамики излучения в этом случае необходимо прибегать к анализу системы уравнений Максвелла-Блоха.

Полученные результаты открывают новые возможности в плазмонике и оптике метаматериалов.

Работа поддержана БРФФИ (проекты № Ф16К-016 и Ф16Р-049). Численное моделирование взаимодействия света с резонансными средами поддержано РНФ (проект 17-72-10098).

- [1] Novotny L. Principles of Nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht. Cambridge University Press, 2012.
- [2] Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny [et al.] // Nature Phot. 2013. V. 7. P. 948.
- [3] Nonlinear interaction of two trapped-mode resonances in a bilayer fish-scale metamaterial / V. R. Tuz [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. 2014. V. 31. P. 2095.
- [4] Novitsky D. V. Femtosecond pulses in a dense two-level medium: Spectral transformations, transient processes, and collisional dynamics / D. V. Novitsky // Phys. Rev. A. - 2011. - V. 84. - P. 013817.

УДК 53: 530.182

# Д. В. Новицкий<sup>1,2</sup>

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <sup>2</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, 197101 С.-Петербург, Россия dvnovitsky@gmail.com

Исследование взаимодействия света с разупорядоченными средами является одной из активно развивающихся областей современной оптики и фотоники [2]. Прежде всего, это обусловлено фундаментальным значением и возможными применениями андерсоновской локализации света, которая недавно наблюдалась в эксперименте [2]. Большие перспективы оптики и фотоники разупорядоченных систем связаны с разработкой новых рассеивающих структур с требуемыми характеристиками, которые могут использоваться для совершенствования солнечных элементов, оптических резонаторов и лазерных сред.

Хотя имеется много исследований нелинейных эффектов в разупорядоченных системах, большинство из них рассматривает нерезонансные нелинейности второго или третьего порядка. Поэтому представляется интересным изучить оптический отклик разупорядоченной среды в том случае, когда частота света близка к частоте перехода между квантовыми уровнями. Такие ситуации редко рассматриваются в литературе по оптике разупорядоченных структур. Важным исключением является работа [3], в которой предложена идея накачки локализованных состояний с помощью импульсов самоиндуцированной прозрачности в разупорядоченной двухуровневой среде. Поскольку локализованные состояния во многом аналогичны модам лазерных резонаторов, данная схема может рассматриваться в качестве своеобразной двухуровневой лазерной среды.

В настоящей работе предлагается концепция разупорядоченной резонансной среды и вводится простая модель беспорядка со случайными изменениями плотности активных частиц (атомов редких земель, квантовых точек) вдоль направления распространения света. Целью исследования является изучение влияние беспорядка на эффект самоиндуцированной прозрачности, при котором короткие импульсы (солитоны) проходят через резонансно поглощающую среду без потерь [4].

Ограничиваясь рассмотрением однородно уширенной двухуровневой среды, в полуклассическом приближении распространение света в ней описывается известной системой уравнений Максвелла-Блоха, которая может быть решена численно методом конечных разностей во временной области [5]. Предполагается, что плотность активных частиц с расстоянием испытывает периодические случайные изменения и может быть описана формулой  $C(z) = C_0[1 + 2r(\xi(z) - 1/2)]$ , где  $C_0$  – средняя плотность, r – параметр, определяющий степень беспорядка,  $\xi(z)$  – случайные числа, равномерно распределенные в диапазоне [0; 1]. В работе исследуется зависимость распространения когерентных импульсов от четырех параметров: а) параметра

беспорядка r, б) средней плотности частиц  $C_0$ , в) полной толщины разупорядоченной среды L, г) периода случайных изменений плотности частиц  $\delta L$ . Падающий на среду импульс представляет собой так называемый  $3\pi$  импульс, который при распространении в однородной (упорядоченной) среде преобразуется в солитон самоиндуцированной прозрачности.

Результаты вычисления усредненных по 100 реализациям интегральных характеристик прошедшего и отраженного от среды излучения позволяют сделать следующие выводы. По мере роста параметра беспорядка уровень отражения постепенно растет, тогда как пропускание при r > 0.5 испытывает резкое падение. Это отчасти объясняется уменьшением скорости импульсов, теряющих значительную часть своей энергии, а также свидетельствует о переходе системы в режим локализации излучения. Резкое падение пропускания указывает на наличие порога локализации в разупорядоченной резонансной среде.

При росте полной толщины разупорядоченной среды интегральное пропускание монотонно падает, а отражение растет и выходит на некоторый стационарный уровень (насыщается). Зависимость пропускания и отражения от средней плотности частиц демонстрирует скачок при определенном значении параметра также  $C_0$ , свидетельствующий о пороговом характере локализации. Наконец, существует диапазон оптимальных значений периода случайных изменений плотности частиц  $(0.1\lambda < \delta L < 0.3\lambda)$ , при которых наблюдается локализация импульсов света. Зa пределами этого диапазона пропускание резко возрастает, а отражение уменьшается, что указывает на возвращение к режиму самоиндуцированной прозрачности.

Таким образом, введение беспорядка в нелинейную резонансную среду открывает новые возможности в полуклассической физике взаимодействия света с веществом.

- Работа поддержана РНФ (проект 17-72-10098).
- [1] Wiersma D. S. Disordered photonics / D. S. Wiersma // Nature Photonics. 2013. V. 3. – P. 188.
- [2] Segev M. Anderson localization of light / M. Segev, Y. Silberberg, D. N. Christodoulides // Nature Photonics. – 2013. – V. 3. – P. 197.
- [3] Folli V. Self-induced transparency and the Anderson localization of light / V. Folli, C. Conti // Opt. Lett. – 2012. – V. 37. – P. 332.
- [4] McCall S. L. Self-induced transparency / S. L. McCall, E. L. Hahn // Phys. Rev. 1969. V. 183. – P. 457.
- [5] Novitsky D. V. Femtosecond pulses in a dense two-level medium: Spectral transformations, transient processes, and collisional dynamics / D. V. Novitsky // Phys. Rev. A. - 2011. - V. 84. - P. 013817.

УДК 53: 530.182

## Д. В. Новицкий<sup>1</sup>, А. В. Новицкий<sup>2</sup>

## ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В РТ-СИММЕТРИЧНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

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

dvnovitsky@gmail.com

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Из фотонных структур, содержащих усиливающие компоненты, в последнее время особое внимание привлекают системы, обладающие РТ-симметрией, т.е. симметрией по отношению к преобразованиям четности и обращения времени [1]. Исходным пунктом в развитии данной тематики стала работа [2], в которой показано, что неэрмитовы гамильтонианы в квантовой механике могут обладать действительным спектром, если для них выполняются условия РТ-симметрии. Данную идею сравнительно легко перенести в оптику, где РТ-симметрия достигается за счет пространственного упорядочивания пассивных и активных компонентов. Исследование РТ-симметричных структур и процессов нарушения РТ-симметрии представляется одним из наиболее интересных направлений в современной фундаментальной оптике.

По-видимому, простейшим вариантом РТ-симметричной оптической системы является одномерная структура типа фотонного кристалла с соответствующим пространственным распределением комплексной диэлектрической проницаемости [1]. В этом случае РТ-симметрия подразумевает простое условие на диэлектрическую проницаемость:  $\varepsilon(x) = \varepsilon^*(-x)$ , т.е. действительная часть проницаемости должна быть чётной, а мнимая – нечётной функцией координаты. В настоящей работе рассмотрена такая одномерная структура, в которой как поглощающая, так и усиливающая компоненты описываются моделью двухуровневой резонансной среды. Динамика излучения в ней может быть рассчитана в полуклассическом приближении с помощью известных уравнений Максвелла–Блоха.

В стационарном пределе выражение для эффективной диэлектрической проницаемости двухуровневой среды для случая точного резонанса и малой интенсивности внешнего поля, когда можно пренебречь эффектами насыщения, принимает вид  $\varepsilon_{eff} \approx \varepsilon_d + 3il^2 \omega_L T_2 w_{eq}$ , где  $\omega_L$  – лоренцева частота (параметр взаимодействия света и вещества),  $T_2$  – время поперечной релаксации,  $w_{eq}$  – параметр накачки (равновесное значение разности населенностей). Если в системе чередуются слои среды с положительным значением параметра накачки и слои с отрицательным (но равным по модулю) его значением, такая структура может рассматриваться как РТ-симметричная. В этом можно непосредственно убедиться, проведя расчеты как стационарных характеристик (спектров отражения и пропускания) матричным методом, так и динамики распространения волн в системе с помощью численного решения полной системы уравнений Максвелла–Блоха [3]. В частности, при определенном значении параметра накачки наблюдается явление отсутствия отражения

101

от структуры волн, приходящих с одной стороны, при единичном пропускании и ненулевом отражении волн, идущих в противоположном направлении [4].

Нас интересует процесс нарушения РТ-симметрии, который можно наблюдать при достижении параметром накачки достаточно большой величины. В этой точке, обычно называемой исключительной, происходит фазовый переход: система переходит в состояние с нарушенной РТ-симметрией. Критерием нарушения симметрии является изменение свойств собственных значений матрицы рассеяния структуры [4]. Известно, рассеяния РТ-симметричной что собственные значения матрицы системы унимодулярны, т.е. выполняется соотношение  $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$ . При нарушении РТсимметрии абсолютные величины собственных значений становятся обратными друг другу, а значит  $|\lambda_1| > 1$  и  $|\lambda_2| < 1$ . В окрестности исключительных точек, где собственные вектора матрицы рассеяния совпадают, могут наблюдаться новые необычные оптические эффекты.

Расчеты показывают, что при приближении параметра накачки к исключительной точке расхождение между результатами, даваемыми матричным методом и численным моделированием, резко возрастают. Это означает, что вблизи фазового перехода матричный метод становится неприменимым: необходимо непосредственно решать систему уравнений Максвелла–Блоха. Причиной является значительное усиление электромагнитного поля внутри структуры при приближении к исключительной точке. Как следствие, в резонансной среде развиваются процессы насыщения и происходит быстрое высвобождение запасенной в усиливающих слоях энергии в виде мощного импульса излучения. Эта последовательность событий не может быть учтена в рамках стационарного матричного метода.

Процессы насыщения являются также причиной того, что фазовый переход в системе может наблюдаться лишь один раз. Возвращение системы при дальнейшем возрастании параметра накачки в РТ-симметричное состояние, предсказываемое стационарной теорией, становится невозможным. Кроме того, в состоянии с нарушенной РТ-симметрией наблюдается необычная особенность структуры пропускаемого и отражаемого структурой излучения: в данном направлении выходит импульс неизменной интенсивности независимо от направления падающей волны. Такая направленность излучения, появляющаяся в результате взаимодействия с системой, представляется новым и неожиданным эффектом оптики РТ-симметричных структур.

Работа поддержана БРФФИ (проекты № Ф16К-016 и Ф16Р-049).

- [1] РТ-симметрия в оптике / А. А. Зябловский [и др.] // УФН. 2014. Т. 184. С. 1177.
- [2] Bender C. M. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry / C. M. Bender, S. Boettcher // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80. – P. 5243.
- [3] Novitsky D. V. Femtosecond pulses in a dense two-level medium: Spectral transformations, transient processes, and collisional dynamics / D. V. Novitsky // Phys. Rev. A. - 2011. - V. 84. - P. 013817.
- [4] Ge L. Conservation relations and anisotropic transmission resonances in one-dimensional PT-symmetric photonic heterostructures / L. Ge, Y. D. Chong, A. D. Stone // Phys. Rev. A. – 2012. – V. 85. – P. 023802.

#### УДК 535.372+519.237.8

М. А. Ходасевич<sup>1</sup>, Ю. А. Варакса<sup>1</sup>, Г. В. Синицын<sup>1</sup>, В. А. Асеев<sup>2</sup>

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШТАРКОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МЕТОДОМ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

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

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, 197101 Санкт-Петербург, Россия

Штарковская структура лазерных уровней энергии редкоземельных ионов является существенным фактором, задающим форму и ширину спектра усиления или лазерной генерации устройств, активные среды в которых допированы этими ионами. Традиционно используемыми на сегодняшний день методами для определения Штарковской структуры уровней являются методы абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии при низких температурах. Ранее [1] нами был предложен более простой способ определения Штарковской структуры уровней с помощью применения метода главных компонент [2] к температурной зависимости спектров флуоресценции при температурах, близких к комнатным. В настоящей работе описывается модификация этого способа путем уменьшения влияния избыточности спектральных данных с помощью интервальной проекции на латентные структуры [3].

Спектры флуоресценции Yb<sup>3+</sup>:CaF<sub>2</sub> (880-1120 нм, разрешение около 0,2 нм) регистрировались при температурах от 66 до 150 °C с шагом 2 °C. Мультиколлинеарность спектров, состоящих из измерений на 1024 длинах волн, приводит к повышению погрешности многопараметрического анализа данных. Для уменьшения влияния избыточности спектральных данных применена интервальная проекция на латентные структуры, целевой функцией при выборе спектральных интервалов которой является среднеквадратичная ошибка калибровки температуры по проверочному набору спектров.

Ограниченность количества спектров флуоресценции требует решения задачи построения обучающего набора с целью уменьшения ошибки калибровки. Были применены метод равномерного по температуре распределения спектров обучающего набора, алгоритм Кеннарда-Стоуна и методы кластерного анализа в пространстве главных компонент спектров флуоресценции. Показано, что минимальная среднеквадратичная ошибка 0,98 °C может быть достигнута при выборе обучающего набора спектров при температурах 66, 74, 88, 104, 126, 144 и 150 °C с помощью иерархического кластерного анализа пространства главных компонент исследуемых спектров. Остальные спектры были отнесены к проверочному набору, по которому и определялась среднеквадратичная ошибка калибровки как критерий выбора спектральных интервалов проекции на латентные структуры.

Ширина спектрального интервала в применяемом методе интервальной проекции на латентные структуры была выбрана исходя из минимальной среднеквадратичной

ошибки предсказания температуры и составила 128 отсчетов. Таким образом, весь спектр из 1024 отсчетов разбивается на 8 интервалов одинаковой ширины. На рисунке представлены среднеквадратичные ошибки кросс-валидации (RMSE\_CV) и предсказания температуры (RMSE\_P) в пределах выбранных спектральных интервалов. Видно, что крайние спектральные интервалы наименее информативны и могут быть изъяты из рассмотрения.



Рис. Среднеквадратичные ошибки кросс-валидации и предсказания температуры

Далее спектры люминесценции использовались только в пределах выбранного спектрального диапазона. Способ определения Штарковского расщепления уровней энергии редкоземельных ионов с помощью применения метода главных компонент к температурной зависимости спектров люминесценции был подробно описан нами в [1]. Анализ спектров счетов позволил определить энергии фотонов флуоресценции, возникающей при переходах между Штарковскими подуровнями двух уровней Yb<sup>3+</sup>, а анализ графиков нагрузок в первые две главные компоненты дал возможность уточнить найденные величины энергии и идентифицировать подуровни, между которыми про-исходят излучательные переходы. Сравнение найденных нами величин энергии подуровней ионов Yb<sup>3+</sup> (10898 см<sup>-1</sup>, 10400 см<sup>-1</sup>, 10193 см<sup>-1</sup>, 651 см<sup>-1</sup>, 531 см<sup>-1</sup> и 92 см<sup>-1</sup>) и литературных данных (10881 см<sup>-1</sup>, 10390 см<sup>-1</sup>, 10199 см<sup>-1</sup>, 689 см<sup>-1</sup>, 532 см<sup>-1</sup> и 113 см<sup>-1</sup> [4]) показывает достаточную точность примененного метода. Абсолютная ошибка определения энергии верхнего подуровня составляет около 2 см<sup>-1</sup>, что сопоставимо с погрешностью традиционных методов абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии при низких температурах.

- [1] Determining the Stark structure of Yb<sup>3+</sup> energy levels in Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> and CaF<sub>2</sub> using principal component analysis of temperature dependences of fluorescence spectra / M. A. Khodasevich [et al.] // Journal of Luminescence. 2017. V. 187. P. 295–297.
- [2] Esbensen, K. H. Principal Component Analysis: Concept, Geometrical Interpretation, Mathematical Background, Algorithms, History, Practice / K. H. Esbensen, P. Geladi // Comprehensive Chemometrics. – 2009. – V. 2. – P. 211-226.
- [3] Interval Partial Least-Squares Regression (iPLS): A Comparative Chemometric Study with an Example from Near-Infrared Spectroscopy / L. Norgaard [et al.] // Applied Spectroscopy. 2000. V. 54. P. 413-419.
- [4] Spectroscopy of Yb<sup>3+</sup>:CaF<sub>2</sub>: From isolated centers to clusters / V. Petit [et al.] // Phys. Rev. B. - 2008. - V. 78. - P. 085131-1-12.

УДК 539.194:678.623

М. А. Ксенофонтов<sup>1</sup>, Л. Е. Островская<sup>1</sup>, М. Б. Шундалов<sup>1,2</sup>, Е. Ю. Бобкова<sup>1</sup>, В. С. Васильева<sup>1</sup>

## КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ГРУПП ПОЛИУРЕТАНОВ С ИОНАМИ 3d-МЕТАЛЛОВ В ПРОЦЕССЕ ИХ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

<sup>1</sup> НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова 7, 220045 Минск, Беларусь <u>lab\_dozator@mail.ru</u>

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Научный и практический интерес к пенополиуретановым (ППУ) сорбентам вызван особенностями структуры гидрофобной полимерной матрицы, содержащей полярные уретановые, амидные, эфирные, гидроксильные и др. группы. Ранее экспериментально установлено, что ППУ сорбент Пенопурм<sup>®</sup> [1], разработанный в НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, обладает высокой сорбционной способностью относительно жидких углеводородов в количествах, превышающих вес сорбента в 20-90 раз. Исследованы закономерности сорбции данным сорбентом катионов солей 3dметаллов ( $Cd^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Zn^{2+}$ ,  $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$ ) в динамических (спектрофотометрически) и в статических (методом атомно-эмиссионного анализа из водных растворов солей) условиях без введения в раствор дополнительных реагентов. Показано, что изотермы сорбции (рис. 1) исследованных солей по классификации [2] соответствуют классу «С». Данный класс изотерм проявляется при наличии в пористых сорбентах «гибких» слоев ИЛИ областей с различной степенью кристалличности, высокого сродства адсорбирующегося вещества к сорбенту, большой проникающей способности. При этом число адсорбционных центров сохраняется в широком диапазоне концентраций, вплоть до максимально возможной адсорбции из раствора. Полученные результаты свидетельствуют о высоких равновесно-кинетических свойствах сорбента.



Рис. 1. Параметры сорбции солей 3d-металлов из водных растворов

Для выяснения возможности формировании комплексов ППУ с ионами 3dметаллов проведены квантово-химические расчеты равновесных структур и ИК спектров комплексов иона никеля Ni<sup>2+</sup> с фрагментами ППУ (рис. 2). Установлено, что из всех рассмотренных моделей в комплексе Е рассчитанные характеристики наилучшим образом согласуются с экспериментальными данными. Анализ структурных моделей И спектров позволяет предположить возможность взаимодействия функциональных групп ППУ с катионами Ni<sup>2+</sup> в процессе сорбции последних из водных растворов. При этом образование координационных связей осуществляется преимущественно с карбонилами уретановой и мочевинной групп, а также с атомами О концевых гидроксильных групп. Показано, что использование сравнительно простых моделей фрагментов полиуретана дает возможность выявить основные закономерности взаимодействия ионов 3d-металлов с ППУ сорбентами.



Рис. 2. Рассчитанные структуры комплексов A(a),  $B(\delta)$ , C(e), D(c) и E(d)

- [1] Ксенофонтов, М.А. Пенопурм новый сорбционный материал для очистки сточных вод от нефтепродуктов / М.А. Ксенофонтов, Л.Н. Василевская, В.С. Васильева, Л.Е. Островская, Н.А. Шкредова // Эколог. вестник России. 2010.– № 3.– С. 28–30.
- [2] Giles, C.H. Studies in adsorption. Part XI. A system of classification of solution adsorption isotherms, and its use in diagnosis of adsorption mechanisms and in measurement of specific surface areas of solids / C.H. Giles, T.H. MacEwan, S.N. Nakhwa, D. Smith // J. Chem. Soc. – 1960. – P. 3973–3993.

УДК 53

Г.А.Русецкий<sup>1</sup>, Т.В.Смирнова<sup>2</sup>, О.М.Федотова<sup>1</sup>, О.Х.Хасанов<sup>1</sup>, В.Кадан<sup>3</sup>

## ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ: РЕЖИМЫ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

<sup>1</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П.Бровки, 19, 220072 Минск, Беларусь olfe@physics.by

<sup>2</sup> Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, Долгобродская,23, 220070 Минск, Беларусь 3 Институт физики НАН Украины, Проспект Науки 46, 03680 Киев, Украина

В нелинейных средах пространственно-временная локализация мощных световых импульсов управляется конкуренцией эффектов дифракции, дисперсии, самофокусировки, фазовой самомодуляции и др., приводя к явлению филаментации лазерных пучков. В режиме аномальной дисперсии групповой скорости (ДГС) филаментация может способствовать формированию изолированных в пространстве и сжатых во времени импульсов, или световых пуль (СП) [1]. В экспериментах с гауссовыми пучками в сапфире и плавленом кварце [2] предполагалось, что стабильность СП обусловлена их полихроматической Бесселеподобной структурой, состоящей из локализованного высокоинтенсивного ядра и периферии слабой интенсивности, уравновешивающей потери энергии в центральном ядре. Тем не менее, до сих пор детально не выяснена динамика захвата импульсных пучков в СП.

В настоящей работе рассматриваются возможные сценарии распространения высокоинтенсивных импульсных пучков, как гауссовых, так и вихревых (несущих орбитальный момент), в керровской среде в области аномальной ДГС, и условия формирования СП (ВСП). Пространственно-временные условия локализации мощных фемтосекундных импульсов исследуются с использованием модели на основе (2D+1)-мерного нелинейного уравнения Шредингера для огибающей электрического поля и уравнения для динамики концентрации электронной плазмы.

Анализируется динамическая конкуренция между самофокусировкой, фотоиндуцированной плазмой и аномальной ДГС, обеспечивающая стабильное распространение фемтосекундного вихря в зависимости от топологического заряда m и отношения  $\alpha$  входной  $P_{in}$  и критической  $P_{cr}$  мощности импульса. Полуаналитический двухмасштабный вариационный анализ комбинируется с численным моделированием на основе конечно-разностных методов.

Система уравнений движения для временного (продольного) T(z) и пространственного (поперечного) R(z) радиусов импульсного пучка (ИП), полученная вариационным подходом, позволяет найти области устойчивости для СП. Решения анализируются в широком диапазоне длин волн лазерного излучения  $\lambda$  в области аномальной ДГС для плавленого кварца со значениями m = 0 (гауссов пучок) и 1÷ 4 (вортекс),  $\alpha = 12$ ÷400. Установлено, что область устойчивости, обусловленная воздействием плазмы, достаточно узкая, зависит от величины  $\lambda$  и механизма

образования плазмы. Анализ проводился в предположении, что доминирующим механизмом ионизации являлось многофотонное поглощение.

Найдены стационарные значения  $T_0$  для T(z) и  $R_0$  для R(z), соответствующее минимуму потенциальной энергии, и установлена связь между ними. Импульсные пучки с входными значениями  $T_0$  и  $R_0$  устойчивы при распространении. Стабильность достигается за счет оптимальной конкуренции между основными процессами, предотвращающей ИП от расплывания в процессе его нелинейного распространения. Установлено, что  $T_0$  уменьшается с ростом *m*, а  $R_0$  является немонотонной функцией. В то же время, при возрастании  $\alpha$  значения  $T_0$  и  $R_0$  растут. В свою очередь, область существования стационарных решений для временного и пространственного радиусов ВСП определяется пороговым условием:  $\alpha > 2 m / 0,093$ . Выявлено, что стационарные значения радиусов  $R_0$  и  $T_0$  возрастают с увеличением длины волны, а также при уменьшении керровской нелинейности n<sub>2</sub>. Если начальный радиус и длительность ИП отстроены от стационарных значений, то распространение СП в среде сопровождается осцилляциями ее пространственного и временного радиусов. Выявлены условия существования режимов, в которых длительность и радиус ИП (гауссова или вихревого) осциллируют «в фазе» или «в противофазе». Динамика СП, таким образом, может быть сходной с динамикой связанных осцилляторов, как линейных, так и нелинейных [3].

Результаты численного моделирования в целом подтверждают выводы вариационного анализа, демонстрируя более мягкие условия для формирования ВСП, по крайней мере, на расстояниях нескольких дифракционных длин. Полученные входные значения радиуса и длительности импульсного пучка для формирования и устойчивого распространения световой пули в кварцевом стекле могут быть экспериментально реализованы при m=1-2,  $\alpha=12-25$ ,  $T_0=10\div30$  фс,  $R_0=10\div30$  мкм,  $\lambda = 1.8$  -2.5 мкм.

- S.V. Chekalin, V.O. Kompanets, A.E. Dokukina, et al. Visible supercontinuum radiation of light bullets in the femtosecond filamentation of IR pulses in fused silica // Quantum Electronics -2015. –V.45 (5). – P. 401
- [2] D. Majus, G. Tamosauskas, I. Grazuleviciute et al. Nature of spatiotemporal light bullets in bulk Kerr media // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 112. – P. 193901.
- [3] Д.И. Трубецков, М.И. Рабинович. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. 560 с.
#### УДК 539.192; 519.6

Е. З. Шаламберидзе, А. Э. Малевич, Е. Н. Козловская, Г. А. Пицевич

# ПОСТРОЕНИЕ МНОГОМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНОЙ ВОДОРОДНОЙ СВЯЗИ В МОЛЕКУЛЕ АЦЕТИЛАЦЕТОНА

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

Внутримолекулярная водородная связь в молекуле ацетилацетона (АА) имеет достаточно необычные параметры проявления ее колебаний в ИК спектрах. Согласно [1-3], валентные колебания О-Н связи в этом соединении характеризуются сравнительно низкой частотой (около 2800 см<sup>-1</sup>), значительной полушириной (около 500 см<sup>-1</sup>) и при этом весьма низкой интенсивностью. Для того чтобы понять природу таких спектральных характеристик валентного колебания гидроксильной группы в молекуле АА были выполнены расчеты ее равновесной конфигурации и колебательных спектров в гармоническом и ангармоническом приближениях в рамках B3LYP/cc-pVTZ и B3LYP/cc-pVQZ методов. Как показывают результаты расчетов, длина водородного мостика в молекуле AA (2.5345 Å) лишь незначительно короче соответствующей длины в родственной молекуле малональдегида (MA) (2.5704 Å) [4]. Это обстоятельство указывает на усиление внутримолекулярной водородной связи в молекуле АА в сравнении с МА, что в свою очередь должно вести к росту частоты вне плоскостного деформационного колебания и снижению частоты валентного колебания гидроксильной группы в молекуле АА. Результаты расчета подтверждают это предположение. В молекуле АА рассчитанные в рамках ангармонического приближения значения частот вне плоскостного ( $\gamma_{OH}$ ) и плоскостного ( $\delta_{OH}$ ) деформационных, а также валентного ( $\nu_{0H}$ ) колебаний О-Н группы оказались равными 957, 1310 и 2470 см<sup>-1</sup>, в то время как в молекуле МА [4] их рассчитанные значения соответственно равны 924, 1324 и 2614 см<sup>-1</sup>. Эти результаты в целом позволяют лишь примерно оценить положение полосы ИК поглощения, обусловленной валентным колебанием О-Н группы в молекуле АА, однако не позволяют реально прояснить причины необычных спектральных характеристик водородной связи в этом соединении.

Для того чтобы более детально проанализировать картину колебаний О-Н группы 1-3D поверхностей потенциальной выполнен расчет энергии (ППЭ), был обусловленной деформационными и валентными колебаниями гидроксильной группы в АА в рамках B3LYP/cc-pVTZ метода. Методика расчета аналогична [4]. В равновесной конфигурации начало декартовой системы координат было перенесено на гидроксильный атом водорода. Направление оси Х выбиралось вдоль О-Н связи, ось Ү помещалась в плоскости атомов О---H-O, а ось Z дополняла первые две оси до правой тройки. При фиксированном положении остальных атомов гидроксильный атом водорода перемещался в узлы 3D сетки с шагом 0.1 Å и интервалами [-0.4, 0.7], [-0.6,

0.6] и [-0.6, 0.6] Å вдоль X, Y и Z осей соответственно. Частоты колебаний определялись путем численного решения DVR методом уравнения Шредингера вида:

$$-R\left(\frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial z^2}\right) + U(x,y,z)\Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z) \quad (1)$$
  
rge  $R = \frac{\hbar^2}{2\mu_{0H}l_0^2}; x = \frac{x}{l_0}, y = \frac{Y}{l_0}, z = \frac{z}{l_0}; \ l_0 = 1$ Å.

В соответствии с результатами расчета, частоты 986, 1375, 1898 и 2334 см<sup>-1</sup> обусловлены колебаниями  $\gamma_{OH}$ ,  $\delta_{OH}$ ,  $2\gamma_{OH}$  и  $\gamma_{OH} + \delta_{OH}$  соответственно. Анализируя вид волновых функций и результаты воздействия малых варьирований кинематических коэффициентов на частоты колебаний, можно утверждать, что еще шесть колебаний с частотами 2365, 2731, 2834, 3133, 3173 и 3477 см<sup>-1</sup>, полученные в ходе расчета, являются результатом Ферми резонанса  $v_{OH}$  с обертонами и составными частотами деформационных колебаний различного порядка. Действительно, в спектральном диапазоне 2350–3500 см<sup>-1</sup> следовало бы ожидать проявления колебаний вида:  $2\delta_{OH}$ ,  $3\gamma_{OH}$ ,  $2\gamma_{OH} + \delta_{OH}$ ,  $2\delta_{OH} + \gamma_{OH}$ ,  $3\delta_{OH}$ , которые в чистом виде отсутствуют, но вклад их координат имеет место для всех шести анализируемых колебаний. Таким образом, можно утверждать, что валентное колебание гидроксильной группы вступает в сложный резонанс Ферми с рядом обертонов и составных колебаний этой же группы, а также, возможно, и иными низкочастотными колебаниями, что ведет как к уширению наблюдаемой полосы ИК поглощения, так и к снижению ее относительной интенсивности за счет перераспределения интенсивности v<sub>0H</sub> колебания в пользу обертонов и составных частот.

Работа была выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф16К-047 от 21 октября 2016 года).

- Ogoshi H. NormalCoordinate Analyses of HydrogenBonded Compounds. V. The Enol Forms of Acetylacetone and Hexafluoroacetylacetone. / H. Ogoshi, K. Nakamoto // Chem. Phys. – 1966. – V. 45. – P. 3113.
- [2] Tayyari S.F. Vibrational assignment of acetylacetone. / S.F. Tayyari, F. Milani-Nejad // Spectrochim. Acta Part A. – 2000. – V. 56. – P. 2679.
- [3] Tayyari S.F. Spectroscopic study of hydrogen bonding in the enol form of β-diketones–II. Symmetry of the hydrogen bond. / S.F. Tayyari, T. Zeegers-Huyskens, J.L. Wood // Spectrochim. Acta Part A. – 1979. – V. 35. – P. 1289.
- [4] Pitsevich G.A. Theoretical study of the C–H/O–H stretching vibrations in malonaldehyde.
   / G.A. Pitsevich, A.E. Malevich, E.N. Kozlovskaya, I.Yu. Doroshenko, V.E. Pogorelov,
   V. Sablinskas, V. Balevicius // Spectrochim. Acta Part A. 2015. V. 145. P. 384.

УДК 539.192; 519.6

#### G. A. Pitsevich

#### INTRODUCTION OF THE NEW GENERALIZED INTERNAL COORDINATES BASED ON NORMAL COORDINATES

# Belarusian State University, Nezavisimosti Ave., 4, 220030 Minsk, Belarus pitsevich@bsu.by

Normal modes can be represented in natural or Cartesian coordinates. Normal coordinates  $Q_i$  show the mixing of the natural coordinates in normal mode in hand. The disadvantage is the linear motion of the atoms in normal mode vibration. Only stretching natural coordinates satisfied to this kind of motion, while bending and torsional coordinates describe the curvilinear motion of atoms. A new set of the generalized internal coordinates can be introduced based on the normal coordinates and taking into account the curvilinear motion of some atoms. If the molecule can be represented like a tree by chemical bonds it is possible to introduce three unitary mutually orthogonal vectors directed a) along the chemical bonds, b) normal to the planes of the valence angle between two chemical bonds c) normal to both previous. Making little step along the normal mode one can find 1) small increments of atoms radius vectors that can be decomposed on introduced unit vectors, 2) a new configuration of the molecule 3) a new set of unit vectors. Using the coefficients of expansion and a new set of the unit vectors one can find a new set of the small increments of atoms radius vectors and get an iterative scheme. In doing so, one can get the points on potential energy surface for energy calculation. New generalized internal coordinate  $\xi_i$  obtained from normal coordinate  $Q_i$  now became curvilinear. To find the form of the vibrational Schrödinger equation one can use Wilson's  $\vec{s}$  vectors. In the case of normal coordinates, they are constant both in magnitude and direction. In the case of the new generalized coordinates they still constant in magnitude but their directions now function of current geometry. The above iterative scheme gives the possibility to calculate the  $\vec{s}$  vector at every point where energy will be calculated. Since Wilson's vectors do not change on magnitude for new coordinates the reduced masses for second derivatives remains the same as in the case of the normal coordinates, but because of changing directions they lose their orthogonality and the Schrödinger equation for the  $\xi_i$  and  $\xi_j$  coordinates takes form:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_i^{red}}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\xi_i^2} - \frac{\hbar^2}{2\mu_j^{red}}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\xi_j^2} - \frac{\hbar^2}{2}\left(2\sum_{k=1}^N\frac{\left(\tilde{s}_{\vec{r}_k}^{\xi_i}*\vec{s}_{\vec{r}_k}^{\xi_j}\right)}{m_k}\right)\frac{\partial^2\Psi}{\partial\xi_i\partial\xi_j} + U(\xi_i,\xi_j)\Psi = E\Psi \quad (1)$$

This equation was used to improve the analysis of the share proton stretching vibration in protonated water dimer. Recently [1] we have studied this problem using Cartesian and natural coordinates. Application of the new generalized internal coordinates allowed to improve the accuracy of the PES calculation as well as accuracy of the kinematic interaction.

[1] Pitsevich, G.A. MP4 Study of the Anharmonic Coupling of the Shared Proton Stretching Vibration of the Protonated Water Dimer in Equilibrium and Transition States. / G. Pitsevich, A. Malevich, E. Kozlovskaya, E. Mahnach, I. Doroshenko, V. Pogorelov, L. G. M. Pettersson, V. Sablinskas, V. Balevicius // J. Phys. Chem. A. – 2017. – V. 121. – P. 2151.

УДК 539.192; 519.6

Е. З. Шаламберидзе, Г. А. Пицевич

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ ВРАЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ В МАТРИЦАХ НЕКОТОРЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

pitsevich@bsu.by

Возможность вращения молекулы воды при помещении ее в ячейку замещения низкотемпературной инертной матрицы является установленным фактом, тем не менее, данный вопрос до сих пор недостаточно изучен. Известно, что в случае аргоновой матрицы вращение является практически свободным. В ряде литературных источников представлены экспериментальные спектры, а также выполнена частичная интерпретация колебательно-вращательных переходов для молекулы воды в аргоновой матрице. Однако соотнесение некоторых линий в спектрах выглядит довольно противоречиво. Для проверки и уточнения результатов, полученных в работах [1,2], с использованием значений эффективных вращательных постоянных [1] были рассчитаны частоты и интенсивности колебательно-вращательных переходов для молекулы воды в аргоновой матрице в области валентных колебаний О-Н группы при различных температурах. Расчеты выполнялись с учетом наличия неравновесного распределения населенностей вращательных уровней между орто- и пара- изомерами воды. При этом предполагалось, что температурная релаксация населенности вращательных уровней происходит независимо для орто- и пара- изомеров. Был проведен сравнительный анализ полученных результатов с экспериментальными данными, представленными в литературе, а также выполнена интерпретация колебательно-вращательных спектров молекулы воды в аргоновой матрице в области валентных колебаний О-Н группы.

В случае помещения молекулы воды в низкотемпературную неоновую матрицу ситуация с возможностью реализации вращения выглядит несколько сложнее. Полость для движения молекулы воды в ячейке неоновой матрицы оказывается существенно меньше, чем в случае аргоновой матрицы, что делает возможность вращения менее вероятной. Кроме того, если такой вид движения имеет место, то является в некоторой степени затрудненным вследствие влияния матричного окружения. В ряде работ [3,4] представлены экспериментальные спектры молекулы воды в неоне и приводится их частичная интерпретация для вращающегося мономера воды. Помимо этого в литературе [5] имеются данные о значениях эффективных вращательных постоянных для молекулы воды в неоне в случае основного вращательного состояния, однако такой набор эффективных вращательных постоянных является неполным, поскольку для расчета частот колебательно-вращательных переходов необходимо также знать аналогичные величины для первого возбужденного вращательного состояния. Были определены недостающие значения эффективных вращательных постоянных, что позволило с их помощью рассчитать уровни энергии, а также частоты колебательновращательных переходов для молекулы воды в неоновой матрице в области

деформационных колебаний группы О-Н. Была выполнена интерпретация полос в спектре и проведен сравнительный анализ полученных в ходе расчета результатов с данными, представленными в литературе, а также с результатами расчетов для молекулы воды в аргоновой матрице [6,7].

Работа была выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф16К-047 от 21 октября 2016 года).

- Perchard J. P. Anharmonicity and hydrogen bonding. III. Analysis of the near infrared spectrum of water trapped in argon matrix. / J. P. Perchard. // Chem. Phys. – 2001. – V. 273. – P. 217.
- [2] Michaut X. Temperature and time effects on the rovibrational structure of fundamentals of H<sub>2</sub>O trapped in solid argon: hindered rotation and RTC satellite. / X. Michaut, A.-M. Vasserot, L. Abouaf-Marguin // Vib. Spectrosc. – 2004. – V. 34. – P. 83.
- [3] Forney D. The Mid- and Near-Infrared Spectra of Water and Water Dimer Isolated in Solid Neon. / D. Forney, M.E. Jacox, W.E. Thompson // Mol.Spectr. – 1993. – V. 157. – P. 479.
- [4] Ceponkus J. The coupling between translation and rotation for monomeric water in noble gas matrices. / J. Ceponkus, P. Uvdal, B. Nelander // Chem. Phys. – 2013. – V. 138. – P. 244305.
- [5] Ceponkus J. Rotation of Water in Solid Parahydrogen and Orthodeuterium. / J. Ceponkus, P. Uvdal, B. Nelander // Phys. Chem. – 2010. – V. 114. – P. 12979.
- [6] Pitsevich G. Temperature dependence of the intensity of the vibration-rotational absorption band v<sub>2</sub> of H<sub>2</sub>O trapped in an argon matrix. / G. Pitsevich, I. Doroshenko, A.Malevich, E.Shalamberidze, V.Sapeshko, V. Pogorelov, L.G.M. Pettersson // Spectrochem. Acta Part A. – 2017. – V. 172. – P. 83.
- [7] Pitsevich G. Calculation of the vibration-rotational transition intensities of water molecules trapped in an argon matrix: stretching O-H vibrations spectral region. / G. Pitsevich, E.Shalamberidze, A.Malevich, V.Sablinskas, V. Balevicius, L.G.M. Pettersson // Mol.Phys. 2017. V. 115. P. 2605

УДК 535:621.373.8

Н.А. Лойко, А.А. Мискевич, В.А. Лойко

## МЕТОД ОПИСАНИЯ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА МОНОСЛОЕМ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь miskevic@ifanbel.bas-net.by

Разработан метод описания углового распределения интенсивности излучения, рассеянного монослоем монодисперсных сферических частиц, освещаемым по нормали плоской циркулярно поляризованной электромагнитной волной. Он основан на квазикристаллическом приближении (ККП) теории многократного рассеяния волн (ТМРВ). Метод применён к исследованию оптических свойств частично упорядоченных монослоёв и монослоёв с неидеальной решёткой.

Решение задачи определения когерентной компоненты излучения, рассеянного частично упорядоченным монослоем однородных сферических частиц (монослоем с ближним порядком), освещаемым по нормали плоской электромагнитной волной, получено в 1980 г. Хонгом [1] на основе предложенного Лаксом квазикристаллического приближения [2] ТМРВ. В 2011 г. нами решена задача определения когерентной компоненты излучения для монослоя с «неидеальным дальним» порядком [3]. Такой слой имеет структуру двумерного кристалла, неидеальной решётки.

В данной работе мы решили задачу определения *некогерентной компоненты* света, рассеянного монослоем однородных монодисперсных сферических частиц. Выражение для определения доли  $I_{inc}^{rd}$  (приведённой интенсивности) излучения, некогерентно рассеянного монослоем, имеет вид:

$$I_{inc}^{rd}(\theta) = \frac{\eta}{2\pi x^2 r^2} \mathbf{S}_2(2x\sin\theta) \left\{ \left| \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(2j+1)}{j(j+1)} \left( \pi_j^{(1)}(\mu) z_j + \tau_j^{(1)}(\mu) y_j \right)^2 + \left| \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(2j+1)}{j(j+1)} \left( \tau_j^{(1)}(\mu) z_j + \pi_j^{(1)}(\mu) y_j \right)^2 \right\},\tag{1}$$

где  $\theta$  – полярный угол рассеяния,  $\eta$  – фактор заполнения монослоя,  $x = \pi D/\lambda$  – параметр дифракции частиц, D – их диаметр,  $\lambda$  – длина волны падающего света,  $z_j$  и  $y_j$  – коэффициенты рассеяния [3], учитывающие многократное рассеяние волн, угловые функции  $\pi_j^{(1)}(\mu) = P_j^{(1)}(\cos\theta)/\sin\theta$ ,  $\tau_j^{(1)}(\mu) = dP_j^{(1)}(\cos\theta)/d\theta$ , где  $\mu = \cos\theta$ ,  $P_j^{(1)}(\cos\theta) -$ присоединённые функции Лежандра, S<sub>2</sub> – структурный фактор:

$$S_2(2x\sin\theta) = 1 + 8\eta \int_0^\infty [g(u) - 1] J_0(2xu\sin\theta) u \, \mathrm{d} u \,, \tag{2}$$

g(u) – радиальная функция распределения [1,3], описывающая структуру монослоя, u=R/D – безразмерное расстояние в плоскости монослоя,  $J_0$  – функция Бесселя.

Результаты расчёта зависимости  $I_{inc}^{rd}(\lambda,\theta)$  для монослоёв с разным типом пространственной упорядоченности частиц представлены на Рис. 1. Видно, что на зависимости  $I_{inc}^{rd}(\lambda,\theta)$  монослоя с неидеальной решёткой, в отличие от частично упорядоченного монослоя, имеют место выраженные дифракционные пики и практически полное отсутствие рассеяния в малых углах.



Рис. 1. Зависимости  $I_{inc}^{rd}(\lambda,\theta)$  для монослоя с неидеальной треугольной решёткой (а) и частично упорядоченного монослоя (б).  $\eta$ =0.5, D=0.8 мкм, показатель преломления частиц m=1.6+0*i*.

На Рис. 2 приведены зависимости спектрального коэффициента поглощения  $A(\lambda)$  и значения интегрального по спектру излучения Солнца коэффициента поглощения  $\langle A \rangle$  монослоёв с фактором заполнения  $\eta$ =0.3 и 0.5 и диаметром частиц D=0.1 и 0.8 мкм, рассчитанные в рамках разработанного метода. Видно, что с ростом фактора заполнения монослоя поглощение света увеличивается в большей части рассмотренного спектра. При размерах частиц, сопоставимых с длиной волны, монослой с треугольной решёткой поглощает больше, чем частично упорядоченный.



Рис. 2. Спектры коэффициента поглощения A частично упорядоченного монослоя и монослоя с неидеальной треугольной решёткой. Частицы кристаллического кремния (c-Si). Значения  $\langle A \rangle$  показаны в легендах. D=0.1 мкм (a), D=0.8 мкм (б).

Разработан метод определения углового распределения интенсивности излучения, рассеянного монослоем однородных монодисперсных сферических частиц при освещении по нормали. Исследовано влияние типа пространственной организации частиц на угловую структуру рассеянного света и коэффициенты поглощения монослоя. Показано, что монослой ( $\eta$ =0.3 и 0.5) с треугольной решёткой из частиц кристаллического кремния с диаметром 0.8 мкм поглощает больше света, чем частично упорядоченный монослой в большей части рассмотренного спектра (0.3≤ $\lambda$ ≤0.12 мкм).

- Hong, K. M. Multiple scattering of electromagnetic waves by a crowded monolayer of spheres: Application to migration imaging films / K. M. Hong // J. Opt. Soc. Am. –1980. – Vol. 70, No. 7. – P. 821–826.
- [2] Lax, M. Multiple scattering of waves. II. The effective field in dense systems / M. Lax // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 85, No. 4. – P. 621–629.
- [3] Мискевич, А. А. Когерентное пропускание и отражение двумерного планарного фотонного кристалла / А. А. Мискевич, В. А. Лойко // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, вып. 1 (7). С. 5–20.

УДК 621.373.826

В. Н. Чижевский, С. А. Коваленко

#### МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В ИНТЕНСИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МНОГОМОДОВОГО ВЕРТИКАЛЬНОИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>vnc@dragon.bas-net.by</u>, <u>sopfykavalenka@gmail.com</u>

Для нелинейных динамических систем характерно наличие мультистабильности – свойства, которое означает сосуществование нескольких аттракторов при одном и том же наборе параметров. Выход на тот или аттрактор определяется начальными условиями. Мультистабильные системы широко представлены в различных областях физики, химии, биологии [1]. Подобное свойство характерно и для лазерных систем, в частности, для вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ). В одномодовых ВИЛ при сканировании тока накачки могут наблюдаться спонтанные переключения поляризационных состояний, которые во многих случаях сопровождаются гистерезисным поведением, и соответственно, появлением бистабильности [2]. В случае многомодовых ВИЛ при высоких токах накачки, наряду с бистабильностью, может наблюдаться одновременное сосуществование несколько поляризационных состояний [3-4]. Мультистабильность такого типа наблюдается, как правило, в интенсивности генерации на выделенной поляризации, как гистерезисное поведение, при последовательном сканировании тока накачки в противоположных направлениях.

В данной работе впервые представлены результаты экспериментального наблюдения мультистабильности в многомодовом ВИЛ без какой-либо селекции поляризации. В зависимости от тока накачки экспериментально продемонстрировано сосуществование двух, трех и четырех состояний интенсивности генерации. Показано, что распределение амплитуд откликов в мультистабильности локально зависит от выбранной точки наблюдения в сечения лазерного пучка. Исследовано влияние температуры на проявление мультстабильности. Наряду с гистерезисным методом, для мультстабильности исследования использовался также метод вибрационного резонанса, позволяющий более детально определить области существования бистабильности и мультистабильности [4].

Экспериментальные исследования проводились с многомодовым вертикальноизлучающим лазерным диодом фирмы Honeywell (HFE-4080-321) с длиной волны генерации 850 нм. Излучение лазера, коллимированное с помощью линзы с антиотражающим покрытием с фокусным расстоянием 8 мм, направлялось на лавинный фотодиод с чувствительной областью 0,2 мм, размещённый на 3D столике (MAX341/M Thorlabs). Световой пучок сканировался по сечению пучка с шагом 0,1 мм, при этом сечение пучка, при вариации параметров эксперимента (температуры лазерного диода, тока накачки), полностью захватывалось диапазоном сканирования 4х4 мм<sup>2</sup>. Температура лазерного диода контролировалась с точностью до 0,01°C. Для фиксированного положения фотодиода, ток накачки последовательно изменялся в противоположных направлениях в диапазоне от 12 до 19 мА с шагом 0,001 мА. На рисунке 1 показана интенсивность генерации лазера для трех разных температур лазерного диода при одном и том же фиксированном положении фотодиода в сечении пучка при последовательном статическом увеличении и уменьшении тока накачки. При температуре лазерного диода  $T=15^{\circ}$ С можно заметить появление двух зон бистабильности в диапазоне от 13,1 мА до 17,5 мА [рис. 1(а)]. При температуре диода  $T=20^{\circ}$ С увеличение тока накачки приводит к переходу от бистабильности к тристабильности [Рис. 1(б)]. При дальнейшем изменении температуры до  $T=30^{\circ}$ С на рис. 1(в) явно наблюдается мультистабильное поведение, причем в разных диапазонах тока накачки лазерного диода, проявляется мультистабильность разной кратности: от бистабильности до четырех-стабильности в диапазоне 15,2-15,8 мА. Следует отметить, что сосуществование четырех поляризационных состояний для данного ВИЛ наблюдалось ранее в работе [4].



Рисунок 1 – Стационарная интенсивность лазера *I* как функция постоянного тока накачки j<sub>dc</sub>. График (б) и (в) получены путем наложения трех сканирований постоянного тока j<sub>dc</sub> с различными начальными и конечными значениями j<sub>dc</sub>. Интенсивность *I* получена путем усреднения временной зависимости интенсивности генерации для каждого значения j<sub>dc</sub>. Стрелки указывают направление сканирования тока накачки.

Подобные измерения были проведены для различных положений фотодиода в сечении пучка, при этом изменение положения фотодиода в поперечном направлении относительно распространения лазерного луча приводило к перераспределению интенсивностей на графике. При температуре лазерного диода T=12,5°C методом вибрационного резонанса было обнаружено сосуществование пяти различных состояний в генерации ВИЛ. Подобные измерения были проведены также с исследованием интегральной картины, усредненной по всему сечению пучка. В этом использовался фотодиод с размерами 2,75х2,75 мм<sup>2</sup>. Сосуществования множественных состояний интенсивности генерации быть объяснено может одновременным пространственных существованием и перекрытием нескольких МОД В точке наблюдения, появление которых в интенсивности генерации зависит от начальных условий.

- Pisarchik A.N. Control of multistability. /A. N. Pisarchik, U. Feudel // Physics Reports. 2014. – V. 540. – P. 167.
- [2] T.E. Sale, Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, Wiley, New York, USA, 1995.
- [3] Experimental investigation of stochastic processes in vertical-cavity lasers / S. Barbay [et al.] // Physica A.- 2003.- V.327.- P.120.
- [4] Chizhevsky V.N. Experimental evidence of vibrational resonance in a multistable system.
   / V.N. Chizhevsky // Phys. Rev. E. 2014. –V. 89.- P. 062914.

УДК 535.44

В. Л. Малевич<sup>1</sup>, Г. В. Синицын<sup>1</sup>, Н. Н. Розанов<sup>2, 3</sup>

# ОТРАЖЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

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

<u>v.malevich@dragon.bas-net.by</u> <sup>2</sup>Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова, 199053 Санкт-Петербург, Россия <sup>3</sup>Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия <u>nnrosanov@mail.ru</u>

В когерентной ТГц спектроскопии используется информация о фазе и поэтому результаты спектральных измерений оказываются весьма чувствительными к эффекту рассеяния ТГц импульса на случайных неоднородностях образца [1, 2]. Искажения волнового фронта и временной формы зондирующего ТГц импульса, обусловленные эффектом рассеяния, могут существенно затруднить регистрацию спектральных особенностей реальных объектов.

В настоящей работе рассчитана пространственно-временная зависимость электрического поля ТГц импульса, отраженного от полубесконечной среды с лоренцевским контуром поглощения, и исследовано влияние шероховатости поверхности на спектр его отражения. Моделирование осуществлялось с использованием модифицированного метода Монте Карло [3, 4]. В данном методе электрическое поле ТГц импульса представляется в виде ансамбля плоских волн, каждая из которых характеризуется частотой, волновым вектором, амплитудой, поляризацией и фазой. Учет фазы электрического поля позволяет моделировать влияние когерентных эффектов на распространение и рассеяние излучения.

Конкретные расчеты проводились для поперечно-ограниченного ТГц импульса биполярной временной формы, падающего нормально на шероховатую поверхность полубесконечной среды. Рассматривались два типа пучков – с гауссовым и бессель-гауссовым поперечным распределением интенсивности. Степень шероховатости поверхности описывалась гауссовой статистикой с длиной корреляции 0,2 см и среднеквадратичной высотой неровностей *h*, изменяющейся от 0 до 50 мкм. Дисперсия диэлектрической проницаемости среды характеризовалась лоренцевским контуром поглощения на частоте 0,5 ТГц с шириной 0,05 ТГц. Диэлектрическая проницаемость среды вне контура поглощения была равна 2,25. Отражение отдельной плоской волны от шероховатой поверхности рассматривалось в приближении Кирхгофа.

Из расчетов следует, что рост шероховатости поверхности приводит к увеличению длительности отраженного ТГц импульс. В случае гауссова пучка дифракция также приводит к увеличению длительности ТГц импульса. Данный эффект наиболее заметен вдали от оси пучка и связан с более сильной дифракцией низкочастотных компонент ТГц импульса.

На рисунке представлены рассчитанные спектры отражения ТГц импульса от полубесконечной среды. Видно, что характерная особенность в спектре отражения на частоте 0,5 ТГц хорошо видна для гладкой поверхности и для шероховатой поверхности с высотой неровностей 20 мкм. При большем значении степени шероховатости (40 мкм) характерный перегиб на резонансной частоте проявляется в меньшей степени и становится практически незаметным для неровностей со среднеквадратичной высотой > 50 мкм. Сравнение результатов моделирования для гауссова и бессель-гауссова пучков показывает, что для гауссова пучка спектральная особенность в спектре отражения проявляется сильнее.



Рис. - Спектры отражения гауссова (слева) и бессель-гауссова (справа) ТГц пучков от среды с лоренцевским контуром поглощения и разными значениями параметра *h* (мкм): 0 – сплошная линия, 20 – штриховая линия, 40 - пунктир

Из результатов Монте Карло моделирования следует, что метод когерентной отражательной ТГц спектроскопии с разрешением во времени оказывается весьма чувствительным к степени шероховатости поверхности исследуемого объекта. Рассеяние ТГц импульса на шероховатой поверхности со среднеквадратичной высотой неоднородностей выше 50 мкм может существенно влиять на регистрацию спектральных особенностей в ТГц диапазоне частот.

- [1] Dikmelik Y. Effects of surface roughness on reflection spectra obtained by terahertz time-domain spectroscopy. / Y. Dikmelik, J. B. Spicer, M. J. Fitch, and R. Oslander // Opt. Lett. – 2006. – V. 31. – P. 3653.
- [2] Ortolani M. Surface roughness effects on the terahertz reflectance of pure explosive materials. / M. Ortolani, J. S. Lee, U. Schade, and H.-W. Hubers // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 93. – P. 08196.
- [3] Daria V.R. Excitation with a focused, pulsed optical beam in scattering media: diffraction effects. / V. R. Daria, C. Saloma, and S. Kawata // Appl. Opt. 2000. V.39. P. 5244.
- [4] Hu M. Electric field Monte Carlo simulation of polarized light propagation in turbid media. / M. Hu // Opt. Expr. – 2004. – V. 12. – P. 6530.

УДК 535.2.01

#### В.В.Филиппов

# ВНЕШНЯЯ КОНИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ: НОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ

Белорусский Государственный Университет Информатики и Радиоэлектроники ул. П. Бровки, 6 220013 Минск Беларусь <u>filippov@dragon.bas-net.by</u>

В отличие от внутренней внешняя коническая рефракция (ECR) остается недостаточно полно исследованным явлением. Интерес к ней в последние годы обусловлен в основном двумя причинами. Нелинейные эффекты в случае внешней конической рефракции могут быть легко достигнуты, поскольку филаментация пучка, распространяющегося вдоль бирадиали кристалла, обеспечивает высокую плотность энергии внутри него и требует сравнительно низких входных мощностей падающего сходящегося пучка. Интересные возможности открываются также при использовании этого явления для генерации лазерного излучения. Новые особенности ECR рассматриваются в настоящей работе.

Конус ЕСR представляет собой совокупность волновых нормалей в двуосных кристаллах, лучи которых параллельны направлению бирадиали кристалла  $c_1$ . Однако в силу явления двулучепреломления каждому направлению нормали конуса нормалей должны соответствовать две изонормальных волны в кристалле. Энергия одной из них распространяется параллельно  $c_1$  (явление ЕСR), тогда как энергия второй из них – нет. Лучи вторых волн образуют в кристалле новый, лучевой конус. Найти уравнение этого конуса в аналитическом виде затруднительно [1]. Тем не менее, основные его параметры (угол раствора, положение оси, кривая сечения, перпендикулярного оси) могут быть проанализированы численно, на основании чего могут быть сделаны общие выводы. Вначале рассмотрим сечение конуса нормалей и конуса лучей главной плоскостью кристалла, содержащей оптические оси кристалла и проходящей через вершину обоих конусов, т.е. содержащей главные оси оптической индикатрисы Np, Ng с наименьшим  $(n_p)$  и наибольшим  $(n_g)$  показателями преломления.



Плоскость поперечного сечения

Рис.1.

направления  $g_N$  и  $c_I$  параллельны образующим конуса ECR, а  $g_N$  и  $g_R$  – образующим рассматриваемого конуса лучей. Углы раствора этих конусов соответственно равны  $\chi_N = \beta_{bir} - \beta_N$ ,  $\chi_R = \beta_R - \beta_N$ , где

$$tg\beta_{N} = \frac{n_{p}^{2}}{n_{g}^{2}} tg\beta_{bir}, \qquad tg\beta_{R} = \frac{n_{g}^{2}}{n_{p}^{2}} tg\beta_{bir},$$
$$tg\beta_{bir} = \sqrt{\frac{(n_{g}^{2} - n_{m}^{2})}{(n_{m}^{2} - n_{p}^{2})}}.$$

*n*<sub>*m*</sub>-средний по величине главный показатель преломления.

Сечение конуса ECR, перпендикулярное бирадиали,

есть окружность, тогда как сечения конуса лучей можно оценить только численно. Расчеты проводились для трех моноклинных кристаллов: калий-гадолиниевого вольфрамата (KGW) – лазерного кристалла с заметной оптической анизотропией, и двух кристаллов (сера и органический нелинейный кристалл L-N-(5-Nitro-2-peridyl)leucinol) (NPLO) с большой анизотропией: для них разность  $n_g - n_p$  равна, соответственно, 0.0726 (на длине волны 633 нм), 0.3514 (508 нм) и 0.4760 (633 нм). Результаты расчетов приведены в таб.1, где для качественной оценки кривой сечения введен угол  $\chi_S$  раствора конуса в плоскости, перпендикулярной главной Np-Ng плоскости кристалла и проходящей через ось конуса лучей. Как следует из нее, в КGW  $\chi_R = \chi_S$ . Следовательно для всех практически используемых кристаллов конус лучей круговой. Нетрудно также показать, что угол раствора конуса лучей приблизительно в два раза больше угла раствора конуса ECR.

Таблица 1. Углы, определяющие положение образующих конусов ECR и лучей в главной Np-Ng плоскости кристалла ( $\beta_{bir}$ ,  $\beta_R$ ,  $\beta_N$ ), углы раствора этих конусов ( $\chi_N$ ,  $\chi_R$ ,  $\chi_S$ ) и угол раствора конуса падающих волн ( $\chi_{inc}$ )

Кристалл	$eta_{bir}$	$\beta_R$	$\beta_N$	χn	χr	Xs	Xinc
KGW	48°24'	50°24′	46°23′	2°13′	4°02′	4°02′	4°09′
Cepa	57°40′	65°25′	48°44′	8°53′	16°38′	16°37	19°06
NPLO	54°45′	68°77′	38°48′	15°57′	29°20′	'30°20'	27°47′

Конус нормалей (конус ECR) в кристалле порождается конусообразным пучком падающих на него волн. Его можно найти, воспользовавшись законом Снеллиуса. Если кристалл вырезан перпендикулярно бирадиали, конус падающих волн в сечении, параллельном границе, круговой с одной из образующих, параллельной бирадиали. Угол раствора этого конуса для выбранных кристаллов содержится в последней колонке табл.1.

Если кристалл вырезан в виде плоскопараллельной пластинки, то за ее выходной гранью возникает не один, а два конусообразных пучка, один с вершиной в точке пересечения бирадиали с этой гранью и круговым сечением. Второй, обусловленный рассматриваемым лучевым конусом приблизительно круговой. На экране за пластинкой возникают два приблизительно коаксиальных кольца, подобно картине, наблюдаемой при внутренней конической рефракции. Но в отличие от нее, при ЕСК кольца отстоят друг от друга на расстоянии, пропорциональном толщине пластинки.

Поляризация света в этих кольцах для произвольного радиус-вектора взаимно ортогональна, что является следствием взаимной ортогональности двух изонормальных волн в кристалле, каждая из которых обусловливает появление на экране одного из двух наблюдаемых колец. Такая картина проявления ECR наблюдались экспериментально [2].

- [1] Filippov V. V. Spatial, Polarization And Angular Characteristics Of External Conical Refraction/ V. V. Filippov // Opt. Comm. – 2017.-V. 387.- P. 141.
- [2] Mikhailychenko Yu. P. Large scale demonstrations on conical refraction/ Yu. P. Mikhailychenko.- 2005- <u>http://www.demophys.tsu.ru/Original/Hamilton/Hamilton.html.-</u> Дата доступа: 23.10.2017.

УДК 535.373.4:661.8; 552

Л. И. Гуринович<sup>1</sup>, А. О. Муравицкая<sup>1</sup>, А. В. Прудников<sup>2</sup>, А. В. Антанович<sup>2</sup>, М. В. Артемьев<sup>2</sup>, С. В. Гапоненко<sup>1</sup>

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КОЛЛОИДНЫЕ НАНОПЛАСТИНЫ КАК АНАЛОГ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Беларусь gphms@imaph.bas-net.by <sup>2</sup> НИИ физико-химических проблем Белорусского государственного университета, ул. Ленинградская, 14, 220006, Минск, Беларусь m\_artemyev@yahoo.com

Коллоидные нанокристаллы полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  широко используются в современной оптоэлектронике [1, 2]. Высокий квантовый выход люминесценции и беспрецедентная фотостабильность [3] открывают возможности для использования квантовых точек как высокоэффективных люминофоров в массовой радиотехнике, как селективных биологических меток в медицинских исследованиях, как защитных маркеров в полиграфии, а также во многих других сферах деятельности человека. В научных исследованиях нанокристаллы стали очень важным модельным объектом для изучения квантоворазмерных эффектов в полупроводниках. Современная коллоидная химия предоставляет исследователям принципиально новые структуры: наностержни — как аналог квантовых проволок и нанопластины — как аналог квантовых ям.

Нанопластины и наностержни так же как и квантовые точки изменяют оптические свойства в зависимости от своих геометрических параметров. Так, например, спектр оптической плотности нанопластин смещается в коротковолновую сторону с уменьшением поперечного размера (толщины) нанопластины, аналогично тому, как это происходит в гетероструктурах с квантовыми ямами. В частности, при уменьшении количества молекулярных слоёв CdSe с 6 до 5 и 4 (кривые *в*, *б* и *а*) пики экситонного поглощения согласно квантоворазмерному эффекту смещаются с 551 нм до 512 нм и 462 нм, соответственно (рис. 1).

В квантоворазмерных нанопластинах электрон-дырочные пары, образующиеся при поглощении света, могут рекомбинировать с нижних возбуждённых энергетических состояний в зонах прямо или через примесные (или поверхностные дефектные) уровни, формируя узкий экситонный пик и широкую длинноволновую примесную полосу фотолюминесценции (рис. 2, кривая *б*).

В отличие от квантовых точек, обладающих полным трёхмерным ограничением движения зарядов, в нанопластинах сильное пространственное ограничение присутствует только в одном (поперечном) направлении. Исследование оптических свойств наночастиц во внешнем электрическом поле позволяет установить характерные различия проявления квантоворазмерного эффекта в зависимости от топологии наночастицы [4].

В полупроводниковых нанопластинах CdSe малой толщины поглощение в экситонном пике, формируемом с участием тяжёлых дырок, при наложении внешнего

электрического поля уменьшается пропорционально квадрату напряжённости поля и происходит многократно эффективнее, чем в наностержнях, квантовых точках или нанопластинах бо́льшей толщины [5]. Такое поведение нанопластин хорошо согласуется с квантоворазмерным эффектом Франца-Келдыша в квантовых ямах [6].





Рис. 1. Спектры оптической плотности D нанопластин CdSe в полимерной матрице при средних размерах пластин  $25 \times 15 \times 1,2$  нм (*a*),  $20 \times 15 \times 1,5$  нм (*б*) и  $86 \times 22 \times 1,8$  нм (*в*).

Рис. 2. Спектры оптической плотности (*a*) и фотолюминесценции ( $\delta$ ) нанопластин CdSe со средними размерами 25×15×1,2 нм без поля и в поле напряжённостью ~150 кВ/см (*в*).

Исследование влияния электрического поля на фотолюминесценцию нанопластин CdSe в [7, 8] показывает, что характер тушения в них принципиально отличается от квантовых точек и не может быть сопоставлен с известным для квантовых точек квантоворазмерным эффектом Штарка [9]. В наночастицах вытянутой формы внешнее электрическое поле пространственно более эффективно, чем в квантовых точках, разделяет электрон-дырочные пары, что снижает кулоновское взаимодействие в них и влияет на вероятность излучательной рекомбинации [10].

Проведенный в целом анализ зависимости интенсивности фотолюминесценции нанопластин от величины поля даёт основание для формулирования гипотезы об ионизационном механизме тушения, который возникает вследствие туннелирования возбуждённых электронов (дырок) через потенциальный барьер нанокристалл/матрица.

- Gaponenko S.V. Introduction to Nanophotonics. Cambridge University Press, New York, USA, 2010. 465 p.
- [2] Schubert E.F. Light-Emitting Diodes. Second Edition. Cambridge University Press, New York, USA, 2006. 422 p.
- [3] Клячковская Е.В., Ващенко С.В. и др. // Журн. прикл. спектр. 2010. Т.77. С.793.
- [4] Гуринович Л.И., Лютич А.А. и др. // ФТП. 2009. Т. 43, № 8. С. 1045.
- [5] Achtstein A.W., Prudnikau A.V. et al. // ACS Nano. 2014. V. 8, № 8. P. 7678.
- [6] Miller D.A.B., Chemla D.S., Schmitt-Rink S. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 6976.
- [7] Гуринович Л.И., Гапоненко С.В. и др. // Докл. НАНБ. 2015. Т. 59, № 2. С. 29.
- [8] Муравицкая А.О., Гуринович Л.И. и др. // Опт. и спектр. 2017. Т. 122. С. 91.
- [9] Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V.53. C. 2173.
- [10] Гуринович Л.И., Лютич А.А. и др. // Журн. прикл. спектр. 2010. Т. 77. С. 129.

УДК 535.016, 535.012.2, 535.518, 537.862, 537.872.32 В. Н. Капшай, А. А. Шамына

# ОСОБЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ОБОБЩЁННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РЭЛЕЯ-ГАНСА-ДЕБАЯ

Учреждение образования «Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины», ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь anton.shamyna@gmail.com

Нелинейные оптические эффекты второго порядка в объёме центросимметричных сред запрещены в рамках дипольной модели, поэтому интенсивность генерируемого в объёме излучения второй гармоники пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью излучения, генерируемого от двумерных объектов (поверхностей, плёнок, монослоёв). Это явление позволяет селективно получать информацию о таких объектах, в частности о поверхностях диэлектрических нано- и микрочастиц, находящихся в диэлектрике. Часто поверхности таких частиц покрывают тонким слоем оптически нелинейного вещества для усиления генерируемого сигнала.

Одной из наиболее часто используемых моделей для описания генерации второй гармоники от поверхности диэлектрических частиц является дипольная модель на основе приближения Рэлея-Ганса-Дебая, что подтверждено экспериментально для сферических частиц [1]. Область применения этой модели ограничена условиями, накладываемыми на размер диэлектрических частиц (порядка длины волны падающего излучения) и относительный показатель преломления материала частицы и окружающей среды (близок к единице).

Математическая модель задачи. В дипольной модели за генерацию второй гармоники от поверхности частиц отвечает нелинейное слагаемое второго порядка вектора поляризации, компоненты которого находятся по формуле

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)}, \tag{1}$$

где  $\chi_{ijk}^{(2)}$  – тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка для изотропной поверхности,  $E_j^{(\omega)}$  – компоненты вектора напряжённости падающей электромагнитной волны. Тензор  $\chi_{ijk}^{(2)}$  для генерации второй гармоники в общем случае имеет вид

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_1^{(2)} n_i n_j n_k + \chi_2^{(2)} n_i \delta_{jk} + \chi_3^{(2)} \left( n_j \delta_{ki} + n_k \delta_{ij} \right) + \chi_4^{(2)} n_m \left( n_k \varepsilon_{ijm} - n_j \varepsilon_{imk} \right), \tag{2}$$

где  $\chi_{1-4}^{(2)}$  – независимые компоненты тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости,  $n_i$  – компоненты вектора нормали к поверхности,  $\delta_{ij}$  – дельтафункция Кронекера,  $\varepsilon_{iim}$  – символ Леви-Чивита.

Вектор электрической напряжённости падающей плоской электромагнитной волны зададим выражением

$$\mathbf{E}^{(\omega)}(\mathbf{x}) = E_{\omega} \mathbf{e}^{(\omega)} \exp\left(i\mathbf{k}^{(\omega)}\mathbf{x}\right),\tag{3}$$

где  $E_{\omega}$  – комплексная амплитуда,  $\mathbf{k}^{(\omega)}$  – волновой вектор падающей волны, а  $\mathbf{e}^{(\omega)}$  характеризует поляризацию падающей волны (в общем случае эллиптическую).

Напряжённость электрического поля волны второй гармоники, генерируемой от поверхности цилиндрической частицы, можно найти методом функции Грина:

$$\mathbf{E}^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = \left(1 - \mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r\right) \mu_{2\omega} \frac{\left(2\omega\right)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega}r)}{r} \int_V \exp\left(-i\mathbf{k}^{(2\omega)}\mathbf{x'}\right) \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{x'}) d^3\mathbf{x'}, \qquad (4)$$

где  $\mathbf{e}_r$  – базисный вектор сферической системы координат, символ  $\otimes$  означает тензорное произведение,  $\mu_{2\omega}$  – магнитная проницаемость окружающей среды на частоте второй гармоники,  $\omega$  – циклическая частота падающего излучения,  $\mathbf{k}^{(2\omega)}$  – волновой вектор генерируемой волны,  $k_{2\omega} = |\mathbf{k}^{(2\omega)}|$ ,  $r = |\mathbf{x}|$ , а интегрирование ведётся по объёму V тонкого оптически нелинейного слоя на поверхности цилиндрической частицы.

**Особые направления.** Анализируя полученное с помощью формулы (4) распределение генерируемого излучения, можно обнаружить, что генерация отсутствует при определённых комбинациях параметров задачи, например:

- при направлении падающей волны вдоль оси цилиндрической частицы излучение второй гармоники в направлениях вдоль оси частицы отсутствует;

- если волновой вектор падающей волны направлен перпендикулярно оси частицы, то излучение второй гармоники в этом же направлении (и в противоположном ему) не наблюдается;

- если волновой вектор падающей циркулярно поляризованной волны перпендикулярен оси цилиндрической частицы, а коэффициенты анизотропии  $\chi_1^{(2)}$  и  $\chi_4^{(2)}$  равны нулю, то генерация второй гармоники от боковой поверхности цилиндрической частицы не наблюдается в плоскости падения (содержащей волновой вектор падающей волны и ось частицы).

Аналогично можно обнаружить комбинации параметров задачи, при которых генерируется линейно поляризованное излучение, например:

- при падении линейно поляризованной электромагнитной волны генерируется линейно поляризованное излучение второй гармоники;

- если волновой вектор падающей циркулярно поляризованной волны направлен перпендикулярно оси частицы, а коэффициенты анизотропии  $\chi_3^{(2)}$  и  $\chi_4^{(2)}$  равны нулю, то генерируется линейно поляризованное излучение второй гармоники.

Более 100 подобных особых направлений обнаружено для генерации от поверхности цилиндрических частиц в дипольной модели, основанной на приближении Рэлея-Ганса-Дебая. Как и при генерации от поверхности сферической частицы [2], такие направления могут быть использованы для оценки коэффициентов  $\chi_{1-4}^{(2)}$ .

- [1] Viarbitskaya, S. Size dependence of second-harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya, V. Kapshai, P. van der Meulen, and T. Hansson // Phys. Rev. A. 2010. № 81. P. 053850.
- [2] Kapshai, V. N. Second-Harmonic Generation from a Thin Spherical Layer and No-Generation Conditions / V.N. Kapshai, A.A. Shamyna // Optics and Spectroscopy. 2017.
   V. 123, № 3. pp. 440–453.

УДК 535.37+621.373

О.В. Буганов, А. Д. Замковец, С.А. Тихомиров

# НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР СЕРЕБРО-ФТАЛОЦИАНИН МЕДИ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

 $o. bug an ov @if an bel. bas-net. by, \ a. zamk ovets @drag on. bas-net. by, \ s. tik @drag on. bas-net. by \\$ 

В работе представлены результаты исследования с фемтосекундным временным разрешением нестационарных спектров поглощения гибридных наноструктур на основе островковых пленок серебра и фталоцианина меди (CuPc). Образцы получены термическим испарением в вакууме. Они представляют собой: 1 - монослой серебра со средним размером частиц d ~ 5 нм и плотностью упаковки, соответствующей параметру перекрытия  $\eta \sim 0.4$ ; 2 - пленка CuPc толщиной  $l \sim 40$  нм; 3 - гибридная структура (Ag-CuPc)<sup>6</sup>Ag, состоящая из 7 монослоев Ag, разделенных пленками CuPc толщиной ~ 7 нм.

Воздействие возбуждающего лазерного импульса на монослой Ад приводит к уменьшению интенсивности и уширению полосы поверхностного плазмонного резонанса поглощения (ППРП). В нестационарных спектрах это проявляется как наведенное просветление в области максимума полосы ППРП и наведенное поглощение на ее краях (рис. 1а). Этот обратимый эффект обусловлен быстрым разогревом электронного газа в металлических наночастицах в результате воздействия фемтосекундных импульсов, релаксация которого В исходное состояние осуществляется главным образом за счет взаимодействия горячих электронов с поверхностью наночастиц и решеткой. Кинетика релаксации наведенных изменений в максимуме полосы просветления (λ=433 нм) при выбранном уровне возбуждения (Е<sub>возб</sub> = 5 - 10 мкДж) удовлетворительно описывается моноэкспоненциальной функцией с постоянной 3,7 пс.

В нестационарных спектрах оптической плотности пленки CuPc толщиной  $l \sim 40$  нм (рис. 1б) можно выделить полосу наведенного поглощения (в области 470-550 нм) и две полосы просветления (в области 550-750 нм с максимумами 625 и 710 нм). Динамика наведенной модификации спектров обусловлена изменением населенностей энергетических состояний CuPc в результате воздействия фемтосекундных импульсов и последующих процессов релаксации. Основной вклад в кинетику релаксации полос наведенного просветления и поглощения вносит экспонента с временем затухания 50 пс. Также можно выделить небольшую экспоненту с временем 3,3 пс и долгоживущее (наносекундное) основание. Изменения оптической плотности пленки CuPc невелики, т.к. возбуждение ведется на длине волны вне основных полос поглощения CuPc.

Нестационарные спектры гибридной наноструктуры (Ag-CuPc)<sup>6</sup>Ag на рис. 1в отражают результат воздействия лазерного импульса одновременно на обе компоненты этой системы – плазмонные наночастицы Ag и пленки CuPc. Анализ показывает, что в данном случае результат не сводится к тривиальному суммированию эффектов в каждой подсистеме, а имеет место существенное взаимное влияние подсистем на спектры друг друга. Полоса просветления ППРП для гибридной наноструктуры несколько шире, чем в случае монослоя, что может быть обусловлено как некоторой агрегацией, так и несколько разными условиями напыления слоев серебра при

изготовлении гетероструктуры. Кинетика релаксации в максимуме полосы просветления ППРП представляет собой сумму двух экспонент с характеристическими временами затухания  $\tau_1 = 1.8$  и  $\tau_2 = 40$  пс с основным вкладом первой.



Основное время релаксации (1.8 пс) заметно короче, чем в случае монослоя, что можно объяснить меньшей долей возбуждения, приходящейся на каждый из слоев в гибридной многослойной структуре. Возможно, в случае монослоя при используемых интенсивностях возбуждения имело место насыщение сигнала и, вследствие этого, увеличение измеряемого времени релаксации. Влияние CuPc на подсистему серебра ограничивается разделением монослоев Ag и поглощением части возбуждения.

Максимум полосы наведенного поглощения при λ = 525 нм фталоцианина меди в гибридной структуре перекрывается краем полосы просветления ППРП. Поэтому кинетика на этой длине волны имеет сложную форму и на временах в несколько пс определяется в основном релаксацией более сильной полосы просветления ППРП. На больших временных задержках регистрируется уже чистое затухание полосы наведенного поглощения CuPc. Фитирование дает постоянную затухания 15 пс, что заметно короче аналогичного времени (50 пс) для чистой пленки фталоцианина толщиной 40 нм. Еще более сильные изменения наблюдаются в полосе просветления CuPc. Вместо затухания с временем порядка 50 пс имеет место разгорание полосы с временем 23 пс с выходом на долгоживущее плато.

Можно предложить следующее объяснение наблюдаемым экспериментальным фактам. В чистой пленке CuPc ( $l \sim 40$  нм) полоса наведенного

поглощения соответствует поглощению из возбужденного состояния и отражает его населенность. Интенсивности полос просветления соответствуют изменениям населенности основного состояния. Кинетики полос наведенного поглощения и просветления примерно одинаковые, что говорит о том, что основным каналом релаксации является переход возбужденного состояния непосредственно в основное.

В присутствии плазмонных наночастиц серебра релаксация возбужденного состояния происходит быстрее и идет, в значительной степени, не в основное, а в долгоживущее промежуточное состояние, при этом характерная полоса наведенного поглощения затухает, а просветление сохраняет свою интенсивность. На эксперименте это регистрируется как разгорание полосы просветления.

Таким образом, можно предположить, что присутствие наночастиц серебра в гибридной структуре (Ag-CuPc)<sup>6</sup>Ag способствует переходу молекул CuPc в долгоживущее состояние. Это проявляется в нестационарных спектрах как наличие остаточного просветления с увеличенной амплитудой в полосе поглощения органического полупроводника.

УДК 544.538

М. В. Корольков

#### ВОЗБУЖДЕНИЕ И ФОТОФРАГМЕНТАЦИЯ ДИАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ И ИОНОВ В ПОЛЕ УЛЬТРОКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

#### Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь korolkovmv@Yahoo.com

Понимание и корректное описание молекулярной динамики активных центров (молекул, ионов), как изолированных, так и помещенных в окружение (газ, жидкость, матрицу), в поле пико- и фемтосекундных лазерных импульсов остается актуальной и сложной задачей, а анализ динамического поведения переходных состояний в присутствии зависящего от времени взаимодействия важен для развития многих современных приложений квантовой химии, лазерной физики и нанотехнологий [1-3].

В данной работе представлены подходы теоретического описания и результаты численного моделирования селективного колебательного возбуждения И фотодиссоциации/дифрагментации двухатомной молекулы/иона под действием нескольких, сдвинутых по времени, ультракоротких лазерных импульсов (УКИ). На конкретных примерах продемонстрированы алгоритмы оптимизации этих процессов, учитывающие вклады всех возбуждаемых переходов между собственными колебательными состояниями с учетом переходов в континууме. Рассмотрение динамики изолированной молекулы в поле лазерных УКИ проводилось на основе численного решения уравнений Шредингера для рассматриваемых электронных состояний. В качестве временного алгоритма использовался метод «сплит» оператора (STP) и быстрое преобразование Фурье (FFT) для вычисления волновой функции на пространственной сетке в каждой её точке. Расчеты проводились для различного числа точек кратных 2<sup>к</sup>. Второй подход - решение системы интегро-дифференциальных уравнений для амплитуд вероятностей только связанных колебательных состояний. Подробнее эти детали смотрите в работах [4,5]. Комбинация этих подходов позволяет определить влияние переходов в континууме на селективное возбуждение и диссоциацию молекулы. Учет влияния релаксационных процессов на возможность достижения селективного колебательного возбуждения молекулы рассмотрен путем учета взаимодействия этой молекулы с квазирезонансным окружением, т.е. молекула помещается в окружение себе подобных молекул, рассматриваемых как бассейн [6]. Процессы молекулярной динамики в этом случае описываются в рамках формализма приведенной (редуцированной) матрицы плотности [5,6]. Численное моделирование приводится как с применением, так и без применения Марковского приближения. Основные модельные расчеты проводятся для колебательной связи ОН. Интегродифференциальные уравнения для матрицы плотности решаются на основе стандартных алгоритмов метода «предиктор-корректор» пятого порядка (схема Adams-Bashforth-Moulton [7]). Показана возможность селективного заселения произвольного целевого электронно-колебательного состояния молекулы последовательностью нескольких УКИ, оптимизированных по интенсивности, частоте и фазе (с возможным перекрытием во времени) в рамках модели электронных состояний молекулы с учетом возможных каналов диссоциации. Численное моделирование показало, что селективное приготовление самых высоких колебательных состояний может сопровождаться появлением квазисвязанных состояний в континууме с кинетической энергией близкой к нулю. Продемонстрировано управление фрагментами диссоциации, влияние несущей фазы лазерного импульса на эффективность диссоциации, создание сжатых высоковозбужденных состояний молекулы. Показано, что возможно колебательноселективное возбуждение молекулы и её диссоциация с помощью УКИ, несмотря на быструю, сравнимую с длительностью УКИ, релаксацию колебательных состояний. Установлено различие результатов фотоиндуцированной динамики возбуждения молекул в присутствии релаксации, полученных на основе Марковского приближения и без его использования. Продемонстрировано, что использование Марковского приближения может существенно снижать заселенности целевого уровня.

Подход, развитый для моделирования динамики изолированной молекулы в поле лазерных УКИ, основанный на численном решении уравнений Шредингера в рамках волнового формализма был использован для описания ассоциации двух атомов в молекулу и фотофрагментации ионов. На примере радикала ОН путем численного моделирования была продемонстрирована возможность эффективной (70-85%) колебательно-селективной (90-100%) ассоциации в основное электронное состояние под действием субпикосекундных лазерных импульсов, оптимизированных по времени и параметрам. На примере численного моделирования фотофрагментации ионов HCl<sup>+</sup> показана возможность управления продуктами распада путем изменения параметров лазерных УКИ (частоты и её чирпа, несущей фазы, интенсивности, задержки между импульсами при интерференционном возбуждении).

- [1] Zewail, A. H. Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond / A. H. Zewail // J. Phys. Chem.-2000.-Vol. 104, № 24. P. 5660-5694.
- [2] Lozovoy V. V. Laser control of physicochemical processes; experiments and applications / V. V. Lozovoy, M. Dantus // Annu. Rep. Prog. Chem., Sect. C: Phys. Chem. - 2006. -Vol.102, - P.227-258.
- [3] Ciappina M. F. Attosecond physics at the nanoscale. / M. F. Ciappina et al. // Rep. Prog. Phys. – 2017.-Vol. 80, - P. 054401 (50pp).
- [4] Korolkov M. V. State-selective control for vibrational excitation and dissociation of diatomic molecules with shaped ultrashort infrared laser pulses / M. V. Korolkov, G. K. Paramonov, B. Schmidt // Journal of Chem. Phys. - 1996. -Vol. 105. -P. 1862-1879.
- [5] Korolkov M. V. Theory of ultrafast laser control for state-selective dynamics of diatomic molecules in the ground electronic state: vibrational excitation, dissociation, spatial squeezing and association / M. V. Korolkov, J. Manz, G. K. Paramonov // Chemical Physics (special issue). -1997. -Vol. 217. -P. 341-374.
- [6] Korolkov M. V. State-Selective vibrational excitation of diatomic molecules coupled to a quasi-resonant environment: Markov approximation and non-Markov approach / M. V. Korolkov, G. K. Paramonov // Phys. Rev. A. -1997.-Vol. 55 -P. 589-604.
- [7] Press W. H. Numerical Recipes. The art of scientific computing / W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling. Cambridge University Press: Cambridge, UK, 1986, 818p.

УДК 535.231.11

В. А. Длугунович, А. В. Исаевич, Е. А. Круплевич, Л. Н. Насенник

## СОЗДАНИЕ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь

<u>e.kruplevich@dragon.bas-net.by</u>

Высокая точность в сочетании с широким динамическим и спектральным диапазонами измерений современных средств измерений (СИ) мощности и энергии лазерного излучения (ЛИ) предъявляют повышенные требования к эталонам, которые должны обеспечивать хранение, воспроизведение и передачу размера единиц средней мощности и энергии ЛИ поверяемым (калибруемым) СИ.

В 2004 году в Институте физики НАН Беларуси был создан, прошел метрологическую аттестацию и передан в Белорусский государственный институт метрологии эталон единицы средней мощности ЛИ (ЭСМЛИ), который Приказом Госстандарта от 14.12.2006 № 221 был утвержден в качестве исходного эталона Республики Беларусь (внесен в Государственный реестр национальных и исходных эталонов Республики Беларусь № ИЭ РБ 10-06).

Метрологические возможности ЭСМЛИ в настоящее время оказались недостаточными. Проведение калибровки (поверки) СИ мощности и энергии ЛИ в других государствах обходится довольно дорого и требует привлечения больших валютных средств. Поэтому возникла необходимость модернизации ЭСМЛИ и создания Национального эталона единиц средней мощности и энергии импульсного ЛИ Республики Беларусь (ЭСМЭЛИ).

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи: модернизировать ряд блоков ЭСМЛИ и заменить износившиеся механизмы, параллельную оптическую схему построения эталона использованием с поляризационного делителя ЛИ заменить на последовательную схему измерений, из схемы исключить поляризационный делитель, доукомплектовать эталон новыми источниками ЛИ и аппаратурой системы регистрации мощности ЛИ, а также аппаратурой измерения и передачи размера единицы энергии ЛИ, комплектом переносных приемников ЛИ для расширения динамического диапазона измерений средней мощности и энергии ЛИ, а также для обеспечения возможности участия в сличениях.

При выборе измерительной и регистрирующей аппаратуры следует выполнить следующие требования: вместо применяемых в эталонном комплексе потенциометров необходимо использовать высокоточные цифровые мультиметры; число используемых цифровых приборов необходимо минимизировать за счет коммутации измеряемых электрических сигналов; обработка выходных электрических сигналов должна производиться автоматически.

Таким образом, использование «последовательной» схемы построения эталона для воспроизведения и передачи единиц средней мощности и энергии импульсного ЛИ

в совокупности с использованием новой элементной базы и программного обеспечения позволят улучшить точностные характеристики эталона, существенно расширить его рабочий диапазон, а также полностью автоматизировать процесс проведения измерений.

Основные характеристики создаваемого ЭСМЭЛИ: спектральный диапазон измерений от 0,3 до 10,6 мкм; длины волн источников излучения 0,532; 0,808; 1,064 и 10,6 мкм; динамический диапазон воспроизведения единицы средней мощности ЛИ от  $5 \cdot 10^{-3}$  до 2 Вт; стандартная неопределенность воспроизведения единицы средней мощности не более 0,07 %; динамический диапазон воспроизведения единицы энергии от  $10^{-3}$  до 0,1 Дж; стандартная неопределенность воспроизведения единицы энергии импульса ЛИ не более 0,5% соответствуют требованиям межгосударственного стандарта ГОСТ 8.275-2007, принятого в Республике Беларусь [1].

Предполагается, что ЭСМЭЛИ будет состоять из:

1) блока лазерных излучателей, включающего в себя 4 высокостабильных (стабильность мощности излучения менее 1 %) лазера с длинами волн 0,532; 0,808; 1,064 и 10,6 мкм;

2) эталонного измерительного преобразователя (ЭИП) калориметрического типа ПИ-15 и приемника-свидетеля;

3) блока электрической калибровки ЭИП, включающего источник питания Keysight E36103A;

4) нановольтметра типа Keysight 34420A для регистрации выходных сигналов ЭИП и приемника-свидетеля;

5) дополнительного переносного эталонного приемника на основе трап-детектора;

6) затвора для формирования импульсов излучения;

7) оптического стола;

8) оптической системы для формирования и транспортировки излучения;

9) автоматизированной системы перемещений приемников оптического излучения, оптических элементов и лазеров;

10) блока измерений и управления эталоном с программным обеспечением, осуществляющего регистрацию выходных сигналов ЭИП и приемника-свидетеля, проведение электрической калибровки ЭИП, управление автоматизированной системой перемещений, математическую обработку результатов измерений;

11) персонального компьютера.

Национальный эталон позволит проводить в Республике Беларусь поверку (калибровку) эталонов средней мощности и энергии ЛИ, поверочных установок и рабочих СИ и сможет служить основой для создания последующих уровней поверочной схемы. Работа направлена на обеспечение метрологических нужд ведомств и организаций, использующих лазерную технику.

[1] ГОСТ 8.275-2007 Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная поверочная схема для средств измерений средней мощности лазерного излучения и энергии импульсного лазерного излучения в диапазоне длин волн от 0,3 до 12,0 мкм. Введ. 2009–09–01. Мн.: Госстандарт, 2009. – 8 с. UDK 535:135; 621.378.325 V. Duong<sup>1</sup>, N. T. H. Lien<sup>1</sup>, P. M. Tien<sup>1</sup>, V.M. Katarkevich<sup>2</sup>, D. Q. Hoa<sup>1\*</sup>

#### PICOSECOND PULSE GENERATION BY NANOSECOND LASER PUMPED SECOND-ORDER DISTRIBUTED FEEDBACK DYE LASER

<sup>1</sup> Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi 10000, Vietnam <u>hoado@iop.vast.ac.vn</u>.

<sup>2</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezavisimosti Avenue 68, 220072 Minsk, Belarus katarkevich@dragon.bas-net.by

#### Introduction

Picosecond pulse generation by dynamic distributed feedback dye lasers (DFDL) based on 1<sup>st</sup> order (m = 1) of Bragg diffraction was the subject of detailed studies for a long time. This type of DFDL provides the lowest lasing threshold and the widest tuning range for emitted pulses. However, if a conventional optical cell filled with dye solution or dye-doped solid-state sample is employed as the DFB oscillator, the lasing wavelength  $\lambda_L$  is limited by the period of the interference pattern  $\Lambda$  formed by pumping radiation with the wavelength  $\lambda_p$ ( $\lambda_L = 2n\Lambda/m = n\lambda_p/msin\theta$ , where *n* is the refractive index of active medium,  $\theta$  is the incident angle of the pump beam on the cell (sample) surface) [1]. Therefore, it is impossible to get lasing wavelength close to pumping wavelength without using a special input coupling prism for the pump beams. At the same time, if 2<sup>nd</sup> order Bragg diffraction regime is employed, no input coupling prism is required for the DFB oscillator to operate at any wavelength including those close to the pump wavelength. Unfortunately, the transition from the 1<sup>st</sup> to the 2<sup>nd</sup> order inevitably leads to a higher lasing threshold and a narrower tuning range [2, 3]. At the same time, as applied to single picosecond pulse generation under nanosecond pumping, this allows one to noticeably increase energy and peak power of thus obtained pulses [4].

In this report, we present experimental approaches of a DFDL operated on 2<sup>nd</sup> order Bragg diffraction regime. A large wavelength tuning range of picosecond laser pulses could be attained using various liquid dye active media pumped by 2<sup>nd</sup> harmonic generation of Nd:YAG laser (Quantel, 532 nm, 5.6 ns, 10 Hz,).

#### 2. Setting up DFDL's system

A DFB oscillator (Fig.1) represents a quartz cell of  $1\times1$  cm (Helma Co.) filled with a dye solution (for example, pyrromethene 560 (PM560), rhodamine 590 (Rh590), rhodamine 610 (Rh610). After passing through a cylindrical lens CL with a focal length of 25 cm, the pump beam is divided into two identical parts by means of a double-faced aluminum mirror CM with a top angle of  $15^{\circ}$  that serves as a beam splitter (we note that by using this mirror a wide range of the pump laser wavelengths can be used without changing the beam splitter). After reflection from the mirrors M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>, a couple of beams is then focused onto the dye cell



DC that contains the sample, and forms an interference pattern. The spacing of bright grooves  $\Lambda$  is governed by the dye laser wavelength  $\lambda_L$ .

#### 3. Results and discussion

The tuning range and the energy distribution of a DFDL were measured using three different dyes, as shown in Fig. 2. A rather wide tuning range ( $543 \div 582$  nm) is accomplished by simultaneously tuning the incident angle of the pump beam on the dye cell and by changing the position of the rotating mirrors M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub> to keep the interference pattern on the dye cell. A tuning range of about 20 nm for each of investigated dyes is observed. Although this range is narrower than in the case of 1<sup>st</sup> order DFDL, the laser output beam with low noise and stable intensity is obtained. Additionally, the tuning range is extended to the shorter wavelengths (543 nm - close to pumping wavelength of 532 nm).

A typical autocorrelation trace of the amplified DFDL pulses measured by  $2^{nd}$  harmonic generation in a non-linear optical crystal (BBO, 5 mm thick) is shown in Fig. 3. Assuming a Gaussian intensity profile, a pulse width of ~14 ps (FWHM) is recorded with active medium length  $L_{DFB} \approx 3$  mm. It means that in applied experimental conditions only single pulse is emitted.

In conclusion, single picosecond pulse tunable from 543 to 582 nm can be obtained in a DFDL by using  $2^{nd}$  order Bragg diffraction configuration. It means that in this case the discussed above limitation

of lasing wavelength by the period of the interference pattern could easily be overcome.

#### Acknowledgements

This work is supported by a cooperation project between B.I. Stepanov Institute of Physics (NASB) and Institute of Physcis (VAST) under codes VAST.HTQT.Belarus.01/17-18 (Vietnam) and F17V-002 (Belarus).

- Bor Zs. Ultrashort pulse generation by distributed feedback dye lasers. I. / Zs. Bor, et al.
   // Appl. Phys. B. 1982. V. 27, No. 1. P. 9-14.
- [2] Chen F. Polarization characteristics of a near infrared distributed feedback dye laser operated at the first, second and third orders of Bragg condition / F. Chen // Opt. Comm. – 2013. – V. 294. – P. 260-266.
- [3] Vasnetsov M.V. Coupled-wave analysis of second-order Bragg diffraction. II. Threshold conditions for distributed-feedback laser oscillations / M.V. Vasnetsov, et al. // JOSA B. – 2009. – V. 26, No. 11. – P. 1975-1983.
- [4] Katarkevich V. M. Highly efficient solid-state distributed feedback dye laser based on polymer-filled nanoporous glass composite excited by a diode-pumped solid-state Nd:LSB microlaser / V. M. Katarkevich, et al. // Appl. Opt. – 2015. – V.54, No.26. – P.7962-7972.





УДК 53

Г.А. Русецкий<sup>1</sup>, Т.В. Смирнова<sup>2</sup>, О.М. Федотова<sup>1</sup>, О.Х. Хасанов<sup>1</sup>

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ С БОЛЬШИМ СОБСТВЕННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

<sup>1</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П.Бровки, 19, 220072 Минск, Беларусь <u>khasanov@physics.by</u> <sup>2</sup> Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, Долгобродская,23, 220070 Минск, Беларусь

Терагерцовое излучение (ТГц) имеет высокий потенциал для практических применений в системах безопасности, беспроводных линиях связи, характеризации сложных молекул и полимеров, спектроскопии низкочастотных колебательных мод, в биологии, медицине. Поскольку существующие методы ТГц генерации имеют низкую эффективность, разработка высокоэффективных схем является актуальной проблемой. В настоящей работе анализируется схема оптического выпрямления фемтосекундных (ФС) импульсов света в нанокомпозитах, состоящих из полупроводниковых металлоксидных квантовых точек (KT), внедренных В нецентросимметричную диэлектрическую матрицу. Учитывается большой собственный дипольный момент (СДМ) КТ. Исследуются два основных вклада в ТГц излучение: резонансный механизм генерации, обусловленный взаимодействием ФС импульсов света с ансамблем КТ, и нерезонансный процесс оптического выпрямления в нецентросимметричной матрице.

Рассматривается когерентный характер взаимодействия падающего ФС импульса света с нанокомпозитной средой. Как показано, взаимодействие импульса света с СДМ эквивалентно действию многочастотного поля, содержащего кратные гармоники, могут возбуждать одно- и многофотонные переходы. Ограничившись которые рассмотрением одно- и двухквантового поглощения в КТ, инициированного гармониками  $EJ_{n-1}(a)$  и  $EJ_{n-2}(a)$ , где  $J_i(a) - функция Бесселя$ *i*-го порядка, мы учитываемЗдесь  $a=p_{11}E(t)/(\hbar\omega)$ ,  $p_{11}$  -СДМ, E(t) огибающая эффекты локального поля. действующего поля, удовлетворяющая, как предполагается, приближению медленно переменных. Рассчитанное поле макроскопической меняющихся поляризации включает помимо ТГц (нулевой) гармоники большое количество кратных гармоник. гармоник Эффективность генерации В значительной степени определяется выполнением условий фазового синхронизма. Мы предполагаем, что для ТГц гармоники и волны накачки реализуются условия резонанса Захарова-Бенни [1]. Полученная система дифференциальных уравнений включает процессы фазовой самомодуляции гармоник и их кросс-модуляции. Как показывает анализ, возможен захват фазы ТГц компоненты волной накачки. В этих условиях эффективность ТГц генерации может быть максимальной.

Поиск оптимальных условий параметрического преобразования волны накачки в ТГц гармонику показал, что эффективность генерации существенно зависит от нелинейности процесса, в значительной степени определяемой величиной СДМ. Если его значение таково, что преобладают переходы первого порядка, амплитуда ТГц гармоники пропорциональна квадрату площади импульса накачки в условиях солитонного режима его распространения, что свидетельствует о квадратичном характере нелинейности нанокомпозита. Мы показываем, что локальное поле и СДМ модифицируют огибающую импульса накачки сравнению ПО с формой гиперболического секанса. Эффективность ТГц генерации в этих условиях не превышает 1% при входной площади импульса накачки  $\theta=3\pi$ . С ростом вклада переходов второго порядка значительно изменяется форма огибающей импульса накачки. Значительно возрастает эффективность преобразования волны накачки в ТГц гармонику, говоря о более высокой степени нелинейности нанокомпозита. Как показывает численный анализ, эффективность генерации в этом случае может достигать 10% (Рис.1). При преобладающем влиянии переходов второго порядка ТГц компонента может достигать 16-17% от волны накачки.



Рис.1. Процесс ТГц генерации в нанокомпозитном материале с СДМ при  $\Theta_1 = 5\pi (E_1(t,z))$ - импульс накачки,  $E_0(t,z)$ - ТГц волна)

Следует отметить, что полученные значения эффективности ТГц генерации ранее не были достигнуты при рассмотрении других схем - ни от плазменного канала в условиях филаментации мощных фемтосекундных импульсов в керровских диэлектриках [2], ни в условиях нерезонансного оптического выпрямления импульсов света в нецентросимметричных средах [3].

- [1] Бугай А.Н., Сазонов С.В. Оптико-терагерцовые пули // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 713.
- [2] Debayle A., Bergé L., et.al. Non-monotonic increase in laser-driven THz emissions through multiple ionization events // Phys. Rev. -2015.-A 91.- P.041801.
- [3] Ravi K., Kärtner F. et.al. Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts // Optics Express- 2014.- V. 22.- P. 20239.

УДК 539.193

Д. Н. Меняйлова, М. Б. Шундалов

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НИЖНИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛ МОНОКАРБИДА И МОНОНИТРИДА УРАНА (UC И UN) МНОГООПОРНЫМ МЕТОДОМ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

# Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь <u>meniailava@bsu.by</u>, <u>shundalov@bsu.by</u>

Карбиды и нитриды урана являются перспективными материалами для использования в качестве топлива для реакторов на быстрых нейтронах благодаря высокой теплопроводности, большей (по сравнению с оксидами) плотности атомов металла, меньшей радиотоксичности и т. д. Из всех соединений углерода и азота с ураном монокарбид и мононитрид (UC и UN) наименее изучены как теоретически, так и экспериментально. Ранее в работах [1–3] на основе расчётов в рамках DFT [1–2] и неэмпирического приближения CASPT2 [3] были предсказаны значения равновесных межъядерных расстояний и некоторых молекулярных постоянных молекул UC и UN.

В данной работе впервые осуществлен полный расчёт функций потенциальной энергии (ФПЭ) нижних электронных состояний упомянутых молекул и определены спектральные, энергетические, динамические и другие характеристики их вибронных состояний. Вычисления проводились в рамках многоопорного метода теории возмущений CASSCF/XMCQDPT2 [4] с учётом спин-орбитального взаимодействия (COB). Для описания атома урана использовался релятивистский Stuttgart ECP80 псевдопотенциал (внутренние электроны) и ТZ-базис (внешние электроны), атомов углерода и азота – полноэлектронные TZ-базисные наборы. Активное пространство для CASSCF расчётов состояло из 8 (UC) и 9 (UN) электронов на 10 орбиталях. Процедура усреднения матрицы плотности проводилась для 18 нижних квинтетных (S = 2) состояний для UC и 10 дублетных (S = 1/2) и 6 квартетных (S = 3/2) состояний для UN. Расчёты выполнялись поточечно в диапазонах межъядерных расстояний 1.9-8.0 Å (UC) и 1.5-8.0 Å (UN). Далее для корректировки ФПЭ выполнялись вычисления в многоопорном приближении XMCQDPT2 [4] методом теории возмущений. Учёт СОВ осуществлялся также методом теории возмущений с использованием оператора Паули – Брейта. Результаты расчётов ФПЭ молекулы UC приведены на рис. 1. Для каждой из ФПЭ далее были рассчитаны последовательности колебательных состояний, определены энергии диссоциации и другие характеристики. Для молекулы UC энергия диссоциации основного состояния ( $\Omega = 3$ )  $D_e$  составила 28156 см<sup>-1</sup>, равновесное межъядерное состояние  $R_e = 2.12$  Å, гармоническая частота  $\omega_e = 688.6$  см<sup>-1</sup>; для первых возбужденных состояний, например, для ( $\Omega = 0$ )  $D_e = 23816$  см<sup>-1</sup>, равновесное межъядерное состояние  $R_e = 2.13$  Å,  $\omega_e = 690.8$  см<sup>-1</sup> и для ( $\Omega = 1$ ) энергия диссоциации составила 25333,  $R_e = 2.13$  Å и  $\omega_e = 717.8$  см<sup>-1</sup>.

Поскольку экспериментальные данные для исследуемых молекул вблизи минимумов их ФПЭ основного и нижних возбуждённых состояний отсутствуют,

критерием точности вычислений может служить соответствие между суммой экспериментальных энергий отдельных атомов [5] и рассчитанными энергиями молекулы в диссоциационных пределах. Для молекулы UC энергии нижних электронных состояний по отношению к основному составили: 21.1, 57.2 и 751.3 см<sup>-1</sup>, что находится в хорошем согласии с данными NIST [5]: 16.4, 43.4 и 620.3 см<sup>-1</sup>.



Рисунок 1. Рассчитанные в приближении CASSCF(8,10)/XMCQDPT2 + COB нижние электронные термы молекулы UC

- Wang, X. Infrared spectra and quantum chemical calculations of the uranium-carbon molecules UC, CUC, UCH, and U(CC)<sub>2</sub> / X. Wang, L. Andrews, D. Ma, L. Gagliardi, A.P. Gonçalves, C.C.L. Pereira, J. Marçalo, C. Godart, B. Villeroy // J. Chem. Phys. – 2011. – Vol. 134. – p. 244313-1–244313-11.
- [2] Kushto, G.P. An infrared spectroscopic and quasirelativistic theoretical study of the coordination and activation of dinitrogen by thorium and uranium atoms / G.P. Kushto, P.F. Souter, L. Andrews // J. Chem. Phys. – 1998. – Vol. 108. – p. 7121–7130.
- [3] Pogány, P. Theoretical study of actinide monocarbides (ThC, UC, PuC, and AmC) / P. Pogány, A. Kovács, L. Visscher, R.J.M. Konings, J. Chem. Phys. 2016. Vol. 145. p. 244310-1–244310-9.
- [4] Granovsky, A.A. Extended multi-configuration quasi-degenerate perturbation theory: The new approach to multi-state multi-reference perturbation theory / A.A. Granovsky // J. Chem. Phys. – 2011. – Vol. 134. – p. 214113-1–214113-14.
- [5] NIST Atomic Spectra Database.

УДК 53

Вилейшикова Е.В.<sup>1,\*</sup>, Лойко П.А.<sup>2</sup>, Дымшиц О.С.<sup>3</sup>, Скопцов Н.А.<sup>1</sup>, И.П. Алексеева<sup>3</sup>, Юмашев К.В.<sup>1</sup>

# СЕЛЕКТИВНАЯ АКТИВАЦИЯ ИОНАМИ ДВУХВАЛЕНТНОГО НИКЕЛЯ ОКТАЭДРИЧЕСКИХ ПОЗИЦИЙ В СТРУКТУРЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ ЦИНКОВОЙ ШПИНЕЛИ

<sup>1</sup> Центр оптических материалов и технологий, БНТУ, г. Минск, Беларусь vilejshikova@gmail.com <sup>2</sup> ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия <sup>3</sup> ГОИ, г. Санкт-Петербург, Россия

Попадая в октаэдрическое кристаллическое поле, ионы Ni<sup>2+</sup> обеспечивают интенсивную широкополосную люминесценцию в области 1 – 1.7 мкм, связанную с электронным переходом ионов  $Ni^{2+} {}^{3}T_{2g}({}^{3}F) \rightarrow {}^{3}A_{2g}({}^{3}F)$ . Поскольку никель очень стабилен в двухвалентном состоянии окисления Ni<sup>2+</sup>, оптические материалы, активированные ионами Ni<sup>2+</sup>, легко синтезируются в обычных лабораторных условиях без необходимости принятия дополнительных мер по предотвращению изменения Ионы Ni<sup>2+</sup> могут координироваться в валентности никеля. тригональных бипирамидальных позициях <sup>5</sup>Ni<sup>2+</sup>, тетраэдрических <sup>4</sup>Ni<sup>2+</sup>, и октаэдрических <sup>6</sup>Ni<sup>2+</sup> позициях. Из них только последние являются пригодными для возбуждения в материале широкополосной люминесценции, поэтому спектрально-люминесцентные свойства стеклокристаллических сред, активированных ионами Ni<sup>2+</sup>, чрезвычайно чувствительны к фазовому составу матрицы. Даже когда Ni<sup>2+</sup> занимает октаэдрическую позицию в аморфных материалах сильная электрон-фононная связь <sup>6</sup>Ni<sup>2+</sup> ограничивает существенно квантовую эффективность возбуждения люминесценции. Эти проблемы могут быть решены при управляемом синтезе стеклокерамик, содержащих нанокристаллы, которые обеспечивают октаэдрическую координацию ионов Ni<sup>2+</sup>. В настоящей работе исследуется связь спектроскопических и характеристик алюмосиликатной стеклокерамики, структурных содержащей наноразмерную фазу цинковой шпинели, активированную ионами Ni<sup>2+</sup>.

Исходные стекла с составом (в мол.%) 25 ZnO, 25 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и 50 SiO<sub>2</sub>, с катализаторами кристаллизации в виде смеси 5 мол.% TiO<sub>2</sub> и 5 мол.% ZrO<sub>2</sub>, были активированы оксидом никеля NiO в концентрации 0,1-3 моль %. Стекло было вылито на металлическую пластину и отожжено при температуре T = 660 °C. Вторичная термообработка образцов в изотермических условиях при T = 720 - 1200 °C продолжалась 6 – 72 ч. Исходные стекла были рентгеноаморфными, в то время как в термообработанных стеклах, содержащих нуклеаторы кристаллизации, был обнаружен ряд кристаллических фаз : цинковой шпинели (ганита) ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, нанокристаллы  $xNiO \cdot yTiO_2 \cdot zZrO_2$  со структурой флюорита и титаната-цирконата никеля нанокристаллы ZrO<sub>2</sub>. Анализ уширения пиков с ростом температуры вторичной термообработки и изменения интенсивности рефлексов в рентгенограммах показал увеличение объемного содержания кристаллов ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> и твердого раствора со структурой флюорита в структуре стекла. По уширению пиков был определен размер наноркристаллов, который составил от 80 до 240 Å, в зависимости от режима термообработки.

Кристаллы ганита ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> обладают типичной для шпинели структурой: тетра- и окто-координированные ионы распределены в кубической элементарной ячейке, связываясь между собой общими атомами кислородного окружения, расположенных в вершинах соответствующих полиэдров, рисунок 1.



Рис. 1 – Структура Ni<sup>2+</sup>: ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> и спектры поглощения образцов, подверженных различной термообработке

В ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> в качестве тетра-координированных ионов выступают ионы цинка  $Zn^{2+}$ , а в октаэдрических позициях распределены ионы Al<sup>3+</sup>. Ионы Ni<sup>2+</sup> замещают ионные позиции в структуре шпинели, попадая в тетраэдрическое или октаэдрическое поле лигандов. С целью исследования распределения ионов по данным позициям, были проанализированы спектры поглощения стеклокерамики. В спектрах поглощения исходного стекла наблюдаются полосы поглощения, указывающие преобладание концентрации 5-координированных ионов Ni<sup>2+</sup>. Действительно, переходы из основного состояния 3E'(F) в возбужденные 3E"(F), 3A'2(F) + 3A"1(2)(F), 3E'(P) и 3A'2(P) наблюдаются в виде полос со спектральным положением 5920, 11500, 18450 и 23300 cm<sup>-1</sup> (1.69, 0.87, 0.54 и 0.43 мкм). Образцы, обработанные при 750-800° С, содержат метастабильную фазу xNiO · yTiO<sub>2</sub> · zZrO<sub>2</sub> со структурой флюоритового типа. Эти кристаллы не формируются в стеклах, не содержащих оксид никеля NiO и с низким содержанием NiO ~ 0,1 мол.%. Объемная фракция xNiO · yTiO<sub>2</sub> · zZrO<sub>2</sub> в стеклокерамике увеличивается с концентрацией NiO в составе исходного стекла. После термообработки стекла при 900 ° С в спектры погощения испытывают качественные изменения свидетельствующие о преимущественной координации ионов Ni2+ в октаэдрических позициях.

На основе измеренных спектров поглощения стеклокерамики, были получены соответствующие диаграммы Танабе-Сугано как для октаэдрической, так и для тетраэдрической координации ионов Ni<sup>2+</sup>. В результате уточнения параметров Рака для октаэдрического поля лигандов следующи: Dq = 950 см<sup>-1</sup>, B = 880 см<sup>-1</sup> и C = 3200 см<sup>-1</sup> (Dq/B = 1,08, C / B = 3,63). Эти параметры согласуются с результатами, полученными для монокристалла шпинели, что подтверждает координацию ионов Ni<sup>2+</sup> октаэдрических позициях цинковой шпинели. Это делает исследуемую стеклокерамику перспективной для разработки широкополосных источников лазерного излучения и оптических материалов, люминесцирующих в области 1 -1.7 мкм.

УДК 53.082.54

#### А.В.Агашков

#### ИЗМЕРЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ПУТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>a.agashkov@ifanbel.bas-net.by</u>

Для подтверждения реальности идеи о материалах с особыми свойствами, определяемыми отрицательным показателем преломления [1], был проведено достаточно много экспериментов. Однако, известные экспериментальные методы не могут обеспечить прямые измерения основного свойства слоя метаматериала с отрицательным показателем преломления – отрицательной длины оптического пути, концепция которого рассмотрена в [2]. Методика, используемая в устройствах типа "walk-off interferometer", корректно работает только с материалами, потери излучения в которых на отражение и поглощение пренебрежимо малы, что в настоящее время практически не реализуемо.

Проведенные в данной работе эксперименты показали, что весьма эффективными инструментами для исследования тонких слоев метаматериалов являются неравноплечие интерферометры с точечным источником когерентного излучения на входе: однопроходные (интерферометр Маха-Цендера [3] и т.д.) и двухпроходные (интерферометр Майкельсона и т.д.). В подобных интерферометрах при размещении слоя метаматериала в коротком плече диаметр колец уменьшается при n > 1 и увеличивается при n < 1, а в случае размещения метаматериала в длинном плече наблюдается обратная картина. В экспериментах использовались образцы в виде тонких слоем метаматериалов, нанесенных на часть плоскопараллельной стеклянной подложки. Результатом измерений являлась оптическая разность хода лучей  $\Delta P$ , прошедших через слой материала и через слой воздуха той же толщины (при нормальном падении). Для того, чтобы метаматериал характеризовался отрицательным показателем преломления необходимо, чтобы выполнялись следующие условия:  $\Delta P < 0$ и  $|\Delta P| > l$ , где l – геометрическая толщина слоя метаматериала. Для неравноплечих интерферометров

$$\Delta P = \lambda b (1 - d_{m \Delta P} / d_m) / (d_{m+1} / d_m - 1), \qquad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения в вакууме; b = 1 – однопроходный интерферометр (интерферометр Маха-Цендера), b = 0.5 – двухпроходный интерферометр (интерферометр Майкельсона); m – номер кольца;  $d_{m,\Delta p}$  – диаметр m-го кольца на пленке исследуемого материала;  $d_m$  и  $d_{m+1}$  – диаметры m-го и m+1-го колец на подложке. Примеры взаимодействия двух объектов, находящихся на расстоянии ~5 см в коротком плече ИМЦ схематически представлены на рисунке: слой ZrO<sub>2</sub> ( $n_{ZrO_2} = 2.15$ ,  $l_{ZrO_2} = 120$  нм) и бинарный слой метаматериала Ag(28 нм)/SiO<sub>2</sub>(12 нм) ( $l_{Ag/SiO_2} = 40$  нм).



Взаимодействие удаленных субволновых слоев ZrO<sub>2</sub> и Ag/SiO<sub>2</sub>: положение объектов в плече интерферометра схематически представлено вверху, а соответствующие интерферограммы – внизу.

Как видно из приведенного рисунка, после прохождения света через образцы диаметр колец уменьшается в случае слоя  $ZrO_2$  (а), увеличивается в случае слоя  $Ag/SiO_2$  (б) и остается практически неизменным для случая обоих слоев (г). Отсутствие сдвига полос после прохождения светом двух слоев исследуемых материалов и соответствующего слоя воздуха может быть представлено следующим образом:

$$(n_{\rm Ag/SiO_2} - 1)l_{\rm Ag/SiO_2} + (n_{\rm ZrO_2} - 1)l_{\rm ZrO_2} = 0.$$
<sup>(2)</sup>

Следовательно, действительная часть эффективного показателя преломления образца метаматериала  $n_{Ag/SiO_2} = -2.45$ , а длина оптического пути  $(nl)_{Ag/SiO_2} = -98$  нм, т.е. является отрицательной. Исходя из параметров нашего метаматериала для полной фазовой компенсации можно использовать структуру Ag(28 нм)/SiO<sub>2</sub>(12 нм)/(ZrO<sub>2</sub> 45.6 нм). Управление фазовой задержкой может быть использовано в оптоэлектронике, обработке информации, формировании волновых фронтов заданной формы.

Таким образом, экспериментально показано, что положительная длина оптического пути обычного материала может быть компенсирована в воздухе слоем метаматериала с отрицательной длиной оптического пути, находящимся от него на значительном расстоянии.

- [1] Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ. / В. Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. С. 517.
- [2] Veselago V. Negative refractive index materials. / V. Veselago, L. Braginsky, V. Shklover, C. Hafner // J. Comput. Theor. Nanosci. 2006. Vol. 3, No. 2. P. 1.
- [3] Agashkov A. V. An unequal-arm Mach-Zehnder interferometer for studying the structure of phase objects. / A. V. Agashkov // J. Opt. Technol. 2015. Vol. 82, No. 1. P. 6.

УДК 621.3.038.825.2

К.Н. Горбаченя<sup>1</sup>, В.Э. Кисель<sup>1</sup>, А.С. Ясюкевич<sup>1</sup>, В.В. Мальцев<sup>2</sup>, Н.И. Леонюк<sup>1</sup>, Н.В. Кулешов<sup>1</sup>

# ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ Er,Yb:GdAl<sub>3</sub>(ВО<sub>3</sub>)<sub>4</sub> МИКРОЧИП ЛАЗЕР С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

<sup>1</sup> НИЦ оптических материалов и технологий БНТУ, пр. Независимости 65, 220013 Минск, Беларусь <u>gorby@bntu.by</u> <sup>2</sup> МГУ им. М. Ломоносова, Геологический факультет, 119992/ГСП-2 Москва, Россия <u>leon@geol.msu.ru</u>

Лазерное излучение с длиной волны 1.5-1.6 мкм имеет ряд достоинств, интересных для широкого практического применения в лазерной дальнометрии, оптической локации и лазерно-искровой эмиссионной мелицине. системах спектрометрии. Для большинства практический применений требуются источники лазерного излучения, генерирующие импульсы с высокой средней выходной мощностью: высокой частотой следования импульсов (>30 кГц) и сравнительно высокой энергией импульса (>10 мкДж). Применение коммерчески доступных фосфатных стекол с ионами эрбия и иттербия в качестве активных сред таких лазеров ограничивается низкой теплопроводностью матрицы (0.85 Вт/м\*К) и, как следствие, низким порог теплового разрушения активного элемента [1]. Поиск кристаллической матрицы с ионами эрбия и иттербия, обладающей высокой теплопроводностью, является актуальной задачей.

Кристалл гадолиний-алюминиевого бората с ионами трехвалентных эрбия и иттербия (Er<sup>3+</sup>,Yb<sup>3+</sup>:GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>), выращенный по методу раствор-расплавной кристаллизации в сложных многокомпонентных системах, является новым перспективным материалом для активных сред лазеров спектрального диапазона 1.5-1.6 мкм [2]. Кристалл характеризуется сильной полосой поглощения с полушириной 18 нм и максимумом на длине волны 976 нм, что обуславливает возможность эффективного использования коммерчески доступных InGaAs лазерных диодов накачки. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме генерации составляет 1.7 Вт при дифференциальной эффективности 36% [3].

Исследование генерационных характеристик кристалла  $Er, Yb:GdAl_3(BO_3)_4$  в режиме пассивной модуляции добротности проводилось в близкой к микрочип конфигурации лазера (рисунок 1). Для накачки использовался InGaAs лазерный диод с волоконным выводом излучения (диаметр волокна 105 мкм, числовая апертура 0.22), излучающий на длине волны около 980 нм с максимальной выходной мощностью 15 Вт. Излучение накачки фокусировалось в активный элемент в пятно с диаметром 120 мкм. Активный элемент из кристалла Er(1.8 ат.%), Yb(15 ат.%):  $GdAl_3(BO_3)_4$  толщиной 1.5 мм, закреплялся на медном теплоотводе. На обе рабочие грани кристалла наносились антиотражающие покрытия в спектральных областях накачки и генерации. В качестве пассивного затвора использовались как широко известные кристаллы  $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ , так и новые насыщающиеся поглотители: образцы углеродных

нанотрубок и графена, нанесенные на кварцевые подложки, а также эпитаксиальные слои Cr<sup>2+</sup>:ZnS, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке сапфира.



1 – лазерный диод; 2 - фокусирующая система; 3 – глухое зеркало; 4 – активный элемент Er(1.8 ат.%), Yb(15 ат.%): GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>; 5 – пассивный затвор; 6 – выходное зеркало

Выходные характеристики Er,Yb:GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> лазера в режиме пассивной модуляции добротности при использовании различных пассивных затворов приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Выходные характеристики Er, Yb:GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> лазера в режиме пассивной модуляции добротности

	Энергия	Частота	Длительность	Средняя
Пассивный	импульсов,	следования	импульсов,	выходная
затвор	мкДж	импульсов,	нс	мощность,
		кГц		мВт
Co <sup>2+</sup> :MgAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	18.7	32	12	598
Углеродные	0.8	500	130	400
нанотрубки				
Графен	1.0	400	130	400
Cr <sup>2+:</sup> ZnS				
эпитаксиальные	9.2	42	8	386
слои				

- S. Taccheo 230-mW diode-pummped single-frequency Er:Yb laser at 1.5 μm. / S. Taccheo, G. Sorbello, P. Laporta, G. Karlsson, and F. Laurell // IEEE Photon. Technol. Lett. 2001. Vol. 13. –P. 19.
- [2] K.N. Gorbachenya High efficient continuous-wave diode-pumped Er,Yb:GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> laser / K.N. Gorbachenya, V.E. Kisel, A.S. Yasukevich, V.V. Maltsev, N.I. Leonyuk, and N.V. Kuleshov // Optics Letters – 2013. – Vol. 38, № 14. – P. 2446.
- [3] V.V. Maltsev Crystal growth of CW diode-pumped (Er<sup>3+</sup>,Yb<sup>3+</sup>):GdAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> laser material / V.V. Maltsev, E.V. Koporulina, N.I. Leonyuk, K.N. Gorbachenya, V.E. Kisel, A.S. Yasukevich, N.V. Kuleshov // Journal of Crystal Growth 2014. Vol. 401. P. 807.

УДК 535

# С. Н. Довыденко ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ С БИИЗОТРОПНОЙ СРЕДОЙ

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

Проведенные ранее исследования показали, что поляризация поверхностных волн на границе диэлектриков определяется характеристиками второй граничащей среды. В случае с немагнитным металлом может существовать поверхностная волна только р-поляризации, а на границе с метаматериалом (с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями) – или р-поляризации, или sполяризации. Также показано, что на границе металла и метаматериала могут существовать поверхностные волны только s-поляризации. Таким образом, характеристики граничащих сред определяют поляризацию возбуждаемых поверхностных волн. Замена диэлектрика на биизотропную среду, имеющую уравнения связи общего вида, представляет собой наиболее обобщенный вариант граничащих сред и в данной работе проведен анализ поверхностных волн на границе биизотропной среды и метаматериала.

Для изучения преобразования световой волны на границе изотропной и биизотропной сред можно использовать уравнения Максвелла и уравнения связи для биизотропной среды [1]  $\mathbf{D} = \varepsilon \begin{bmatrix} \mathbf{E} + \sqrt{\frac{\mu_g}{\varepsilon_g}}(\chi - ig)\mathbf{H} \end{bmatrix}; \mathbf{B} = \mu \begin{bmatrix} \mathbf{H} + \sqrt{\frac{\mu_g}{\varepsilon_g}}(\chi + ig)\mathbf{E} \end{bmatrix}$ где  $\chi$  и g – действительные параметры невзаимности и киральности соответственно,

ε<sub>2</sub> и μ<sub>2</sub> –электрическая и магнитная проницаемость биизотропной среды.

В этом случае поверхностная волна будет иметь вид:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_g e^{-\gamma_g |z| - i\beta x} e^{-i\omega t} \qquad \mathbf{H} = \mathbf{H}_g e^{-\gamma_g |z| - i\beta x} e^{-i\omega t}$$

Решая волновое уравнение относительно показателя преломления имеем:

$$k_{1,2} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\rm g} \mu_{\rm g}} \left( \sqrt{1 - \chi^2} \pm {\rm g} \right)$$

Таким образом, показатель преломления для поверхностных волн соответствует показателю преломления для объемных волн, распространяющихся в биизотропной среде. Поверхностная волна на границе биизотропной среды является суперпозицией двух волн с различными поляризациями и коэффициентами преломления:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \mathbf{e}_1 e^{-\gamma g_1 |z|^{-ip_x}} + \mathbf{E}_2 \mathbf{e}_2 e^{-\gamma g_2 |z|^{-ip_x}}$$
  
rge  $\mathbf{e}_1 = \frac{\gamma_{g_1}}{\sqrt{2\beta}} \mathbf{e}_x + \frac{k_1}{\sqrt{2\beta}} \mathbf{e}_y - \frac{i}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_2 = -\frac{\gamma_{g_2}}{\sqrt{2\beta}} \mathbf{e}_x - \frac{k_2}{\sqrt{2\beta}} \mathbf{e}_y + \frac{i}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_z$   
In the metamateria hoper vector by the point is uncorrected by the point is the point of th

Для метаматериала поверхностные волны имеют вид:

$$\mathbf{E} = \left( \mathbf{E}_{3} \boldsymbol{e}_{x} + \mathbf{E}_{4} \boldsymbol{e}_{y} + \mathbf{E}_{3} \frac{\iota \beta}{\gamma_{m}} \boldsymbol{e}_{z} \right) e^{-\gamma_{m} |z| - i\beta x}$$
$$\mathbf{H} = \frac{1}{k_{0} \mu_{m}} \left( i \gamma_{m} \mathbf{E}_{4} \boldsymbol{e}_{x} + \frac{i k_{m}^{2}}{\gamma_{m}} \mathbf{E}_{3} \boldsymbol{e}_{y} - \beta \mathbf{E}_{4} \boldsymbol{e}_{z} \right) e^{-\gamma_{m} |z| - i\beta x} , \text{ где } k_{m} = k_{0} \sqrt{\varepsilon_{m} \mu_{m}}$$

Решая дисперсионное уравнение в линейном приближении по  $\chi$  и g получаем выражение для постоянной распространения поверхностной волны и коэффициентов ее локализации в биизотропной среде и метаматериале:
$$\beta = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g} \left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right] \left( \frac{1 + 2g - 2i\chi}{1 + 4g} \right)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g} \left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right] \left( \frac{1 + 2g - 2i\chi}{1 + 4g} \right) - \frac{1}{2} \frac{k_0^3 \mu_g \varepsilon_g^2 \mu_m^2}{\left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right]} \left( \frac{1 + 8g + 2i\chi}{1 + 4g} \right) \right]$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g} \left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right] \left( \frac{1 + 2g - 2i\chi}{1 + 4g} \right) - \frac{1}{2} \frac{k_0^3 \mu_g \varepsilon_g^2 \mu_m^2}{\left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right]} \left( \frac{1 + 4g + 2i\chi}{1 + 4g} \right) \right]$$

$$\gamma_m = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g} \left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right] \left( \frac{1 + 2g - 2i\chi}{1 + 4g} \right) - \frac{1}{2} \frac{k_0^3 \varepsilon_g \varepsilon_g \mu_m^3}{\left[ -\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0 \mu_g \right]} \left( \frac{1 + 2g - 2i\chi}{1 + 4g} \right) \right]$$

Таким образом получаем, что на границе биизотропной среды и метаматериала распространяются две поверхностные волны с разным проникновением в биизотропную среду, причем различие в незначительно. Мнимая часть постоянной распространения поверхностных волн определяет затухание поверхностной волны по направлению распространения.

Из граничных условий получаем выражения для компонент электромагнитного поля, определяющих поляризацию:

$$\begin{split} E_x &= \frac{1}{\sqrt{2}\beta} \left( \gamma_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_0 \mu_m}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_0 \mu_m}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m}{k_m}} - \gamma_2 \right) E \quad , E_y &= \frac{1}{\sqrt{2}\beta} \left( k_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_0 \mu_m}{k_m}} - k_2 \right) E \\ E_{Zg} &= \frac{i}{\sqrt{2}} \left( -\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_1}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_2}{k_m}} + 1 \right) E \quad , E_{Zm} &= \frac{i}{\sqrt{2}\gamma_m} \left( \gamma_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_1}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}} - \gamma_2 \right) E \\ H_x &= \frac{1}{\sqrt{2}\beta} \left( \gamma_1 a_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_1}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}} - \gamma_2 a_2 \right) E \\ H_y &= \frac{1}{\sqrt{2}\beta} \left( k_1 a_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}} - k_2 a_2 \right) E \\ H_{zg} &= \frac{-i}{\sqrt{2}} \left( a_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}} - a_2 \right) E \\ H_{zm} &= \frac{-1}{\sqrt{2}} \left( k_1 \frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2 - a_1) + \frac{k_2}{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}}{\frac{k_0 \mu_m} + \frac{k_0 \mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}} - a_2 \right) E \right) E \\ \end{pmatrix} \\ \end{bmatrix}$$

где Е – постоянная, характеризующая амплитуду поверхностной волны.

Таким образом получены аналитические формулы для постоянной распространения поверхностной волны и ее коэффициенты локализации в биизотропной среде и метаматериале в линейном приближении по g и χ. Получено, что поляризации поверхностной волны имеет эллиптичный характер и определяется компонент электромагнитного полученными выражениями для поля двух поверхностных волн. Комплексный характер постоянной распространения определяет затухание поверхностной волны в направлении распространения.

[1] Бокуть Б.В., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И.//Кристаллография. —1970. —Т.15. —С. 1002-1006

УДК 535.34;535.37

#### В.А. Толкачев

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ ЧИСТО-ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕХОДА В ДИФФУЗНЫХ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАХ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

#### Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь tolkachev@imaph.bas-net.by

Для конкретных условий в которых наблюдается многоатомная молекула и представляют интерес ее характеристики доступен чаще всего ее спектр поглощения, как правило, диффузный. Флуоресценция подавляющего большинства молекул ничтожна, да и характеризует возбужденное состояние. Отождествление же максимума диффузного спектра поглощения с чисто-электронным переходом физически неправомерно. Все это актуализирует проблему нахождения частоты электронного 0-0-перехода. Здесь излагается попытка продвинутся в этом направлении.

В адиабатическом приближении в пределах одного электронного дипольного перехода ( $\vec{P}_{n' \rightarrow n''}$ ) вероятности переходов (коэффициенты Эйнштейна) с зеркальными относительно чисто-электронной  $v_0$  частотами  $v_0 \pm \Delta v$  равны ( $\Delta v \ge 0$ ) и совершаются между парой элементарных колебательных подуровней, в которых меняются местами исходное и конечное колебательные состояния v', v'':

$$\vec{P}_{n'\nu'\to n''\nu'}(\rho) = \int \psi_{n'}^{*}(x,\rho) \cdot \psi_{\nu'}^{*}(x,\rho) \cdot \hat{P}(x,\rho) \psi_{n''}(x,\rho) \cdot \psi_{\nu''}(x,\rho) \cdot dx,$$
  
$$\vec{P}_{n'\nu'\to n''\nu'}(\rho) = \int \psi_{n'}^{*}(x,\rho) \cdot \psi_{\nu''}^{*}(x,\rho) \cdot \hat{P}(x,\rho) \psi_{n''}(x,\rho) \cdot \psi_{\nu'}(x,\rho) \cdot dx.$$

Они равны, т.к.

$$\psi_{v'}^{*}(x,\rho) \cdot \hat{P}(x,\rho) \cdot \psi_{v'}(x,\rho) = \psi_{v''}^{*}(x,\rho) \cdot \hat{P}(x,\rho) \cdot \psi_{v'}(x,\rho)$$

из-за эрмитовости оператора дипольного момента перехода. Вероятности зеркальных абсорбционных переходов (коэффициенты Эйнштейна) в терминах колебательной энергии пары комбинирующих состояний E и  $E + h\Delta v$  будут в области  $v > v_0$  ( $E \rightarrow E + h\Delta v$ ) пропорциональны

$$\int_{0}^{\infty} e^{-E/kT} \cdot \rho(E) \cdot \rho(E + h\Delta v) \cdot \left| \vec{P}(E, E + h\Delta v) \right|^{2} dE , \qquad (1)$$

а при  $v < v_0$  ( $E + h\Delta v \rightarrow E$ , нижний предел интегрирования  $h\Delta v$  заменим на 0)

$$\int_{0}^{\infty} e^{-(E + h\Delta v)/kT} \cdot \rho(\cdot E + h\Delta v) \cdot \rho(E) \cdot |P(E + h\Delta v, E)|^{2} dE .$$
(2)

Для испускания, соответственно, имеем при  $\nu < \nu_0$  ( $E \rightarrow E + h\Delta\nu$ )

$$\int_{0}^{\infty} e^{-E/kT} \cdot \rho(E) \cdot \rho(E + h\Delta v) \cdot \left| P(E, E + h\Delta v) \right|^{2} dE , \qquad (3)$$

а при  $v > v_0$  ( $E + h\Delta v \rightarrow E$ , с нижним пределом как в (2)

$$\int_{0}^{\infty} e^{-(E+h\Delta\nu)/kT} \cdot \rho(E + h\Delta\nu) \cdot \rho(E ) \cdot \left| P(E + h\Delta\nu, E) \right|^{2} dE .$$
(4)

Из соотношений (1) и (2) следует:

$$\frac{\varepsilon(\nu_0 + \Delta \nu)}{\nu_0 + \Delta \nu} \cdot e^{-h\Delta\nu/2kT} = \frac{\varepsilon(\nu_0 - \Delta \nu)}{\nu_0 - \Delta \nu} \cdot e^{h\Delta\nu/2kT} = f_a(\nu_0, \Delta \nu^2)$$
(5)

а из (3) и (4):

$$\frac{w(v_0 + \Delta v)}{(v_0 + \Delta v)^4} \cdot e^{-h\Delta v/2kT} = \frac{w(v_0 - \Delta v)}{(v_0 - \Delta v)^4} \cdot e^{h\Delta v/2kT} = f_{fl}(v_0, \Delta v^2).$$
(6)

Но соотношения (2) и (4) получены в приближении  $h\Delta v \rightarrow 0$ , как и  $\varepsilon(v - \Delta v)$ , и  $w(v + \Delta v)$  в (5),(6), поскольку для сохранения энергии интервал интегрирования в (2) и (4) должен быть  $[h\Delta v, \infty]$ . Поэтому меньшей погрешностью, особенно для малых  $\Delta v$ , обладают соотношения:

$$\frac{\varepsilon(\nu_0 + \Delta \nu)}{\nu_0 + \Delta \nu} \cdot e^{-h\Delta\nu/2kT} = f_a(\nu_0, \Delta \nu^2), \qquad (7)$$

$$\frac{w(\nu_0 - \Delta \nu)}{\left(\nu_0 - \Delta \nu\right)^4} \cdot e^{h \Delta \nu / 2kT} = f_{fl}(\nu_0, \Delta \nu^2).$$
(8)

Из (5)-(8) следует также, что экстремум  $f(\Delta v)$  лежит при  $\Delta v = 0$ , соответствует  $v_0$ .

Поэтому изучен широкий набор литературных данных по диффузным спектрам поглощения, флуоресценции и фосфоресценции, для различных типов электронных переходов, в различных средах и температурах. Наряду с четкими проявлениями экстремумов (максимумов)  $f(\Delta v)$  обнаружены проявления их уширения, размывания или даже отсутствия, обусловленные неоднородностью оптических центров, отклонением от термического равновесия в исходном состоянии и т.п.. Рассмотрена связь *v*<sub>0</sub> с максимумом спектра, анизотропией, световым тушением и другими молекулярными оптическими характеристиками в растворах, парах, полимерных пленках, стеклах, меченых биополимерах и т.п.. Сравнением полученных данным методом частот 0-0-переходов и найденных спектроскопией струйно охлажденных молекул на примере двенадцати соединений показано, что даже при различии температур в сотни градусов они различаются в среднем всего на 230 см<sup>-1</sup>, в то время как с максимумами спектров поглощения - в среднем на 2900 см<sup>-1</sup>, т.е. на 0.36 эВ [1]. В спектрах поглощения нуклеотидов также обнаруживается существенное различие рассчитанной 0-0-частоты и максимума спектра. Частоты 0-0-переходов во флуоресценции и поглощении как правило различаются, поскольку характеризуют различные исходные электронные состояния молекул. Данным методом подтверждено, что у цис-азоалканов спектры флуоресценции, несмотря на необычно большую ширину, обусловлены одним электронным переходом, что подтверждает их природу, обусловленную нестационарностью, «мерцанием» возбужденного состояния [2].

[1] Толкачев В.А. Положение частоты 0-0-перехода в диффузном электронноколебательном спектре. / В.°А.°Толкачев // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2017. – Т. 61, --°№5 – С. 50.

[2] Толкачев В.А. Проявление туннелирования (*n*, *π*\*)-возбуждения во флуоресценции *cis*-азоалканов. / В.А. Толкачев //Журнал Прикладной Спектроскопии. – 2014. – Т. 81, - №4 – С.632-634.

УДК 535.375.5:546.26-162

Г.А. Гусаков<sup>1</sup>, М.П. Самцов<sup>1</sup>, Е.С. Воропай<sup>2</sup>

# КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АЛМАЗНЫХ МИКРО- И НАНОПОРОШКОВ: РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ И ЭФФЕКТ РАЗОГРЕВА ОБРАЗЦА ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

<sup>1</sup> НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова, 7 220045 Минск, Беларусь <u>gga68@rambler.ru</u> <sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,

Беларусь

В настоящее время спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) является одним из наиболее информативных неразрушающих методов контроля различных углеродных материалов. Этот метод позволяет однозначно идентифицировать фазовый состав исследуемых образцов, а также получить ценную информацию о степени совершенства кристаллической решетки алмаза и наличии в ней внутренних напряжений [1]. Спектроскопия КР широко используется и для оценки размера кристаллитов в наноструктурированных образцах графита и алмаза [2]. Вместе с тем, известно, что на параметры линии КР алмаза может оказывать существенное влияние разогрев образца анализирующим лазерным пучком [1-3]. Увеличение температуры кристалла приводит к уширению линии КР алмаза и к смещению ее максимума в низкочастотную область. Этот эффект может ошибочно интерпретирован наличием в кристаллах растягивающих внутренних напряжений или уменьшением размеров кристаллитов для алмазных нанопрошков. Тем не менее, при анализе алмазных порошков методом КР температура образцов, как правило, не контролируется. Целью настоящей работы являлось сравнение размерного эффекта и эффекта разогрева образца лазерным пучком при анализе спектров комбинационного рассеяния алмазных микро- и нанопорошков.

Для исследований были отобраны образцы алмазных микропорошков с размерностью 50/40 и 1/0 мкм, синтезированных методом НРНТ. Эти образцы получили обозначение AC50 и AC1, соответственно. Также исследовались образцы ультрадисперсных алмазов (УДА) детонационного синтеза размерностью (по данным производителя) 30 и 5 нм, которые получили обозначение УДА30 и УДА5. Исследования производились на микро-Раман спектрометре *Nanofinder*. Возбуждение спектра осуществлялось излучением лазера с длиной волны 532 нм, которое фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром ~ 1,5 мкм. Мощность лазерного излучения (ЛИ) варьировалась в диапазоне 0,2...20 мВт путем введения светофильтров. Все измерения производились в геометрии обратного рассеяния. Для каждого образца были выполнены 2 серии измерений: первая – на воздухе; вторая с целью улучшения теплоотвода от исследуемых образцов – в водной суспензии.

При регистрации спектров КР на воздухе для всех образцов с ростом мощности ЛИ наблюдается низкочастотный сдвиг максимума основной линии КР алмаза (рис.1а), а также ее уширение. Это говорит о наличии существенного разогрева образцов

анализирующим лазерным пучком. Эффективность разогрева анализирующим лазерным пучком растет с уменьшением размера алмазных частиц. Для порошка AC1 при мощности ЛИ 6 мВт регистрируется сдвиг максимума линии КР на ~ 12 см<sup>-1</sup>, что соответствует разогреву образца на ~ 800 <sup>0</sup>C. При мощности 10 мВт начинается активное взаимодействие поверхности данного образца с кислородом воздуха. Для образца УДА30 при мощности ЛИ 3 мВт начинается графитизация поверхности. Для образца УДА5 мощность начала графитизации ниже и составляет 2 мВт.



**Рисунок 1** Изменение положения максимума линии КР алмаза с ростом мощности ЛИ для различных образцов при регистрации спектра на воздухе (а) и в водной суспензии (б).

Использование водной суспензии позволяет существенно снизить эффект разогрева образцов лазерным пучком (рис. 16). Для порошков НРНТ-синтеза все точки ложатся практически на одну горизонтальную линию. Для порошков УДА эффект разогрева присутствует даже в водной суспензии, но он существенно меньше, чем при регистрации спектров образцов на воздухе. В результате этого не наблюдается графитизация образцов УДА даже при мощности лазерного излучения 20 мВт.

Для алмазных порошков НРНТ-синтеза все полученные зависимости положения максимума линии КР (X<sub>C</sub>) от мощности лазерного излучения W сходятся в одной точке X<sub>C</sub> = 1332,3 см<sup>-1</sup> при W  $\rightarrow$  0. Для порошков УДА положения максимумов линии КР при W  $\rightarrow$  0 смещены в низкочастотную область по отношению к порошкам НРНТ-синтеза и составляют 1326,7 см<sup>-1</sup> для образца УДАЗ0 и 1325,4 см<sup>-1</sup> для образца УДА5.

Таким образом, путем построения зависимостей  $X_C(W)$  на воздухе и в водной суспензии для алмазных порошков с различным размером и экстраполяции этих зависимостей в точку W = 0 нам удалось исключить эффект разогрева образца анализирующим лазерным пучком. В результате подтверждено, что при комнатной температуре максимум основной линии КР алмаза для наноразмерных порошков детонационного синтеза смещен в низкочастотную область по сравнению с положением линии алмазных микропорошков НРНТ-синтеза. Полученные нами экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с моделью фононного конфайнмента [2].

S. Prawer, R. Nemanich// Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 2004. V.362, P. 2537–2565.
 M. Lipp, V. Baonza, W. Evans, H. Lorenzana// Phys.Rew.B. 1997. V. 56. P. 5978-5984.
 Г. А. Гусаков, М. П. Самцов, Е. С. Воропай// ЖПС. 2017. Т. 84, №4. С. 559-567.

#### УДК 535.37

Т. А. Павич<sup>1</sup>, С. М. Арабей<sup>2</sup>, К. Н. Соловьев<sup>1</sup>

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ МЕТАЛЛОФТАЛОЦИАНИНОВ, КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ С КАРКАСОМ СИЛИКАТНОГО КСЕРОГЕЛЯ

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

раvich@imaph.bas-net.by; solovyov@imaph.bas-net.by <sup>2</sup>Белорусский государственный аграрный технический университет, пр. Независимости, 99, 220023 Минск, Беларусь <u>arabei.chemistry@bsatu.by</u>

Молекулы металлофталоцианинов (МФц) имеют ряд спектральнолюминесцентных и физико-химических свойств (большие коэффициенты экстинкции и квантовые выходы люминесценции, высокую свето- и термостойкость), которые создают перспективу их использования во многих оптоэлектронных устойствах [1]. Вместе с тем, они имеют чрезвычайно малый стоксов сдвиг 0-0 полосы флуоресценции, относительно длинноволновой 0-0 полосы поглощения, в результате чего квантовый выход флуоресценции уменьшается в результате повторного поглощения излученных фотонов (эффект реабсорбции). В зависимости от природы локального матричного окружения многие МФц проявляют тенденцию к агрегации, посредством межмолекулярных π-π взаимодействий между сопряженными системами соседних молекул (образование *H*- и/или *J*-агрегатов) [2]. Агрегация приводит к частичному или полному тушению излучения из-за образования неизлучающих центров (диссипация преимущественно по безызлучательным энергии каналам) при увеличении концентрации МФц или уменьшении их растворимости в используемой среде.

В настоящей работе показана возможность использования слаборастворимых МФц в качестве допантов оптически изотропных материалов на основе неорганических и гибридных органо-неорганических нанокомпозитных силикатных ксерогелей, полученных золь-гель методом. Спектральными методами было установлено, что при внедрении МФц в силикатные тетраэтоксисилановые (ТЭОС) и тетраэтоксисиланвинилтриэтоксисилановые гель-матрицы в коротковолновой области от мономерной полосы поглощения, появляется уширенная полоса, которая соответствует Н-димерам МФц со структурой *face-to-face* (рисунок 1a (кривая 2), на примере кремнийдигидроксофталоцианина - Si(OH)<sub>2</sub>Фц). Основной причиной образования агрегированных форм в силикатных матрицах является локализация примесных молекул МФц в нанопорах матричного каркаса, объем которых уменьшается по мере сушки матриц и испарения остаточных растверителей, что приводит к увеличению локальной концентрации МФц внутри пор.

Высокая концентрация мономерных форм МФц в силикатных золь-гель материалах была получена путем образования ковалентной химической связи между МФц и полимерным нанопористым каркасом, которая исключает возможность взаимодействия мономерных молекул. На рисунке 1*a* (кривая 3) изображен спектр

поглощения Si(OH)<sub>2</sub>Фц ковалентно связанного с силикатным каркасом. В основу синтеза легла модифицированная методика, аналогичная [3], где материал был получен путем химического связывания Si(OH)<sub>2</sub>Фц с 3-аминопропилтриэтоксисиланом (NH<sub>2</sub>(CH<sub>2</sub>)<sub>3</sub>Si(OC<sub>2</sub>H<sub>5</sub>)<sub>3</sub> – АПТЭОС). Ковалентная связь образована в результате замещения OH-групп МФц атомами азота аминогрупп двух молекул АПТЭОС. Для



Рисунок 1 – *а*) Спектры поглощения Si(OH)<sub>2</sub>Фц в поливинилбутирале (1), в ТЭОС гельматрице (2) и спектр поглощения комплекса АПТЭОС–SiФц–АПТЭОС, ковалентно связанного с гель-каркасом (3); *б*) Структура комплекса АПТЭОС–SiФц–АПТЭОС.

получения однородного материала с улучшенными физическо-химическими и оптическими свойствами, синтезированный комплекс АПТЭОС–SiФц–АПТЭОС (структура изображена на рисунке 16), вводился в реакцию золь-гель синтеза в смеси с 3-глицидоксипропилтриметоксисиланом (CH<sub>2</sub>OCHCH<sub>2</sub>O(CH<sub>2</sub>)<sub>3</sub>Si(OCH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> - ГПТМОС). Компоненты смеси АПТЭОС–SiФц–АПТЭОС и ГПТМОС, участвуя в процессе гидролиза и конденсации, образуют силикатный каркас, в котором молекулы SiФц связаны посредством ковалентных связей с силикатным каркасом. Как видно из рисунка 1*a* (кривая 3) золь-гель пленка АПТЭОС–SiФц–АПТЭОС / ГПТМОС имеет спектр поглощения, соответствующий поглощению мономерных форм МФц (близок к спектру в поливинилбутирале – рисунок 1*a* (кривая 1)). Аналогичные результаты были получены для германийдигидроксофталоцианина (Ge(OH)<sub>2</sub>Фц).

Полученные результаты значительно расширят применение МФц как мономерных допантов, что создает перспективы разработки новых функциональных материалов для оптики и оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф16-040).

- [1] Practical Applications of Phthalocyanines from Dyes and Pigments to Materials for Optical, Electronic and Photo-electronic Devices / D. Wöhrle [et al.] // Macroheterocycles.
   2012. – Vol.5, No.3. – P.191-202.
- [2] Snow, A.W. Phthalocyanine Aggregation // The Porphyrin Handbook. Vol.17 / Eds. K.M. Kadish, K.M. Smith, R. Guilard. Boston: Academic Press. 2000. P.129-176.
- [3] Silicon-phthalocyanine bonding with SiO<sub>2</sub> matrix and its strong optical limiting effects / H. Xia [et al.] // Chinese Science Bulletin. 2000. Vol.45, No.23. P.2198-2203.

УДК 621.375

Иванов В.И., Иванов Н.И.

## МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ДАЛЬНОСТНЫХ 3D – ПОРТРЕТОВ НА ОСНОВЕ ОТСЕЧКИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНО – ЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

НИИ ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь

ivanov.inp@gmail.com

Рассматриваемый метод лазерной локации предназначен для получения дальностных 3D – портретов высокодинамичных объектов, который наряду с изображениями объектов одновременно обеспечивает получение данных об их рельефе за минимальное время. Метод разработан на базе новых алгоритмов с учетом основных положений широколучевой 3D - локации, предложенных нами в [1].

Для упрощения изложения полагаем, что лоцируемую поверхность объекта, находящуюся на расстоянии *h* от лидара, облучают широколучевым лазерным излучением импульсами прямоугольной формы с почти плоской волной и длительностью

$$\tau_{\rm H} \ge \frac{2\xi_{\rm B.max}\left(\vec{r}_{\rm 1}\right)}{c},\tag{1}$$

где  $\xi_{\text{в.max}}(\vec{r}_1)$  - максимальное возвышение рельефа поверхности; с - скорость света.

Длительность импульса отраженного светового поля  $E(\vec{S}, t)$  равна

$$T = \tau_{\mu} + \frac{\xi_{B,max}(\vec{r}_{1})}{c} = \tau_{\mu} + \tau_{\phi,max} \ (\vec{S},t),$$
(2)

где  $\vec{S}$  - вектор в плоскости изображения;  $\vec{r}_1$  - вектор в предметной плоскости;  $\tau_{d,max}(\vec{S}, \vec{t})$  – максимальная длительность фронта отраженного поля.

Координаты в плоскости изображения оптической системы (OC) лидара введены таким образом, чтобы между координатами точек лоцируемой поверхности и координатами ее параксиального изображения существовала простая связь

$$\vec{S} = \beta \, \vec{r}_1 \,, \tag{3},$$

где  $\beta = d/h$  - коэффициент увеличения приемной ОС лидара; d – расстояние от линзы ОС до плоскости изображения, в которой установлен двумерный детектор изображений; h - расстояние от лидара до поверхности объекта.

В рамках данной модели запаздывание прихода  $\tau_k$  каждой из элементарных волн  $E_k(\vec{r_1}, t) \sim E_k(\vec{S}, t)$ , отраженных от k точек поверхности, однозначно связано с распределением возвышений рельефа  $\xi_{\rm Bk}(\vec{r_1})$  объекта

$$\tau_k\left(\vec{S}, t\right) = \frac{2\xi_{\text{B}k}(\vec{r}_1)}{c} \,. \tag{4}$$

Причем, для каждой реализации отраженного светового поля  $E(\vec{r_1}, t) \sim E(\vec{S}, t)$ осуществляется регистрация двух двумерных распределений энергии  $B_1(\vec{S})$  и  $B_2(\vec{S})$ , каждое из которых получают при разных временах экспозиции. При этом первое распределение  $B_1(\vec{S})$  получают путем двумерного накопления усеченной реализации по длительности *T* импульса отраженного светового поля  $E(\vec{S}, t)$ , а второе распределение  $B_1(\vec{S})$  - путем двумерного накопления полной реализации  $E(\vec{S}, t)$  длительностью *T*, определяемой (2).

$$B_{1}(\vec{S}) = T_{a}(\vec{S}, t) A |E_{k}(\vec{S})|^{2} \int_{t_{1}}^{t_{0}+T} f^{2}(t - \tau_{k}) dt =$$
  
=  $T_{a}(\vec{S}, t) A |E_{k}(\vec{S})|^{2} (t - \tau_{k})$  (5)

где  $T_a(\vec{S}, t)$  - передаточная функция атмосферы по трассе локации; А – аппаратная постоянная;  $t_0$  – момент начала прихода переднего фронта

отраженного сигнала; 
$$t_1 = t_0 + \tau_{\mu}$$
.

$$B_{2}(\vec{S}) = T_{a}(\vec{S}, t) | A |E_{k}(\vec{S})|^{2} \int_{t_{0}}^{t_{0}+T} f^{2}(t - \tau_{k}) dt =$$
  
=  $T_{a}(\vec{S}, t) | A |E_{k}(\vec{S})|^{2} \tau_{\mu}$  (6)

Из отношения (5) и (6) имеем

$$\tau(\vec{S}) = t_1 - \tau_{\mu} \frac{B_1(\vec{S})}{B_2(\vec{S})}.$$
 (7)

Отсюда, с учетом (4)

$$\xi_{\rm B}(\vec{r}_1) = \frac{c}{2} \left( t_1 - \tau_{\rm M} \frac{B_1(\vec{s})}{B_2(\vec{s})} \right). \tag{8}$$

Данный метод позволяет одновременно определять распределение возвышений (рельефа)  $\xi_{\rm B}(\vec{r}_1)$  на множестве точек поверхности объекта. При условии обеспечения требуемого разрешения ОС погрешность определения  $\xi_{\rm g}(\vec{r}_1)$ определяется только инструментальной погрешностью, а именно, ошибками измерения  $t_1$ ,  $\tau_u$ ,  $B_1(\vec{S})$ ,  $B_2(\vec{S})$ .

В докладе рассматриваются точностные характеристики метода и пути их практической оптимизации.

1. Патент SU 1593429. Способ стереометрической оптической локации / Иванов В.И.

УДК 621.165

Иванов В.И., Иванов Н.И.

# НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ МНОГОПАРАМЕТРОВАЯ ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

## НИИ ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь *ivanov.inp@gmail.com*

Предложен метод многопараметровой диагностики двухфазных потоков различной природы, представляющих собой несущую фазу с дискретными включениями (ДВ): газовых пузырьков и различных частиц в водной несущей фазе, аэрозольных частиц в мелкомасштабного мусора и микрометеороидов в атмосфере, космическом пространстве, различного рода ДВ в высокоскоростных аэродинамических потоках и жидкостных струях. Метод позволяет одновременно определять скорость и размеры ДВ, а также истинную объемную концентрацию ДВ в несущей фазе потока. Реализация метода возможна на различных зондовых детекторах [1], однако наибольшая чувствительность метода, а также возможность диагностики высокотемпературных потоков достигается при использовании оптиковолоконных детекторов (ОВД) на основе кварцевого стекла. Диагностика двухфазных потоков осуществляется в непосредственной близости к приемно - излучающей апертуре  $A_d$  ОВД с использованием низкокогерентного излучения лазерных диодов с мощностью 1 - 5мВт. При этом одиночный сенсор или матрицу ОВД располагают перпендикулярно вектору скорости  $\overline{W_{p,l}}$  диагностируемых потоков и анализируют длительности отраженных лазерных сигналов  $U_i(\tau)$  от одиночных ДВ в несущей фазе. В общем виде длительность  $\tau_i$  отраженного лазерного сигнала (импульса)  $U_i(\tau)$  от ДВ на выходе ОВД определяется соотношением

$$\tau_i = \tau_{f.i+} + \tau_{f.i-} + \tau_{p.i} = 2\tau_{f.i} + \tau_{p.i} , \qquad (1)$$

где  $\tau_{f.i+}$ ,  $\tau_{f.i-}$  длительности переднего и заднего фронтов импульса, обусловленных временами вхождения в зону апертуры  $A_d$  и выхода из зоны  $A_d$  ДВ, соответственно;  $\tau_{p.i}$  – время нахождения всего ДВ в зоне апертуры  $A_d$ 

$$\tau_{f.i} = \tau_{f.i+} = \tau_{f.i-} = A_d / \vec{W}_{p.i} \quad , \tag{2}$$

$$\tau_{p,i} = (D_{p,i} - A_d) / \overrightarrow{W_{p,i}} \quad , \tag{3}$$

$$\tau_i = 2A_d / \overrightarrow{W_{p,i}} + (D_{p,i} - A_d) / \overrightarrow{W_{p,i}} , \qquad (4)$$

где  $D_{p,i}$  - линейный размер ДВ в направлении вектора скорости его движения  $\overrightarrow{W_{p,i}}$ ;  $A_d$  - диаметр апертуры ОВД,  $A_d \leq D_{p,i,min}$ .

Оценка длительности информационных импульсов  $U_i(\tau)$  осуществляется при двух параметрах дискриминации  $k_i$  по уровню

$$k_{i} = (U_{g.i} - U_{min.i}) / U_{m.i}; \quad k_{2} = 1 - k_{1} , \qquad (5)$$

где  $U_{g.i}$  - уровень дискриминации;  $U_{min.i}$  и  $U_{m.i}$  – минимальное значение и амплитуда i – того сигнального импульса  $U(\tau_i)$ , соответственно.  $U_{m.i} = U_{max.i} - U_{min.i}$  амплитуда сигнального импульса.

С учетом  $k_i$ , отношение длительности фронтов сигнального импульса  $\tau_{f.i}(U_{g.i})$  на уровне дискриминации  $U_{g.i}$  к длительности фронтов импульса по его основанию  $\tau_f$  определяются отношением

$$\tau_{f.i} \left( U_{g.i} \right) / \tau_f = k_i \, U_{m.i} / U_{m.i} = k_i \,. \tag{6}$$

Из уравнения (2) с учетом уравнения (6) длительности фронтов сигнального импульса на произвольном уровне дискриминации можно представить в виде

$$\tau_{f.i} \left( U_{g.i} \right) = \tau_{f.i+} \left( U_{g.i} \right) = \tau_{f.i-} \left( U_{g.i} \right) \tau_{f.i} = k_i (A_d / W_{i.p}) \quad . \tag{7}$$

На основании уравнений (4) и (7) длительность импульсов информационных сигналов  $\tau_i$  для различных значений  $k_i$ , равна:

$$\tau_i(k_i) = D_{p,i} / W_{p,i} + A_d(2k_i - 1) / W_{p,i} .$$
(8)

В соответствии с условием (5)  $k_2 = 1 - k_1$  и уравнения (8) длительности сигнальных импульсов с параметрами дискриминации  $k_1$  и  $k_2$  соответственно равны:

$$\tau_i(k_1) = D_{p,i} / W_{p,i} + A_d(2k_1 - 1) / W_{p,i}$$
(9)

$$\tau_i(k_2) = D_{p,i}/W_{p,i} + A_d(1 - 2k_1)/W_{p,i}, \qquad (10)$$

Значения скорости  $W_{p,i}$  и линейные размеры  $D_{p,i}$  ДВ (спектр размеров) определяются из уравнений (9) и (10) в виде:

$$W_{p,i} = 2A_d \left(2k_1 - 1\right) / \left[\tau_i(k_1) - \tau_i(k_2)\right].$$
<sup>(11)</sup>

$$D_{p,i} = \{ [\tau_i(k_1) + \tau_i(k_2)] / [\tau_i(k_1) - \tau_i(k_2)] \} \times A_d(2k_1 - 1).$$
(12)

Истинное объемное содержание ДВ в несущей фазе на интервале измерения *T* определяется из уравнения (13)

$$\varphi = \frac{1}{2T} \sum_{i=1}^{n} \left[ \tau_i(k_1) + \tau_i(k_2) \right] , \qquad (13)$$

где *n* – число ДВ, прошедших через измерительную апертуру *A*<sub>d</sub> за время *T*.

Размер апертуры ОВД A<sub>d</sub> определяется диаметром сердцевины используемого световода  $A_d \cong D_{c_{\theta}}$  и выбирается из условий обеспечения требуемой разрешающей способности и обеспечения наилучшего соотношения сигнал /шум, которое при прочих равных условиях пропорционально отношению размеров (площадей) минимального ДВ  $D_{p.min}$  в потоке и апертуры ОВД  $D_{ce}$ , т.е. отношением  $D_{p.min}/D_{ce}$ . Реализация метода на базе ОВД позволяет диагностировать различные двухфазные потоки в высокотемпературные широком диапазоне скоростей, включая потоки с чувствительностью обнаружения и определения размеров ДВ на уровне 3-5мкм. Малое энергопотребление, габариты и вес ОВД позволяют размещать их на минироботах, сверхмалых беспилотных летательных и подводных аппаратах, наноспутниках.

1. Патент на изобретение 20072 Республика Беларусь. МПК G01N 27/06 (2006.01). «Способ определения истинного объемного паросодержания двухфазного потока в парогенерирующих каналах»/Иванов В.И., Иванов Н.И. 27.01.2016. УДК 621.375

В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКТИВНО-ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЕ ПОДСВЕЧИВАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

#### <u>v.kabashnikov@dragon.bas-net.by</u> <u>bkun@ifanbel.bas-net.by</u>

Активно-импульсные системы видения (АИСВ) до недавнего времени использовались, в основном, в условиях плохой видимости в рассеивающих средах (туман, дымка, снег и т.д.). Действие АИСВ основано на импульсном освещении объектов лазерным излучением и синхронизированным с ним включением с определенной задержкой на короткое время приемного блока. Такие системы позволяют видеть объекты в пределах сравнительно узкого слоя просматриваемого пространства (зоны видимости), который расположен на расстоянии, определяемом временем задержки, и имеет глубину, зависящую от длительности импульса и времени регистрации. В последнее время АИСВ начали использоваться также для определения расстояний до объектов и получения 3D-изображений. Для определения расстояний предложено ряд методов. Некоторые методы [1,2] разрешают зону видимости, но требует специальной формы импульсов или меняющейся во времени чувствительности приемника, что не всегда удобно. Другие методы [3] допускают импульсы произвольной формы, но имеют разрешение порядка ширины зоны видимости. Предлагаемый нами метод основан на нахождении времени задержки, при котором сигнала от объекта максимален. Он разрешает зону видимости, и в то же время не требует специальной формы импульсов.

Пусть АИСВ направляет подсвечивающие импульсы на мишень, находящуюся на расстоянии S. Отраженный импульс записывается в течение интервала времени  $\tau_g$  спустя время задержки  $\tau$ , отсчитываемое от момента выхода переднего фронта импульса. Регистрируемая энергия может быть представлена следующим образом

$$E(\tau, S) = \kappa(S)R(\tau - 2S/c), \tag{1}$$

где  $\kappa$ - множитель, зависящий от расстояния, учитывающий также ослабление в атмосфере, отражательные свойства мишени и характеристики приемника, c – скорость света. Зависимость сигнала от времени задержки определяет функция  $R(\tau - 2S/c)$ , где

$$R(a) = \int Q(t-a)f(t)dt,$$
(2)

f(t)- мощность подсвечивающего импульса в зависимости от времени t, Q(t)временной профиль чувствительности фотодетектора. Область интеграции в (2) включает все времена, где функция f(t) не равна нулю.

Из анализа (1) следует, что при длительности импульса большей или равной длительности экспозиции имеет место строгий максимум сигнала как функции времени задержки. При длительности импульса меньшей, чем длительность экспозиции, указанный строгий максимум превращается в плато постоянных значений сигнала, ограниченное двумя нестрогими максимумами. Если максимум функции R(a) имеет место при  $a = \theta$ , то максимум сигнала (1) имеет место при временах задержки

$$\tau_m = 2S/c + \theta, \tag{3}$$

где величина  $\theta$  зависит только от временных профилей импульса и чувствительности приемника и не зависит расстояния *S*. Величину  $\theta$  можно найти эмпирически, регистрируя максимум сигнала от объекта, находящегося на известном расстоянии. В двух случаях  $\theta=0$ : 1) для строгого максимума при длительности импульса равной длительности экспозиции, 2) для нестрого максимума, находящегося на дальней (то есть при больших временах задержки) границе плато. Ранее эти два случая рассматривались в [4]. Формула (3) может использоваться для определения расстояний по известному времени задержки  $\tau_m$ . Однако при смене режима работы АИСВ надо переопределять величину  $\theta$  заново. Поэтому, чтобы не иметь дело со слагаемым  $\theta$  в (3), можно работать с лазерными импульсами, имеющими длительность равную или меньшую длительности экспозиции, для которых  $\theta=0$ .

Для исследования метода были проведены расчеты зависимости сигнала от времени задержки с реальной формой импульса. Получена аналитическая оценка точности предлагаемого метода. Экспериментальная проверка предложенного метода проводилась с использованием АИСВ, разработанной в Институте физики [4]. Измерения проводились в диапазоне дальностей 15-120 м с длительностями лазерного импульса большей, равной и меньшей длительности экспозиции. Экспериментально найденная точность определения расстояния оказалась порядка 1-2 м, что сопоставимо с шагом пространственного сканирования (0,75м), обусловленным дискретным изменением времени задержки. Полученные результаты могут быть полезны при разработке систем 3D-видения.

[4] В.А. Горобец, В.В. Кабанов, В.П. Кабашников, Б.Ф. Кунцевич, Н.С. Метельская, Д.В. Шабров. Активно-импульсные системы видения и алгоритмы определения расстояний до объектов // Журн. прикладн. спектроскопии. – 2014. – Т. 81, № 2.– С. 283–291.

<sup>[1]</sup> Laurenzis, M., Christnacher, F., and Monnin, D. Long-range three-dimensional active imaging with superresolution depth mapping //Opt. Lett. – 2007– 32(21) – P. 3146-3148.
[2] Jin Chenfei, Sun Xiudong, Zhao Yuan, Zhang Yong and Liu Liping. Gain-modulated three-dimensional active imaging with depth-independent depth accuracy //Opt. Lett. – 2009 – 34(22) – P. 3550.

<sup>[3]</sup> P. Andersson. Long-range three-dimensional imaging using range-gated laser radar images // Opt. Eng. – 2006 – 45 – P. 034301.

УДК 535.36

# КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА МОНОСЛОЯМИ ЧАСТИЦ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

<sup>1</sup>Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, Гродно <sup>2</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, пр.Независимости, 68

Значительные перспективы в развитии элементной базы оптики, лазерной физики и радиофизики связывают с использованием дисперсных частично-упорядоченных структур, в которых масштаб упорядоченности определяет характерные проявления коллективных электродинамических взаимодействий. Такие структуры могут быть сформированы, например, при электрохимическом анодировании тонких пленок алюминия или в процессе формирования опалоподобных структур.

При моделировании оптических свойств таких планарных структур одним из наиболее эффективных подходов является использование статистической теории многократного рассеяния волн (СТМРВ) [1,2]. Для расчета факторов эффективности ослабления ( $Q_{ext}$ ), поглощения ( $Q_{abs}$ ), рассеяния ( $Q_{sca}$ ) и амплитудных функции рассеяния цилиндров конечной длины ( $S(\theta, \phi)$ ) можно применить формализм объемного интегрального уравнения [3,4].

В СТМРВ результирующее поле представляется в виде суммы полей всевозможных многократно рассеянных волн с учетом их фазы, причем каждая неоднородность находится не в поле падающей волны, а в некотором эффективном поле, учитывающим когерентное переоблучение частиц :

$$E_{a\phi\phi}(r_j) = E_0(r_j) + \sum_{\substack{i=1\\i\neq j}}^{N} E_i(r_i)$$
$$E_i(r_i) = S_i(\theta, \phi) E_{a\phi\phi}(r_i)$$

где  $S_i(\theta, \phi)$  – амплитудная функция рассеяния i-ого цилиндра в точку размещения j-ого цилиндра .

Тогда когерентное пропускание планарной системы, состоящей из частичноупорядоченных мультимеров, с поверхностной концентрацией *c*<sub>S</sub> можно записать в следующем виде:

$$T_{\text{\tiny KOP}} = \left| 1 - \frac{2\eta}{\rho^2} S_{eff}(0) \right|^2 \tag{1}$$

Здесь  $S_{eff}(0)$ - амплитудная функция рассеяния в направлении вперед для монослоя из частично-упорядоченных цилиндров;  $\eta$  -параметр перекрытия, пропорциональный их поверхностной концентрации;  $\rho = \pi d/\lambda$ , *d*- диаметр цилиндр. Вклад эффектов когерентного переоблучения частицами друг друга, зависящий от размеров наночастиц и их оптических постоянных, возрастает при увеличении их поверхностной концентрации. В области поверхностных концентраций  $\eta < 0.3$  переоблучением между частицами можно пренебречь и считать, что величина  $S_{eff}(0) \approx S(0)$ .

Тогда для вычисления направленных коэффициентов пропускания, отражения и интенсивности рассеянного монослоем света можно использовать интерференционное приближение [2,5]:

$$T = 1 - \eta Q + \frac{4\eta^2}{\rho^4} \Big[ \operatorname{Re}^2 S(0) + \operatorname{Im}^2 S(0) \Big], \quad R = \frac{4\eta^2}{\rho^4} \Big[ \operatorname{Re}^2 S(\pi) + \operatorname{Im}^2 S(\pi) \Big]$$
(2)  
$$I(\theta) = F_0 \Lambda Q \eta x(\theta) \Big[ 1 + 8\eta \int [g(r) - 1] J_0(2\rho r \sin \theta) dr \Big]$$
(3)

где  $F_0$  - мощность падающего излучения,  $\theta$ - угол между падающим и рассеянным

лучом,  $x(\theta)$  индикатриса рассеяния частицы, связанная с ее амплитудной функцией рассеяния соотношением:  $x(\theta) = |S(\theta)|^2 / \pi \rho^2 Q \Lambda$ . Для плотноупакованных сред радиальная функция распределения частиц может определяться либо в приближении твердых несжимаемых дисков, либо с использованием подходящих апроксимационных выражений.

На рисунке 1 приведен пример расчета в ИП с использованием формул (2) коэффициента пропускания монослоя, образованного ориентированными цилиндрами, расположенными перпендикулярно поверхности монослоя. Длина цилиндров 1500 нм, длина волны падающего излучения 300 нм.



Рисунок 1 – Зависимость коэффициента пропускания монослоя из цилиндрических частиц от параметра перекрытия (а)- диаметр цилиндров 100 нм, относительный показатель преломления 1.33; (б)- диаметр цилиндров 200 нм, относительный показатель преломления 1.73.

Как видно из рисунка 1, рассчитанная в ИП зависимость коэффициента пропускания монослоя от параметра перекрытия является немонотонной. Такой характер концентрационной зависимости отражает факт конкуренции двух процессов, имеющих место при возрастании числа частиц в монослое– уменьшения свободного пространства и увеличения интенсивности когерентно рассеянного в направлении вперед излучения. Минимальное пропускание достигается при значениях  $\eta_0$ , зависящих от характеристик рассеяния и поглощения отдельных частиц. Например, как видно из сравнения рисунков 1а и 16, уменьшение диаметра и показателя преломления цилиндра приводит к сужению области поверхностных концентраций, в пределах которой реализуется концентрационное убывание коэффициента пропускания.

Таким образом, на основе совместного использования интерференционного приближения СТМРВ и формализма объемного интегрального уравнения разработан метод расчета характеристик немонотонной концентрационной зависимости коэффициента пропускания монослоев цилиндрических частиц конечной длины.

Литература:

[1] Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 2, 317 с.

[2] Ponyavina A.N. Coherent effects and spectral selection of light in partially ordered mesoscopic media // SPIE Proceedings. -2001. - V.4242. - P. 1-12

[3] Draine B. T. The disctete-dipole aaproximation and its application to interstellar graphite grains // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 33. – P. 848-872.

[4] Дынич Р.А. Моделирование характеристик рассеяния электромагнитного излучения упорядоченным ансамблем диэлектрических цилиндров конечной длины/ Дынич Р.А., Ковтун-Кужель В.А., Понявина А.Н. // Журн. прикл. спектр. 2011. V. 78, N 6. P.817-822.
[5] Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск (1988).

УДК 535-7

## И. И. Рушнова, Е. А. Мельникова, А. Л. Толстик

#### ЭЛЕКТРИЧЕСКИ КОНТРОЛИРУЕМОЕ НАПРАВЛЕНИЕ СВЕТА В ЖК ЭЛЕМЕНТАХ

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

Перспективность выбора жидких кристаллов (ЖК) в качестве функциональной среды для создания фотонных элементов обусловлена, главным образом, высокой величиной двулучепреломления (~0,1-0,4) и возможностью управления ею посредством низких внешних напряжений (1-10 вольт) [1]. Малые габариты, незначительное потребление мощности, хорошая надежность, отличные параметры в большом диапазоне длин волн, простая конструкция и невысокая стоимость, обуславливают привлекательность ЖК устройств для массового производства [2].

Настоящее исследование посвящено разработке ЖК элементов, выполняющих функции пространственного смещения и углового управления направлением движения световой волны. Принцип действия устройств основан на эффекте полного внутреннего отражения (ПВО) линейно поляризованного излучения от электрически контролируемой границы раздела двух областей НЖК с различной величиной показателей преломления.

Структурная схема ЖК элементов представляет собой стандартную ячейку типа сэндвич. В работе использовался нематический ЖК с показателем преломления для необыкновенной волны  $n_e = 1,69$  и обыкновенной –  $n_0 = 1,53$ . Отличительной особенностью первого ЖК образца является наличие прямоугольного фрагментарного электропроводящего покрытия с коэффициентом заполнения поверхности подложки 1/2, что дает возможность создания двух областей с разным направлением директора **n** ЖК молекул при внешнем электрическом воздействии [3]. Для формирования границы двух ориентаций директора на ячейку достаточно подать напряжение, превышающее пороговое значение *U*>*U*<sub>nop</sub>. Увеличение амплитуды напряжения приводит к вертикальной ориентации директора в области ЖК элемента с электродом. Дальнейшее увеличение приводит к выходу силовых линий напряженности электромагнитного поля за границу электрода, что обеспечивает переориентацию молекул ЖК в приграничной области, несмотря на отсутствие электропроводящего слоя на подложке ячейки. Смещение рефрактивной границы под действием напряжения сопровождается линейным сдвигом траектории отраженного излучения. Характерной чертой второго ЖК образца является фрагментарное электропроводящее покрытие в форме дуги с радиусом кривизны R = 3 см. Изготовление ЖК элемента с дугообразной рефрактивной границей позволяет осуществить не только смещение отраженной волны с ростом напряжения, но и ее отклонение на заданный угол. При включении внешнего электрического поля в области падения луча, со стороны фрагментарного электрода, для вертикально поляризованного света возбуждается необыкновенная волна с показателем преломления  $n_e$ , так как направления вектора поляризации **E** и директора **n**  совпадают. В смежной области, где электрод отсутствует и переориентации молекул не происходит, возбуждается обыкновенная волна с показателем преломления  $n_o$ . Световая волна, распространяясь из области с большим показателем преломления в область с меньшим, при падении на границу под углом, выше критического, испытывает ПВО.

Сфокусированное при помощи 10Х микрообъектива (диаметр перетяжки пучка поляризованное излучение гелий-неонового лазера с *d*=16 мкм) вертикально Р=300 мкВт вводилось в торец электрически мощностью светового потока контролируемых ЖК элементов с толщиной слоя ЖК 20 мкм под углом падения *а*=83°  $(\alpha > \alpha_{\kappa p})$ . На рисунке 1 *а* представлены экспериментальные результаты распространения лазерного излучения в ЖК ячейке с фрагментарным электродом в форме прямоугольника в зависимости от амплитуды напряжения. Из фотографии (рис. 1 а) видно, что с ростом напряжения происходит линейное смещение рефрактивной границы в слое НЖК, которое обеспечивает контролируемый сдвиг траектории, отраженной в условиях ПBO. световой волны. причем коэффициент пропорциональности сдвига от амплитуды напряжения составляет порядка 6 мкм/В.



Рис. 1. – Распространение света в ЖК ячейках: а – с прямоугольным фрагментарным электропроводящим слоем; б – с дугообразным фрагментарным электропроводящим слоем

На рисунке 1 б приведены результаты распространения света в ЖК элементе с дугообразной границей. Увеличивая амплитуду напряжения, граница двух ориентаций директора будет смещаться, повторяя при этом форму дуги. При изменении напряжения, угол между касательной к границе и направлением светового луча также будет изменяться. Из фотографии (рис. 1 б) видно, смещение рефрактивной границы с радиусом кривизны 3 см под действием электрического поля позволяет реализовать управляемое угловое отклонение отраженной световой волны порядка 0,075°/В.

Таким образом, в данной работе были исследованы ЖК ячейки с управляемой рефрактивной границей. Изготовленные ЖК элементы позволяют осуществлять пространственно-угловое микросканирование световым пучком при помощи внешних электрических полей.

[1] Blinov L. M. Structure and properties of liquid crystals. // Springer. – 2011. – Р. 438. [2] Томилин М. Г. Фотоника жидких кристаллов. / М. Г. Томилин, Г.Е. Невская // СПб.: Изд-во Политехн. ун-та. – 2011. – С. 741.

[3] Мельникова Е.А. Полное внутреннее отражение на границе раздела двух ориентаций директора жидкого кристалла / Е.А. Мельникова, И.И. Рушнова // Вестник БГУ – 2016. – Серия 1. – №2. – С. 3 – 7;

УДК 621.396.67 И.В. Семченко<sup>1</sup>, С.А. Хахомов<sup>1</sup>, А.Л. Самофалов<sup>1</sup>, М.А. Подалов<sup>1</sup>, А.М. Гончаренко<sup>2</sup>, Г.В. Синицын<sup>2</sup>, Н.С. Ковальчук<sup>3</sup>, А.Н. Петлицкий<sup>3</sup>, В.А. Солодуха<sup>3</sup>

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОМЕГА-СТРУКТУРИРОВАННОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ

<sup>1</sup>Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины, ул. Советская 104, 246019 Гомель, Беларусь <u>isemchenko@gsu.by</u> <sup>2</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь <u>g.sinitsyn@ifanbel.bas-net.by</u> <sup>3</sup>OAO "ИНТЕГРАЛ" ул. Казинца И.П., 121А, 220108 Минск, Беларусь vsolodukha@integral.by

Ранее проведенные теоретические и экспериментальные исследования двумерной решетки, образованной омега-элементами, позволили определить оптимальные параметры двумерного массива таких элементов в СВЧ диапазоне. Были найдены как параметры отдельного омега-элемента, так и расстояние между ними в решётке в условиях полуволнового резонанса [1].

Условие оптимальности омега-элемента заключается в том, что в элементе создаются одинаково значимые электрический дипольный момент и магнитный момент, которые дают равные по абсолютной величине вклады в интенсивность волны, отражённой решёткой. Электрические поля, создаваемые электрическим дипольным моментом и магнитным моментом омега-элемента, направлены взаимно ортогонально, имеют одинаковую амплитуду и колеблются со сдвигом фаз, равным  $\pi/2$ . В результате электромагнитная волна, отражённая метаповерхностью, приобретает циркулярную поляризацию. Исходя из этого условия, нами получены оптимальные параметры омега-элемента. Аналитический расчет, выполненный в рамках модели квазистационарного тока, показал следующую зависимость оптимального радиуса омега-элемента от длины волны электромагнитного излучения:

$$r = \lambda \frac{\sqrt{2} - 1}{2\pi}.$$

Проведено параметрическое моделирование одиночного омега-элемента и планарного массива омега-элементов в ТГц диапазоне для определения ИХ преобразование падающей эффективных параметров, позволяющих линейноволны поляризованной отражённую циркулярно-поляризованную В волну. Исследовались поляризационные свойства одиночного омега-элемента в зависимости от радиуса витка омега-элемента, длины его плеч и величины зазора между плечами, на резонансной частоте 1 ТГц. Условие резонанса достигается, когда длина омегаэлемента в выпрямленном состоянии приблизительно равна половине длины волны электромагнитного поля. Моделирование массива омега-элементов, образующего планарную метаповерхность, проводилось с целью выявления оптимального расстояния между омега-элементами. По результатам моделирования массива омегаэлементов выбраны два близких по поляризационной эффективности расстояния между элементами: 50 и 60 мкм. При данных расстояниях между элементами в планарной метаповерхности наблюдается значение коэффициента эллиптичности отражённой волны, близкое к 1. Исследования проведены для угла падения волны, равного 45 градусам, при различной ориентации вектора  $\vec{E}$  падающей волны: вектор  $\vec{E}$ ориентирован в плоскости падения, проходящей через плечи омега-элементов; вектор

 $\vec{E}$  колеблется перпендикулярно плоскости падения и плечам омега-элементов. Во втором случае омегаэлементы активируются магнитным полем падающей волны, которое пронизывает их витки. Поляризационное преобразование электромагнитной волны наиболее эффективно в первом случае [2, 3].

Проведено моделирование резонансных электромагнитных свойств метаповерхности на основе омега-элементов из различных металлов (алюминий, молибден, серебро, титан) на подложке из кремния различной толщины в ТГц диапазоне (рисунок 1). Анализ результатов моделирования позволяет сделать вывод о возможности использования кремния в качестве метаповерхности, образованной подложки металлизированными омега-элементами, для создания преобразователя поляризации в ТГц диапазоне. При коэффициент наличии подложки эллиптичности отраженной волны также существенно зависит от ориентации вектора Е падающей волны. Изготовлен образец планарной метаповерхности на подложке из кремния с металлизацией омега-элементов алюминием (рисунок 2) проведения дальнейших для экспериментальных исследований.



Рисунок 1 – Модель метаповерхности



Рисунок 2 – Омега – элемент на кремниевой подложке

- [1] Ground-plane-less bidirectional terahertz absorber based on omega resonators / A. Balmakou, M. Podalov, S. Khakhomov, D. Stavenga, I. Semchenko// Optics Letters.– 2015. – Vol. 40, № 9. – P. 2084-2087.
- [2] Omega-structured substrate-supported metamaterial for the transformation of wave polarization in THz frequency range / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Samofalov, M. Podalov, V. Solodukha, A. Pyatlitski, N. Kovalchuk// Recent Advances in Technology Research and Education. Proceedings of the 16th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2017 / Ed. by Dumitru Luca, Lucel Sirghi and Claudiu Costin, Advances in Intelligent Systems and Computing, Springer. – 2017. – Vol. 660. – P. 72-80.
- [3] The effective optimal parameters of metamaterial on the base of omega-elements / I.V. Semchenko, S.A. Khakhomov, A.L. Samofalov, M.A. Podalov, Q. Songsong// Recent Global Research and Education: Technological Challenges / Ed. by Ryszard Jablonski and Roman Szewczyk, Advances in Intelligent Systems and Computing, Springer. – 2017. – Vol. 519. – P. 3-9.

УДК 621.396.67

И. В. Семченко<sup>1</sup>, С. А. Хахомов<sup>1</sup>, А. М. Гончаренко<sup>2</sup>, Г. В. Синицын<sup>2</sup>, А. Л. Самофалов<sup>1</sup>, М. А. Подалов<sup>1</sup>

# ПРОЕКТИРОВАНИЕ, ФОРМИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБКИХ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ ВЫСОКОПОГЛОЩАЮЩИХ НЕОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ СВЧ И ТГЦ ДИАПАЗОНА

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины, ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь

<u>isemchenko@gsu.by</u> <sup>2</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>g.sinitsyn@ifanbel.bas-net.by</u>

Целью работы является создание на основе трехмерных бианизотропных элементов новых поглощающих материалов и покрытий, не имеющих отражающего основания и «невидимых» с облучаемой стороны, для приборов ТГц и СВЧ-техники и исследование закономерностей взаимодействия электромагнитного излучения с такими материалами.

В рамках выполнения работы проведен аналитический расчет коэффициентов пропускания и отражения электромагнитной волны от структуры метаматериалподложка, содержащей поглощающий слабо отражающий двумерный массив искусственных бианизотропных элементов. Предложен вариант использования проводящих элементов в виде греческой буквы «омега» прямоугольной формы, либо с формой, близкой к букве "П", в рамках дипольного приближения теории излучения рассчитаны параметры таких элементов.

На основании модели резонансных колебаний электронов проводимости в «омегаэлементе» проведен расчет компонент эффективных тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей для массива искусственных бианизотропных элементов сложной формы с оптимальными параметрами.

Проведено моделирование свойств поглощающего слабо отражающего двумерного периодического массива элементов сложной формы и оптимизация расположения элементов в ячейке и ячеек в массиве для получения конкретных параметров в ТГц и СВЧ диапазонах. В качестве элементов ячейки использованы

металлические омега-элементы прямоугольной формы с ранее рассчитанными параметрами (рисунок 1).

Для поиска оптимальных параметров расположения омега-элементов в ячейке и ячеек в структурном массиве проведено моделирование (методом конечных элементов) свойств поглощающего слабо отражающего двумерного массива при различных расстояниях между омегаэлементами в ячейке и между ячейками в структурном



Рисунок 1

массиве. Дополнительно исследованы поглощающие свойства массивов для различных материалов проводников, при различной толщине проводящего слоя, различном радиусе сечения проволоки и различных направлениях плеч омега-элементов (плечи омега-элементов направлены внутрь или наружу). Найдены численные значения параметров массива, при которых коэффициент поглощения принимает максимальное значение в ТГц диапазоне и в СВЧ диапазоне.

Результаты моделирования показали, что для создания поглощающей структуры лучшими материалами (из исследованных) являются нихром и титан. Значение коэффициента поглощения массива незначительно зависит от направления плеч омегаэлементов, но лучший результат наблюдался при ориентации плеч наружу.

Для проведения экспериментальных исследований в СВЧ диапазоне изготовлены образцы двумерной решетки, состоящие из омега-элементов прямоугольной формы с рассчитанными оптимальными параметрами. Изготовлены шаблоны и разработана технология тиражирования омега-элементов прямоугольной формы, изготовленных из нихромовой проволоки с сечением радиуса 0,2 мм и 0,5 мм. Проведены экспериментальные исследования с изготовленными образцами. Анализ и сравнение результатов экспериментального исследования взаимодействия электромагнитных СВЧ волн с образцами двумерных решёток и результатов моделирования показал высокую степень соответствия полученных результатов: вблизи резонансной частоты все исследованные образцы демонстрируют коэффициент отражения, близкий к нулю. Причина такого свойства образцов – сбалансированность диэлектрического момента и магнитного момента каждого прямоугольного элемента и оптимальность его параметров.

Проведено моделирование свойств двумерного периодического массива прямоугольных омега-элементов с найденными ранее оптимальными параметрами при полном погружении его в полимерный материал. Рассмотрены полимерные материалы, прозрачные в ТГц и СВЧ диапазонах, в частности, полиметилпентен, полиэтилен и политетрафлюроэтилен (фторопласт), пенополистирол (пенопласт). Показано, что значение коэффициента поглощения и частота, на которой наблюдается максимальное поглощение, практически не изменяются по сравнения с результатами моделирования этих структур в вакууме. Следовательно, все перечисленные материалы можно использовать при изготовлении опытного образца поглощающего метаматериала в ТГц диапазоне. Выбор наполняющего материала для практического применения такого метаматериала будет обусловлен условиями его эксплуатации. Полученные результаты подтверждают возможное использование двумерных метаматериалов, состоящих из омега-элементов прямоугольной формы с рассчитанными оптимальными параметрами, в качестве поглощающих слабо отражающих метаматериалов в ТГц и СВЧ диапазонах[1].

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, договор с БРФФИ №Ф15СО-047 от 20.07.2015.

[1] Investigation of electromagnetic properties of a high absorptive, weakly reflective metamaterial–substrate system with compensated chirality / I. V. Semchenko [et al.]// Journal of Applied Physics.–2017.– V.121, №1.– p. 015108.

УДК 535.3+535.5

С. Н. Курилкина<sup>1</sup>, Н. С. Петров<sup>2</sup>, А. Б. Зимин<sup>3</sup>, В. Н. Белый<sup>1</sup>

## ОСОБЫЕ НЕОДНОРОДНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

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

*s.kurilkina*(*a*)*ifanbel.bas-net.by* 

<sup>2</sup> Институт повышения квалификации по новым направлениям развития техники, технологий и экономики Белорусского национального технического университета, ул. Искалиева, 77, 220107 Минск, Беларусь

<u>rectorat@ipk.by</u>

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. Петруся Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь ab.zimin@mail.ru

В течение последнего десятилетия появилось большое число публикаций, посвященных исследованию гиперболических метаматериалов (ГММ), описываемых диагональным тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ =diag{ $\varepsilon_t$ ,  $\varepsilon_t$ ,  $\varepsilon_l$ }, главные значения которого  $\varepsilon_t$ ,  $\varepsilon_t$ , различаются знаком [1]. Ряд важных практических применений ГММ обусловлен особенностями электромагнитных волн, формируемых вблизи их поверхности. Можно выделить как локализованные поля (например, поверхностные плазмон-поляритоны [2]), так и нелокализованные, например, неоднородные волны, плоскости равной амплитуды и равной фазы которых не параллельны. В настоящем сообщении анализируется возможность появления вблизи границы гиперболического метаматериала неоднородных волн особого типа, векторная амплитуда которых, наряду с экспоненциальной зависимостью от координат, содержит также линейную зависимость.

Рассмотрим случай полного отражения света на границе «изотропный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  – ГММ», при котором внутри метаматериала отсутствует двупреломление, что реализуется в случае ортогональности оптической оси ГММ его оптической оси с и при выполнении условия:

 $\xi^2 \cos^2 \rho = \varepsilon_t$ , (1) где  $\xi = \sqrt{\varepsilon_1} \sin \alpha$ ,  $\alpha$  - угол падения света,  $\rho$  - угол между плоскостью падения и главной плоскостью гиперболического метаматериала. В этом случае решение волнового уравнения для гармонически зависящих от времени векторов электрической **Е** и магнитной **H** напряженности имеет вид:

$$\mathbf{E} = \{C_1[\mathbf{mc}] + C_2(\mathbf{d} + \delta\varsigma'[\mathbf{mc}])\}\exp(i\varsigma).$$
(2a)

$$\mathbf{H} = \frac{1}{I} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \left\{ C_1[\mathbf{m}[\mathbf{mc}]] + C_2(\mathbf{d}_1 + \delta\varsigma'[\mathbf{m}[\mathbf{mc}]]) \right\} \exp(i\varsigma) .$$
(26)

Здесь  $\mathbf{d} = \delta \mathbf{q}^{ik} - 2\xi[\mathbf{ms}]$ ,  $\mathbf{d}_1 = [\mathbf{md}] - i\delta[\mathbf{q}[\mathbf{mc}]]$ ,  $\mathbf{m}$  - вектор рефракции, введенный Ф.И. Федоровым [3],  $\delta = \varepsilon_l - \varepsilon_t$ ,  $\mathbf{c}$  - единичный вектор вдоль оптической оси ГММ,  $\mathbf{q}$  – единичный вектор нормали к поверхности ГММ,  $\zeta = k_0 \mathbf{mr}$ ,  $\zeta' = k_0 \mathbf{qr}$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $C_1, C_2$  скалярные амплитуды волн, определяемые из граничных условий. Неоднородная волна, описываемая выражениями (2), (2a), представляет собой суперпозицию двух плоских волн, распространяющихся с одинаковой скоростью  $V \sim c/\zeta$ , но обладающих различными поляризациями. Так как вектор при  $C_1$  является круговым (  $[\mathbf{mc}]^2 = 0$ ), соответствующая часть поля **E** представляет собой волну круговой поляризации. Вторая же часть с множителем  $C_2$  является волной с переменной поляризацией, так как ее векторная амплитуда изменяется с глубиной проникновения  $\varsigma'/k_0$  в отражающий гиперболический метаматериал. Особые неоднородные волны в гиперболическом метаматериале возникают для целого интервала ориентаций плоскостей падения  $\rho$  и углов падения  $\alpha$ , удовлетворяющих условию:

$$\sin^2 \alpha \cos^2 \rho = \varepsilon_t / \varepsilon_1. \tag{3}$$

Как можно получить с использованием (2а), (2б), вектор Умова-Пойнтинга **S** особой неоднородной волны в гиперболическом метаматериале I типа, для которого  $\varepsilon_l < 0, \varepsilon_l > 0$ , содержит две компоненты, одна из которых **S**<sub>1</sub> параллельна линии пересечения плоскости падения и поверхности ГММ, другая же **S**<sub>2</sub> - ортогональна ей. На рис.1 представлены зависимости **S**<sub>1,2</sub>( $\varsigma'/k_0$ ) для особой неоднородной волны, формируемой на границе стекла ВК7 ( $\varepsilon_1 = 2.36$ ) и гиперболического метаматериала, сформированного на основе слоисто-периодической наноструктуры «титанат оксид индия (ITO)/серебро (Ag)».



Рис.1. Зависимость  $S_1$ , нормированного на свое максимальное значения (a) и  $S_2$ , нормированного на  $|S_1|$  (б), от глубины проникновения  $\varsigma'/k_0$  особой неоднородной волны в ГММ.  $\alpha$ =56.0°,  $\rho$ =19.7°(сплошная линия);  $\alpha$ =63.8°,  $\rho$ =29.5° (штриховая линия).

Полученные результаты имеют перспективы применения при создании высокочувствительных сенсоров, основанных на использовании световых особых неоднородных волн, а также могут быть использованы при разработке новых методов зондирования приповерхностных дефектов различных материалов.

1. Shekhar P. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications/ P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob // Nano Convergence. - 2014. - V. 1. - P. 1-17.

2. Maier S. A. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures/S.A. Maier, H. A. Atwater// J. Appl. Phys.- 2005. – V.98. – P. 011101.

3. Федоров Ф.И. Теория гиротропии/ Ф.И. Федоров. - Наука и техника, 1976. - 456 с.

УДК 535.3+535.5

В. Н. Белый, С. Н. Курилкина, Н. С. Казак

## ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО МЕТАМАТЕРИАЛА С ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ

#### Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

В последнее десятилетие пристальное внимание исследователей привлекают гиперболические метаматериалы (ГММ). При этом, как правило, полагается, что их оптическая ось ортогональна входной поверхности. Недавно показано, что при отклонении оптической оси от данного направления свойства ГММ существенно изменяются, что проявляется, в частности, в невзаимном характере распространения оптических волн в данной среде [1]. В настоящем сообщении исследуется влияние ориентации оптической оси гиперболического метаматериала на особенности поверхностных плазмон-поляритонов (ППП).

Рассмотрим метаматериал, сформированный на основе слоисто-периодической металлодиэлектрической структуры, который граничит с изотропным диэлектриком (его диэлектрическая проницаемость равна ε<sub>1</sub>). Пусть оптическая ось ГММ повернута относительно нормали к его поверхности на угол θ.

В системе координат XYZ тензор диэлектрической проницаемости метаматериала представим в виде:

$$\varepsilon' = U\varepsilon\widetilde{U} = \varepsilon_{xx}\mathbf{e}_x \otimes \mathbf{e}_x + \varepsilon_{\perp}\mathbf{e}_y \otimes \mathbf{e}_y + \varepsilon_{zz}\mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z + \varepsilon_{xz}(\mathbf{e}_x \otimes \mathbf{e}_z + \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_x).$$
(1)  
$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\perp}\cos^2\theta + \varepsilon_{\parallel}\sin^2\theta, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}\sin^2\theta + \varepsilon_{\parallel}\cos^2\theta, \quad \varepsilon_{xz} = (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})\sin\theta\cos\theta, \quad (2)$$

где  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$  - единичные векторы используемой координатной системы,  $\varepsilon_{\parallel}$  и  $\varepsilon_{\perp}$ соответственно продольная (вдоль оси Z') и поперечная (в плоскости, ортогональной Z') проницаемости ГММ, символ  $\otimes$  означает диадное произведение. Из уравнений Максвелла следует выражение для векторов электрической E и магнитной H напряженности в диэлектрике (d) и метаматериале (m):

$$\mathbf{E}^{d} = -(A_{0}/(k_{0}\varepsilon_{1}))(i\kappa_{d}\mathbf{e}_{x} + q\mathbf{e}_{z})e^{iqx+\kappa_{d}z}, \ \mathbf{H}^{d} = A_{0}\mathbf{e}_{y}e^{iqx+\kappa_{d}z}.$$
(3)

$$\mathbf{E}^{m} = (A_{0} / (sk_{0}))[(i\kappa_{m}\varepsilon_{zz} + q\varepsilon_{xz})\mathbf{e}_{x} - (q\varepsilon_{xx} + i\kappa_{m}\varepsilon_{xz})\mathbf{e}_{z}]e^{iqx-\kappa_{m}z}, \quad \mathbf{H}^{m} = A_{0}\mathbf{e}_{y}e^{iqx-\kappa_{m}z}.$$
(4)

Здесь  $s = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2$ ,  $A_0$  – амплитуда, и множитель  $\exp -i\omega t$  опущен. При этом  $\kappa_m^2 = aq^2 - bk_0^2 + 2iqd\kappa_m$ ,  $a = \varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$ ,  $b = s / \varepsilon_{zz}$ ,  $d = \varepsilon_{xz} / \varepsilon_{zz}$ . (5)

Таким образом, константа распространения плазмон-поляритона имеет отличную от нуля компоненту, ортогональную поверхности ГММ, и, следовательно, фазовая скорость направлена под углом γ к границе метаматериала:

$$\tan \gamma = -d = -\frac{(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})\sin\theta\cos\theta}{\varepsilon_{\perp}\sin^{2}\theta + \varepsilon_{\parallel}\cos^{2}\theta}.$$
(6)

Как следует из (6), возможны два различных случая ориентации фазовой скорости плазмон-поляритона (рис.1). При этом для этих случаев плоскости равной амплитуды и равной фазы ППП не коллинеарны.



Рис. 1: Ориентация фазовой скорости ППП на границе гиперболического метаматериала для случая положительного (а) и отрицательного (б) значения параметра *d*.

Как следует из (6), функция  $d(\theta)$  имеет экстремум при выполнении условия:

 $(1 + \cos 2\theta)^2 + 2\cos 2\theta(|\epsilon_{\parallel}|/(|\epsilon_{\parallel}| + |\epsilon_{\perp}|) - 1 - \cos^2 \theta) = 0.$  (7) Расчет показывает (рис.3), что данный экстремум может быть реализован для ГММ на основе Ti<sub>3</sub>O<sub>5</sub>/Ag наноструктуры.



Рис. 3: Угловая зависимость параметра d для ГММ типа I на основе наноструктуры  $Ti_3O_5/Ag$ .  $\lambda$ =340 нм.

Таким образом, отклонение ориентации оптической оси ГММ от нормали к его поверхности обусловливает возникновение особого типа плазмон-поляритонов, для которых поверхности равной амплитуды и равной фазы не коллинеарны.

При этом, в зависимости от оптических свойств граничащих гиперболического метаматериала и диэлектрика, вектор фазовой скорости может быть ориентирован как внутрь ГММ, так и внутрь диэлектрика. Продольное волновое число данного ППП определяется выражением:

$$q = k_0 [\varepsilon_1 \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_1) / (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_1^2)]^{1/2}.$$
(8)

Полученные результаты представляют интерес для разработки методов контроля ориентации слоев в металлодиэлектрической наноструктуре при ее напылении.

1. Boardman1, A. D. Optic axis-driven new horizons for hyperbolic metamaterials/ A. D. Boardman1, P. Egan, M. McCall// EPJ Appl. Metamat.-2015. – V. 2: - P.11.

УДК 547.867.6

В. Е. Луценко<sup>1</sup>, Д. В. Григорьева<sup>1</sup>, И. В. Горудко<sup>1</sup>, С. Н. Черенкевич<sup>1</sup>, О. М. Панасенко<sup>3</sup>, А. В. Соколов<sup>2,3,4</sup>

## ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛЛОЦИАНИНА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ХЛОРНОВАТИСТОЙ КИСЛОТОЙ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

nika.lutsenko@tut.by

<sup>2</sup> ФГБНУ «Институт экспериментальной медицины», ул. Академика Павлова, 12, 197376 Санкт-Петербург, Россия biochemsokolov@gmail.com

<sup>3</sup> ФГБУ ФНКЦ физико-химической медицины ФМБА России, ул. Малая Пироговская, 1а, 119435 Москва, Россия

<u>o-panas@mail.ru</u>

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, 199034 Санкт-Петербург, Россия

Одним из наиболее важных предшественников свободных радикалов в организме является хлорноватистая кислота (HOCl), образующаяся в реакциях, катализируемых ферментом азурофильных гранул нейтрофилов – миелопероксидазой (МПО). МПО, используя в качестве субстрата H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, продуцируемый лейкоцитами при респираторном взрыве, катализирует окисление галогенов (в частности, Cl<sup>-</sup>) до гипогалоидных кислот (до HOCl, соответственно). HOCl, являясь сильным окислителем, составляет основу кислород-зависимой антимикробной системы нейтрофилов. HOCl реагирует с биологически важными молекулами организма, вызывает цитотоксический эффект и участвует в развитии целого ряда заболеваний, ассоциированных с воспалительной реакцией организма (сердечно-сосудистые, нейродегенеративные, онкологические и др.) [1]. В связи с этим актуальной является разработка способов регистрации и контроля продукции гипогалоидных кислот нейтрофилами. Для быстрой, простой и высокочувствительной диагностики предпочтительным является использование флуоресцентного метода, основанного на регистрации изменения интенсивности флуоресценции красителей при их реакции с HOCl [2]. В данной работе в качестве такого красителя использован галлоцианин (ГЦ). Преимуществом использования ГЦ в сравнении с другими красителями является его хорошая растворимость в фосфатносолевом буфере (рН 7,4).

Методы. Исследование спектров поглощения проводили с помощью двухлучевого спектрофотометра Solar PB-2201В (Минск, Беларусь). Спектры возбуждения и испускания флуоресценции регистрировали с применением спектрофлуориметра Solar CM-2203 (Минск, Беларусь).

*Результаты.* Показано, что спектр поглощения ГЦ в фосфатно-солевом буфере (pH 7,4) имеет максимум при 623 нм (рисунок 1 а). При добавлении HOCl в мольном соотношении HOCl:ГЦ 1:8 – 2:1 оптическая плотность при 623 нм уменьшалась, при этом появлялась дополнительная полоса поглощения при 475 нм, по

мере увеличения концентрации HOCl вплоть до 40 мкМ, поглощение при 475 нм увеличивалось. Данная полоса обусловлена поглощением образующего в результате добавления HOCl продукта окисления ГЦ. При дальнейшем увеличении концентрации HOCl (мольное соотношение HOCl:ГЦ 3:1 – 4:1) регистрировался лишь один отчетливый максимум в спектре поглощения при длине волны 405 нм, который обусловлен образованием дополнительных продуктов при окислении ГЦ (рисунок 1 а).



Рисунок 1 – Влияние НОСІ на спектральные и флуоресцентные характеристики ГЦ: а – Спектры поглощения ГЦ (20 мкМ) и продуктов его реакции с НОСІ (0-80 мкМ); б – Типичные спектры возбуждения (сплошные линии, λ<sub>em</sub> = 490-510 нм) и эмиссии (пунктирные линии, λ<sub>ex</sub> = 268-300 и 345-362 нм) ГЦ (5 мкМ, серые линии) и продукта его реакции с НОСІ (10 мкМ, черные линии). Фосфатно-солевой буфер (pH 7,4).

Установлено, что ГЦ не окисляется в присутствии милимолярных концентраций H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, что является одним из необходимых условий при использовании ГЦ для регистрации продукции HOCl в суспензии активированных нейтрофилов, при респираторном взрыве которых может образовываться от 10 до 1000 мкМ H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> [3].

Показано, что спектры возбуждения флуоресценции ГЦ, окисленного HOCl, имеют 3 характерных максимума при длинах волн 269 нм, 292 нм и 360 нм. В эмиссионном спектре наблюдались два максимума при 477 нм и 498 нм, подобные максимумы отсутствовали в спектрах ГЦ до реакции с HOCl (рисунок 1 б).

Дальнейшие исследования будут направлены на изучение параметров флуоресценции ГЦ в суспензии активированных нейтрофилов, цитотоксичности данного красителя по отношению к клеткам, а также распределения ГЦ внутри клетки для изучения локальной внутриклеточной продукции активных форм галогенов при активации нейтрофилов, например, в случае фагоцитоза.

- [1] Панасенко О. М., Горудко И. В., Соколов А. В. Хлорноватистая кислота как предшественник свободных радикалов в живых системах // Успехи биологической химии. 2013. Т. 53. С. 195-244.
- [2] Huang J., Milton A., Arnold R. D., Huang H., Smith F., Panizzi J. R., Panizzi P. Methods for measuring myeloperoxidase activity toward assessing inhibitor efficacy in living systems // J. Leukoc. Biol. – 2016. – V. 99. – №. 4. – P. 541-548.
- [3] Schröder E., Eaton P. Hydrogen peroxide as an endogenous mediator and exogenous tool in cardiovascular research: issues and considerations // Current opinion in pharmacology. - 2008. - V. 8. - №. 2. - P. 153-159.

УДК 535.3; 666.22

Г. Е. Малашкевич<sup>1</sup>, В. В. Ковгар<sup>1</sup>, А. А. Суходола<sup>1</sup>, А. М. Воликова<sup>2</sup>, В. Н. Сигаев<sup>3</sup>, Н. В. Голубев<sup>3</sup>, М. З. Зиятдинова<sup>3</sup>

### ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В СТЕКЛЕ СИСТЕМЫ (Y1-x,Lnx)2O3-Al2O3-B2O3 СТОКСОВЫМИ СПУТНИКАМИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by</u> <sup>2</sup> Институт лазерной физики СО РАН, пр. Лаврентьева, 13/3, 630090 Новосибирск, Россия <sup>3</sup>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Миусская пл., 9, 125047 Москва, Россия

В ряде случаев возникает необходимость обеспечения равномерного по объёму вещества возбуждения активатора. Использование для этого двухфотонного возбуждения не всегда приемлемо. Недавно нами было обнаружено, что ионы  $Yb^{3+}$  в стекле системы  $(Y_{1-x}, Yb_x)_2O_3 - Al_2O_3 - B_2O_3$  с составом вблизи стехиометрии хантита при лазерном возбуждении демонстрируют относительно эффективную люминесценцию при возбуждении в видимой области спектра далеко за пределами полосы поглощения (рис. 1). При этом стоксовы спутники комбинационного рассеяния (КР) имеют низкую интенсивность, сравнимую с интенсивностью антистоксовых спутников, а вблизи полосы поглощения ионов  $Yb^{3+}$  вообще отсутствуют. Это дало повод рассматривать полученную люминесценцию как результат безызлучательного переноса возбуждений от стоксовых спутников на редкоземельный активатор или, другими словами, как размен падающего кванта света на кванты, соответствующие возбуждению активатора и оптического фонона.



Рис. 1. Спектры поглощения (1), люминесценции и комбинационного рассеяния (2–4) стекла состава 2Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–8Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Анализ спектров КР, записанных через светофильтр ОС14, и инфракрасного пропускания нелегированного хантитоподобного стекла (рис. 2) свидетельствует о наличии достаточно интенсивных стоксовых спутников, которые можно связать с колебаниями структурных группировок матрицы (спутники с  $\Delta v \approx 1650$  и 2620 см<sup>-1</sup>) и примесных ОН<sup>-</sup>-групп (спутники с  $\Delta v \geq 3600$  см<sup>-1</sup>). По-видимому, в последнем случае за малоинтенсивные спутники с  $\Delta v \approx 3600$  см<sup>-1</sup> будут ответственны слабо связанные с матрицей ОН<sup>-</sup>-группы, а за интенсивные спутники с  $\Delta v \approx 4250$  см<sup>-1</sup> – сильно связанные [1]. Относительно эффективное возбуждение через эти спутники было реализовано на примере гидроксилированного хантитоподобного стекла, активированного ионами Tb<sup>3+</sup> ( $\lambda_{exc} = 395$  нм,  $\Delta v \approx 4400$  см<sup>-1</sup>).

Интересно отметить, что попытка получить люминесценцию ионов Yb<sup>3+</sup> возбуждая их стоксовыми спутниками КР через парные центры в хантитоподобном стекле окончилась безуспешно в отличие фосфатного стекла, где она была реализована. Такой результат можно объяснить рекордно большим для оксидных матриц минимальным расстоянием между ионами активатора в первом стекле [2].



Рис. 2. Спектры поглощения (вставка), комбинационного рассеяния (кривая 1) и пропускания светофильтра OC14 (кривая 2).

Таким образом, возбуждение люминесценции редкоземельных активаторов стоксовыми спутниками КР может использоваться не только для получения равномерной по объёму вещества населённости метастабильного состояния, но и оказаться эффективным инструментом для исследования взаимодействия таких активаторов с матрицей и входящими в неё примесными колебательными осцилляторами.

Работа поддержана БРФФИ (грант №Ф15СО-028) и РФФИ (грант №16-53-00157).

- [1] Malashkevich G. E. Thermostable high hydroxyl silica gel-glasses: synthesis and properties / G. E. Malashkevich, A. G. Malashkevich, B. Champagnon [et al.] // Phys. and Chem. of Glasses (UK). 2005. Vol. 46, № 2. P. 132.
- [2] Malashkevich G. E. Spectroscopic properties of Sm-containing yttrium-aluminoborate glasses and analogous huntite-like polycrystals / G. E. Malashkevich, V. N. Sigaev, N. V. Golubev [et al.] // Materials Chemistry and Physics. – 2012. – V. 137. – P. 48.

УДК 535.3; 666.22

Г. Е. Малашкевич<sup>1</sup>, Т. Г. Хотченкова<sup>1</sup>, А.П. Ступак<sup>1</sup>, А. А. Суходола<sup>1</sup>, В. Н. Сигаев<sup>2</sup>, Н. В. Голубев<sup>2</sup>, М. З. Зиятдинова<sup>2</sup>, И. И. Сергеев<sup>3</sup>

## СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Тb<sup>3+</sup> ИОНАМИ Sb<sup>3+</sup> В СТЕКЛЕ СИСТЕМЫ (Y1-x-yTb xSby)2O3-Al2O3-B2O3

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Миусская пл., 9, 125047 Москва, Россия <sup>3</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,

ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь

Ионы Tb<sup>3+</sup> обладают не подверженной кроссрелаксационному тушению внутриконфигурационной люминесценцией из состояния  ${}^{5}D_{4}$  ( $\lambda_{max} \approx 545$  нм) и интенсивным поглощением в межконфигурационной полосе  $4f^{8} \rightarrow 4f^{7}5d^{1}$ , лежащей при  $\lambda \sim 220$  нм, что, в принципе, позволяет использовать активированные ими прозрачные среды для визуализации УФ-излучения солнечно-слепого диапазона. Вместе с тем, для ряда задач, связанных с медицинскими и биологическими исследованиями, криминалистикой и обороной требуется визуализация УФ-излучения более широкого спектрального состава. В настоящей работе нами предпринята попытка добиться этой цели путём сенсибилизации люминесценции данного активатора ионами Sb<sup>3+</sup>, которые характеризуются разрешённой правилами отбора абсорбционной полосой  ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ , расположенной в более длинноволновой УФ-области, и широкой полосой люминесценции  ${}^{3}P_{1} \rightarrow {}^{1}S_{0}$  в видимой области спектра [1].

Для исследования были выбраны иттрийалюмоборатные стёкла, близкие по составу к хантитоподобному кристаллу YAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>, в которых иттрий замещался тербием, а сурьма вводилась сверх 100%. Ранее нами сообщалось [2], что ионы Sb<sup>3+</sup> в таких стёклах формируют по крайней мере два типа оптических центров и проявляют слабую зависимость длительности затухания их люминесценции от концентрации при значительном падении интегральной интенсивности люминесценции.

На рис. 1*а* изображены спектры люминесценции и её возбуждения Sb-содержащего стекла (кривые 1 и 2), спектры люминесценции соактивированных стекол с различной концентрацией Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (кривые 3 и 4) и спектр возбуждения люминесценции Tb-содержащего стекла (кривая 5). Видно, что спектры возбуждения люминесценции Tb-и Sb-содержащих стекол характеризуются широкими слабоструктурными полосами с максимумами при  $\lambda \approx 220$  и 270 нм. Спектр люминесценции Sb-содержащего стекла представлен полосой с максимумом при  $\lambda \approx 420$  нм, перекрывающей всю видимую область. В спектре люминесценции соактивированного стекла с концентрацией 1 мол. % Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, возбуждаемого в полосе поглощения ионов Sb<sup>3+</sup>, данная полоса заметно ослабляется и появляются структурные полосы, соответствующие переходам <sup>5</sup>D<sub>4</sub>  $\rightarrow$  <sup>7</sup>F<sub>j</sub> ионов Tb<sup>3+</sup> (кривая 3). При повышении концентрации Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> до 10 мол. % и идентичном возбуждении наблюдается практически лишь люминесценция ионов Tb<sup>3+</sup> (кривая 4).

На рис. 1*b* изображена кинетика затухания люминесценции Sb-содержащего и соактивированных стекол при возбуждении 4-ой гармоникой моноимпульсного неодимового лазера и регистрации в области люминесценции ионов Sb<sup>3+</sup> за пределами полос люминесценции Tb<sup>3+</sup>. Видно, что во всех случаях закон затухания люминесценции описывается неэкспоненциальной функцией. Средняя длительность этого процесса для Sb-содержащего стекла (кривая *I*) составляет 3,4 мкс и уменьшается при переходе к соактивированным стеклам с 1, 6 и 10 мол. % Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (кривые 2–4) соответственно в 1,3, 4,4 и 10,5 раз.



λ<sub>ехс</sub>, нм: 285 (*a*) и 266 (*b*). λ<sub>гес</sub>, нм: 420 (2*a*), 440 (1*b*-4*b*) и 543 (5*a*). Δλ<sub>ехс</sub>=2Δλ<sub>гес</sub>=2 нм.
Рис. 1. Спектры люминесценции и её возбуждения (*a*), а также кинетика затухания люминесценции (*b*) стекол состава (мол. %): 10Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+1Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (1*a*, 2*a*, 1*b*); 9Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-1Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+1Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (3*a*, 2*b*); 4Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-6Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+1Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (3*b*); 10Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+1Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (4*a*, 4*b*); 9Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-1Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-30Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-60B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+1Sb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (5*a*).

Благодаря высокому сечению поглощения ионов Sb<sup>3+</sup> ( $\approx 20 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup> в области максимума кривой 2*a*) использование такого соактиватора позволяет добиться подавляющего поглощения УФ-излучения с  $\lambda \leq 275$  нм в слое толщиной  $\approx 100$  мкм.

Таким образом, ионы Sb<sup>3+</sup> являются достаточно эффективным сенсибилизатором люминесценции ионов Tb<sup>3+</sup> в оксидных матрицах, обладают высоким сечением поглощения в переходе  ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$  и могут использоваться для расширения спектрального диапазона визуализируемого УФ-излучения и получения изображения его источника.

Работа поддержана грантами БРФФИ (грант №Ф16Р-025) и РФФИ (грант №16-53-00157).

- Chen L. The site-selective excitation and the dynamical electron-lattice interaction on the luminescence of YBO<sub>3</sub>:Sb<sup>3+</sup> / L. Chen, An-Qi Luo, Y. Zhang [et al.] // J. Solid State Chem. – 2013. – V. 201. – P. 229.
- [2] Малашкевич Г. Е. Спектрально-люминесцентные свойства Sb-содержащих хантитоподобных стекол / Г. Е. Малашкевич, В. В. Ковгар, Т. Г. Хотченкова [и др.] // V конгресс физиков Беларуси, Минск, 27–30 октября 2015 г.: сб. научных трудов / Минск: Ковчег, 2015. – С. 37–38.

УДК 532.783

В. И. Лапаник<sup>1</sup>, Г. М. Сосновский<sup>1</sup>, С. Н. Тимофеев<sup>1</sup>, А. А. Минько<sup>1</sup>, Е. А. Шепелева<sup>2</sup>, Г. А. Евтушкин<sup>2</sup>

## НОВЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ С БОЛЬШОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВАХ

<sup>1</sup> Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, ул. Курчатова, 7, 220045 Минск, Беларусь

> <u>lapanik@bsu.by</u> <sup>2</sup> ООО «Исследовательский центр Самсунг», ул. Двинцев, 12, 127018, Москва, Российская Федерация <u>e.shepeleva@samsung.com</u>

Жидкокристаллические (ЖК) материалы – очень перспективные диэлектрические материалы для создания высокочастотных устройств: перестраиваемых микрополосковых фазовращателей, фазированных антенных решеток и т. д. Основные параметры, характеризующие возможность использования ЖК для этой цели является перестраиваемость их диэлектрической проницаемости в гигагерцовой области [1 – 3]. Значения диэлектрической анизотропии, достижимые в ЖК, играют важную роль, но пока неясно, что влияет на их величину в этом частотном диапазоне. С другой стороны, параметр перестраиваемости может быть оптимизирован за счет увеличения оптической анизотропии нематических ЖК.

В ходе выполнения работы нами были разработаны и оптимизированы различные жидкокристаллических латерально новые подходы к синтезу замещенных n-кватерфенила полиароматических производных И п-квинкифенила, предусматривающие конденсационные методы построения замещенных циклических фрагментов, отличающиеся простотой методик и доступностью исходных реагентов. Температура плавления большинства синтезированных соединений не превышает 100 -110°С, а температура перехода в изотропное состояние составляет менее 250°С. Синтезированные ЖК соединения характеризуются хорошей растворимостью в большинстве органических растворителей и хорошей смешиваемостью с другими ЖК соединениями, что делает их перспективными для практического использования в качестве компонент ЖК смесей с высокой оптической анизотропией.

При выполнении работы нами были синтезированы 4-кольчатые соединения с рекордно низкими температурами кристаллизации (менее 70°С) и на их основе разработаны и оптимизированы жидкокристаллические композиции с большой оптической анизотропией и широким интервалом рабочих температур. Разработанные композиции характеризуются высокими значениями диэлектрической анизотропии в гигагерцовой области (1,15 – 1,27) и большими значениями параметра перестраиваемости (0,32 – 0,36), что делает их перспективными для использования в устройствах высокочастотной техники и оптических дефлекторов для голографических

жидкокристаллических дисплеев. Полученные экспериментальные данные представлены в таблице 1.

Композиция	ε⊥	ε <sub>ll</sub>	Δε	τ	tg $\delta_{\perp}$	tg $\delta_{\parallel}$	Δn
HBM24	2,37	3,49	1,12	0,32	0,006	0,004	0,37
HBM25	2,40	3,65	1,25	0,34	0,006	0,003	0,38
HBM26	2,46	3,73	1,27	0,34	0,005	0,002	0,39
HBM27	2,39	3,55	1,16	0,33	0,003	0,001	0,38
HBM28	2,40	3,74	1,34	0,36	0,002	0,001	0,41
HBM29	2,38	3,53	1,15	0,32	0,004	0,001	0,34

Таблица 1. Параметры оптимизированных жидкокристаллических композиций. Частота – 29 ГГц.

Исследования показали, что основными критериями разработки композиций с большой оптической анизотропией для использования в высокочастотных устройствах являются следующие:

- величина оптической анизотропии не является основополагающим параметром для увеличения диэлектрической анизотропии и параметра перестраиваемости в гигагерцовой области;
- производные толанов не являются лучшими кандидатами для решения данной задачи из-за худших параметров в сравнении с аналогичными соединениями, и низкой фотостабильностью;
- жидкокристаллические соединения с любыми мостиковыми фрагментами ведут к ухудшению основных параметров композиций;
- основным фактором, влияющим на параметры композиций в гигагерцовой области, является использование соединений с объемными боковыми заместителями и полярной группой;
- 5. жидкокристаллические молекулы не должны содержать фрагментов, которые будут увеличивать их подвижность относительно бензольных колец в гигагерцовой области.

[1] Yaghmaee, P. Electrically tuned microwave devices using liquid crystal technology. / P. Yaghmaee, O.Karabey, B.Bates, C.Fumeaux, R.Jakoby // International Journal of Antennas and Propagation. – 2013. – Vol. 2013. – P.1-9.

- [2] Gaebler, A. Liquid crystal reconfigurable antenna concept for space applications at microwave and millimeter waves. / A. Gaebler, A.Manabe, S.Mueller, A.Lapanik, W.Haase // International Journal of Antennas and Propagation – 2009. – Vol. 2009, -ID876989, P.1-7.
- [3] Petosa, A. An overview of tuning techniques for frequency agile antennas / A. Petosa // IEEE Antennas and Propagation Magazine 2012. Vol. 545, P.271-296.

УДК 535.16:534.341

Г. С. Митюрич<sup>1</sup>, Е. В. Лебедева<sup>2</sup>, А. Н. Сердюков<sup>1</sup>

## ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины, ул.Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь

george\_mityurich@mail.ru <sup>2</sup> Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации, пр. Октября, 50, 246029 Гомель, Беларусь

В работе развита теория формирования фотодефлекционного отклика в слоях хиральных и ахиральных углеродных нанотрубок, находящихся на диэлектрической подложке, при облучении их поляризованными модами бесселевых световых пучков. В рамках исследований получено решение системы уравнений теплопроводности с использованием интегральных преобразований Фурье-Бесселя и Лапласа для трехслойной среды.

Перспективным материалом в различных областях науки и техники являются углеродные нанотрубки (УНТ). Одним из главных достоинств этих структур является возможность управления свойствами создаваемых слоев УНТ путем изменения геометрических размеров и конфигурации нанообъектов. Классическая теория электродинамики не всегда может быть применена для описания нанотрубок и, следовательно, требуется поиск новых квазиклассических теоретических подходов и исследований, которые позволяли бы решать задачи микро- и макроскопической электродинамики[1], лежащие основе теоретической базы современной В фотоакустической спектроскопии. В настоящей работе построена модель возбуждения фотодефлекционного сигнала в слое хиральных углеродных нанотрубок под действием бесселевых световых пучков. С учетом соотношения для скорости диссипации энергии и выражения для угла дефлекции пробного лазерного пучка (случай трансверсальной геометрии взаимодействия)

$$\Phi^{T} = \frac{1}{n_{ab}} \frac{dn_{ab}}{dT} \int \frac{dT(x, y, z, t)}{dx} dy,$$

несложно получить величину угла фотодефлекции, возникающего вследствие воздействия бесселевого светового пучка на слой хиральных углеродных нанотрубок.

$$\Phi(\rho, z, t) = \frac{\pi^2 w_0}{4n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} \overline{T}_0^t \frac{(1 + \cos \Omega t) x}{\left[w_0^2 + 8\beta_{en}(t-\tau)\right]^{\beta/2}} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)\alpha_{eff}^2\beta_{en}(t-\tau)}{w_0^2 + 8\beta_{en}(t-\tau)}\right) d\tau,$$

Численный анализ зависимости амплитуды фотодефлекционного сигнала от угла конусности  $\alpha$  для слоёв углеродных нанотрубок с различными индексами хиральности показывает, что при определенном значении параметра конусности и в зависимости от порядка моды бесселевых световых пучков (m = 0, m = 1), может наблюдаться максимум или минимум амплитуды фотодефлекционного отклика (рисунок 1).



# *m* = 0: 1 – (2; 1), 2 – (3; 1), 3 – (4; 1); *m* = 1: 1' – (2; 1), 2' – (3; 1), 3' – (4; 1) Рисунок 1. – Зависимость фотодефлекционного отклика от угла конусности при облучении УНТ различной хиральности *TE*-модами БСП

В результате расчетов фотодефлекционного сигнала для хиральных углеродных нанотрубок и проведенного графического анализа выявлена возможность управления амплитудой фотодефлекционного отклика при изменении угла конусности БСП, что достигается с помощью аксиконов, реализуемых на базе кристаллов, обладающих эффектом Поккельса[2] или применением оптических схем допускающих перестройку конусности бездифракционного излучения [3].

Таким образом, в работе построена модель возбуждения фотодефлекционного сигнала в слое хиральных углеродных нанотрубок под действием бесселевых световых пучков. Впервые получено решение системы уравнений теплопроводности с помощью интегральных преобразований Фурье-Бесселя и Лапласа для трехслойной среды, облучаемой модами световых пучков с бесселевым распределением интенсивности в пространстве.

[1] Максименко С. А.Электродинамика углеродных нанотрубок. / С. А. Максименко, Г. Я. Слепян // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47. – С. 261.

[2] Устройство термооптического возбуждения акустических волн: пат. 5969и Респ. Беларусь, МПК(2009) G10K 11/00 / П. И. Ропот, Г. С. Митюрич; заявители Ин-т физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Белорусский торгово-экономический ун-т потребительской кооперации. – № и 20090659, заявл. 28.07.2009; опубл. 28.02.2010 // Афіцыйны бюл. / Нац. центр інтелектуал. уласнасці. –2010.– № 1. – С. 215.

[3] Устройство управляемой термооптической генерации акустической волны: пат. 10757и Респ. Беларусь, МПК(2006.01) G10K 11/00 / Г. С. Митюрич, Е. В. Черненок, А. Н. Сердюков; заявитель ГГУ им. Ф. Скорины. – № и 20150083; заявл. 09.09.2015; опубл. 30.09.2015 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2015. – № 4. – С. 146.

УДК 535.16:534.341

Г. С. Митюрич<sup>1</sup>, Е. В. Лебедева<sup>2</sup>, А. Н. Сердюков<sup>1</sup>

# ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины, ул.Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь george\_mityurich@mail.ru

<sup>2</sup> Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации, пр. Октября, 50, 246029 Гомель, Беларусь

Воздействие мощного лазерного излучения на кристаллические среды позволяет существенно расширить область применения фотоакустических методов исследования вещества. Рассмотрению нелинейных режимов импульсной генерации звука посвящено достаточно большое число публикаций, однако интерес к практическим вопросам нелинейной фотоакустики не ослабевает.

Целью настоящей работы является изучение особенностей фотоакустического преобразования бесселевых световых пучков (БСП) в нелинейных периодически поляризованных кристаллах, находящихся на диэлектрической подложке.

Нелинейное взаимодействие световых волн в периодически поляризованных структурах обладает большими потенциальными возможностями для эффективной генерации второй гармоники, а также для реализации параметрических эффектов генерации волн суммарной и разностной частот. Разработке параметрического генератора света на основе веерных периодически поляризованных структур ниобата лития с плавной перестройкой длины волны излучения посвящена работа [1]. Здесь же рассмотрена возможность использования генератора света в лазерном оптико-акустическом газоанализаторе медицинского назначения.

В работе рассмотрено нормальное падение амплитудно-модулированного на частоте  $\Omega$  ТЕ-моды бесселевого светового пучка на периодически поляризованный нелинейный кристалл, вырезанный перпендикулярно оси третьего порядка [111] и находящийся на диэлектрической подложке. В соответствии с [2] вдоль оси третьего порядка кристаллов кубической симметрии может возникать генерация второй гармоники. В нашем случае предполагается, что волна основной частоты распространяется в области прозрачности кристалла, а амплитудно-модулированное излучение второй гармоники интенсивно поглощается. Ситуация, реализующая, например, в кристаллах типа силленитов, германате висмута, силикате висмута, которые прозрачны для излучения рубинового лазера ( $\lambda \approx 0,694$  мкм), но интенсивно поглощают излучение на частоте второй гармоники.

Следует отметить, что реализация условий фазового синхронизма в гиротропных кристаллах кубической симметрии возможна, как показано в [2], благодаря явлению естественной или вынужденной (эффект Фарадея) оптической активности кристалла. Наличие, кроме этого, в нелинейных кристаллах периодической доменной структуры
позволяет реализовать режим квазисинхронизма, что ведет к эффективной генерации излучения на удвоенной частоте.

Таким образом, фотоакустический сигнал возникает в кристаллической пространственно поляризованной пластинке, которая находится на подложке, вследствие поглощения, модулированного по амплитуде бесселевого светового пучка на частоте второй гармоники. Под воздействием пучка света исследуемый неоднородный образец, находящийся на диэлектрической подложке, периодически нагревается модулированным излучением, что приводит К возбуждению термоакустических колебаний поверхности, освещаемой поляризационными модами БСП. Это приводит к отклонению зондирующего пучка на угол дефлекции (рассматривается случай трансверсальной геометрии взаимодействия возбуждающего и зондирующего пучков), величина которого зависит от термоупругих, нелинейных, оптических и дихроичных свойств исследуемого образца, а также поляризационных и энергетических параметров бесселевых световых пучков.

В работе впервые получено решение системы уравнений теплопроводности для трехслойной структуры, облучаемой ТЕ-модой бесселевого светового пучка и на основе метода функции Грина представлено выражение для угла фотодефлекции

$$\Phi(\rho, z, t) = \frac{\pi^2 w_0}{4n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} \overline{T}_0^t \frac{(1 + \cos\Omega t)x}{\left[w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)\right]^{3/2}} e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2 + 8\beta_{cn}(t - \tau)}} e^{-\alpha_{eff}^2 \beta_{cn}(t - \tau)} d\tau,$$

где

$$\begin{split} \overline{T} &= 2\pi \Bigg[ \frac{b_1^0 c_2^0 - b_2^0 c_1^0}{b_1^0 a_2^0 - b_2^0 a_1^0} e^{\sigma_S z} + \frac{a_1^0 c_2^0 - a_2^0 c_1^0}{b_1^0 a_2^0 - b_2^0 a_1^0} e^{-\sigma_S z} + e^{-\alpha_{eff} z} \Bigg] \times \\ &\times \frac{A_1 \Big[ N_1 R_1(0) + N_2 R_2(0) \Big]}{\alpha_{eff}^2 - \sigma_S^2} A_0 B^{TE} e^{-r^2/w_0^2}, \end{split}$$

$$a_{1}^{0} = k_{cn}\sigma_{cn} - k_{1}\sigma_{1}, \ a_{2}^{0} = (k_{cn}\sigma_{cn} + k_{2}\sigma_{2})e^{\sigma_{cn}l},$$
  

$$b_{1}^{0} = k_{cn}\sigma_{cn} + k_{1}\sigma_{1}, \ b_{2}^{0} = (k_{cn}\sigma_{cn} - k_{2}\sigma_{2})e^{-\sigma_{cn}l},$$
  

$$c_{1}^{0} = k_{cn}\alpha_{eff} + k_{1}\sigma_{1}, \ c_{2}^{0} = (k_{cn}\alpha_{eff} - k_{2}\sigma_{2})e^{-\alpha_{eff}l}.$$

как функции диссипативных, геометрических, нелинейных и теплофизических параметров среды, а также энергетически-временных и поляризационных свойств квазибездифракционного излучения.

[1] Параметрический генератор света на основе периодических структур ниобата лития с плавной перестройкой длины волны излучения / Д. Б. Колкер [и др.] / Приборы и техника эксперимента. – 2014. – № 1. – С. 85–89.

[2] Бокуть В. Б. Преобразование частоты световых волн в оптически активных средах / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков // ЖПС. – 1970. – Т. 12. – Вып. 1. – С. 65–71.

УДК 535.32

С. Н. Курилкина<sup>1</sup>, Нгуен Фам Куинь Ань<sup>2</sup>

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ С БЛИЗКОЙ К НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

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

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь <u>праиупhanh2010@gmail.com</u>

В последнее время интенсивно исследуются гиперболические метаматериалы (ГММ) - искусственно созданные материалы, структурированные на наноуровне, которые в приближении эффективной среды описываются одноосным тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = diag \{\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_z\}$  с главными значениями, имеющими разные знаки [1]. Возможна реализация случая, когда одна из главных диэлектрических проницаемостей оказывается близкой к нулю. В настоящем сообщении исследуются особенности распространения электромагнитных волн через слой вещества, обладающего данным свойством.

Пусть *p*-поляризованная волна падает на слой ГММ, окруженный диэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ . Для определенности полагаем, что направление осью z используемой системы координат совпадает с оптической осью метаматериала. Векторы электрической  $\vec{E}$  и магнитной  $\vec{H}$  напряженности поля перед слоем (*i*), за ним (*out*), а также волны, распространяющиеся в прямом (f) и встречном ему направлении (b) внутри слоя, определяются следующими выражениями:

$$\vec{E} = \frac{A_0}{k_0.\varepsilon_1} \Big[ k_z \vec{e}_x - q \vec{e}_z \Big] \exp(ik_z z + iqx) - \frac{r_m A_0}{k_0.\varepsilon_1} \Big[ k_z \vec{e}_x + q \vec{e}_z \Big] \exp(-ik_z z + iqx), 
\vec{H} = A_0 \vec{e}_y \exp(ik_z z + iqx) + A_0 r_m \vec{e}_y \exp(-ik_z z + iqx), 
\vec{E}_c^{f,b} = \frac{s_{f,b} A_0}{k_0} \Big( \pm \frac{k_{zc}}{\varepsilon_{xy}} \vec{e}_x - \frac{q}{\varepsilon_{zz}} \vec{e}_z \Big) \exp(\pm ik_{zc} z + iqx), \\
\vec{H}_2^{f,b} = s_{f,b} A_0 \vec{e}_y \exp(\pm ik_{zc} z + iqx), 
\vec{E}_{out} = \Big( \frac{A_0 t_c k_z}{k_0} \vec{e}_x - \frac{A_0 t_c q}{k_0} \vec{e}_z \Big) \exp(ik_z (z - L) + iqx), \\
\vec{H}_{out} = t_c A_0 \vec{e}_y \exp(ik_z (z - L) + iqx),$$
(1)

где *L*- толщина слоя,  $A_0$  и  $B_0$  – комплексные амплитуды падающей волны;  $k_{z,zc}$ , q - соответственно продольная и поперечная компоненты волнового вектора,  $k_{z,} = [k_0^2 \varepsilon_1 - q^2]^{1/2}$ ,  $k_{zc} = [k_0^2 \varepsilon_{xy} - (\varepsilon_{xy} / \varepsilon_z)q^2]^{1/2}$ ,  $q = k_0 \sin \alpha$ ,  $\alpha$  - угол падения волны на слой ГММ,  $k_0 = 2\pi / \lambda$ ;  $r_m$ ,  $t_c$  - амплитудные коэффициенты отражения и пропускания слоя соответственно,  $s_f$  и  $s_b$  - соответственно отношение амплитуды волны, распространяющейся в прямом и встречном ему направлении, к амплитуде падающей волны; фазовый множитель  $\exp -i\omega t$  опущен. Для случая гиперболического

метаматериала на основе структуры, образованной диэлектрической матрицей с упорядоченно внедренными наноцилиндрами

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\beta \varepsilon_m N + \varepsilon_d (1 - N)}{\beta N + (1 - N)}, \ \varepsilon_z = \varepsilon_m N + \varepsilon_d (1 - N)$$
(2)

где  $\beta=2.\varepsilon_d/(\varepsilon_m+\varepsilon_d)$ ,  $\varepsilon_d$  - диэлектрическая проницаемость диэлектрической матрицы,  $\varepsilon_m$  - диэлектрическая проницаемость металла, N - фактор заполнения (объемная доля металла в структуре).

Следует отметить, что для структур подобного типа возможно реализовать гиперболические метаматериалы II типа, для которых  $\text{Re}(\epsilon_{xy}) < 0$ ,  $\text{Re}(\epsilon_z) > 0$ . При этом для случая, когда  $\text{Re}(\epsilon_{xy}) \approx 0$ , для продольного волнового числа внутри слоя имеем:

$$k_{zc} \approx \frac{1}{2} k_0 (1+i) \sqrt{\left| \operatorname{Im}(\varepsilon_{xy}) \right|} \sqrt{1 - \frac{q^2}{k_0^2 \operatorname{Re}(\varepsilon_z)}} \,. \tag{3}$$

Выражения (1)-(3) могут быть использованы для расчета вектора Умова- Пойнтинга  $\vec{S} = (c/8\pi) \operatorname{Re}[\vec{E}\vec{H}^*]$ электромагнитных волн. распространяющихся в слое гиперболического метаматериала с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Расчет, проведенный для структуры, образованной матрицей из оксида алюминия с упорядоченно внедренными в нее серебряными наностержнями (*N*=0,087), показывает, что данный режим имеет место при  $\lambda \rightarrow 374$  нм. На рис.1 зависимости нормированных поперечной (а) и продольной (б) составляющих вектора Умова-Пойнтинга. Видно, что для – 20° <  $\alpha$  < 20° из при изменении угла падения световой волны на метаматериал поперечная компонента вектора  $\vec{S}$  не изменяется и оказывается равной нулю, в то время как продольный поток энергии достигает максимального значения. Таким образом, если р- поляризованный световой пучок образован парциальными волнами, углы падения которых расположены в интервале  $-20^{\circ} < \alpha < 20^{\circ}$ , то данный пучок будет распространяться в рассматриваемом слое ГММ с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью без изменения расходимости.



Рис.1. Зависимости поперечной (а) и продольной (б) составляющих вектора Умова-Пойнтинга, нормированных на свое максимальное значение, от угла падения света на слой ГММ с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Метаматериал образован нанопористым оксидом алюминия, поры которого радиусом r = 30нм заполнены серебром.  $\lambda = 371$ нм, толщина слоя L= $\lambda$ . Расстояние от поверхности метаматериала z=117 нм.

Полученные результаты могут быть использованы при создании формирователей узконаправленных световых пучков. [1] Shekhar P. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications./ P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob// Nano Convergence. – 2014. - Vol.1. - N 1. - P. 2-20. УДК 535.24

В. А. Длугунович<sup>1</sup>, В. А. Ждановский<sup>1</sup>, А. В. Крейдич<sup>1</sup>, С. В. Никоненко<sup>1</sup>, Ю. В. Беляев<sup>2</sup>, И. М. Цикман<sup>2</sup>, Д. В. Скумс<sup>3</sup>, О. Б. Тарасова<sup>3</sup>

#### ПОСТРОЕНИЕ НАЦИОНАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В ДИАПАЗОНЕ ОТ 0,2 ДО 3,0 МКМ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>s.nikonenko @dragon.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова, 7, 220045 Минск, Беларусь <u>belyv@tut.by</u> <sup>3</sup> БелГИМ, Старовиленский тр., 93, 220053 Минск, Беларусь optic@belgim.by

Применение высокоточных спектральных приборов как общепромышленного, так и специального назначения, а также соответствующих методик выполнения измерений, позволяет получать с высокой достоверностью информацию об оптических свойствах образцов природных и искусственных объектов и связанных с ними других физических характеристик и параметров. Для обеспечения должного качества и безопасности необходимо, конечного продукта чтобы выпускаемые используемые И оптоэлектронные изделия, особенно работающие в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне обладали гарантией соответствия своих технических характеристик спектра. требованиям государственных стандартов и международных норм.

настоящий обеспечения измерений В время система единства спектрорадиометрических и радиометрических характеристик излучения в Беларуси фрагментарный характер, в первую очередь, вследствие отсутствия имеет Национального эталона единиц спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) и освещенности (СПЭО). Имеющиеся в Беларуси установки и комплексы, прошедшие метрологическую аттестацию, в большинстве случаев позволяют обеспечить поверку и калибровку спектрорадиометрической и радиометрической техники с неопределенностью не лучше 7 %. Калибровочные и испытательные аккредитованные в области оптической радиометрии, а также лаборатории. большинство производителей спектральной и оптической техники вынуждены обращаться за пределы страны, в частности во ВНИИОФИ (Россия) или РТВ (Германия), для метрологического обеспечения создаваемых и используемых ими средств измерений (СИ).

Измерения СПЭО и СПЭЯ, а также интегральных величин энергетической яркости и энергетической освещенности обязательны при измерениях в УФ диапазоне Эти измерения особенно актуальны для областей, относящихся к спектра. законодательной метрологии, например, медицины и косметологии, а также связанных с этими областями биологических и медицинских научных исследований, экспресс идентификации химических веществ и биологических объектов (отравляющих и взрывчатых веществ. наркотиков И т.д.), дистанционного зондирования (геоинформационных систем, производственно-хозяйственной инфраструктуры, сельского и лесного хозяйства, экологии, отслеживания и контроля чрезвычайных

ситуаций и др.), оптических методов неразрушающего контроля и диагностики, дезинфекции воды, алкогольной продукции и продуктов питания, что особо актуально для предприятий Республики Беларусь.

Учитывая необходимость создания национальной системы обеспечения единства измерений спектроэнергетических величин в Беларуси, в рамках подпрограммы «Эталоны Беларуси» ГНТП «Эталоны и научные приборы» на 2016 – 2020 годы начаты работы по созданию Национального эталона единиц СПЭЯ, СПЭО и силы излучения в диапазоне длин волн от 0,2 до 3,0 мкм. Его основные метрологические характеристики следующие:

- диапазон воспроизведения СПЭЯ от  $1 \cdot 10^7$  до  $1 \cdot 10^{12}$  Вт ср<sup>-1</sup> м<sup>-3</sup> при стандартной неопределенности воспроизведения СПЭЯ не более 0,7 %;

- диапазон воспроизведения СПЭО от  $1 \cdot 10^2$  до  $1 \cdot 10^{10}$  Вт·м<sup>-3</sup> при стандартной неопределенности воспроизведения СПЭО не более 0,72 %;

- диапазон измерений СПЭО от  $1.10^2$  до  $1.10^{10}$  Вт·м<sup>-3</sup>;

- диапазон воспроизведения силы излучения от 3,5 до  $1 \cdot 10^2$  Вт·ср<sup>-1</sup>.

Состав эталона единиц СПЭЯ, СПЭО: комплекс СИ для воспроизведения единиц излучения и создаваемой им СПЭО на СПЭЯ базе модели эталонного высокотемпературного черного тела BB3500M (МЧТ) с регулируемой температурой от 1500 до 3200 К (производства ВНИИОФИ, Россия); система для измерений СПЭЯ и СПЭО В УΦ области спектра (УФ-система); система для калибровки широкоапертурных СИ. В кратком виде функционирование эталона предполагается следующим образом. Воспроизведение, хранение единиц СПЭЯ, СПЭО и силы излучения будет осуществляться на комплексе СИ для воспроизведения единиц СПЭО и СПЭЯ на базе МЧТ. Затем значения единиц передаются УФ-системе и системе для калибровки широкоапертурных СИ. Следует отметить, что МЧТ типа BB3500M применяются в аналогичных эталонах ведущих национальных метрологических центров (Россия, Германия, Великобритания, Китай и др.)

Создаваемый Национальный эталон единиц СПЭЯ, СПЭО и силы излучения обеспечения будет являться основой для системы единства измерений спектрорадиометрических и радиометрических величин в Республике Беларусь. Эталон позволит объединить эталонные средства и соответствующие поверочные схемы в единый радиометрический эталон с оптимизацией количества звеньев. Кроме того, для калибровочных и испытательных лабораторий, аккредитованных в области оптической радиометрии, а также для большинства производителей оптоэлектронной и, особенно, спектральной техники отпадет необходимость получения метрологического обеспечения за пределами Беларуси.

УДК 535:135; 621.378.325 В. М. Катаркевич, Д. В. Новицкий, А.А.Афанасьев, Т. Ш. Эфендиев

#### ПИКОСЕКУНДНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ РОС-ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКОВ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ СУБНАНОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>katarkevich@dragon.bas-net.by</u>

Возможность получения перестраиваемых по спектру одиночных сверхкоротких импульсов (СКИ) как при пикосекундном, так и наносекундном возбуждении является одним из наиболее важных и интересных свойств лазеров на красителях со светоиндуцируемой распределенной обратной связью (РОС) [1, 2]. В основе последнего, наиболее простого с точки зрения практической реализации, способа РОС-лазере лежит получения одиночных СКИ В использование режима самомодуляции добротности РОС-резонатора при контролируемых превышениях порога. В подавляющем большинстве опубликованных к настоящему времени работ по данной тематике генерация одиночных СКИ в РОС-лазере за счет указанного выше механизма осуществлялась при использовании первого порядка брэгговского Тем самым обеспечивались минимальный порог генерации и отражения. максимальный диапазон перестройки длины волны для получаемых СКИ. Вместе с тем, нами недавно было установлено, что применительно к пикосекундному режиму генерации РОС-лазера при наносекундной накачке использование более высокого (второго) порядка брэгговского отражения имеет определенные преимущества [3]. актуальной задачу детального экспериментального Это лелает более И теоретического исследования данного вопроса с целью оптимизации пикосекундного режима генерации РОС-лазера.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследовано влияние порядка брэгговской дифракции на генерационные характеристики РОС-лазера на красителях при субнаносекундном возбуждении. Показана возможность значительного повышения энергии и мощности одиночных СКИ при переходе от первого (m = 1) ко второму (m = 2) порядку брэгговского отражения.

B работе использовался РОС-лазер оригинальной конструкции, обеспечивающий получение эффективной генерации узкополосного излучения, перестраиваемого в широком спектральном диапазоне. Возбуждение РОС-лазера осуществлялось твердотельным Nd:LSB микролазером с диодной накачкой STA01SH-500 (Standa Ltd., Литва) ( $\tau_{0.5} \approx 0.5$  нс;  $E_P \leq 80$  мкДж;  $\lambda_P = 532$  нм;  $\Delta \lambda_{0.5} < 0.003$  нм; f ≤ 500 Гц). Излучатель РОС-лазера представлял собой оптическую кювету со скошенными выходными окнами, заполненную этанольным раствором родамина 6Ж с концентрацией C<sub>d</sub> ≈ 0.25 ммоль/л. В условиях нашего эксперимента максимальное значение энергии возбуждения раствора не превышало Е<sub>Р</sub> ~ 35 мкДж. Измерение энергетических характеристик излучения накачки и генерации осуществлялось фотодиодами ФД-24К с двухканальным аналого-цифровым преобразователем

ADC20M/10-2. Временные характеристики исследовались с помощью электроннооптической камеры (ЭОК) «Агат СФЗ» (разрешение до ~ 2 пс). Спектральные измерения были выполнены с использованием автоматизированного спектрографа S3804 (разрешение до ~ 0.1 нм) и интерферометра Фабри-Перо ИТ 51-30.

Для численного моделирования характеристик РОС-генерации на светоиндуцированных решетках различного порядка в растворах красителей нами был использован подход, основанный, с одной стороны, на описании динамики населенностей уровней молекул красителя с помощью балансных уравнений и, с другой стороны, на расчете взаимодействия излучения с РОС-структурой в рамках метода связанных волн. Совместное численное решение полученных уравнений позволяет получить временные профили интенсивности импульсов РОС-генерации, а также определить их энергетические характеристики.

При максимальной энергии накачки в РОС-лазере получена генерация узкой линии излучения ( $\Delta\lambda_{0.5} \le 0.01$  нм), перестраиваемой в спектральных диапазонах 547 – 612 нм и 550 – 586 нм для первого и второго порядков, соответственно. Детальные измерения временных и энергетических характеристик РОС-генерации при различных уровнях накачки  $\gamma$  ( $\gamma = E_P/E_{Thr}$ , где  $E_P$  – энергия накачки, а  $E_{Thr}$  – порог генерации) были выполнены в области максимума коэффициента усиления активной среды ( $\lambda_L = 568$  нм) при длине РОС-структуры  $L_{DFB} \sim 7 \div 8$  мм. В указанной области эффективность генерации достигала ~68 и ~24%, а пороговая энергия возбуждения составляла ~ 1.34 и ~ 5.8 мкДж для случаев m = 1 и m = 2, соответственно.

Проведенные исследования показали, что для обоих изученных порядков кинетика генерации РОС-лазера носит качественно подобный характер. В зависимости от уровня накачки  $\gamma$ , РОС-лазер генерирует либо цуг СКИ ( $\gamma > 1.6$ ), либо одиночные СКИ ( $1 < \gamma < 1.6$ ). При этом вблизи порога появления второго СКИ ( $\gamma ~ 1.6$ ) значения длительности (энергии) одиночного СКИ составили  $\tau_{0.5} \sim 39$  пс ( $E_L \sim 100$  нДж) и  $\tau_{0.5} \sim 36$  пс ( $E_L \sim 230$  нДж) для случаев m = 1 и m = 2, соответственно. Таким образом, переход от первого ко второму порядку позволил существенно (с  $P_L \sim 2.6$  кВт до  $P_L \sim 6.4$  кВт, т.е., примерно в 2.5 раза) увеличить пиковую мощность одиночных СКИ при сходных значениях их длительности.

Результаты выполненных численных расчетов характеристик цугов и одиночных СКИ РОС-лазера находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект №Ф17В-002).

- [1] Запорожченко В.А. Генерация сверхкоротких импульсов в лазере на красителях с распределенной обратной связью / В.А. Запорожченко, А.Н. Рубинов, Т.Ш. Эфендиев // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т. 3, № 3. – С. 114-116.
- [2] Bor Zs. Tunable Picosecond Pulse Generation by an N<sub>2</sub> Laser Pumped Self Q-Switched Distributed Feedback Dye Laser / Zs. Bor // IEEE J. Quant. Electron. – 1980. – Vol. QE 16, No. 5. – P. 517-524.
- [3] Katarkevich V. M. Highly efficient solid-state distributed feedback dye laser based on polymer-filled nanoporous glass composite excited by a diode-pumped solid-state Nd:LSB microlaser / V. M. Katarkevich, et al. // Appl. Opt. – 2015. – V.54, No.26. – P.7962-7972.

УДК 621.373.826

А. С. Руденков<sup>1</sup>, В. Э. Кисель<sup>1</sup>, А. С. Ясюкевич<sup>1</sup>, К. Л. Ованесян<sup>2</sup>, А. Г. Петросян<sup>2</sup>, Н. В. Кулешов<sup>1</sup>

#### РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА КРИСТАЛЛЕ Yb<sup>3+</sup>:CaYAlO<sub>4</sub> С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

<sup>1</sup> Центр оптических материалов и технологий, Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь

vekisel@bntu.by

<sup>2</sup> Институт физических исследований, НАН Республики Армении, 0203, г. Аштарак-2, Армения

pet@ipr.sci.am

Широкий ряд матриц с ионами Yb<sup>3+</sup> в качестве активных сред лазеров и усилителей ультракоротких импульсов (УКИ) исследован в настоящее время. Yb<sup>3+</sup>:CaYAlO<sub>4</sub> (Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub>) характеризуются Кристаллы широкими И стимулированного однородными спектрами поперечных сечений излучения, необходимыми для получения УКИ широкого спектрального диапазона (импульсы со спектральной полушириной около 50нм продемонстрированы в [1]). Однако, в большинстве систем усиления УКИ на средах с Yb<sup>3+</sup> в качестве задающих генераторов использовались фемтосекундные лазеры со значительно меньшей спектральной полушириной импульсов (не более 15нм [2]), что также могло ограничить спектральную полуширину усиленных импульсов, а следовательно и длительность. В нашей работе представлены результаты исследования режима усиления чирпированных импульсов со спектральной полушириной около 60нм (на половине высоты) в системе на основе кристалла Yb<sup>3+</sup>:CaYAlO<sub>4</sub> с диодной накачкой.

Система усиления состояла из задающего генератора (фемтосекундный лазер на кристалле Yb:KYW обеспечивающий импульсы длительностью 100фс и энергией 10нДж), стретчера на основе оптического волокна, регенеративного усилителя на кристалле Yb<sup>3+</sup>:CaYAlO<sub>4</sub>, а так же компрессора. Одномодовое оптическое волокно длиной 10м использовалось для расширения спектра и увеличения длительности импульсов задающего генератора. Измеренная длительность импульсов на выходе стретчера составляла 7.5пс. Регенеративный усилитель построен на основе четырехзеркального резонатора, для ввода и вывода усиливаемых импульсов использовалась ячейка Поккельса на кристалле ВаВ<sub>2</sub>О<sub>4</sub> толщиной 2х20мм. Частота следования импульсов была установлена 100кГц для исключения разрушения оптических элементов регенеративного усилителя вследствие нелинейных эффектов. Для накачки активной среды усилителя была разработана схема продольной квазивнеосевой накачки, хорошо показавшая себя в предыдущих работах [3-5]. Данная схема позволяет использовать зеркала резонатора с широкополосными накачки высокоотражающими покрытиями (в диапазоне 900-1100нм). Максимальная мощность накачки составляла 25Вт. В качестве активного элемента использовался кристалл Yb<sup>3+</sup>(3.5ат.%):CaYAlO<sub>4</sub> толщиной 2мм. Вырезка кристалла вдоль одной кристаллографических осей а позволяла работать с поляризациями π(E//c) и σ(E⊥c). Заключительным блоком системы усиления является компрессор чирпированных

дифракционной лазерных импульсов, основанный на решетке пропускания 1000штр./мм.

Зависимости средней выходной мощности и спектральной полуширины усиленных импульсов от числа проходов по резонатору представлены на рисунке 1.



Рис. 1 Зависимость средней выходной мощности И спектральной полуширины усиленных импульсов от числа проходов по резонатору

Рис. 2 Эволюция спектра усиливаемых импульсов зависимости от числа проходов по резонатору для σ-поляризации

Рис. З Автокорреляц ионная функция усиленных импульсов для σполяризации

в

Максимальные значения средней выходной мощности усиленных чирпированных импульсов 5.3Bт (2.9Bт) получены для о- (л-) поляризаций при числе проходов по резонатору 110. Спектральная полуширина усиленных импульсов в данном случае составила 12.4нм и 16.9нм соответственно. Данные, представленные на рисунке 1 показывают что о-поляризация позволяет получать более высокую среднюю мощность усиленных импульсов при достаточно широком спектре. Эволюция спектра усиленных импульсов для σ-поляризации представлена на рисунке 2. Спектральная полуширина усиленных импульсов 19.4нм получена при 55 проходах по резонатору, выходная мощность при этом составляет 4Вт (что около 80% от максимального значения). Соответствующая автокорреляционная функция усиленных импульсов показана на рисунке 3. Измеренная длительность импульса составила 120фс, временной профиль импульса близок к Лоренцеву. Средняя мощность усиленных импульсов на выходе системы составила ЗВт.

В заключение, представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований режима усиления широкополосных чирпированных лазерных импульсов Yb<sup>3+</sup>:CaYAlO<sub>4</sub> усиления системе на кристалле с диодной накачкой. В Продемонстрированы импульсы длительностью 120фс (спектральная полуширина 19.4нм) со средней мощностью 3Вт.

[1] P. Sévillano, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, and E. Cormier, Opt. Lett. 39, 6001-6004 (2014).

[2] E. Caracciolo, M. Kemnitzer, A. Guandalini, F. Pirzio, J. Aus der Au, and A. Agnesi, Opt. Lett. 38, 4131-4133 (2013).

[3] V. E. Kisel et. al., Opt. Lett. 40, 2707-2710 (2015).

[4] A. Rudenkov, V. Kisel, A. Yasukevich, K. Hovhannesyan, A. Petrosyan, and N. Kuleshov, Opt. Lett. 41, 2249-2252 (2016).

[5] A. Rudenkov, V. Kisel, V. Matrosov, and N. Kuleshov, Opt. Lett. 40, 3352-3355 (2015).

#### УДК 535.015

И. Н. Агишев<sup>1</sup>, Т. А. Корниенко<sup>1</sup>, Ю. И. Миксюк<sup>2</sup>, К. А. Саечников<sup>2</sup>, А. Л. Толстик<sup>1</sup>

# ИМПУЛЬСНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ КОРОТКО- И ДОЛГОЖИВУЩИХ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА И ТИТАНАТА ВИСМУТА

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

# agishev@bsu.by; tankorni@mail.ru

<sup>2</sup> Белорусский государственный педагогический университет, ул. Советская, 18, 220050 Минск, Беларусь milaiuk@mail.mu.aka.hspu@tut.hv

miksiuk@mail.ru; ska-bspu@tut.by

Как известно, фоторефрактивным эффектом обладают многие электрооптические кристаллы, в которых реализована запись голографических решеток. Для этого, как используется непрерывное лазерное излучение, обеспечивающее правило, формирование решетки за счет диффузии фотовозбужденных электронов и включения электрооптической нелинейности. Небольшое количество работ посвящено импульсной голографической записи, при этом из двух возможных типов голографических решеток (отражательная и пропускающая), как правило, выбиралась пропускающая решетка.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию свойств пропускающих и отражательных динамических решеток в фоторефрактивных кристаллах силиката и титаната висмута в условиях импульсной записи.

Для регистрации динамики формирования и релаксации пропускающей дифракционной решетки была собрана экспериментальная установка с использованием второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате, работающего в режиме генерации одиночных импульсов (длительность импульса 20 нс, длина волны 532 нм). Система зеркал формировала близкие по интенсивности сигнальные и опорные волны, которые записывали решетку в выбранном фоторефрактивном кристалле. Считывание дифракционной решетки проводилось непрерывным излучением гелий-неонового лазера (длина волны генерации 632,8 нм), которое направлялось на кристалл под углом Брегга. Система регистрации на основе кремниевого р-i-n-фотодиода и цифрового осциллографа позволяла отслеживать изменения интенсивности дифрагированного пучка и, следовательно, процессы релаксации динамической решетки.

В работе проводилось сравнение динамики записи и релаксации дифракционных решеток от их периода под действием одиночных лазерных импульсов. Установлено, что эффективность дифракции на записанной решетке оказывается максимальной при периоде 5 мкм в фоторефрактивном кристалле Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub>, допированного CdO. Допирование кристалла увеличивает концентрацию дефектных центров, а следовательно, и коэффициент поглощения лазерного излучения. Также установлено влияние на эффективность записи дифракционной решетки условий предварительной кристалла, включая время между последовательными засветки записями.

Экспериментально установлено, что максимальной эффективностью при фиксированном периоде обладают решетки, записанные в кристалле с интервалом не менее 15 минут. Динамика стирания динамических решеток хорошо описывается двухэкспоненциальной функцией и практически не зависит от их периодов. Времена жизни динамической решетки при двухэкспоненциальной аппроксимации составили порядка единиц и десятков миллисекунд. Указанные времена находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами по динамике фотоиндуцированного поглощения. Так в работах [1, 2] было показано, что поглощение лазерных импульсов 532 нм приводит к заселению ловушечных на длине уровней также с двухэкспоненциальной функцией релаксации. Время быстрой компоненты составляло 1 мс, медленной – 30 – 50 мс.

Заметим. что выявленный механизм записи динамических решеток В фоторефрактивных кристаллах отличается ОТ классического механизма фоторефрактивной записи, при которой имеет место диффузия электронов в зоне проводимости и формирование в объеме кристалла модулированного электрического поля. Запись решеток в этом случае определяется эффектом Поккельса в электрооптическом кристалле, приводящем к модуляции показателя преломления и решетки. Такая формированию фазовой ситуация нами наблюдалась при использовании непрерывного лазерного излучения или последовательности лазерных импульсов малой мощности на частоте 10 Гц. Записанные в этом случае решетки имели времена релаксации на уровне 100 – 1000 секунд.

Таким образом, на примере допированного кристалла титаната висмута установлен локальный механизм записи динамических решеток за счет изменения характеристик среды при переходе электронов в зону проводимости, а затем релаксации через короткоживущие ловушечные уровни к исходному состоянию. Показано, что заселение ловушек с временами жизни порядка единиц и десятков миллисекунд определяет время жизни динамических решеток. Выявлено сильное влияние на дифракционную эффективность решетки предыстории засветки кристалла и интервала между импульсами.

- [1] Толстик А. Л. Динамика фотоиндуцированного поглощения в кристаллах титаната висмута / А. Л. Толстик, Хайдер Х.К. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2012. № 2. С.3–7.
- [2] Kornienko T. Light-induced effects in sillenite crystals with shallow and deep traps / T. Kornienko, M. Kisteneva, S. Shandarov, A. Tolstik // Physics Procedia – 2017. – V.86. – P.105–112.

УДК 535.42

#### А. Л. Уласевич, А. А. Кузьмук

#### ВОЗБУЖДЕНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ФОТОАКУСТИЧЕСКИХ КАМЕР БЕССЕЛЕВЫМИ ПУЧКАМИ

#### Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>a.ulasevich @dragon.bas-net.by</u>

Применение миниатюрных фотоакустических (ФА) камер для детектирования газовых примесей требует использование предельно узких слаборасходящихся световых пучков. Этими свойствами обладают бесселевы световые пучки (БСП). Одним из важных свойств БСП является то, что при распространении сохраняется его амплитудное и фазовое распределение. При физической реализации такой пучок на некотором отрезке распространения испытывает минимальные дифракционные искажения [1]. В работе [2] теоретически показана возможность применения бесселевых лазерных пучков для улучшения рабочих характеристик газоанализатора на основе миниатюрных ФА резонансных камер.

В экспериментах в качестве формирователя бесселева пучка нулевого порядка использовался аксикон. Одной из основных характеристик аксикона является угол конуса бесселева пучка  $\gamma = (n - 1) \cdot \sin \theta$ , где n - коэффициент преломления материала аксикона, а  $\theta$  – угол при его основании. Комбинируя угол  $\theta$  и материал изготовления (кварц или стекло) аксикона были отобраны для экспериментов формирователи, отличающихся значением угла  $\gamma$ , а именно 0.0525, 0.0389 и 0.0156 рад, обозначаемые далее по тексту, соответственно A5, A3 и A1. Диаметр и длина оптического отрезка акустического канала  $\Phi$ A камеры составляли примерно 0.8 и 10 мм, соответственно. В качестве источника излучения накачки использовался одномодовый лазерный диод, работающий на длине волны линии поглощения воды 1391.674 нм.

Выбор наиболее оптимального элемента был сделан путем сравнения характеристик акустического отклика  $\Phi A$  камеры, достигаемых для данного элемента, таких как сигнальный *nS* и фоновый *nB* отклики, а также динамический диапазон измерения  $S_{rel} = (nS - nB)/nB$ . Чем выше значение последнего, тем чувствительнее измерительная система. Подробное описание и способ измерения характеристик  $\Phi A$  камеры приводится в работе [3].

Получены экспериментальные зависимости пропускания ФА камеры, занимающей положение в поперечном сечении БСП, соответствующее максимуму пропускания, от расстояния между вершиной аксикона и центром входного отверстия оптического канала ФА камеры для аксиконов А5, А3 и А1.

Измерены также экспериментальные зависимости динамического диапазона измерения  $S_{rel}$  ФА камеры, занимающей положение в поперечном и продольном сечениях БСП, соответствующее максимуму пропускания, от угла  $\gamma$  элемента-формирователя.

Показано, что наилучшими показателями, в частности максимальной чувствительностью, максимальным значением динамического диапазона измерения ФА камеры, обладает формирователь БСП А1, для которого порог детектирования паров воды, приведенный к единице мощности излучения накачки  $\Phi$ А камеры, оказался не хуже чем  $1.1 \times 10^4$  г/м<sup>3</sup>.

- [1] Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly // Physical Review Letters. 1987. Vol. 58. P. 1499–1501.
- [2] Уласевич, А.Л. Диагностика аммиака в воздухе при помощи миниатюрных резонансных оптико-акустических камер / А.Л. Уласевич, А.А. Кузьмук, Н.С. Казак // Неразрушающий контроль и диагностика. 2015. №2. С. 17-23.
- [3] Miniaturized resonant photoacoustic cell of inclined geometry for trace-gas detection / A.V.Gorelik, A.L.Ulasevich, F.N.Nikonovich, M.P.Zakharich, V.A.Firago, N.S.Kazak, V.S.Starovoitov // Applied Physics B. – 2010. – Vol.100. – P. 283–289

УДК 53

Г.А.Русецкий<sup>1</sup>, Т.В.Смирнова<sup>2</sup>, О.М.Федотова<sup>1</sup>, О.Х.Хасанов<sup>1</sup>, В.Кадан<sup>3</sup>

#### ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ: РЕЖИМЫ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

<sup>1</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П.Бровки, 19, 220072 Минск, Беларусь olfe@physics.by

<sup>2</sup> Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, Долгобродская,23, 220070 Минск, Беларусь 3 Институт физики НАН Украины, Проспект Науки 46, 03680 Киев, Украина

В нелинейных средах пространственно-временная локализация мощных световых импульсов управляется конкуренцией эффектов дифракции, дисперсии, самофокусировки, фазовой самомодуляции и др., приводя к явлению филаментации лазерных пучков. В режиме аномальной дисперсии групповой скорости (ДГС) филаментация может способствовать формированию изолированных в пространстве и сжатых во времени импульсов, или световых пуль (СП) [1]. В экспериментах с гауссовыми пучками в сапфире и плавленом кварце [2] предполагалось, что стабильность СП обусловлена их полихроматической Бесселеподобной структурой, состоящей из локализованного высокоинтенсивного ядра и периферии слабой интенсивности, уравновешивающей потери энергии в центральном ядре. Тем не менее, до сих пор детально не выяснена динамика захвата импульсных пучков в СП.

В настоящей работе рассматриваются возможные сценарии распространения высокоинтенсивных импульсных пучков, как гауссовых, так и вихревых (несущих орбитальный момент), в керровской среде в области аномальной ДГС, и условия формирования СП (ВСП). Пространственно-временные условия локализации мощных фемтосекундных импульсов исследуются с использованием модели на основе (2D+1)-мерного нелинейного уравнения Шредингера для огибающей электрического поля и уравнения для динамики концентрации электронной плазмы.

Анализируется динамическая конкуренция между самофокусировкой, фотоиндуцированной плазмой и аномальной ДГС, обеспечивающая стабильное распространение фемтосекундного вихря в зависимости от топологического заряда m и отношения  $\alpha$  входной  $P_{in}$  и критической  $P_{cr}$  мощности импульса. Полуаналитический двухмасштабный вариационный анализ комбинируется с численным моделированием на основе конечно-разностных методов.

Система уравнений движения для временного (продольного) T(z) и пространственного (поперечного) R(z) радиусов импульсного пучка (ИП), полученная вариационным подходом, позволяет найти области устойчивости для СП. Решения анализируются в широком диапазоне длин волн лазерного излучения  $\lambda$  в области аномальной ДГС для плавленого кварца со значениями m = 0 (гауссов пучок) и 1÷ 4 (вортекс),  $\alpha = 12$ ÷400. Установлено, что область устойчивости, обусловленная воздействием плазмы, достаточно узкая, зависит от величины  $\lambda$  и механизма

образования плазмы. Анализ проводился в предположении, что доминирующим механизмом ионизации являлось многофотонное поглощение.

Найдены стационарные значения  $T_0$  для T(z) и  $R_0$  для R(z), соответствующее минимуму потенциальной энергии, и установлена связь между ними. Импульсные пучки с входными значениями T<sub>0</sub> и R<sub>0</sub> устойчивы при распространении. Стабильность достигается за счет оптимальной конкуренции между основными процессами, предотвращающей ИП от расплывания в процессе его нелинейного распространения. Установлено, что  $T_0$  уменьшается с ростом *m*, а  $R_0$  является немонотонной функцией. В то же время, при возрастании  $\alpha$  значения  $T_0$  и  $R_0$  растут. В свою очередь, область существования стационарных решений для временного и пространственного радиусов ВСП определяется пороговым условием:  $\alpha > 2 m / 0,093$ . Выявлено, что стационарные значения радиусов  $R_0$  и  $T_0$  возрастают с увеличением длины волны, а также при уменьшении керровской нелинейности n<sub>2</sub>. Если начальный радиус и длительность ИП отстроены от стационарных значений, то распространение СП в среде сопровождается осцилляциями ее пространственного и временного радиусов. Выявлены условия существования режимов, в которых длительность и радиус ИП (гауссова или вихревого) осциллируют «в фазе» или «в противофазе». Динамика СП, таким образом, может быть сходной с динамикой связанных осцилляторов, как линейных, так и нелинейных [3].

Результаты численного моделирования в целом подтверждают выводы вариационного анализа, демонстрируя более мягкие условия для формирования ВСП, по крайней мере, на расстояниях нескольких дифракционных длин. Полученные входные значения радиуса и длительности импульсного пучка для формирования и устойчивого распространения световой пули в кварцевом стекле могут быть экспериментально реализованы при m=1-2,  $\alpha=12-25$ ,  $T_0=10\div30$  фс,  $R_0=10\div30$  мкм,  $\lambda = 1.8$  -2.5 мкм.

- [1] S.V. Chekalin, V.O. Kompanets, A.E. Dokukina, et al. Visible supercontinuum radiation of light bullets in the femtosecond filamentation of IR pulses in fused silica // Quantum Electronics -2015. -V.45 (5). - P. 401
- [2] D. Majus, G. Tamosauskas, I. Grazuleviciute et al. Nature of spatiotemporal light bullets in bulk Kerr media // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 193901.
- [3] Д.И. Трубецков, М.И. Рабинович. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. 560 с.

УДК 535.4; 53.5

В. В. Шепелевич<sup>1</sup>, А. В. Макаревич<sup>1</sup>, С. М. Шандаров<sup>2</sup>, М. А. Аманова<sup>1</sup>, М. В. Федоренко<sup>1</sup>, П. И. Ропот<sup>3</sup>

#### ОПТИМИЗАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПРЕДМЕТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛЕ Ві<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub> ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ЕГО ТОЛЩИНЫ И УГЛА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ

<sup>1</sup>Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь vasshep@inbox.ru

<sup>2</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, пр. Ленина, 40, 634034 Томск, Россия stanislavshandarov@gmail.com

<sup>3</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

p.ropot@dragon.bas-net.by

Фоторефрактивные кристаллы силенитов  $Bi_{12}SiO_{20}$  (BSO),  $Bi_{12}GeO_{20}$  (BGO) и  $Bi_{12}TiO_{20}$  (BTO) нашли и находят в настоящее время применение в различных голографических приложениях. Это обусловлено их высокой светочувствительностью, неограниченностью процессов записи и считывания голограмм, а также другими уникальными оптическими свойствами и качествами.

При этом известно, что выходные характеристики голограмм (дифракционная эффективность И коэффициент усиления предметной световой волны), сформированных В кристаллах данного типа, сильно зависят толщины ОТ кристаллического образца и его пространственной ориентации относительно опорной и предметной световых волн. Поэтому в рамках данной работы мы представляем результаты теоретической оптимизации коэффициента усиления предметной световой волны в кристалле BGO среза  $(\overline{1}10)$  и даем экспериментальное подтверждение этих результатов. Данная оптимизация заключалась в выборе оптимальных значений азимутов линейной поляризации  $\Psi_0$  опорной и предметной световых волн, при которых для фиксированных значений ориентационного угла θ и толщины d кристалла достигается поляризационно оптимизированный коэффициент усиления предметной световой волны  $\gamma_{\Psi_0}^{opt.}$ 

Полученная поверхность  $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}(\theta, d)$  представлена ниже на рисунке 1,*a*. Для проверки этой поверхности была использована методика экспериментального исследования коэффициента усиления предметной световой волны от толщины фоторефрактивного кристалла, предложенная в работах [1–3]. С использованием этой методики были получены экспериментальные значения  $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}$ , реализуемые для различных  $\theta$  и d при азимутах  $\Psi_0$ , равных 0 (•), 45° (•), 90° (•) или 135° (+). Как видно из приведенного ниже рисунка 1,*a* в данном случае результаты теоретического анализа имеют удовлетворительное согласование с экспериментом.

Следует отметить, что в [1–3] при изучении коэффициента усиления предметной световой волны рассматривались только такие пространственные ориентации кристаллов BSO, BGO и BTO, при которых вклад в фоторефрактивный отклик,

обусловленный обратным пьезоэлектрическим и фотоупругим эффектами (ПЭФ), либо отсутствует ( $\vec{K} \parallel [001]$ , где  $\vec{K}$  – вектор голографической решетки), либо его влиянием можно пренебречь ( $\vec{K} \perp [001]$ ). Отличием данной работы от [1–3] является как непосредственный учет в теоретических расчетах названных эффектов, так и оптимизация перекачки энергии из опорного пучка в предметный.

Также на рисунке 1,*а* линиями серого и черного цветов выделены абсолютные максимумы перекачки энергии, которые достигаются за счет специального выбора не только  $\Psi_0$ , но и  $\theta$ . Зависимости ориентационного угла  $\theta^{\max}$  и азимута линейной поляризации  $\Psi_0^{\max}$  от толщины d, при которых реализуются выделенные максимумы коэффициента усиления, приведены на рисунке 1,*b*, причем цвета этих зависимостей соответствуют выделенным максимумам на фрагменте *a*.



Рисунок 1. *a* – Зависимость  $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}(\theta, d)$  где маркерами «•», «**•** 

линиями отмечены максимально возможные значения коэффициента усиления;  $\delta$  – зависимости  $\theta^{max}(d)$  и  $\Psi^{max}(d)$ , при которых образуются максимумы коэффициента усиления, отмеченные на фрагменте *a*: сплошная линия –  $\theta^{max}$ , штриховая линия –  $\Psi^{max}$ 

Таким образом, впервые выполнена теоретическая оптимизация коэффициента усиления предметной световой волны от ориентационного угла и толщины кристалла  $Bi_{12}GeO_{20}$  среза ( $\overline{110}$ ). Проведено экспериментальное подтверждение полученных результатов. Приведены зависимости значений ориентационного угла кристалла и азимутов линейной поляризации световых пучков, при которых коэффициент усиления предметной световой волны достигает максимальных значений.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 1.2.01 Государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника»), а также РФФИ (грант 16-29-14046-офи\_м).

- [1] Dynamic holography with none plane waves in sillenites / E. Shamonina [et al.] // Opt. Quant. Electron. 1996. Vol. 28, № 1. P. 25–42.
- [2] Investigation of two-wave mixing in arbitrary oriented sillenite crystals / E. Shamonina [et al.] // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 64, № 1. P. 49–56.
- [3] Optical activity in photorefractive  $Bi_{12}TiO_{20}$  / E. Shamonina [et al.] // Opt. Comm. 1998. Vol. 146, No 1–6. P. 62–68.

УДК 53

Е. Ф. Бедулина<sup>1</sup>, Н. Е. Кунделева<sup>2</sup>

#### ОБЪЕКТИВ С ДИСКРЕТНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ, ОБЗОР СХЕМНЫХ РЕШЕНИЙ

<sup>1</sup> Белорусский Национальный Технический Университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь

<u>Bedulina EF@gmail.com</u>

<sup>2</sup> ОАО «Пеленг», ул. Макаёнка, 25, 220114 Минск, Беларусь

В современном оптическом приборостроении широкое применение находят оптические системы дискретного (скачкообразного) изменения увеличения.

Объективы с дискретным изменением фокусного расстояния используются при необходимости быстрого переключения двух полей зрения. Такие объективы объединяют в себе характеристики широкоугольных (короткофокусных) систем и систем узкого поля (длиннофокусных). Объективы с дискретным изменением фокусного расстояния используются для обнаружения и слежения за объектом как в видимой, так и в инфракрасной области.

Наиболее часто используемой схемой телевизионного объектива с дискретным изменением является трехкомпонентная схема с одним подвижным компонентом (Puc.1). В такой системе фокусное расстояние меняется благодаря продольному перемещению отрицательного компонента 2.



Рис. 1. Схема трёхкомпонентной системы с дискретным изменением фокусного расстояния, работающей в видимой области. [1]

Для изменения фокусного расстояния также используется выведение одного или нескольких компонентов (Рис. 2). Системы на основе таких схемных решений часто используются в прицелах.



Рис. 2. Схема объектива с дискретным изменением фокусного расстояния с выведением компонента. [2]

Для работы в ближней ИК-области спектра (3...5) мкм используются приемники с охлаждаемой диафрагмой. В таком случае применяются системы на основе схемы с промежуточным изображением (Рис. 3).



Рис. 3. Схема системы с промежуточным изображением. [3]

В качестве компонента с изменяемой оптической силой также можно использовать жидкостные линзы [4] и деформируемые зеркала, однако в связи со сложностью изготовления, громоздкостью и потерями пропускания область применения таких систем очень ограничена.

Системы с дискретным изменением фокусного расстояния широко применяются в аэросъемке. В связи с этим возрастают требования к весогабаритным характеристикам.

В связи с необходимостью уменьшения продольного габарита и веса системы при расчете объектива с дискретным изменением фокусного расстояния используются асферические поверхности, а также дифракционные элементы. Применение этих компонентов позволяет уменьшить количество линз объектива при сохранении высокого качества изображения.

- [1] Кунделева Н.Е. Оптическая система с двумя полями зрения . // Патент в процессе заявки.
- [2] Балоев В.А. Оптическая система тепловизионного прибора с двумя полями зрения . / В.А. Балоев, В.П. Иванов, Н.Г. Нигматуллина, С.В. Рагинов, И.А. Скочилова, Д.Н. Шарифуллина// Патент RU 2569429 – 08.12.2015.
- [3] Иванов В.П. Устройство для формирования инфракрасного изображения ./ В.П. Иванов, А. Р. Насыров, Н.Г. Нигматуллина, Д.Н. Шарифуллина// Патент RU 2569424 – 30.12.2014.
- [4] Dayong Li. Zoom lens.// US 9,229,204 B2 09.06.2012.

УДК 531.756:544.032.5

#### В.В. Лукьяница

# ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ВОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

#### УО Белорусский государственный медицинский университет, кафедра физики, 220116,Минск, пр. Дзержинского, 83. Беларусь Lukyan.1952@mail.ru

К настоящему времени надежно установлено, что на магнитные поля реагируют биосистемы различных уровней организаций: клетки, органы и системы. Однако общепринятая точка зрения на первичный механизм влияния магнитного поля (МП) на организм человека пока отсутствует. Обсуждается более десяти возможных механизмов влияния МП [1]. По нашему мнению, по аналогии с данными работы [2], такой, ранее не рассматривавшийся, механизм связан с водой, которая составляет 70% массы тела человека. Проведение дальнейших исследований в этом актуальном направлении будет способствовать развитию физики воды и водных систем, а также биофизики и молекулярной физиотерапии [3].

Целью данной работы является исследование влияния постоянного магнитного поля на оптическую плотность воды в стационарном режиме. Объектом исследования была дистиллированная вода, которая в чашке Петри ( $\Phi$ =30 мм) помещалась в магнитное поле на различное время (1-15 минут). В экспериментах применялись постоянные магниты плоской и цилиндрической ( $\Phi$ =28 мм) формы с индукцией МП соответственно 80 мТ и 280 мТ, а так же магнитная лейка (B=20 мT).

Оптическая плотность воды **D** измерялась на спектрофотометре PM 2111 Solar и спектрометре Specord 500<sup>м</sup>. Значение **D** измерялись до и после воздействия МП, и разность этих значений ( $\Delta$ **D**) анализировалась в зависимости от длины волны диагностирующего света и времени воздействия МП. При этом для повышения точности и достоверности получаемых результатов измерения **D** (ее значения малы) проводили по 5-10 раз в каждой точке этих зависимостей.

Было выполнено три вида экспериментов: 1) воздействовали на воду северным полюсом плоского магнита; 2) воздействовали на воду южным полюсом плоского магнита; 3) воздействовали МП на воду, помещенную между северным и южным полюсами магнитов. В сравнительных экспериментах воду пропускали через магнитную лейку.

Установлено, что пропускание воды через магнитную лейку не приводит к изменению ее оптической плотности  $\Delta D=0$  во всем исследуемом интервале длин волн. Совсем по-другому обстоят дела в первых трех экспериментах (см. рисунок).

Сравнительный анализ экспериментальных данных, приведенных на рисунке (кривые 1-3), показал, что магнитная обработка воды, помещенной между двумя полюсами магнита, приводит к существенно большему изменению оптической плотности воды (кривая 3), чем в случаях раздельного воздействия на воду каждого из полюсов магнита (кривые 1,2). Причем ее спектральная зависимость не является суперпозицией спектральных зависимостей  $\Delta \mathbf{D}$ , полученных раздельно для северного и



Рис. 4. Спектральные зависимости ∆D при различных геометриях опыта. Кривые: 1 – воздействие южным полюсом магнита; 2 – воздействие северным полюсом магнита; 3 – между северным и южным полюсами магнита

южного полюсов магнита. Более того, в этом случае в интервале длин волн 340- 670нм наблюдается только уменьшение **D** с максимальными значениями  $\Delta$ **D** при 340нм и 550нм. Кроме того, установлено, что с увеличением индукции магнитного поля от 80 до 250мТ  $\Delta$ **D** также увеличивается.

Получены временные зависимости  $\Delta D$  в интервале 1-15 минут на динах волн 340нм, 405нм, 540нм, 570нм и 620нм в случае воздействия на воду южным полюсом цилиндрического магнита с индукцией 250мТ.

Установленный факт наличия временных, в том числе немонотонных, и мульти экстремальных спектральных зависимостей оптической плотности воды свидетельствует о ее неоднородной структуре, то есть о присутствии в ней молекулярных кластеров. Под действием магнитного поля структура этих кластеров начинает изменяться с течением времени, что приводит в ряде случаев к изменению оптической плотности воды, включая ее «просветление». При этом кластерные перестройки лимитированы величиной магнитного поля и временем его воздействия.

Таким образом, воздействие слабых постоянных магнитных полей на воду вызывает хоть и небольшие, но изменения ее оптической плотности, которые чувствительны к величине и направлению (геометрии опыта) магнитного поля, времени экспозиции (воздействия МП) и длине волны диагностирующего света, используемого для регистрации этих изменений.

- [1] Лукьяница В.В. Магнитное поле, его характеристики, влияние на биологические объекты и использование в медицине /В.В. Лукьяница.-Минск, 1997г., 38с.
- [2] Лукьяница В.В. Первичный механизм воздействия при КВЧ-терапии. //Медицинский журнал. 2013г. №1. С. 94-99.
- [3] Улащик В.С. Элементы молекулярной физиотерапии /В.С. Улащик.-Минск, 2014г., 257с.

#### Л.В. Танин

# АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ АТОМАРНЫХ СРЕД С СИЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ ПОГЛОЩЕНИЯ В МЕТОДАХ РЕЗОНАНСНОЙ ОПТИКИ

### Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь ЗАО «Голографическая индустрия», Минск, Беларусь leonidtanin@gmail.com

Одной из актуальных задач современного научного мира является проведение фундаментальных и прикладных исследований по созданию источников энергии, альтернативной солнечной энергии, в том числе основанных на термоядерном синтезе. В связи с этим появляется необходимость в развитии методов диагностики высокотемпературной водородной плазмы в установках Токамак. В то же время проявляется интерес и к работам по обращению волнового фронта. Для решения задач формирования и преобразования световых пучков с заданной пространственной структурой и оптической обработки информации в реальном времени необходимо иметь среды с повышенной чувствительностью, быстродействием и цикличностью. Наибольший интерес в этом случае представляют атомные среды с резонансным поглощением. В основе всех этих исследований лежит явление аномальной дисперсии [1], используя которое получили дальнейшее развитие высокочувствительные методы резонансной оптики: резонансная интерферометрия [2-6] и флуоресценция [7-8], резонансная динамическая голография [9].

Объединяющим и основным определяющим фактором этих перспективных научных направлений резонансной оптики являются лазерные технологии. В этой связи когерентно-оптические - интерференционные, флуоресцентные, голографические, спеклоптические - методы в зависимости от решаемых задач предъявляют к лазерному источнику света особые требования: при значительной выходной энергии и мощности излучения его высокая пространственная когерентность и монохроматичность; перестраиваемая длина волны излучения в широком спектральном диапазоне, а также две и более линии генерации излучения с регулируемым спектральным интервалом; генерация импульса излучения различной длительности и генерация двух или нескольких парных моноимпульсов излучения с регулируемым временным интервалом; излучение с заданным и изменяющимся направлением вектора поляризации и др. В данной работе в целом ряде проведенных фундаментальных и прикладных исследований использованы эти уникальные параметры лазерного излучения. В частности, впервые были проведены исследования в области резонансной оптики и показана перспективность использования для этих целей импульсного перестраиваемого по длине волны излучения лазеров на красителях с лазерной и ламповой накачкой.

Цель исследований - развить методы резонансной оптики и показать теоретически и экспериментально возможность повышения чувствительности методов резонансной интерферометрии, резонансной флуоресценции и динамической резонансной

голографии с использованием перестраиваемого по длине волны излучения лазера на красителях. Предложены и экспериментально реализованы методы резонансной оптики, которые дают возможность регулировать чувствительность среды к записи динамических резонансных амплитудно-фазовых (объемных и плоских) голограмм и тем самым открывают новый класс регистрирующих сред для динамической голографии – газообразные среды [9], а также позволяют на порядок и более повысить чувствительность методов интерферометрии и флуоресценции для определения концентрации атомов в плазме [2-8].

1. Рождественский, Д.С. Аномальная дисперсия в парах натрия/Д.С. Рождественский // Журнал Русского физико-химического общества. Часть физическая. – Санкт-Петербург, 1912. – Т. 44. – С. 395 – 430.

2. Танин, Л.В. Биомедицинская и резонансная оптика: теория и практика / Л.В. Танин, А.Л. Танин. – Минск: Мн. Изд-во «Беларуская навука», 2011. – 687 с.

3. Танин, Л.В. Резонансные, голографические и спекл-оптические исследования фазовых, диффузных и зеркальных объектов/Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.05 – Оптика/ Л.В. Танин//Издательский центр Белорусского государственного университета, г. Минск, 2014 г. – 63с.

4. Островский, Ю.И. Перестраиваемый лазер на органическом красителе для резонансной интерферометрии и голографии / Ю.И. Островский, Л.В. Танин // ЖТФ. – 1975. – Т. 45, № 8. – С. 1756 – 1766.

5. Дрейден Г.В. Применение методов резонансной интерферометрии и голографии для диагностики плазмы / Г.В. Дрейден, А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский, Н.А. Победоносцева, Л.В. Танин // Физика плазмы. – 1975. – Т. 1, №. 3. – С. 462 – 482.

6. Ostrovskaya, G.V. Application of dye lasers in holography and holographic interferometry / G.V. Ostrovskaya, Yu.I. Ostrovsky, L.V. Tanin // Applied holography. Interkamera. – Praha, 1978. – P. 229–252.

7. Бураков В. С. Применение лазеров на красителях для диагностики плазмы методом резонансной флюоресценции в установке токамак ФТ – I / B. С. Бураков, П.Я. Мисаков, П.А. Науменков, С.В. Нечаев, Г.Т. Раздобарин, В.В. Семенов, Л.В. Соколова, Л.В. Танин, И.П. Фоломкин // Тезисы Второй всесоюзной конференции «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение», Душанбе, 27–30 сентября 1977 г. / Акад. наук БССР, Ин-т физики [и др.]. – Минск, 1977. – С. 317–319.

8. Батище С.А. Получение генерации в криптоне вблизи резонансной линии 123,6 нм / С.А. Батище, В.С. Бураков, В.И. Гладущак, В.А. Мостовников, П.А. Науменков, Г.Т. Раздобарин, А.С. Рубанов, А.Н. Рубинов, В.В. Семенов, Л.В. Танин, Е. Я. Шрейдер // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т. 3, № 14. – С. 674 –677.

9. Островский Ю.И. О свойствах динамических голограмм, зарегистрированных в парах натрия /, В.Г. Сидорович, В.И. Стаселько, Л.В. Танин // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т. 1, № 22. – С. 1030 – 1033.

УДК 535.42:621.373.8: 535.374 Р. В. Чулков<sup>1</sup>, В. Ю. Маркевич<sup>1</sup>, А. Алямани<sup>2</sup>, В. А. Орлович<sup>1</sup>

# Эффект синхронизации мод в твердотельном ВКР-лазере с многомодовой накачкой

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

<sup>2</sup> Центр науки и технологии им. короля Абдулазиза (KACST), 11442 P.O Box 6086, Riyadh, Saudi Arabia

В качестве источников когерентного излучения твердотельные лазеры на вынужденном комбинационном рассеянии (ТЛ на ВКР или ТЛВКР) успешно демонстрируют свой потенциал в многочисленных приложениях науки и технологии [1,2]. Подобно традиционным твердотельным лазерам, ТЛВКР работают, как правило, в многомодовом режиме. В этом режиме установлена возможность активной и пассивной синхронизации мод (СМ). СМ в ТЛВКР была осуществлена при синхронной накачке [3], стоксовой генерации высших порядков [4], внутрирезонаторном преобразовании [5], в кольцевом резонаторе [6].

СМ также наблюдалась в волоконном ВКР-лазере в условиях, когда частоты обхода его резонатора были согласованы с частотами межмодовых биений лазера накачки (СМ на межмодовых биениях или СММБ) [7]. СММБ-лазер генерировал последовательность прямоугольных импульсов с частотой несколько сотен МГц. Однако длительность импульсов составляла десятки наносекунд.

В настоящей работе мы экспериментально реализуем СММБ в ТЛВКР с генерацией цуга субнаносекундных импульсов. Мы также демонстрируем перспективность реализованного подхода для создания источников лазерных импульсов длительностью несколько пикосекунд.

В качестве накачки использовались линейно-поляризованные импульсы длительностью 7 нс и шириной спектра 0,7 см<sup>-1</sup>, которые на длине волны 2-ой гармоники 532 нм генерировал многомодовый АИГ:Nd лазер с активной модуляцией добротности. Типичный импульс генерации имел случайную структуру с незначительным доминированием отдельных спайков вследствие случайной частичной синхронизации мод (Рис. 1а,б). ВКР происходило на переходе комбинационного рассеяния (ПКР) со сдвигом 1047 см<sup>-1</sup> в кристалле нитрата бария длиной 7 см, который был помещен в резонатор ТЛВКР, сформированный двумя плоскими зеркалами.

Осциллограммы импульсов генерации ТЛВКР, экспериментально зарегистрированные в условиях, когда времена обходов резонаторов лазера накачки и ТЛВКР были близки, представляли собой последовательность коротких всплесков, длительность которых 0,3 нс не превышала временного разрешения системы регистрации, а период следования 3,2 нс соответствовал времени обхода резонатора ТЛВКР (Рис. 1в,г), свидетельствуя, тем самым, о СММБ. В случае, когда времена обходов резонаторов были далеки друг от друга, типичная огибающая импульса генерации была хаотически структурирована. Результаты численных расчетов, выполненные в рамках плоско-волновой модели нестационарного ВКР, учитывающей поперечную неоднородность пучка накачки, показали, что длительность импульсов генерации ТЛВКР может составлять  $30\div40$  пкс, незначительно превышая время  $T_2 = 25$  пкс ПКР нитрата бария. При использовании кристаллических сред с малыми значениями  $T_2$  это открывает возможность генерации последовательности импульсов длительностью несколько пикосекунд.



Рис. 1. Экспериментально измеренные (а-г) и рассчитанные (д-з) одиночные (а,в,д,ж) и усредненные по 10<sup>3</sup> лазерным выстрелам (б,г,е,з) осциллограммы импульсов накачки (а,б,д.е) и импульсов генерации ТЛВКР (в,г,ж.з).

[1] Crystalline and fiber Raman lasers / T.T. Basiev [et al.] // in: I. T. Sorokina, K. L. Vodopyanov (Eds.), Topics 75 in Appl. Phys.: Solid-State Mid-Infrared Laser Sources. – 2003. – V. 89. – P.351.

- [2] Wavelength-versatile visible and UV sources based on crystalline Raman lasers / H.M. Pask [et al.] // Prog. Quant. Electron. 2008. V.32. P. 121.
- [3] Grigoryan, G.G. Synchronously pumped picosecond Raman laser utilizing an LiIO<sub>3</sub> crystal / G.G. Grigoryan, S.B. Sogomonyan // Sov. J. Quant. Electr. 1989. V. 19. P. 1402.
- [4] Self-mode locking at multiple stokes generation in the Raman laser / V.A. Lisinetskii [et al.] // Opt. Commun. 2010. V. 283. P. 1454.
- [5] Transverse mode locking of Stokes radiation in diode end-pumped Nd:YVO4 laser passively Q-Switched by Cr<sup>4+</sup>:YAG / V.V. Bezotosny [et al.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2016. – V. 43. – P. 203.
- [6] Chulkov, R. Observation of the self-mode-locking in a ring Raman laser / R. Chulkov, V. Markevich, V.A. Orlovich // Summaries of the XV International Conference "Laser optics". – 2012. – P. r1-0413.
- [7] Raman fiber laser harmonically modelocked by exploiting the intermodal beating of CW multimode pump source / Z.Q. Luo [et al.] // Opt. Express 2012. V. 20. P. 19905.

УДК 535.37+621.373

С.А. Тихомиров<sup>1</sup>, Е.А. Барбарчик<sup>1</sup>, О.В. Буганов<sup>1</sup>, М.В. Коржик<sup>2</sup>, М. Луккини<sup>3</sup>, А.Д Широканов.<sup>1</sup>

#### УСКОРЕННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ АНСАМБЛЯ ВОЗЬУЖДЕННЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ Се<sup>3+</sup> В КРИСТАЛЛАХ СТРУКТУРНОГО ТИПА ГРАНАТА

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, s.tik@ifanbel.bas-net.byy <sup>2</sup>НИИ ядерных проблем БГУ, Минск, Беларусь <sup>3</sup>ЦЕРН, Женева, Швейцария

В настоящее время кристаллы структурного типа граната широко используются для создания быстродействующих сцинтилляционных материалов, особенно в экспериментальной физике и медицинской диагностике. Временное разрешение в детекторах на основе сцинтилляторов существенно зависит от фронта кинетики высвечивания сцинтилляций. Время нарастания сцинтилляционного сигнала играет решающую роль в измерениях с временным разрешением, причем достижимое временное разрешение также связано с квантовым выходом и кинетикой сцинтилляции. Таким образом, малое время разгорания сцинтилляций важно для применения неорганических сцинтилляторов в TOF-PET-сканерах и для точной временной привязки детекторов в экспериментах по физике высоких энергий.

Легированные церием (Се) кристаллы гранатов с химической формулой  $M_3A_5O_{12}$  (где металл M представляет собой иттрий (Y) или редкоземельные ионы или их смесь, металл A - Al, Ga или их смесь) имеют высокий квантовый выход, время затухания люминесценции короче 100 нс и полосу люминесценции с максимумом в диапазоне 520-560 нм, что идеально соответствует спектральной чувствительности кремниевых фотоумножителей.

Недавно было продемонстрировано, что со-допирование сцинтилляционных материалов гранатов ионами щелочноземельных металлов является перспективным подходом для улучшения свойства сцинтилляторов. Результатом является значительное ускорение времени нарастания люминесценции, как было показано для кристаллов Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub>: Се, со-допированых ионами Mg. Вместе с тем до сих пор не было продемонстрировано количественных результатов, связанных с таким улучшением. Это обусловлено тем, что прямое измерение времени разгорания люминесценции ограничено быстродействием существующих фотоприемников.

Поскольку время разгорания люминесценции напрямую связано с процессами заселения излучательных уровней ионов, обуславливающих сцинтилляцию, то оно может быть напрямую измерено методами абсорбционной спектроскопии возбуждения – зондирования. При этом, импульс накачки с длительностью порядка 100 фс используется для возбуждения различных высоколежащих электронных переходов, в том числе и для перевода части свободных носителей в зону проводимости, в то время как зондирующий импульс аналогичной длительности с управляемой временной задержкой относительно импульса возбуждения используется для зондирования неравновесной населенности свободных носителей и возбужденных электронных уровней ионов Ce<sup>3+</sup>.

В работе исследуется длительность формирования ансамбля возбужденных примесных центров при одновременном возбуждении внутрицентровых переходов активаторного иона Ce<sup>3+</sup> и центров окраски.

Измерения проводились с использованием автоматизированного спектрометра импульсного фемтосекундного титан-сапфирового генератора на основе И многопроходного усилителя, работающих с частотой повторения 10 Гц. Возбуждение образцов производилось излучение третьей гармоники ( $\lambda_{\text{макс}} \approx 263 \text{ nm}$ ) основной частоты титан-сапфирового лазера. Длительность возбуждающих импульсов составляла ~140 фс, энергия ~ 10 мкДж. В качестве зондирующих импульсов использовалось излучение фемтосекунлного суперконтинуума. Изменение оптической плотности ΔD рассчитывалось по формуле  $\Delta D(\lambda, t) = lg(T_0/T)$ , где  $T = I_{npob}/I_{on}$  и  $T_0 = I_{npob}^0/I_{on}^0$  отношения энергий пробного и опорного импульсов, прошедших через исследуемый образец при возбуждении и без возбуждения.

На Рис.1 приведена кинетика наведенного поглощения в кристаллах Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub>: Се без со-допирования и со-допированых ионами Mg.



Рис.1 Кинетика сигналов изменения поглощения зондирующего излучения при комнатной температуре в кристаллах Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub>: Се и со-допированых ионами Mg.

Экспериментально установлено, что в кристаллах Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub>: Се при их содопировании ионами магния характерное время формирования населенности излучающего уровня становится менее 1пс, что обеспечивает наиболее короткое для известных активированных церием кристаллов время формирования ансамбля возбужденный примесных центров Ce<sup>3+</sup>. Предполагается, что со-допирование ионами магния приводит к устранению влияния неглубоких уровней захвата в запрещенной зоне, что способствует почти мгновенному формированию сигнала люминесценции. УДК 535.34

#### А. Л. Толстик

#### ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ В НАУКЕ И ПРАКТИКЕ

# Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

# tolstik@bsu.by

Приведен обзор теоретических и экспериментальных исследований в области динамической голографии, развитие которой на протяжении нескольких десятилетий, начиная с пионерской работы [1], позволило реализовать многочисленные способы преобразования волнового фронта лазерного излучения, включая обращение волнового фронта (ОВФ), разработать эффективные способы измерения нелинейно-оптических и кинетических характеристик конденсированных сред, создать пространственновременные модуляторы света и лазеры на динамических решетках. Рассмотрение проведено как с позиции классической голографии, так и с использованием нелинейнооптического подхода на основе схем многоволнового взаимодействия, реализуемого в условиях проявления нелинейностей пятого и более высоких порядков. Показана взаимосвязь брэгговской дифракции на отдельных компонентах динамической решетки с нелинейной оптической восприимчивостью различных порядков.

Новое направление динамической голографии связано с записью сингулярных голограмм, формируемых при интерференции гауссовых и сингулярных световых полей (оптических вихрей) [2]. Интерес к таким динамическим голограммам обусловлен возможностью управления волновым фронтом световых пучков, включая их топологическую структуру. Использование схем нелинейной голографической записи позволяет реализовать инвертирование и мультиплицирование топологического заряда, а также частотное преобразование оптических вихрей из ИК-области спектра в видимую. Использование топологического заряда сингулярного пучка в качестве информационного параметра позволяет на основе сингулярных динамических голограмм выполнить ряд алгебраических операций: инвертирование заряда, умножение на целое число, сложение и вычитание.

Дополнительные возможности открывает поляризационная запись динамических голограмм, при которой опорная и сигнальная волны поляризованы ортогонально. В этом случае суммарная интенсивность остается постоянной и имеет место только пространственная модуляция состояния поляризации света в соответствии с разностью фаз записывающих голограмму волн [3]. Рассмотрены механизмы записи поляризационных голограмм как за счет эффекта светоиндуцированной анизотропии поглощения, так и за счет зависимости интенсивности насыщения поглощения раствора красителя от состояния поляризации лазерного излучения, периодически меняющейся от линейной до круговой. Проанализированы состояния поляризации дифрагированной волны в зависимости от комбинации состояний поляризации всех волн, участвующих в записи и считывании динамических голограмм. На основе поляризационных голограмм реализовано динамическое управление поляризацией сингулярных световых пучков, включая поворот плоскости поляризации, а также трансформацию линейной поляризации излучения в круговую или эллиптическую. Выявленные закономерности представляют интерес для реализации схем динамического фазово-поляризационного преобразования лазерных импульсов [4].

Особое внимание В докладе уделяется практическому использованию динамических голограмм для управления лазерными пучками и преобразования волнового фронта световых пучков в реальном времени, адаптивной интерферометрии и диагностики сред методом динамических решеток. Показана возможность выделения различных механизмов нелинейности за счет изменения периода динамических решеток, а также измерения светоиндуцированного изменения показателя преломления и нелинейной оптической восприимчивости. На основе измерения времени жизни светоиндуцированных решеток определены характеристики разнообразных физических процессов (термооптический коэффициент, коэффициент температуропроводности, время жизни носителей заряда и время жизни возбужденного состояния). При этом для люминесцирующих сред решается проблема вторичного поглощения спонтанно испущенных фотонов.

Введение нетривиальных информационных параметров (поляризации излучения и топологического заряда) позволяет объединить возможности поляризационной голографии и сингулярной оптики и на новых принципах осуществлять кодирование информации. Голографические сингулярные структуры перспективны для использования в технологиях защиты ценных бумаг и документов. Использование топологического заряда В качестве информационного параметра позволяет формировать скрытые изображения, которые одновременно могут совместить технологию голографической защиты с записью кодированной информации.

- [1] Степанов Б. И. О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющихся веществах / Б.И. Степанов, Е.В. Ивакин, А.С. Рубанов // ДАН СССР 1971. Т. 196. № 3. С. 567–571.
- [2] Tolstik A. L. Singular dynamic holography // Russian Physics Journal. 2016. V. 58. № 10. – P. 1431–1440.
- [3] Ормачеа О. Поляризационное многоволновое взаимодействие в растворах лазерных красителей / О. Ормачеа, А. Л. Толстик // Известия РАН. Сер. Физическая. – 2005. – Том 69. – № 8. – С. 1144–1146.
- [4] Gorbach D. V. Polarization transformation of singular light beams upon four- and sixwave mixing / D.V. Gorbach, S.A. Nazarov, O.G. Romanov, A.L. Tolstik // Nonlinear Phenomena in Complex Systems – 2015. – V. 18. – № 2. – P. 149–156.

# ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР, ТВЁРДОГО ТЕЛА И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

УДК 532.529.5; 537.634

#### А. М. Жолудь

#### ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ ПРИ ИХ МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ

Институт тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова НАН Беларуси, П. Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь <u>zholud.anton@gmail.com</u>

Магнитная сепарация технология, которая имеет давнюю историю от магнитной отчистки железной руды до самых последних приложений по выделению биологических клеток. При этом достижение необходимой производительности требует использования клеточных суспензий с высокой концентрацией. В таких условиях вследствие неоднородности концентрации возникает гидродинамическая неустойчивость суспензии.

Это, в частности, приводит к формированию квазипериодической структуры вихрей в модельной системе [1], позволяющей исследовать магнитную сепарацию. Система представляет собой ячейку Хеле-Шоу, в которой на суспензию одновременно воздействуют в вертикальном направлении гравитационное поле, в горизонтальном высокоградиентное магнитное поле. На рис. 1, в левой его части, представлен один из кадров видео с результатами регистрации подобных структур в суспензии эритроцитов.



Рис. 1. Кадр экспериментального видео и измеренное по нему пространственное распределение концентрации эритроцитов в ячейке Хеле-Шоу.

Механизмы возникновения наблюдаемой неустойчивости, в основном связанные с неоднородностью концентрации. Их влияние на процесс выделения частиц из суспензии представляют значительный интерес для развития технологии магнитной сепарации. В связи с чем, первым этапом исследований стала разработка метода измерения пространственного распределения концентрации частиц по экспериментальному видео. Идея метода заключается в определении концентрации по количеству света, которое пропускает суспензия, поскольку при больших концентрациях изображения частиц накладываются друг на друга, и концентрацию невозможно определить элементарным подсчетом. Для реализации метода видео обрабатывается следующим образом. Вначале для каждого кадра, изображение преобразуется из цветного в оттенки серого или яркость с помощью следующего преобразования

 $I = 0,2126 \cdot R + 0,7152 \cdot G + 0,0722 \cdot B$ 

где І –яркость пикселя изображения один из 255 оттенков серого,

- *R* яркость пикселя изображения в красном канале от 0 до 255,
- G яркость пикселя изображения в зеленом канале от 0 до 255,
- В яркость пикселя изображения в синем канале от 0 до 255.

Концентрация это предел отношения числа частиц в объеме к величине объема, когда последний стремиться к нулю. По этой причине концентрацию нельзя определить по единственному пикселю изображения, она будет результатам усреднения по некоторой области изображения с минимально возможными размерами. Эксперименты, когда в качестве области усреднения использовалось изображения кадра целиком, а на нем частицы были распределены равномерно с известной концентрацией, показали линейную связь между концентрацией и средней интенсивностью *1*. Это важный результат, который говорит о принципиальной возможности метода.

Дальнейшие исследования показали, что при использовании в качестве области усреднения квадрата, для обеспечения ее минимального размера и возможности определения концентрации длина его стороны должна быть равна 25-50 мкм. Это соответствует минимальным размерам структур, возникающим при развитии вихревого движения (см. рис. 1).

Результаты использования метода представлены на рис. 1., где слева изображение кадра, справа измеренное по этому кадру распределение концентрации клеток. Первоначально клетки были равномерно распределены по объему ячейки Хеле-Шоу в концентрации 250 млн/мл, а наблюдаемая картина развилась через 163 секунды после начала процесса сепарации.

Работа выполнена в рамках проекта Ф17М-018, поддержанного Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований.

[1] Кашевский Б. Э. Одночастичная и коллективная моды магнитной сепарации эритроцитов / Б. Э. Кашевский, А. М. Жолудь, С. Б. Кашевский // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2015. – Т. 59, № 2. – С. 40–46. УДК 621.318.1

Г.А.Говор<sup>1</sup>, А.И.Галяс<sup>1</sup>, А.К.Вечер<sup>1</sup> А.М.Алиев<sup>2</sup>

#### ГИГАНТСКИЙ МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА МАРГАНЦА

<sup>1</sup> Научно-практический центр по материаловедению НАНБ.ул.П.Бровки,19,220072 Минск govor@physics.by

<sup>2</sup>Институт физики Им.Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, ул. М.Ярагского, 94, 367003 г. Махачкала, Россия dagphysics@mail.ru

В последние годы проблеме разработки и исследованию теплоносителей для магнитных холодильников, позволяющих существенно снизить потребление электроэнергии, уделяется большое внимание..

Известно, что одним из претендентов на роль теплоносителя в магнитном холодильнике является эквиатомный арсенид марганца – MnAs, при нормальных условиях ферромагнетик с намагниченностью насыщения 3,4  $\mu_B$  на атом марганца [1-2]. При температуре  $T_u = 315$  K в относительно небольших магнитных полях наблюдается фазовый переход 1-го рода с разрушением упорядоченного ферромагнитного состояния. Отличительной особенностью этого перехода является то, что, наряду с разрушением упорядоченного ферромагнитного состояния, имеет место структурный переход с изменением удельного объема элементарной ячейки на величину –  $\Delta V/V_0 = -0,02$  [2]. Значения магнетокалорического эффекта для MnAs в сравнении с другими хладоносителями приведены в таблице 1 [3].

Материал	Температура Кюри, К	Ј или S	Наблюдаемая $\Delta$ , J/(kg·K)	Ожидаемая $\Delta$ , J/(kg·K)
Gd <sub>5</sub> Si <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	272	3,5	36,4	88,9
MnAs	318	2	40	103
FeMnAsP	305	1	18	117
$MnAs_{0,9}Sb_{0,1}$	283	2	30	103
$La(Fe_{0.88}Si_{0.12})_{13}H_1$	274	1	23	127

В настоящей работе проведено исследование ряда сплавов на основе арсенида марганца с добавками фосфора и железа. Именно такие материалы, где наблюдаются магнитоструктурные переходы 1-го рода со значительными объемными измерениями, вдобавок к изменению энтропии магнитной подсистемы, при фазовом переходе происходит также изменение энтропии решеточной подсистемы, благодаря чему в этих системах могут наблюдаться гигантские значения магнетокалорического эффекта. Однако поскольку объемные изменения при фазовом переходе приводят к разрушению образцов, необходимо использовать композиционные материалы. В данном случае для изготовления образцов использовались мелкодисперсные смеси полученных материалов, в которые добавлялся ПВА в количестве 2% от веса образца. После высушивания порошков с ПВА добавками порошок прессовался в виде таблеток диаметром 5 мм с последующим отжигом в вакууме при температуре 250С.

В данной работе приводятся сравнительные результаты прямых измерений МКЭ композитов MnAs, а также композитов допированных составов MnAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> (x=0.02, 0.025, 0.03) (рис.1) и композитов Mn<sub>1-x</sub> Fe<sub>x</sub> As (x=0,006, 0,01, 0,15) в циклических магнитных полях амплитудой до 8 Тл.

15





Рис.1. МКЭ в композитах MnAs и сплавов MnAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (x= 0,02, 0,025, 0,03)



Из сравнения результатов видно, что для композита Mn<sub>0,994</sub>Fe<sub>0,006</sub>As в сравнении с композитом MnAs MKЭ на 20-25% выше. Одним из основных вопросов при исследовании гигантского магнетокалорического эффекта является природа этого эффекта и оценка вкладов магнитной, решеточной (и электронной) подсистем в общий МКЭ. В этой работе нами сделана попытка оценить вклады решеточной и магнитной подсистем в общий МКЭ на основе полевых и температурных зависимостей МКЭ и магнитострикции.

На рис.3 приведены результаты разделения вкладов в МКЭ для MnAs, из которых следует, что структурный вклад является основным и составляет порядка 70%



Рис.3.Разделение вкладов в МКЭ в MnAs



Рис.4. Изменение объема решётки при фазовых переходах в MnAs

Поскольку магнитный вклад в обоих случаях одинаков, то увеличение МКЭ для сплава с железом следует отнести к структурному вкладу в результате создания напряженного состояния при допированию сплава железом. Из приведенных результатов следует, что дальнейшее увеличение МКЭ для сплавов на основе MnAs состоит в обеспечении напряженного состояния сплава (рис.4) за счет легирования Работа выполнена при поддержке БРФФИ –РФФИ № Т16Р-170 от 20 мая 2016.

- 1. Говор Г.А. // ФТТ. 1981. Т. **23.** С. 841.
- 2. Govor G.A. et al // Phys.Stat.Sol.(a). 1989. -V. 118. P. 403.
- 3. M.-H.Phan, S.-C.Yu. //JMMM. 2016. V.308. -P.325.
УДК 621.383.534

А. В. Борздов, В. М. Борздов

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОК В КАНАЛЕ ГЛУБОКОСУБМИКРОННОГО КНИ-МОП-ТРАНЗИСТОРА

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь <u>borzdov@bsu.by</u>

Известно, что кремниевые полупроводниковые приборные структуры, в частности КНИ-МОП-транзисторы, являются перспективными для использования в качестве детекторов излучения видимого и инфракрасного диапазонов,

фототранзисторов и фотосенсоров [1, 2]. Для исследования рабочих характеристик фотодетекторов и фототранзисторов широкое применение получило самосогласованное моделирование на основе метода Монте-Карло. Преимуществом использования многочастичного метода Монте-Карло является возможность прослеживания траекторий движения носителей заряда в пространстве И импульсов при координат различных условиях, расчет соответствующих функций распределения, плотностей заряда и напряженностей электрических полей, а также возможность непосредственного включения и учета различных процессов рассеяния и генерации носителей заряда при моделировании электрических свойств приборных структур.

При исследовании рабочих характеристик фотодетекторов и фототранзисторов интерес представляет, в частности, время отклика фототока при воздействии импульса излучения определенной мощности и длительности, поскольку это время определяет быстродействие прибора. В настоящей работе рассмотрено воздействие коротких импульсов лазерного излучения на величину тока в канале глубоко субмикронного КНИ-МОП-транзистора, подобного исследованному в [3] в качестве однофотонного фотодетектора. Основные параметры транзистора следующие: длина канала равна 100 нм, его толщина – 50 нм, толщина подзатворного окисла — 5 нм, толщина скрытого окисла – 145 нм, толщина подложки – 200 нм. Уровень легирования канала акцепторной примесью равен 10<sup>21</sup> м<sup>-3</sup>. Моделирование проведено для температуры 300 К. Предполагалось, что лазерное излучение с длиной волны 532 нм направлено перпендикулярно плоскости затвора транзистора и охватывает только область канала. Излучение включается в момент времени t = 0 и в течение 1 пс действует с постоянной интенсивностью І. В качестве приближения мы полагали, что металлизация затвора достаточно тонкая, и ее можно считать прозрачной для используемого излучения. Оптические параметры для Si взяты на основании данных, представленных в [4].

На рисунке 1 в качестве примера приведены зависимости фототока транзистора от времени для различных значений напряжения на стоке  $V_D$  при достаточно большой интенсивности излучения  $I = 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/м}^2$ . Напряжение на затворе  $V_G = 0,25 \text{ B}$ . Напряжения на электродах стока и подложки равны нулю.

Как показали проведенные расчеты, для рассмотренных условий время затухания фототока до темнового значения после окончания действия излучения составляет порядка 100 пс. В данном случае медленное затухание фототока обусловлено большой интенсивностью излучения и относительно небольшим напряжением на затворе, что способствует накоплению заряда сгенерированных дырок вблизи границы раздела подзатворного окисла и канала. Причем с уменьшением напряжения на затворе, время затухания тока увеличивается в связи с увеличением времени, в течение которого сохраняется положительный заряд сгенерированных дырок вблизи границы подзатворного окисла и канала. Увеличение интенсивности излучения также приводит к увеличению времени затухания фототока.



Рисунок 1 – Фототок при воздействии импульса лазерного излучения для различных напряжений на стоке транзистора  $V_D$ . Кривая 1 –  $V_D = 0,25$  B, 2 –  $V_D = 0,5$  B, 3 –  $V_D = 0,75$  B, 4 –  $V_D = 1$  B.

Таким образом, проведенные расчеты отклика фототока в глубокосубмикронном КНИ-МОП-транзисторе с длиной канала 100 нм при воздействии лазерного излучения пикосекундной длительности с длиной волны 532 нм и интенсивностью  $5 \cdot 10^{10} \text{Bt/m}^2$  показали, что время затухания фототока существенно зависит от затворного напряжения и интенсивности излучения. Также установлено, что время затухания в основном обусловлено накоплением заряда сгенерированных излучением дырок вблизи границы раздела подзатворного окисла и канала.

- Shiri D. Photoconductive response of strained silicon nanowires: A Monte Carlo study. / D. Shiri, A. Verma, M. M. Khader // J. Appl. Phys. – 2014. – Vol. 115. – P. 133708-1.
- [2] Golam Rabbani M. Photoresponse of silicon with asymmetric area contacts. / M. Golam Rabbani [et al.] // Semicond. Sci. Technol. – 2017. – Vol. 32. – P. 1.
- [3] Du W. Single-Photon Detection by a Simple Silicon-on-Insulator Metal–Oxide– Semiconductor Field-Effect Transistor. / W. Du [et al.] // Jap. J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 51. – P. 06FE01-1.
- [4] Aspnes D. E. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. / D. E. Aspnes, A. A. Studna // Phys. Rev. B. – 1983. –Vol. 27, No 2. – P. 985.

УДК 539.2

#### H. V. Grushevskaya, G. G. Krylov

# GAUGE FIELD THEORY OF TWO-DIMENSIONAL TOPOLOGICAL SEMIMETALS

# Belarussian State University, Nezavisimosti Ave., 4, 220030 Минск, Беларусь krylov@bsu.by

In recent years topological semimetals (SM), namely Dirac semimetals, Weyl semimetals, and nodal line semimetals, have attracted great research interest as newly discovered states of quantum matter. But, principles to design such novel states of matter are a challenge [1]. The massless Weyl nodes in Weyl SMs were considered as topological defect structures (vortices) of the type of U(1) gauge fields named as skyrmions, or a SU(2) (O(4)) gauge fields named as merons (half skyrmions) or O(3) non-linear sigma models [2]. But, coupling of massless fermions to gauge fields in the O(4) (SU(2)) non-linear sigma models is confining. Assuming violation of SU(2) to U(1) as a deconfinement one gets the so called triple quantum electrodynamics (QED<sub>3</sub> model); and to make a deconfined state stable, the number of matter fields should be large enough [2]. Zero-energy Majorana bound state (MBS) is associated with a non-Abelian excitation. The vortex leads to the MBS, for example, in a two-dimensional (2D) superconductor  $p_x$ +  $i p_y$  [3]. Thus, to describe nodal-line Weyl SM a new theory is required, which would predict a phenomenon similar to deconfinement, and would be characterized by a sufficiently large number N of gauge fields.

A goal of the paper is to develop a non-abelian gauge field theory of two-dimensional topological semimetals with hexagonal lattice consisting from two trigonal sublattices *A* and *B*. Exchange interaction matrix elements  $\Sigma_{ij,AB(BA)}$  entering tight-binding approximation are characterized by four dimensional (4D) phase  $\alpha^{\mu}_{+(-)}$ ,  $\mu = 0, ..., 3$  for our model [4]. Here the exchange is given on the sublattices, signs "+" and "–" denote a particle and a hole, respectively. The phases play a role of the space-time components of a lattice gauge field and enter into  $\Sigma_{ij,AB(BA)}$  in the following way:

$$(\psi + \delta \psi)(\psi + \delta \psi)_{\pm \vec{\delta}_k}^* = |\psi||\psi_{\pm \vec{\delta}_k}|\exp\{i(\alpha_0 - \alpha_{\pm,k})\} = |\psi||\psi_{\pm \vec{\delta}_k}|\exp\{i\Delta\alpha_{\pm,k}\}.$$

Therefore, an effective number N of colors in our gauge field theory is equal to 3. Confinement is a model feature at the colors number N = 3. The exchange interaction matrices  $\sum_{ij,AB(BA)}$  have been calculated based on  $\pi(p_z)$ -orbital wave functions with non-zero gauge-phases. To account translational symmetry we introduce a phase multiplier exp $\{i\Delta \alpha_{\pm,i}\}$  to the wave function at a lattice site  $\pm \delta_i$ , i = 1, 2, 3 in the following form:

$$\exp\Bigl(\pm \iota c_{\pm}(q)(\vec{q}\cdot\vec{\delta}_i)\Bigr).$$

The phase factors  $c_{\pm}$  periodically change their values on the polar angle  $\varphi$  with the period  $\pi$  in fig. 1, and hence our model describes 2D  $\mathbb{Z}_2$ -topological insulator. The gauge fields  $c_{\pm}$  are shown in fig. 2. One can see that the gauge fields hold hexagonal symmetry

near the Dirac point  $K_{A(B)}$  in Brillouin zone and are rotated on 60° in respect to each other in fig. 2a-b. At large momentums, the gauge fields change symmetry to octagonal one in the momentum space. The phases  $c_{\pm}$  become two different gauge fields as it is shown in fig. 2cd, and, hence, the gauge field is deconfined. The deconfinement is observed as eightfold splitting of the Majorana bands with a helicoidal spin-valley-orbit texture. The phenomenon of deconfinement allows for the existence of the nodal line in SM as a state similar to the deconfined one. Similar states exist in exotic 2D  $\mathbb{Z}_2$ -topological SMs WTe<sub>2</sub>, MoTe<sub>2</sub> [5].



Fig. 1. Angular dependencies of phases  $c_+$  and  $c_-$  entering in the exchange matrix  $\sum_{ij,AB(BA)}$  at different excitation energies E(q): 0.02 (a) and  $5 \cdot 10^{-5}$  (b), respectively.

Finalizing our finding, a non-abelian gauge field theory of  $\mathbb{Z}_2$  topological semimetal model with the number of internal degrees of freedom (colors) N = 3 has been proposed. Predictions of this theory coincide with experimentally observed properties of topological semimetals.



Fig. 2. Scenario of  $\mathbb{Z}_2$  topological gapless-phase emerging through deconfinement.

[1] Yu R. Topological nodal line semimetals predicted from first-principles calculations. / R. Yu, Zh. Fang, X. Dai, H. Weng // Frontiers of Phys. – 2017. – Vol. 12. – P. 127202.

[2] Hermele M. Stability of U(1) spin liquids in two dimensions. / Hermele, T. Senthil, M.P.A. Fisher, P.A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen // Phys.Rev.B. – 2004. – Vol. 70. – P. 214437.

[3] Stone M. Fusion rules and vortices in  $p_x+ip_y$  superconductors. / M. Stone, S.B. Chung // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – P. 014505.

[4] Grushevskaya H.V. Semimetals with Fermi Velocity Affected by Exchange Interactions: Two Dimensional Majorana Charge Carriers. / Grushevskaya, G. Krylov // J. Nonlin. Phenom. in Complex Sys. – 2015. – Vol. 18 (2). – P. 266.

[5] Muechler L. Topological Nonsymmorphic Metals from Band Inversion. / Muechler, A. Alexandradinata, T.Neupert, R. Car // Phys. Rev. X. – 2016. – Vol. 6. – P. 041069.

### УДК 678.073.661.481

# А.С.Федотов<sup>1</sup>, С.С. Перевозников<sup>2</sup>, В.С. Шендюков<sup>2</sup>, В.Ю. Вязгина<sup>1</sup>, Я.Д. Титовец<sup>1</sup>

# Влияние условий электрохимического осаждения на электронный транспорт в тонких плёнках висмута

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь <sup>2</sup>Научно-исследовательский институт физико-химических проблем при БГУ Ленинградская ул., 14, 220030, Минск, Республика Беларусь

Поликристаллические пленки висмута привлекают интерес как благодаря широкой области практического применения, так и уникальным физическим свойствам. Висмутовые плёнки биосовместимы и применяются в медицинской технике и имплантатах. Электроды на основе висмута обещают заменить собой токсичные ртутные для потенциометрических измерений в аналитической химии. Соединения на основе висмута широко используются как термоэлектрики для средних и низких температур. Висмутовые покрытия используются для защиты приборов от электромагнитных импульсов и иных видов излучения. Все перечисленные приложения требуют подробного изучения влияния условий синтеза и структуры на свойства плёнок висмута, причем наиболее информативными с точки зрения будущих применений будут выступать электротранспортные свойства.



Рисунок 1. Пример магнетополевых зависимостей относительного магнетосопротивления висмутовой пленки (а) до и (б) после отжига.

Объект данного исследования – плёнки висмута, полученные электрохимическим осаждением из перхлората висмута в диапазоне плотностей тока 0,18 – 2,3 А/дм<sup>2</sup>, в наличие органических добавок типа RV либо при их отсутствии. Часть покрытий затем модифицировалась путём отжига при температуре на три градуса ниже температуры плавления.

Структура образцов исследовалась с помощью рентгенодифракционного анализа и сканирующей электронной микроскопии. Гальваномагнитные измерения проводились в диапазоне температур 4 – 300 К, в магнитных полях до 8 Тл.

Установлено, что добавка RV приводит к изменению преимущественной ориентации зёрен и их измельчению в 1,5 – 2 раза. Отжиг образцов ведет к снижению концентрации структурных дефектов таких как дислокации, границы зерен и др., рассеяние электронов на которых не зависит от температуры. Таким образом, относительная роль температурнозависимого фононного механизма рассеяния в образцах должна возрастать. Отжиг приводит к спрямлению тепературных зависимостей сопротивления образцов и увеличению относительного магнетосопротивления на 1 – 2 порядка. Отжиг не приводит к существенным изменениям абсолютного значения коэффициента Холла при больших полях.

[1] Alexander S. Fedotov, Vasiliy Shepelevich, Sergey Poznyak, Lyudmila Tsybulskaya, Alexander Mazanik, Ivan Svito, Sofia Gusakova, Pawel Zukowski, Tomasz N. Koltunowicz, Simulation of polycrystalline bismuth films Seebeck coefficient based on experimental texture identification, In Materials Chemistry and Physics, Volume 177, 2016, Pages 413-416.

[2] Fedotov, A. S., Poznyak, S. K., Tsybulskaya, L. S., Shepelevich, V. G., Svito, I. A., Saad, A., Mazanik, A. V. and Fedotov, A. K. (2015), Polycrystalline bismuth films: Correlation between grain structure and electron transport. Phys. Status Solidi B, 252: 2000–2005.

УДК 678.073.661.481

Д.А.Русак<sup>1</sup>, А.С.Федотов<sup>1</sup> А.К.Федотов<sup>1</sup>

Построение годографов нанокомпозитов FeCoZr-SiO<sub>2</sub> <sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь

В настоящее время наблюдается повышенное внимание материаловедов к синтезу и исследованию материалов, обычно называемых наногранулированными композитами. Среди них большой интерес представляют композиты, в которых гранулы магнитомягких сплавов с размерами в несколько нанометров случайным образом распределены внутри диэлектрической матрицы. Тот факт, что некоторые нанокомпозиты обладают свойствами полупроводников, но зачастую существенно дешевле в изготовлении, определяет возможность их практического применения в качестве активных и реактивных элементов электрических цепей, датчиков магнитного и электрического поля, температуры и др.

В качестве объектов эксперимента были выбраны пленочные образцы гранулированных нанокомпозитов (FeCoZr)<sub>x</sub>(SiO2)<sub>1-x</sub>, полученные методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. Изучены частотные зависимости адмиттанса и сдвига угла фаз образцов (Рис.1) в диапазоне температур 20 – 375 К и диапазоне частот от 50 Гц до 5 МГц. Для автоматизированного построения температурных зависимостей годографов была разработана полностью автоматизированная и не требующая вмешательства оператора процедура обработки экспериментальных данных. Процедура основывается на билинейной интерполяции адмиттанса и угла сдвига фаз в координатах «частота – температура» с последующим вычислением действительной и мнимой компонент сопротивления образца. Процедура реализована на языке Wolfram.



а) зависимость проводимости от частоты б) зависимость угла сдвига фаз от частоты

Рисунок 1.Частотные зависимости проводимости(а) и угла сдвига фаз (б) при различных температурах (1 – 100 К, 2 – 200 К, 3 – 375 К).

Как видно из рисунка 1, частотные зависимости имеют сигма-образный вид, что указывает на реализацию прыжковой проводимости на переменном токе в соответствии с моделью [1]. Согласно экспериментальным данным, после прохождения сигма-образного участка частотной зависимости адмиттанса, знак угла сдвига фаз изменяется. Таким образом, характер реактивного сопротивления изменяется с ёмкостного на индуктивный. Адмиттанс образцов после изменения типа реактивной компоненты сопротивления возрастает. С увеличением температуры сигма-образный участок частотной зависимости адмиттанса сдвигается в сторону более высоких частот.

[1] P.Zukowski, T.N.Koltunowicz, O.Boiko, V.Bondariev, K.Czarnacka, J.A.Fedotova, A.K.Fedotov, I.A.Svito . Impedance model of metal-dielectric nanocomposites produced by ionbeam sputtering in vacuum conditions and its experimental verification for thin films of  $(FeCoZr)_x(PZT)_{(100-x)}$ . Vacuum Volume 120, Part B, October 2015, Pages 37-43.

### УДК 53.06

С.В. Черепица, С.Н. Сытова, А.Л. Корбан, А.Н. Коваленко

# ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЧЕСТВЕННОГО И КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА ШИРОКОГО СПЕКТРА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЕЩЕСТВ

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь <u>chere@inp.bsu.by</u>, <u>sytova@inp.bsu.by</u>

На примере развития нового метода контроля качества и безопасности алкогольной и спиртосодержащей продукции [1, 2] и, в частности, на примере разработки идеологии и способов практической реализации производства стандартных и контрольных образцов спиртосодержащей продукции проводится дальнейшее развитие методов прецизионного определения качественного и количественного состава широкого спектра многокомпонентных веществ.

Во всех национальных и международных директивах (включая OIV-MA-BS-14-EN and Регламент Еврокомиссии EC2870/2000) в алкогольных напитках нормируется предельное содержание следующих 9 токсичных компонентов: ацетальдегид, метилацетат, этилацетат, метанол, 2-пропанол, 1-пропанол, изобутанол, н-бутанол, изоамилол. Объемное содержание этанола в алкогольной и спиртосодержащей продукции во всем мире определяет величину уплачиваемых в государственный бюджет акцизов. Отметим нерешенные до разработки метода [1, 2] проблемы. Невозможно корректно измерить объемное содержание этанола в образцах бренди/виски/кальвадоса/коньяка и др. алкогольной продукции с требуемой точностью не менее 0,1% (v/v) при величине концентраций примесей более 0,2%. Существующие методы определения объемного содержания этанола справедливы только для бинарных (этанол + вода) смесей. Бренди/виски/кальвадос/коньяк не являются такими смесями. При существующих методах анализа невозможно использовать контрольные образцы с объемом образца спиртосодержащей продукции менее 250 мл.

Конкурентные преимущества нового метода [1, 2]: прямое и корректное определение количественного состава летучих компонентов, в том числе и этанола, в алкогольной продукции; высокая достоверность измеренных данных; существенное упрощение процедуры измерений; контроль качества алкогольной продукции на алкогольном рынке с помощью стандартных образцов нового типа. Метод применим для исследования широкого спектра спиртосодержащей продукции: пищевые продукты, включая алкогольные напитки; непищевые продукты, включая фармацевтические продукты, парфюмерию, отходы спиртосодержащей продукции, биоэтанол, этанол-содержащее автомобильное топливо.

В [3] теоретически обоснована и экспериментально апробирована возможность изготовления стандартных образцов (СО) летучих компонентов в алкогольной и спиртосодержащей продукции. Также подготовлен проект Технических условий производства стандартных образцов. Выполнена апробация использования стандартных образцов в условиях производственной лаборатории.

Среди заинтересованных в разработке потенциальных потребителей следует назвать испытательные лаборатории по контролю качества и безопасности алкогольной продукции Центров гигиены, эпидемиологии и общественного здоровья (Минздрав), спиртовых и ликероводочных заводов (Минсельхозпрод), Центров стандартизации, метрологи и сертификации (Госстандарт).



Рис. 1. Комплект стандартных образцов.

Разработанные стандартные образцы (см. Рис.1 и Рис.2) обладают следующими преимуществами по сравнению с импортными аналогами. Они позволяют реализовать метод прямого определения летучих компонентов в алкогольной и спиртосодержащей

продукции, причем один набор СО достаточен для определения летучих компонентов в алкогольной и спиртосодержащей продукции. Впервые предлагается использовать СО в качестве контрольных образцов с исключением процедуры ручной пробоподготовки CO за счет расфасовки его В одноразовые стандартные виалы емкостью 2 мл, используемые в серийных автоматических дозаторах жидких проб (автосемплерах). В 3-5 раз меньшая стоимость набора СО по сравнению с импортируемыми ГСО 8404-2003 и ГСО 8405-2003 также является большим их достоинством.



Рис.2. Автоматический дозатор жидких проб с помещенными стандартными образцами.

- [1] Charapitsa S. V. Direct Determination of Volatile Compounds in Spirit Drinks by Gas Chromatography. / S.V.Charapitsa [et al.] // Journal of Agricultural and Food Chemistry. - 2013. – Vol. 61 (12). – P. 2950.
- [2] Черепица С.В. Разработка стандарта для контроля качества алкогольной продукции/ С.В.Черепица [и др.] // Стандарты и качество. –2014, №5. – С.40.
- [3] Черепица С.В. Перспективы создания стандартных образцов количественного содержания летучих компонентов в спиртосодержащей продукции / С.В.Черепица [и др.] // Международная научно-техническая конференция "Метрология-2017", Минск, БелГИМ, 2017. С. 219.

УДК 533.9; 537.523.9; 544.478.1

В. А. Люшкевич<sup>1</sup>, Н. А. Савастенко<sup>2</sup>, И. И. Филатова<sup>1</sup>, Н. И. Чубрик<sup>1</sup>, С.В. Гончарик<sup>1</sup>, С. А. Маскевич<sup>2</sup>

# КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ЦИНКА, МОДИФИЦИРОВАННОГО В ПЛАЗМЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

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

i.filatova@dragon.bas-net.by

<sup>2</sup>МГЭИ им. А.Д.Сахарова БГУ, г. Минск, ул. Долгобродская,23, 220070 Минск, Беларусь <u>nataliesavastenko@iseu.by</u>

Одним из эффективных способов очистки воды от органических красителей является фотокатализ с использованием полупроводниковых материалов. Оксид цинка рассматривается как перспективный материал для создания на его основе высокоэффективных катализаторов фотохимического окисления органических соединений. В последние годы для повышения активности гетерогенных катализаторов предложено использовать методы плазменной модификации их поверхности [1, 2].

настоящей работе исследованы фотокаталитическая активность В И фотолюминесцентные свойства нанокристаллических порошков ZnO, модифицированных в плазме диэлектрического барьерного разряда (ДБР) в воздухе при атмосферном давлении, определены электрофизические характеристики разряда в процессе обработки. Разряд зажигался между высоковольтным цилиндрическим электродом диаметром 2 см и длиной 10 см, покрытым слоем диэлектрика, и заземленным электродом – стальной пластиной (10 х 10 см), на которую помещали образцы. Задающий генератор источника питания разряда работал на частоте 1 кГц, амплитуда подаваемого напряжения составляла 30 кВ. Обработку проводили в течение 25 мин.

Фотокаталитические свойства образцов до и после плазменной обработки тестировали на примере реакции фотокаталитического разложения красителя метилового оранжевого ( $C_{14}H_{14}N_3NaO_3S$ ) (MO) в водном растворе под действием ультрафиолетового света.

Основные электрофизические параметры разряда: падение напряжения на разрядном промежутке U, ток, протекающий в цепи разряда I, перемещенный заряд Q, энергия  $E_{\rm el}$ , вложенная в плазменный объем в течение полного цикла разряда, определялись в соответствии со схемой (рисунок 1а) и методикой [3]. Оцененное значение  $E_{\rm el}$  составило 4,9 мДж, выделяемая в разряде мощность – 4,9 Вт. Вид приведенной на рисунке 16 осциллограммы свидетельствует о филаментарном или стримерном режиме работы разряда.

В результате исследований фотокаталитических свойств порошков ZnO установлено, что для необработанных и модифицированных в плазме образцов константы скорости реакции первого порядка k составляют соответственно 2,7 $\cdot$ 10<sup>-4</sup> с<sup>-1</sup> и 6,0 $\cdot$ 10<sup>-4</sup> с<sup>-1</sup> (рисунок 2).



Рисунок 1 – Блок-схема установки для измерения электрических характеристик ДБР (а); осциллограммы тока, протекающего через разрядный промежуток *I*(*t*), и падения напряжения на разрядном промежутке *U*(*t*) (б)



Рисунок 2 – Кинетика деградации метилового оранжевого при УФ-облучении с необработанным и обработанным в плазме фотокатализатором

Таким образом, в результате обработки фотокатализатора в плазме барьерного разряда скорость деградации красителя МО (в терминах константы скорости реакции) была увеличена примерно в 2,2 раза. В спектрах фотолюминесценции после плазменной обработки образцов наблюдалось усиление экситонного (УФ) излучения и изменение соотношения интенсивностей в УФ и видимой областях.

[1] Nam S.-H. Enhancement of photocatalytic activity of synthesized ZnO nanoparticles with oxygen plasma treatment / S.-H. Nam, J.-H. Boo // Catal. Today. – 2016. – V. 265. – P. 84-89.

[2] Оптические и структурные свойства катализаторов на основе ZnO / H.A. Савастенко [и др] // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі (серыя фізіка-матэматычных навук). – 2016. – № 2. – С. 57–67.

[3] The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment / H.-E. Wagner [et al.] // Vacuum – 2003. – Vol. 71. – P. 417-436.

УДК 543.42

Е.В.Шабуня-Клячковская<sup>1</sup>, Н.П. Мельников<sup>2</sup>, С.П. Витязь<sup>2</sup>, Е.В. Корза<sup>1</sup>, К.Ю. Кацалап<sup>1</sup>, А.С. Мацукович<sup>1</sup>, М.В. Бельков<sup>1</sup>

# КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХУДОЖЕСТВЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ БЕЛОРУССКОЙ ИКОНОПИСИ XIX ВЕКА

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

e.sh-k@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Центр исследований белорусской культуры, языка и литературы НАН Беларуси, ул. Сурганова, 1, 220072 Минск, Беларусь

Известно, что территориальное разделение белорусской иконописи начало происходить с конца XVII в. [1]. Тогда однородный и цельный художественный стиль постепенно стал распадаться на целый ряд направлений и местных школ, которые приобретали характерные стилистические особенности. Поскольку палитра художников определяется местными ресурсами и социо-культурными отношениями, исследование технологических особенностей этих школ (техника живописи, используемые художественные материалы) и их сопоставление и сравнение между собой представляет актуальную задачу как для искусствоведов, так и для историков.

Современные аналитические спектроскопические методы позволяют осуществлять всестороннее исследование состава материалов, даже таких неоднородных и многокомпонентных, какими являются красочные слои живописи.

В качестве объектов исследования было выбрано 18 произведений белорусской иконописи XIX века из разных регионов Беларуси. Для каждого объекта были проведены исследования атомного и молекулярного состава. На основе полученных результатов были идентифицированы художественные материалы грунтов и красочных слоев. Кроме этого, проводилось исследование стратиграфической структуры с целью изучения техники создания произведений.

Для изучения атомного состава в режиме *in situ* использовался мобильный лазерный эмиссионный спектральный анализатор, разработанный в Институте физики [2]. Для абляции анализируемых образцов использовался двухканальный импульсный Nd:YAG лазер (1064 нм) с диодной накачкой. Для возбуждения материала применялся режим генерации сдвоенных импульсов, который позволяет существенно увеличить поступление материала в эрозионный факел и на порядок улучшить контрастность эмиссионных спектров.

Молекулярный состав образцов исследовался с помощью ИК-Фурьеспектрометра Nexus (ThermoNicolet, США), оснащенного инфракрасным микроскопом Continium (ThermoElectron, USA), позволяющем регистрировать ИК-спектры с фрагментов площадью менее 100 мкм<sup>2</sup> в диапазоне 4000-650 см<sup>-1</sup> с оптическим разрешением 4 см<sup>-1</sup> после 128 сканов. Кроме этого, состав синих и зеленых пигментов также исследовался методом комбинационного рассеяния с помощью КР-спектрометра NanoFlex (Solar LS, Беларусь), оснащенным аргоновым лазером (488 нм). В результате исследований было установлено, что и техника и художественные материалы в разных регионах Беларуси имели существенные отличия. В частности, в начале XIX века, в то время как в Минской области продолжали пользоваться краснокоричневыми грунтами, традиционными для европейской живописи XVI-XVIII вв. [3], в Брестской области уже использовались белые грунты, наполнителями которых являются мел и свинцовые белила, а связующим – масло. Исключением являются две иконы, выполненные в классической темперной технике, где наполнителем грунта является мел, а связующим – клей. Во всех исследованных иконах второй половины XIX века использовался белый грунт, представляющий собой смесь мела и масла.

Что касается художественных пигментов, во всех исследуемых произведениях начала XIX века в качестве красных использовались красные охры и киноварь, в качестве желтого – желтые охры, синего – берлинская лазурь и синий пигмент на основе меди, белого – свинцовые белила. В одном из произведений Минской области был обнаружен желтый свинцово-оловянистый пигмент. Следует отметить, что состав красных и желтых охр между регионами также отличался. Например, в Минской области использовались охры с большим содержанием кварцита и кальцита, а в Брестской – с содержанием алюмосиликатов, кварцита, кальцита и гипса.

Во второй половине XIX века палитра художников дополнилась желтыми хромовыми пигментами и зелеными пигментами, состоящими из смеси берлинской лазури и желтого хрома. Особый интерес представляет сравнение желтых пигментов 40-х годов XIX века. В частности, в иконах Витебской области был идентифицирован свинцово-оловянистый пигмент, а в Брестской – желтый хром.

Известно, что желтый хром, который был впервые синтезирован в 1809 г. Николасом Вокиленом в Париже, получил большое распространение в Европе во второй четверти XIXв., а в Российской империи – только во второй половине XIXв. [3]. Идентификация этого пигмента в произведении 1840-х годов Брестской области и его отсутствие в произведениях этого же периода Витебской области свидетельствует о том, что, не смотря на вхождение белорусских земель после третьего раздела Речи Посполитой в 1795 году в состав Российской Империи, западные регионы (в частности, Брестский) сохранили тесные культурные и экономические контакты с европейскими соседями. Не менее характерным кажется использование свинцово-оловянистой желтой художниками восточных регионов Беларуси (Витебская и Минская области).

- [1] Н.М. Кожух, Н.П. Мельников // Тэзісы навуковай канферэнцыі, прысвечанай 1000-годдзю Полацкай епархіі і праваслаунай царквы на Беларусі. Мн., 1992, с.72-74.
- [2] T. A. Labutin, M. Popov, S. M. Zaytsev, N. B. Zorov, M. V. Belkov, V. V. Kiris, S. N. Raikov // Spectrochimica Acta Part B. - 2014. - V. 99. - P. 94-100.

[3] Технология и исследование произведений станковой и настенной живописи / Под редакцией Ю.И. Гренберга. // ГосНИИР - М., 2000.

УДК 544.182/.183:[544.174.2+539.193/.194]:[546.26-162+546.281] О. А. Жикол<sup>1</sup>, А. В. Лузанов,<sup>1</sup> А.Л. Пушкарчук<sup>2,3</sup>, Т.В. Безъязычная<sup>2</sup>, С. А. Кутень<sup>3</sup>,В.А. Пушкарчук<sup>4,</sup>, А.П. Низовцев<sup>5</sup>, С.Я. Килин<sup>5</sup>, ОСОБЕННОСТИ НИЗШЕГО ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ В НАНОКЛАСТЕРАХ SIC: КВАНТОВОХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

<sup>1</sup> ГНУ НТК "Институт монокристаллов" НАН Украины, пр. Науки, 60, 61072 Харьков, Украина <u>zhikol@xray.isc.kharkov.com</u>, <u>luzanov@xray.isc.kharkov.com</u>

<sup>2</sup>Институт физико-органической химии Национальной академии наук Беларуси, ул. Сурганова 13, 220072, Минск, Беларусь, <u>dikusar@ifoch.bas-net.by</u>

<sup>3</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская 11, 220030, Минск, Беларусь, <u>kut@inp.bsu.by</u>

<sup>4</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П.Бровки 6, 220013 Минск, Беларусь, vadim@nv-center.com

<sup>5</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>kilin@dragon.bas-net.by</u> <u>apniz@dragon.bas-net.by</u>

Углеродсодержащие наночастицы, в частности, нанокластеры карбида кремния SiC, рассматриваются сейчас как перспективные материалы для создания устройств для квантовых вычислений [1]. Кроме того, им присущи другие ценные свойства: люминесценция точечных дефектов, химическая инертность и хорошая биосовместимость [1].

В данной работе с помощью квантовохимических методов изучены нанокластеры SiC с точечным дефектом в виде дивакансии  $V_C$ - $V_{Si}$  в соседних узлах решетки. Были построены нанокластеры, отвечающие трем из многочисленных структурных модификаций карбида кремния: кубической 3*C*, гексагональной 2*H* и 4*H*, содержащие от 40 до 70 атомов симметрии  $C_{3v}$ , поверхность кластеров пассивировалась атомами водорода.

Подобные системы изучались ранее как экспериментальными [2], так и теоретическими методами [3,4]. Было установлено, что основное электронное состояние триплетное  ${}^{3}A_{2}$ , нижнее возбужденное вырождено и также триплетное  ${}^{3}E$ . Задачей данного исследования было подробно изучить структуру электронного возбуждения, в частности, атомное зарядовое и спиновое распределение в основном состоянии и их изменения при возбуждении, а также локализацию и прочие свойства электронного возбуждения, доступные в рамках анализа ESSA [5]. Использован метод DFT со спектроскопическими функционалами CAM-B3LYP и M11 и метод TD DFT для описания возбужденных состояний.

В основном состоянии спиновая плотность локализована на трёх атомах С ближайших к  $V_{Si}$  (более 75% от полной плотности, независимо от размера и типа нанокластера). Остаточные заряды на атомах ближайшего окружения дивакансии предсказуемо альтернируют, их значения не являются особенными для атомов Si и C, окружающих дивакансию.

Рассчитанные энергии возбуждения  ${}^{3}A_{2} \rightarrow {}^{3}E$  практически не зависят от DFT функционала и лежат в интервале 1.1–1.35 эВ, несколько увеличиваясь с ростом размера кластера.

Небольшое изменение зарядов атомов при возбуждении отвечает перетеканию электронов в основном между соседними с дивакансией атомами в направлении С—Si.

Спиновая плотность, однако, при возбуждении перетекает в обратном направлении, усиливая спиновую поляризацию слоев. Характерные распределения этих величин на примере кластера Si<sub>34</sub>C<sub>37</sub>H<sub>62</sub> (модификация 4*H*) изображены на Puc.1.



Рис.1. Распределение остаточных зарядов (а), изменение зарядов при возбуждении (б), распределение спиновой плотности (в) и её изменение при возбуждении (г). Атомы Si отмечены тенью (б,в,г). Красным цветом обозначены положительные значения величины, синим – отрицательные. Объем сферы пропорционален абсолютному значению рассчитанной величины.

Согласно результатам ESSA, электронное возбуждение существенно (около 65%) локализовано на ближайших шести соседях дивакансии и достаточно быстро спадает с удалением от точечного дефекта. Оно также связано с большим переносом заряда между атомами (степень более 90%). Энергия возбуждения систематически, хотя и слабо, растет с увеличением степени гексагональности решетки, то есть в ряду 3*C*-2*H*-4*H*.

- [1] Fan J., Chu P.K. Silicon Carbide Nanostructures: Fabrication, Structure, and Properties. Springer, Berlin (2014).
- [2] Seo H. Quantum decoherence dynamics of divacancy spins in silicon carbide. / Seo H., Falk A.L., Klimov P.V., Miao K.C., Galli G., Awschalom D.D. // Nature Commun. – 2016. – V. 7. – 12935.
- [3] Gali A. Theory of neutral divacancy in SiC: a defect for spintronics. / Gali A., Gällström A., Son N. T., Janzén E. // Materials Science Forum. 2010. V. 645-648. P. 395-397.
- [4] Gordon L. Defects as qubits in 3C- and 4H-SiC. / Gordon L., Janotti A., Van de Walle C. G. // Phys. Rev. B. – 2015. – V. 92. – 045208.
- [5] Luzanov A.V. Excited State Structural Analysis: TDDFT and Related Models. / Luzanov A.V., Zhikol O.A. // Practical Aspects of Computational Chemistry I. – Ed. by Leszczynski J., Shukla M.K. – Springer New York, 2012. – P. 415-449.

### УДК 537.312.8+538.955

В.Э. Гуменник<sup>1</sup>, А.С. Федотов<sup>1</sup>, В.Г. Баев<sup>2</sup>, Ю.А. Федотова<sup>2</sup>, С.Л. Прищепа<sup>3</sup>, И.В. Комиссаров<sup>3</sup>, Н.С. Ковальчук<sup>3</sup>

# ВЛИЯНИЕ КОБАЛЬТОВЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030, Минск, Республика Беларусь vladgumennik@gmail.com <sup>2</sup>Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,

ул. Бобруйская 11, 220030, Минск, Республика Беларусь

<sup>3</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Республика Беларусь

Изучение двухслойного скрученного (twisted) графена вызывает интерес научного сообщества благодаря уникальным свойствам электронного спектра [1]. Современные исследования композиционных материалов на его основе открывают новые перспективы развития графеновой электроники. Осаждение металлических частиц на графен является эффективным способом направленного изменения электротранспортных свойств. В данной работе проводится сравнение электротранспортных свойств двухслойного графена и двухслойного скрученного графена с осажденными на поверхность наночастицами кобальта.

Синтез образцов графена производился методом химического осаждения из газофазной среды (CVD-метод) на медную фольгу. На половину образцов в серии при комнатной температуре проведено электрохимическое осаждение частиц кобальта со средним диаметром 220 нм. С целью проведения диагностики с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР) и электрофизических исследований, образцы переносились на подложку из оксидированного кремния.

Магнетосопротивление R(B) образцов графена (G/Si) и графена с осажденными наночастицами кобальта (Co-G/Si) на кремниевой подложке изучалось в диапазоне температур T = 4 - 300 К в магнитном поле с индукцией В до 8 Тл. Установлено, что при Т менее 10 К оба типа образцов проявляют характерные для эффекта слабой локализации полевые зависимости магнетосопротивления. Из выражений (1) и (2) установлены характерные величины времен и длин когерентности носителей заряда.

$$\Delta \rho(B) = -\frac{e^2 \rho^2}{\pi h} \left( F\left(\frac{B}{B_{\varphi}}\right) - F\left(\frac{B}{B_{\varphi} + 2B_i}\right) \pm 2F\left(\frac{B}{B_{\varphi} + B_*}\right) \right)$$
(1)

$$F(x) = \ln x + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right), \quad B_{\varphi,i,*} = \frac{\hbar}{4De} \tau_{\varphi,i,*}^{-1}$$
(2)

Здесь  $\tau_{\phi}$  – время сбоя фазы,  $\tau_i$  – время между актами междолинного рассеяния резкими дефектами; упругий механизм  $\tau_*^{-1} = \tau_w^{-1} + \tau_i^{-1}$ , где  $\tau_w$  время между актами рассеяния [2].



Рисунок 1. Магнетополевых зависимости для образца графена G/Si при T = 4-300 К

Рисунок 2. Магнетополевых зависимости для образца Co-G/Si при T = 4-300 К

Как видно из рисунков 1 и 2 осаждение частиц кобальта поверх графена приводит к уменьшению сопротивления приблизительно на один порядок. Следует отметить, что наличие слабой электронной локализации, наблюдаемой при низких температурах, а также сравнительно не большая электропроводность характерны для графена, полученного CVDметодом, и объясняется наличием межзеренных областей между кристаллитами [3]. Вероятнее всего увеличение электропроводности и уменьшение эффекта отрицательного магнетосопротивления в исследуемом графене после осаждения частиц кобальта обусловлены взаимодействием этих частиц с межзеренными областями.

В результате исследования электротранспортных свойств образцов двухслойного скрученного графена установлено, что в полях В до 0,2 Тл его магнетосопротивление описывается при помощи теории квантовых поправок к проводимости. Были определены характерные времена и длины для поправки, обусловленной сбоем фазы (вследствие неупругого рассеяния):  $\tau_{\phi} \approx (0.6 - 2) \cdot 10^{-12}$  с и  $L_{\phi} \approx (1 - 2) \cdot 10^2$  нм, а также определены диапазоны характерных времен и длин для поправки, обусловленной упругим междолинным рассеянием:  $(0.1 - 1) \cdot 10^{-13}$  с и  $(0.2 - 5) \cdot 10^1$  нм, соответственно. Порядки величин соответствуют литературным данным о различных видах двухслойного графена.

[1] Single-Layer Behavior and Its Breakdown in Twisted Graphene Layers / A.Luican [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – Vol. 106. – 126802.

[2] Influence of Trigonal Warping on Interference Effects in Bilayer Graphene / K. Kechedzhi [et al.] // Physical Review Letters. – 2007. – Vol. 98. – 176806.

[3] Control and characterization of individual grains and grain boundaries in graphene grown by chemical vapour deposition / Qingkai Yu [et al.] // Nature Materials. – 2011. – Vol. 10. – 443–449.

УДК 539.1:669.018

М. В. Гольцев $^1,$  А. Хофман $^2\,$ , М. В. Гольцева $^1$ 

# ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ Ne и Ar ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

<sup>1</sup> УО «Белорусский государственный медицинский университет", прДзержинского,83, 220080 Минск, Беларусь <u>mgoltsev@mail.ru</u> <sup>2</sup> National Centre for Nuclear Research (NCBJ), ul. Andrzeja Sołtana, 705-400, Otwock, Świerk Poland hofman@jinr.ru

Исследования модификации структуры и свойств поверхности твердых тел при имплантации тяжелых ионов является важным направлением радиационной физики конденсированного состояния, так как дает возможность установить особенности радиационного повреждения твердых тел и разработать методы направленного изменения их физико-механических свойств. В отличие от подробно исследованных ОЦК – и ГЦК – металлов, радиационные повреждения ГПУ – металлов ( цирконий, бериллий и др), используемых в высокотехнологичном оборудовании, изучены недостаточно [1], поэтому целью исследования явилось изучение структуры и физико-механических свойств циркония при имплантации ионов Ne и Ar высоких энергий.

Экспериментальные образцы представляли собой фольги циркония чистотой  $\leq$  99,99% и толщиной 25 мкм в виде пакетов по 4 фольги общей толщиной 100 мкм. Радиационные эффекты в цирконии создавались облучением ионами <sup>22</sup>Ne и <sup>40</sup>Ar с энергиями 230 и 460 МэВ на ускорительном комплексе Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ г. Дубна. Интегральная доза ионов <sup>22</sup>Ne составляла  $2 \cdot 10^{13}$ –  $8,4 \cdot 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup> и <sup>40</sup>Ar –  $3,6 \cdot 10^{14}$  – $1,6 \cdot 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup> при плотности пучка ионов ~ $1,2 \cdot 10^{11}$  ион/см<sup>2</sup>/с при температуре 325 К.

Для оценки вклада радиационного повреждения структуры и внедренных ионов исследовалось упрочнение образцов циркония по результатам изменения предела текучести  $\Delta \sigma_{0,2}$ . Для образцов с повреждением структуры изменение  $\Delta \sigma_{0,2}$  составляло величину от 18 до 32 % для доз повреждения от  $8 \cdot 10^{-4}$  до  $5,5 \cdot 10^{-3}$  с.н.а. Изменение же  $\Delta \sigma_{0,2}$  образцов, содержащих внедренные ионы в диапазоне доз облучения  $3,6 \cdot 10^{14} - 1,6 \cdot 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup>, составляло от 36 до 50%. Кроме этого, большие значения повреждения кристаллической решетки материала образца соответствуют облучению более тяжелым ионом (<sup>40</sup>Ar) и большей их энергии (460 МэВ) по сравнению с эффектом облучения неоном (<sup>22</sup>Ne, E = 230 МэВ). Все это позволяет считать, что образцы с повреждением структуры имеют меньшее изменение  $\Delta \sigma_{0,2}$  по сравнению с образцами, содержащими в своем составе внедренные ионы.

Отметим, что радиационное упрочнение практически всегда сопровождается и негативным явлением – падением пластичности вплоть до эффекта охрупчевания. Известно, что при облучении твердых тел тяжелыми ионами практически всегда протекают процессы изменения рельефа поверхности в результате распыления [2].

Анализ РЭМ данных с использованием комплекса LEO-1455VP показал типичные структуры, образовавшиеся в цирконии при облучении ионами <sup>22</sup>Ne . В первой по ходу движения пучка ионов фольге при прохождении через нее ионов <sup>22</sup>Ne образуется волнистая структура в виде гребней, во второй фольге при увеличении дозы повреждения - ступенчатая структура. Оценки характеристик повреждения показали, что в первых трех фольгах присутствуют дефекты структуры, связанные с процессом смещения атомов из своих мест, последний слой образца содержит структурные изменения, обусловленные эффектом накопления внедренных ионов. При внедрении ионов и их накоплении на отдельных участках четвертой фольги появляются поперечные трещины, образование которых может быть связано с объединением газонаполненных пор. Подобное порообразование при облучении бериллия, обладающего ГПУ- решеткой, было описано в работе [3].

Анализ топографии поверхности образцов циркония после облучения ионами  $^{40}$ Ar. показал, что после прохождения ионов $^{40}$ Ar по объему первой по ходу движения пучка ионов фольге (№1) образуется волнистая структура, но более грубая, чем в случае облучения образцов ионами  $^{22}$ Ne. По мере достижения высокой концентрации дефектов во второй фольге (№2) изменение морфологии поверхности характеризуется развитием гребней, что, как правило, приводит к вязко-хрупкому излому при разрушении образца. При накоплении  $^{40}$ Ar по всей поверхности образца (фольга №4) наблюдалась фасеточная структура, на отдельных участках которой появляются поперечные трещины и разрывы, что может быть связано с объединением газонаполненных пор.

Известно, что в металлах с ГПУ–структурой образуются полиэдрические поры, ограниченные плоскостями (0001), (0110) и (0111) [4]. Причем, в этих металлах образуется слоистая структура, в которой плоскости, содержащие порами, чередуются с областями без пор, где при повышенных напряжениях образуются надрывы. Разрушение образцов при этом протекает хрупко и, как показали результаты механических испытаний, пластичность подобных образцов не превышает 3%.

Таким образом, при облучении образцов циркония ионами <sup>22</sup>Ne и <sup>40</sup>Ar, высокой энергии 230 и 460 МэВ, наблюдается упрочнение металла на 30-50%. Изменение морфологии поверхности в виде волнистых гребней и фасеточной структуры вызваны процессами распыления. Наибольшее упрочнение связано с эффектом накопления внедренных ионов и наблюдается в большей степени при облучении ионами более высокой массы и энергией.

[1] Was, G.S. Fundamentals of Radiation Materials Science: Metals and Alloys / G.S. Was // Springer Science & Business Media, 2007. – P. 1002

[2] Амирханов И.В. Распыление твёрдых тел под действием тяжелых ионов и температурные эффекты в электронной и решеточной подсистемах. / Амирханов И.В. и др // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2006. – Т. 37. – вып.6. – С. 1592 - 1644.

[3] Гольцев В.П., Серняев Г.А., Чечеткина З.И. Радиационное материаловедение бериллия. Минск, «Наука и техника», 1977, 96 с

[4] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Вып. II . Под ред. Р. Бериша. М. : Мир, 1986. 488c

УДК 537.623

### С. Б. Кашевский

# МАГНИТОДИНАМИКА И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ В СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ СТОНЕРА-ВОЛЬФАРТА С МАГНИТНЫМ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

### Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П.Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь sbkashevski@tut.by

В последние годы растет интерес к локальной магнитной гипертермии злокачественных опухолей. Лежащая в ее основе идея проста – разрушить опухоль термически, путем ее локального нагрева выше физиологической температуры за счет поглощения энергии переменного магнитного поля введенными в опухоль магнитными наночастицами [1]. Основным объектом исследования являются коллоидные системы ультрамалых (суперпарамагнитных) частиц. В течение ряда лет, нами развивается альтернативный подход, основанный на использовании более крупных (~ 50нм) однодоменных частиц, обладающих статическим магнитным гистерезисом [2]. На магнитодинамику и поглощение энергии в используемых для гипертермии жидких дисперсиях таких частиц должны оказывать большое влияние межчастичные магнитные взаимодействия, энергия которых сравнима с зеемановской энергией и магнитной анизотропии, определяющих ориентационную энергией динамику отдельной частицы. Выявление роли межчастичных взаимодействии в процессах поглощения энергии переменного магнитного поля суспензиями магнитожестких частиц представляет интерес для физики магнитных дисперсий и практической магнитной гипертермии.

Построена физико-математическая модель двух частиц Стонера-Вольфарта – идентичных однодоменных сферических частиц (радиусом *a*), обладающих одноосной магнитной анизотропией (константа анизотропии *K*), – взвешенных в вязкой жидкости (вязкость  $\eta$ ) и подверженных воздействию переменного линейно поляризованного магнитного поля с амплитудой  $H_0$  и частотой  $\omega$ . Механическое движение частиц происходит под действием сил их диполь-дипольного взаимодействия и объемных электродинамических моментов сил, и сил магнитной анизотропии. Ориентационное состояние пары частиц относительно оси поляризации поля определяется углами  $\varphi_{1,2}$  ориентации магнитных моментов, углами  $\psi_{1,2}$  ориентации «легких осей», а также углом ориентации пары,  $\theta$ . Состояние пары также характеризуется расстоянием между центрами частиц *r*. Движение в жидкости рассматривается в безынерционном приближении, межчастичное гидродинамическое взаимодействия. Поведение во внешнем поле определяется его безразмерными амплитудой p = HI/K, частотой  $v = 3\omega \eta/(2K)$ , а также параметром диполь-дипольного взаимодействия  $q = 4\pi I^2/(3K)$ .

Важнейший результат состоит в том, что нарастающие с уменьшением межчастичного расстояния вязкие силы подавляют любые относительные движения пары частиц, сближающихся в результате дипольного взаимодействия.



Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы  $p_c$  дублета от ориентации  $\theta$  для различных значений параметра взаимодействия q. Рис. 2. Бифуркационная диаграмма магнитодинамики уединенной частицы (q=0) и пары взаимодействующих частиц в жидкости (q=10).

Формируется жесткий дублет. Вычислительные эксперименты показали, что дипольное взаимодействие частиц имеет большое количественное И качественное влияние на гистерезис в твердых и на динамический гистерезис в дисперсиях. жидких B основе этого влияния лежит возникновение, наряду с когерентной  $(\varphi_1 = \varphi_2),$ дополнительной

(веерообразной, $\varphi_1 = -\varphi_2$ )модыгистерезиса,кореннымобразомизменяющейугловую

зависимость коэрцитивной силы в твердых системах с фиксированной механической ориентацией частиц (рис. 1) и бифуркационную картину магнитодинамики в жидких дисперсиях с механически подвижными частицами (рис. 2). Бифуркационная диаграмма (рис. 2) делит плоскость параметров возбуждения p, v на три сектора. В секторе 1 имеет место чисто механическое перемагничиванию дисперсии (и чисто вязкая диссипация энергии поля), в секторе 2 на механическое движение частиц накладываются внутренние магнитные перебросы (и твердотельная диссипация), а в секторе 3, в зависимости от начальной ориентации дублета, реализуется гистерезисный (при медленном переходе параметров из сектора 2) или вязкий (из сектора 1) тип движения. Отметим, что в безгистерезисном режиме ось дублета качается вокруг направления  $\theta = \pi/2$ , а в гистерезисном – вблизи направления поляризации поля.

На практике, поскольку вязкость межтканной жидкости, куда вводятся частицы при гипертермии, неизвестна, и может изменяться со временем, практическую гипертермии следует осуществлять в секторе параметров 2, где поглощение энергии имеет твердотельный характер. Кроме того, следует учитывать физиологическое ограничение на амплитуду и частоту применимого к человеку переменного поля. По этим причинам, поведение бифуркационной диаграммы на малых частотах имеет чрезвычайно важное значение. Согласно рис. 2, в отличие от невзаимодействующих частиц, у которых уменьшение частоты поля требует увеличения амплитуды, у суспензии взаимодействующих частиц твердотельный гистерезис с уменьшением частоты сохраняется без увеличения амплитуды поля, что связано с веерообразным характером перемагничивания и может быть чрезвычайно важным для оптимизации системы частицы-поля для магнитной гипертермии.

[1] Selective inductive heating of lymph nodes / R. K. Gilchrist, W. D. Shorey, R. C. Hanselman [et. al.] // Ann.Surg. – 1957. – Vol. 146. – P. 596–606.

[2] Magnetic hyperthermia with hard-magnetic nanoparticles / B. E. Kashevsky, S. B. Kashevsky, V. S. Korenkov [et. al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2015. – Vol. 380. – P. 335–340.

УДК 539.23:539.26:537.621

О.Ф. Демиденко<sup>1</sup>, А.И. Галяс<sup>1</sup>, А.М. Живулько<sup>1</sup>, К.И. Янушкевич<sup>1</sup>, А.М. Попеску<sup>2</sup>, В. Константин<sup>2</sup>, Е.И. Неаксу<sup>2</sup>, К. Донат<sup>2</sup>

# РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ С5H14ONCI-(NH2)2CO НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

<sup>1</sup> ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», П.Бровки 19, 220072 Минск, Беларусь, <u>kazimir@ifttp.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> Академия наук Румынии, "Ilie Murgulescu" Институт физической химии, Splaiul Independentei 202, Бухарест, Румыния popescuamj@yahoo.com

Степень и скорость коррозии в нержавеющих сталях не столь велики, как в обычных марках конструкционных металлов. Нержавеющие стали содержат достаточно высокую концентрацию хрома для образования пассивных слоев оксида, что предотвращает коррозию, блокируя диффузию кислорода в поверхность, и приостанавливает распространение коррозии во внутрь металла. Ионные жидкости в «зеленых технологиях» широко используют для уменьшения отходов. Оборудование для работы с ионными жидкостями и утилизации отходов обычно изготавливается из нержавеющих сталей. Вследствие этого актуальной задачей является изучение коррозионных характеристик, кристаллической структуры и магнитных свойств нержавеющих сталей после длительного воздействия на них ионных жидкостей.

Химический состав исследуемых образцов нержавеющих сталей представлен в Таблице 1. Эвтектический состав ионной жидкости, используемой для коррозионного воздействия ChCl-Мочевина 1:1 (ChCl=  $C_5H_{14}$ ONCl, Мочевина = (NH<sub>2</sub>)<sub>2</sub>CO).

Сплав	%						
	С	Ni	Cr	Mn	Si	Fe	Другие элементы
W1.4871	0,6	4,5	22	10	≤ 0,25	OCT.	$\leq$ 0,05 P
(inocor)							0,06 S
							0,5 N
W1.4873	0,5	10	18	1,5	3	OCT.	≤ 0,04 P
(inox)							$\leq$ 0,03 S

Таблица 1 – Химический состав исследуемых нержавеющих сталей

Методами рентгенографического анализа и магнитометрических измерений изучена кристаллическая структура и магнитные свойства поверхностных слоев нержавеющих сталей марок inocorr (W1.4781) и inox (W1.4783), обработанных ионной жидкостью на основе холин хлорида. Исследование кристаллической структуры нержавеющих сталей выполнено в  $CuK_{\alpha}$  – излучении в режиме съемки рентгенограмм по точкам в интервале углов  $3^{\circ} \le 2\theta \le 150^{\circ}$  при комнатной температуре. Рентгенограммы поверхности всех образцов получены за время набора информации в точке  $\Delta \tau = 3$  секунды при шаге сканирования по углу  $\Delta 2\theta = 0,03$  градусов. Температурные зависимости изменения удельной намагниченности до и после коррозионных воздействий изучены в диапазоне температур 80 - 1060 К пондеромоторным методом. Установлено, что коррозионное воздействие жидкости  $C_5H_{14}$ ONCl-(NH<sub>2</sub>)<sub>2</sub>CO на кристаллическую структуру поверхности нержавеющих сталей не велико. Результаты

анализа дифрактограмм поверхности сталей W1.4871 и W1.4873 указывают только на перераспределение интенсивностей основных рентгеновских рефлексов без изменения параметров элементарной кристаллической ячейки.

Коррозионное воздействие эвтектического состава ChCl-мочевина (1:1) при 80°С на сталь марки W.14781 практически не влияет на величину удельной намагниченности и температуру Кюри, в то время как уменьшает намагниченность стали марки W.14783 от 12  $A \cdot m^2 \cdot kr^{-1}$  до 5  $A \cdot m^2 \cdot kr^{-1}$  при температуре 77 K, а температуру Кюри снижает на 30 K (см.рис.1).



Рисунок 1 – Температурная зависимость удельной намагниченности W.14871 и W.14873 до (a, c) и после (b, d) коррозионного воздействия

Поверхность нержавеющих сталей в исходном состоянии содержит дефекты, которые вследствие коррозионного воздействия становятся центрами коррозии. Исследования коррозионной стойкости поляризационным методом показали, что нержавеющая сталь с большим содержанием Ni в состоянии магнитного упорядочения имеет более высокую коррозионную стойкость, а также обладает значительной величиной анодной пассивации (Таблица 2).

Таблица 2 – Электрохимические параметры для нержавеющих сталей W.1.4871 и W.1.4873 в растворе ChCl-мочевина при 80° С.

Образец	E <sub>OCP</sub>	R <sub>p</sub>	E <sub>cor</sub>	i <sub>cor</sub>	V <sub>C</sub>
	(мВ)	(kOм)	(мВ)	$(\mu A/cm^2)$	(мм/год)
Inocor (W1.4781)	47,8	25,0	-56,74	1,0037	0,944
Inox (W1.4783)	96,3	25,9	53,37	1,0380	0,976

Работа выполнена при финансовой поддержке ФФИ Республики Беларусь и Академии наук Республики Румыния (проект №Ф16РА – 002).

УДК 537.622.4:621.318.1

А.К. Вечер<sup>1</sup>, Г.А. Говор<sup>1</sup>, К.И. Янушкевич<sup>1</sup>, М. Przybylski<sup>2</sup>, J.Zukrovski<sup>2</sup>

# КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНИКЕ

<sup>1</sup> ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», П.Бровки 19, 220072 Минск, Беларусь, <u>vetcher@physics.by</u>

<sup>2</sup> Akademickie Centrum Materiałów i Nanotechnologii AGH, Kawiory 30, Krakow 30-055, Poland, <u>marek.przybylski@agh.edu.pl</u>

В ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению» разработана технология изготовления различных композиционных материалов на основе металлических порошков. В зависимости от основы и способа обработки возможно получить несколько классов материала:

- магнитомягкие композиционные материалы – для применения в электродвигателях, в том числе линейных, генераторах, трансформаторах и других электротехнических изделиях, для изготовления широкополосных электромагнитных экранов ;

- резистивные композиционные материалы – для изготовления электронагревательных элементов различной формы, мощности и конфигурации и резисторов;

- магнитотвердые композиционные материалы – для изготовления недорогих и высокоэффективных магнитов;

# Синтез образцов и условия эксперимента.

Изолирующие покрытия нанесены на порошки железа в специальных автоклавах. Композиты синтезированы при температуре ~500 К. Методы нанесения тонких слоев изолирующих покрытий на порошки железа и компактирования композитов запатентованы [1]. Рентгеноструктурные исследования выполнены при комнатной температуре в Cu  $K_a$  - излучении. Температурные зависимости удельной намагниченности и магнитной восприимчивости изучены в интервале температур 80–1100 К пондеромоторным методом. Исследования методом эффекта Мессбауэра на естественном содержании изотопа 57-Fe в образцах проведены при температурах 293 К, 473 К и 673 К с использованием источника гамма-квантов Co(Rh).

# Результаты эксперимента и обсуждение.

Результаты рентгеноструктурных исследований порошков синтезированных композитов показали, что нанесение тонких структурно аморфных изолирующих покрытий на основе смеси лака KO–85 и окисей железа Fe-O на порошки железа ASC100.29 при температуре ~500 К не приводит к существенным изменениям параметра элементарной кубической ячейки железа пространственной группы S.G.: Im3m ( $a \approx 0,286$  нм), как порошков, так и керамики на их основе. Имеет место лишь небольшое перераспределение интенсивностей рефлексов (200), (220), (222) по отношению к интенсивности дифракционного рефлекса (110). Рентгенограмма керамики композита на основе порошков с наноразмерным покрытием порошков железа с зерном d < 100 микрометров представлена на рис.1.

При изучении температурных зависимостей удельной намагниченности порошков новых композитов установлено, нанесение на крупинки порошка тонких изоляционных покрытий приводит к уменьшению величины удельной

намагниченности и к уменьшению температуры магнитного фазового перехода «магнитный порядок - магнитный беспорядок» (рис.2.).

Анализ результатов Мессбауэровских исследований позволил сделать вывод, что тонкие изолирующие покрытия на основе лака КО–85 и окисей железа Fe-O порошков ASC100.29 не приводят к изменениям их свойств на микроскопическом уровне, не влияют на сверхтонкие обменные магнитные взаимодействия. Крупинки железа в оболочке со слабой электрической проводимостью сохраняют практически неизменными свои свойства, которыми обладают в свободном состоянии (таблица 1).

# Технические и экономические преимущества новых композиционных материалов:

- отсутствие потерь на вихревые токи на высоких частотах за счет электрической изоляции отдельных частиц железа в композитном материале;

- большая линейность магнитной характеристики и термостабильность;

- высокая плотность удельной энергии;

высокая технологичность и простота изготовления изделий методом прессования
безотходность и низкая цена изделий;

### Область применения технологии.

Новые композиционные магнитные материалы на основе ферритизированного порошка железа могут с успехом заменять ламинированную электромагнитную сталь для многих высокочастотных применений, в таких изделиях как трансформаторы дроссели, современные вентильные высокооборотные электродвигатели и генераторы, в т.ч. для электромобилей и электробусов. Композиционные резистивные материалы позволяют создавать широкий ряд электрокерамических нагревательных устройств любой мощности, форм и конфигураций.



Рис.1.

Рис.2.

Таблица 1.Параметры ЯГР-спектров при разных температурах композитов с зерном менее 100 микрон

Temp. [K]	Component	Content [%]	IS [mm/s]	B [kGs]	QS [mm/s]
293	sextet	99.1	-0.1104 (4)	328.83(3)	0.0028(4)
	doublet	0.9	0.10(2))	-	0.17(2)
473	sextet	98.8	-0.2273(5)	315.34(4)	0.0036(5)
	doublet	1.2	0.04(2)	-	0.25(2)
673	sextet	98.8	-0.3650(5)	290.57(4)	0.0049(5)
	doublet	1.2	0.05(1)	-	0.27(1)

[1] Патент РБ ВУ 16908 Н01F 1/24 Способ изготовления композиционного магнитного материала

### УДК [535:621.373.8:6]2-50

А. В. Конколович<sup>1</sup>, В. А. Лойко<sup>1</sup>, А. А. Мискевич<sup>1</sup>, В. Я. Зырянов<sup>2</sup>, М. Дойна-Луминита<sup>3</sup>

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫТЯНУТЫХ ПОЛИМЕР-ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

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

a.konkolovich@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Институт физики им. Л. В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок 50-38, 660036, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Политехнический университет, пл. Независимости, 313, R-060042, Бухарест, Румыния

Исследованы капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) однородным модифицированным неоднородным межфазным пленки с И поверхностным сцеплением, состоящие из вытянутых капель жидкого кристалла (ЖК), образующиеся при однонаправленном механическом растяжении пленки. Модификация межфазного сцепления достигается путем использования поверхностно активных веществ (сурфактантов) [1].

Разработана оптико-механическая модель [2] описания пропускания, малоугловой структуры рассеяния и поляризации света. Она основана на приближениях независимого рассеяния и Фолди-Тверского для определения малоуглового распределения интенсивности рассеянного света и коэффициентов когерентного (направленного) пропускания пленки. Оптические характеристики отдельных ЖК капель определялись в рамках приближения аномальной дифракции. Проведена экспериментальная верификация модели.

Исследованы спектральные зависимости коэффициента когерентного пропускания КПЖК пленок (рис.1а) и степени поляризации прямопрошедшего света (рис.1b); малоугловое распределение интенсивности и степень поляризации некогерентно (диффузно) рассеянного света; влияние угла приема рассеянного света на поляризационные характеристики пленок (рис. 2).



Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента когерентного пропускания  $T_{np}^{c}(\lambda)$  (a) и степени поляризации  $P_{c}(\lambda)$  (b) прямопрошедшего света при двукратном растяжения

пленки (*p*=2). 1, 3 – биполярная и радиальная конфигурации жидкого кристалла в каплях при однородным межфазном поверхностном сцеплении. 2 – неоднордное сцепление на поверхности капель при равной доле тангенциальных и нормальных граничных условий. 4 – монодоменная структура капель, образующееся при растяжении пленки с использованием сурфактанта [1].



Рис.2. Зависимости коэффициентов пропускания пленки (а) и степени поляризации света (b) от угла поля зрения  $\theta_{fov}$ . Монодоменная внутренняя структура капель.  $T_{np}^{inc}$  и  $P_{inc}$  – диффузный коэффициент пропускания и интегральная степень поляризации диффузно рассеянного света с учетом угла поля зрения;  $T_{np}$  и  $P_{fov}$  – коффициент пропускания и интегральная поляризации диффузно рассеянного света с учетом угла поля зрения;  $T_{np}$  и  $P_{fov}$  – коффициент пропускания и интегральная поляризующая способность пленки при одновременной регистрации прямопрошедшего и диффузно рассеянного света.

На рис. 1,2  $n_{o_i}$   $n_e$  и  $n_p$  – соответственно, обыкновенный, необыкновенный показатели преломления нематического ЖК 5СВ и полимерной матрицы; p и l – коэффициент растяжения и толщина пленки;  $c_v$  – фактор заполнения пленки (объемная концентрация ЖК капель); a – продольная полуось эллипсоидальных капель вдоль нормали к пленке;  $\varepsilon_v$  и  $\varepsilon_z$  – параметры анизометрии формы капель; параметр W характеризует долю поверхности капель с нормальными (гомеотропными) граничными условиями [2];  $\lambda$  – длина волны падающего света.

Разработанная модель позволяет определять параметры полимер-ЖК пленок при их растяжении с целью одновременного достижения по спектру длин волн предельных значений поляризационных характеристик: коэффициента направленного пропускания, равного 0.5, и поляризующей способности, равной ±1.0.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых устройств поляризации и управления коллимированными световыми потоками.

- [1] Эгамов М. Х. Поляризующие свойства вытянутой пленки капсулированного полимером жидкого кристалла с примесью сурфактанта / М. Х. Эгамов, В. П. Герасимов, М. Н. Крахалев, В. А. Лойко, В. Я. Зырянов // Опт. Журнал. – 2014. – Т. 81.– С. 67.
- [2] Лойко В. А. Поляризация света полимерной пленкой, содержащей вытянутые капли жидкого кристалла с неоднородным межфазным поверхностным сцеплением / В. А. Лойко, А. В. Конколович, В. Я. Зырянов, А. А. Мискевич // Опт. и спектр. – 2017. – Т. 122. – С. 1016.

### УДК 543.42:538.971:621.785.6

I. I. Tashlykova-Bushkevich<sup>1</sup>, J. Baik, H.-J. Shin, V. G. Shepelevich

### APPLICATION OF SYNCHROTRON-BASED X-RAY PHOTOELECTRON SPECTROSCOPY IN COMPOSITIONAL ANALYSIS OF RAPIDLY SOLIDIFIED AL ALLOYS

# <sup>1</sup> Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, P. Brovki Str., 6 Minsk 220013 Belarus iva.itb@bsuir.by

Rapid development of third-generation synchrotron radiation light sources around the world has been promoted the progress in the field of condensed matter physics. In particular, scanning photoelectron microscopy (SPEM) utilizes photoelectron spectroscopy for characterization of heterogeneous materials with probing depth up to a few nanometers, providing information about the morphology and chemical composition of the surface and subsurface regions at submicrometer length scales [1]. Therefore, this powerful technique is considered to be particularly important in the study of nanoscale precipitation processes in solids. In this respect, SPEM can yield quantitative insight into the evolution of various microstructures resulted from non-equilibrium solidification of metastable solids produced at exceptionally high cooling rates by means of rapid solidification. This fact enhances significantly the potential of such synchrotron-based investigations on rapidly solidified aluminium alloys where the segregation of alloying elements [2] depends on the composition and microstructure at sub-mm scales.

The purpose of our work is to report a brief review of recent application of SPEM in the compositional analysis of rapidly solidified Al-Ti and Al-V alloys produced by the centrifugal melt quenching method in the air at the cooling rate on the order of  $10^6$  K/s.

Revealed effects of rapid solidification on composition and structure evolution through the foil depth include a nanoscale chemical elements redistribution and alloying elements agglomeration beneath the sample bottom. The SPEM images indicate that precipitates take the form of local nano-sized agglomerates with a size which is not enough for X-ray photoelectron spectroscopy analysis to investigate the chemical states of species of interest. Foils are impoverished by V and Ti in substrate regions. This study suggests that the revealed nonuniform V and Ti depth distribution, as far as the high density of quenched-in vacancies is concerned, can be directly related to the reduction of vacancies concentration compared with rapidly solidified pure Al and affects H behaviour in rapidly solidified Al-V and Al-Ti alloys.

To summarize this report, our work demonstrates that SPEM investigations of Al alloys with alloying elements of technological interest contribute to the future multiscale framework aimed to develop understanding of H/microstructure interactions in rapidly solidified materials in order to control hydrogen embrittlement in aluminum materials developed for automotive and aerospace sectors.

- [1] Oshima, M. Nanolayer analysis by photoelectron spectroscopy / M. Oshima // Nanolayer Research: Methodology and Technology for Green Chemistry / ed. T. Imae. – Amsterdam: Elsevier, 2017. – P. 285.
- [2] Tashlykova-Bushkevich, I. I. Hydrogen behavior in AlCr alloys: synchrotron-based photoelectron microscopy of the rapidly solidified structure / I.I. Tashlykova-Bushkevich, M. Amati, B. Alemán, H. Sezen, L. Gregoratti, M. Kiskinova // Int. J. Hydrogen Energy. – 2016. – Vol. 41. – P. 9100-9107.

УДК 546.62:538.971:621.785.6 И. И. Ташлыкова - Бушкевич<sup>1</sup>, Ю. С. Яковенко, И. А. Бушкевич

# ИЗУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ БЫСТРОЗАТВЕРЕВШИХ СПЛАВОВ AI-Cr МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П.Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь iya.itb@bsuir.by

(ACM) Атомно-силовая микроскопия как ВИД сканирующей зондовой микроскопии представляет собой многофункциональный инструментарий для исследования морфологии поверхности наноразмерных И ee элементов. Универсальность метода АСМ, современного и высокоточного метода оценки качества поверхности изделий, достигается путем возможности наблюдения микроструктуры поверхности в естественных условиях эксплуатации: на воздухе и в жидкостях, а также метод АСМ является надежным инструментом для оценки шероховатости поверхности материалов, расширяя диапазон измерений до субнанометрового масштаба.

В данной работе методом АСМ при использовании программного пакета обработки данных Surface Explorer выполнено изучение морфологии поверхности быстрозатвердевших (БЗ) фольг термически стабильных сплавов Al-Cr, практическое применение которых связано с уникальным сочетанием физико-механических свойств алюминиевых материалов за счет образования аномально пересыщенных твердых растворов формирования метастабильных фаз при высокоскоростной И кристаллизации. Цель исследований – установить функциональные зависимости и закономерности между морфологией, смачиваемостью дистиллированной водой и композиционным составом поверхностей фольг Al и его бинарных сплавов, содержащих 1.0; 1.5; 3.0 ат. % Сг, полученных высокоростной кристаллизацией, рис. 1.



Рисунок 1. 2D ACM-изображения (20х20 мкм<sup>2</sup>) с соответствующими гистограммами распределения высот структурных элементов рельефа поверхности A (а) и поверхности Б (б) БЗ фольги сплава Al-1.0 ат. % Сг и пример характерного профиля шероховатостей (в) поверхности A (а)

Параметры шероховатости поверхности БЗ фольг зависят от поверхности анализа и концентрации Сг в сплавах. Получено, что распределения высот глубин и впадин поверхностей А и Б обладают отрицательной ассиметрией, за исключением БЗ фольг с концентрацией хрома 1.5 ат. %, при которой происходит выделение фазы Al<sub>7</sub>Cr.

Ранее нами с целью неразрушающего контроля качества поверхности БЗ фольг систем Al-Cr был применен метод покоящейся капли и получены данные равновесных краевых углов смачивания (РКУС) поверхности образцов [1], которые по результатам эксперимента имели значения близкие к РКУС гидрофобного чистого алюминия. Согласно модели, предложенной в [2], гидрофобная поверхность образца на основе Al может быть получена путем изменения значений высоты H и ширины W пиков соседних пилообразных структур поверхности, в результате чего параметр H/W позволяет установить взаимосвязь между микрорельефом поверхности и объемом капли воды, проникающей в углубления поверхности. Учитывая апериодичность структурных элементов морфологии поверхности БЗ фольг в наших опытах отношение H/W принимается эквивалентным отношению  $k=R_z/S$ , где  $R_z$  – высота неровностей профиля, S – среднее значение шага между выступами (рис.1 в).



Рисунок 2. Зависимость тригонометрической функции соз значения РКУС от отношения R<sub>z</sub>/S и концентрации Cr для БЗ фольг сплавов Al-Cr

Как видно из рис. 2, для обеих поверхностей БЗ фольг сплавов Al-Cr увеличение значения коэффициента k приводит к росту соsθ по сравнению с БЗ сплавом Al-1.0 ат.% Cr. В частности, для поверхности Б при изменении концентрации Cr от 1.0 ат. % до 1.5 ат. % обнаружено увеличение значения соsθ в 4 раза, рис. 2 б. Отметим, что установленная зависимость РКУС от степени шероховатости поверхности образцов, характеризуемой коэффициентом k, свидетельствует о сохранении гомогенного режима смачивания фольг при легировании алюминия хромом.

Таким образом, предложенная методология определения параметров структуры поверхности на основе ACM-изображений фольг сплавов алюминия позволяет выявить влияние неоднородности рельефа поверхности на смачивающие свойства поверхности материала. В частности коэффициент k, рассчитанный инструментами ACM при анализе профилей шероховатости поверхности образцов, может служить индикатором степени гидрофильности/гидрофобности алюминиевых материалов, позволяя определить гомогенный/гетерогенный характер смачивания поверхностей водой.

- [1] Tashlykova -Bushkevich, I. I. Effect of Cr on hydrophobicity of rapidly solidified Al / I. I. Tashlykova-Bushkevich, J. S. Yakavenka // Int. conf.:"Nanomeeting 2017", Minsk, Belarus, 30 May-2 June 2017 / Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics; edited by V.E. Borisenko, S.V. Gaponenko, V.S. Gurin, and C.H. Kam. Minsk, 2017. P. 449-452.
- [2] Lu, B. Versatile aluminium alloy surface with various wettability / B. Lu, N. Li // Applied Surface Science. – Vol. 326. – 2015. – P. 168-173.

# УДК 535.37: 621.315.592: 621.373.8: 621.383: 621.37 Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. Г. Войнилович, Г. П. Яблонский

# ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

## Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

Прогресс в области создания широкозонных нитридных гетероструктур привел к «светодиодной революции» в освещении, социальный вклад которой был отмечен Нобелевской премией в области физики за 2014 год (Isamu Akasaki, Hiroshi Amano и Shuji Nakamura [1]). Светодиоды, излучающие в видимой области спектра, являются лишь частью открывшихся научно-технических перспектив. Полупроводниковые лазерные диоды (ЛД), излучающие в фиолетовой - зеленой области спектра, начинают играть значительную роль в науке и технике. Их массовыми применениями становятся: Blu-ray, проекционное лазерное телевидение и мультимедиа, мощные лазерные кинопроекторы, источники излучения сверхвысокой яркости (в том числе и белого света), используемые например для лазерных фар. Массовые применения формируют специфические требования к ЛД, а также стимулируют постоянный прогресс в этой области. В настоящее время рабочая мощность в непрерывном режиме достигает 1 Вт для «фиолетовых» (405 нм) и 6 Вт для «синих» (445 нм) лазерных диодов.

Использование инфракрасных полупроводниковых ЛД для накачки активных сред в свое время привело к революции в лазерной технике. Увеличился КПД, частота и средняя мощность, кардинально уменьшились габариты и вес лазеров, а главное себестоимость, что привело к повсеместному внедрению лазерных технологий в промышленность, медицину и т.д. «Лазерная революция» продолжается – появление дешевых мощных полупроводниковых лазеров, излучающих в видимой области спектра, открыло новые перспективы прямой (без удвоения частоты) накачки лазерных сред. Примерами служат лазеры на основе ионов  $Pr^{3+}$ ,  $Sm^{3+}$ ,  $Tb^{3+}$ ,  $Dy^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  и  $Er^{3+}$  с прямой накачкой излучением «синих» ЛД [2], а также осцилляторы на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ , промышленное производство которых началось в этом году фирмой KMLabs [3].

В Институте физики НАН Беларуси также разрабатываются лазеры с прямой накачкой «синими» и «фиолетовыми» ЛД (лазерные конвертеры). В качестве активной среды выступают сложные гетероструктуры на основе MgZnCdSSe, выращенные на подложках GaAs в ФТИ им. Иоффе РАН. Активная область гетероструктур, излучающих в зеленой области спектра, состояла из одной или нескольких [4] вставок квантовых точек ZnCdSe в ZnSe квантовой яме, помещенной в несимметричный волновод, сформированный сверхрешетками ZnSe/ZnSSe. Формирование вставки квантовых точек ZnCdSe на краю CdZnSe квантовой ямы в теле квантовой ямы ZnSe позволило впервые получить генерацию в желтой области спектра на гетероструктурах, выращенных на подложках GaAs [5]. При импульсном возбуждении генерация была получена в области длин волн 500 - 590 нм, с максимальной мощностью 5 Вт и квантовой эффективностью преобразования 30%. Такие характеристики достаточны

Дальнейшее продвижение гетероструктур в УФ область спектра частично сдерживается проблемами роста гетероструктур AlGaN с высоким содержанием Al методом MOCVD. Поэтому в Институте физики был инсталлирована установка молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ), позволяющая растить гетероструктуры AlGaN с высоким содержанием Al как аммиачной, так и плазма-активированной (ПА) эпитаксией, что позволяет проводить рост при существенно различных условиях и температурах. Так субмонослойные и монослойные вставки, а также резкие гетерограницы проще реализовать при низкой температуре роста в металлобогащенных условиях посредством ПА МЛЭ, а изолирующие слои – аммиачной МЛЭ. На установке проведена оптимизация роста слоев AIN на подложках сапфира и выращены первые отечественные AlGaN/GaN HEMT гетероструктуры с двумерным электронным газом, с характеристиками, достаточными для создания СВЧ транзисторов (подвижность 1000-1500 см<sup>2</sup>/В·с, концентрация 1-2 10<sup>13</sup> см<sup>2</sup>). На основе AlGaN/GaN HEMT гетероструктур были созданы металл-полупроводник-металл УФ (200 – 360 нм) фотоприемники с высокой (сопоставимой с ФЭУ, ~10<sup>7</sup> А/Вт) чувствительностью. Установлено, что высокая чувствительность определяется большим временем жизни неравновесных носителей заряда, вследствие разделения их внутренним полем на гетероинтерфейсе AlGaN/GaN.

Исследовались спектры и кинетики фотолюминесценции и генерации AlGaN гетероструктур с сверхтонкими квантовыми ямами (монослой - несколько монослоев) GaN в AlN матрице и квантовыми ямами, состоящими из туннельно связанных субмонослоев GaN в AlGaN матрице. На основе таких активных областей были созданы и исследованы светодиоды, излучающие на длинах волн короче 300 нм. Получено стимулированное излучение на длинах волн 255 – 320 нм при оптическом возбуждении. Минимальный порог стимулированного излучения составил 150 кВт/см<sup>2</sup> на длине волны 300 нм.

Работа выполнена при поддержке проекта БРФФИ Ф15СО-052 и гранта Президента Республики Беларусь.

- [1] https://www.nobelprize.org/nobel\_prizes/physics/laureates/2014/press.html
- [2] Krankel C. Out of the blue: semiconductor laser pumped visible rare-earth doped lasers. / C. Krankel, D. Marzahl, F. Moglia, et al / Laser Photonics Rev. 2016. V.10. P. 548.
- [3] https://kmlabs.com/wp-content/uploads/2017/07/KMLabs StrydeBlueTM.pdf
- [4] Sedova, I. V. Influence of the number of electronically coupled CdSe/ZnSe QD planes on characteristics of optically pumped green lasers. / I.V. Sedova, E.V. Lutsenko, S.V. Sorokin et al / Phys. Stat. Sol. C. – 2016. - V. 13. - P. 522.
- [5] Alyamani, A. Internal laser characteristics of optically pumped yellow-orange lasers. / A. Alyamani, E. V. Lutsenko, S. V. Gronin, et al / Phys. Stat. Sol. B. – 2016. - V. 253. -P. 1490.
- [6] Vainilovich, A. G. Microchip laser converter based on InGaN laser diode and (Zn)CdSe quantum dot heterostructure. / A. G. Vainilovich, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, et al / Phys. Stat. Sol. B. – 2016. - Vol. 253. - P. 1498.

УДК 535.93

### В. В. Могильный, А. И. Станкевич

# ПОЛИМЕРНЫЕ СЛОИ ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОГО ВОЛНОВОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА

# Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,

# Беларусь

# mogilny@bsu.by

Непосредственный контакт волноводного слоя с жидким кристаллом (ЖК) открывает возможность управления параметрами волноводных мод слоя, а также создания управляемых волноводов полоскового типа и волноводных схем. Для реализации этих возможностей волноводный слой необходимо включить в состав ЖК ячейки, нанеся его на одну из подложек. Свободная поверхность слоя должна обеспечивать ориентацию молекул ЖК – однородную для плоского волновода или многодоменную, если речь идет о волноводных полосках или схемах. Кроме того, показатель преломления материала слоя должен быть достаточно высоким, по крайней мере выше обыкновенного показателя преломления ЖК (n₀≈1,53). Требуемые функциональные свойства обеспечиваются полимерными материалами, показатель преломления которых варьируется в широком диапазоне [1], а поверхность может служить как однородным, так и многодоменным ориентантом ЖК [2]. В настоящей работе проводится сравнение волноводных свойств высокорефрактивных слоев из фотоотвержденного ЖК мономера и нового фотосшиваемого сополимера с бензальдегидными, фенильными и дифенильными боковыми группами.

Полимерные ЖК волноводы изготовлялись на кварцевых подложках из ЖК мономера RMM491, Мерк. Вначале на подложку центрифугированием раствора наносили слой бензальдегидного полимера-ориентанта М-15 толщиной 0,08-0,09 мкм, натирали тканью в определенном направлении и облучали УФ светом. Затем на поверхность ориентирующего слоя также центрифугированием наносили раствор RMM491. В процессе удаления растворителя происходила ориентация ЖК мономера, который затем фотополимеризовался в вакууме. В результате создавался двулучепреломляющий слой с оптической осью, лежащей в его плоскости и по направлению совпадающей с директором ЖК материала (направлением натирания). Изотропные слои фотосшиваемого сополимера наносили центрифугированием из раствора на стеклянные подложки.

В анизотропных слоях лазерный пучок в волноводе направляли перпендикулярно оптической оси, тогда моды могут быть однозначно отнесены к ТЕ или ТМ типу. При этом формирование ТЕ мод определяется «необыкновенным» показателем преломления n<sub>e</sub>, тогда как для ТМ мод ту же роль выполняет «обыкновенный» показатель преломления n<sub>o</sub>. Волноводные показатели преломления ТЕ и ТМ мод (N<sub>TE</sub> и N<sub>TM</sub>) измеряли с помощью призмы, прижатой к волноводу методом m-линий, источником излучения служил гелий – неоновый лазер ( $\lambda$ =0,633 мкм). По измеренным значениям N вычисляли показатели преломления n<sub>o</sub> (ТМ моды) и n<sub>e</sub> (ТЕ моды), а также толщину волноводного слоя h [3]. Для изотропных слоев сополимеров аналогично получали показатель преломления n и толщину слоя h. Результаты приведены в таблице 1. Таблица 1

		-		
Тип волновода	m	N <sub>TE</sub>	$N_{\text{TM}}$	n
	0	1,665	1,524	n <sub>e</sub> =1,675
Анизотропный	1	1,639	1,501	1 500
(WV youoyon)	2	1,594	1,461	$n_0 = 1,532$
(жк-мономер)	3	1,533	-	
	4	1,462	-	
	0	1,587	1,585	n=1,591
изотропныи	1	1,576	1,573	
(сополимер)	2	1,555	1,553	
	3	1,528	-	
Изотропный	0	1,585	1,583	-
со слоем ори-	1	1,572	1,571	
ентанта	2	1,553	1,551	
	3	1,526	1,525	

Параметры полимерных волноводов

Для анизотропных слоев достигнутая величина ne обеспечивает полное внутреннее отражение на границе с ЖК в ячейке в широком диапазоне ориентаций директора. Для изотропного слоя этот диапазон уже, но также существенен. Исследование затухания света в рассматриваемых волноводах показали, что в анизотропных слоях оно существенно выше (рис.1). Коэффициенты затухания для анизотропных и изотропных слоев составляют 56 и 1 дБ/см, соответственно. Большое затухание в анизотропных слоях говорит о высокой концентрации дефектов, возникающих при ориентации ЖК мономера и рассеивающих свет. В изотропных и однородных слоях сополимера рассеяние значительно слабее.

В

20

25



Рис.1. Фотографии световых пучков в анизотропном (а) и изотропном (б) слоях и зависимость яркости светового следа от расстояния (в).

Поверхность полимерного ЖК слоя – эффективный ориентант для ЖК в ячейке. Проверка показала, что стеклообразный слой сополимера этим качеством не обладает, т.е. возникает необходимость нанесения на поверхность дополнительного ориентирующего слоя, например, М-15. Как показали эксперименты, этот слой не влияет заметно на волноводные свойства структуры (таблица 1).

- [1] R.H.French, J.M.Rodriguez-Parada, M.K.Yang, R.A.Derryberry, N.T.Pfeiffenberger. Optical properties of polymeric materials for concentrator photovoltaic systems. Solar Energy Materials & SolarCells 95 (2011) 2077–2086
- [2] A. Muravskv, V. Agabekov, G. Zhavnerko, U. Mahilny, A. Stankevich. P-123: Patterned Rubbing Alignment Technology. SID Symposium Digest of Technical Papers, V. 41, № 1, P 1727–1730, May 2010.
- [3] В.В. Могильный, Е.В.Манкевич, А.И. Станкевич. Модификация волноводных свойств полимерного ЖК слоя при УФ облучении. Взаимод. излучений с твердым телом: Материалы 12 Международной конференции. Мн., 2017, С.261-262.

УДК 537.312.6

А. В. Пашкевич<sup>1,2</sup>, К. Н. Кирильчик<sup>2</sup>

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КЕРАМИК ZnO, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ

<sup>1</sup> НИИ ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйска 11, 220030 Минск, Беларусь <u>alexei.paschckevich@yandex.by</u> <sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь kristina.kirilchik@mail.ru

В настоящее время особое внимание уделяется поиску новых материалов на основе широкозонных оксидов, а также исследованию их структуры и свойств с целью их применения в различных областях радиотехнической, электронной и оптоэлектронной промышленности [1]. Композиции на основе ZnO, полученные по керамическим технологиям, изучены далеко не полностью. Целью работы является исследование структуры и электрических свойств керамик на основе ZnO при их легировании железом с использованием разных типов легирующих агентов из оксидов железа Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub>.

Для получения образцов на основе ZnO использовалась обычная керамическая технология. В качестве исходных компонентов для приготовления шихты использовались порошки ZnO и Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub> (FeO, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>) квалификации OCЧ. В изученных образцах керамик при расчете навесок использовалась формула (Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub>)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub>, где масса порошков оксидов железа соответствовала 10 вес. %.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Структурные методы зафиксировали преобладание во всех образцах вюрцитной фазы Zn<sub>1-δ</sub>Fe<sub>δ</sub>O, а также наличие частиц феррита ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> со структурой шпинели и остаточных оксидов железа. Как показали эксперименты, в легированном железом ZnO параметры решетки (a,c) монотонно уменьшаются при увеличении концентрации кислорода, приходящегося на одну формульную единицу легирующего агента (оксида железа). Учитывая, что, согласно данным микро-рентгено-спектрадьного анализа, концентрация  $\delta$  растворенных в ZnO атомов железа во всех образцах примерно одинакова (0,66 – 0,81 ат. %), уменьшение параметров решетки не может быть связано напрямую с легированием железом, поскольку согласно [2], замещение ионов Zn<sup>2+</sup> ионами Fe<sup>2+</sup> должно наоборот расширять решетку вюрцита.

Как видно из рисунка 2, по характеру зависимостей  $\rho(T)$  в аррениусовых координатах Log $\rho$  - (1/T) исследованные образцы можно разделить на две группы. Образцы 4-8 на рисунке 2в в диапазоне температур 150 - 300 К эти зависимости линеаризуются, что позволило определить их энергиии активации проводимости  $\Delta E \approx (0,36 \pm 0,02)$  эВ. Последнее свидетельствует о формировании более глубоких центров на основе ионов железа в изученных керамиках, чем наблюдалось в монокристаллах и пленках Zn<sub>1-8</sub>Fe<sub>8</sub>O (порядка 0,25 эВ) [2].
Образцы второй группы - нелегированного ZnO(1, 2) и керамики (FeO)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub>(3) - показывают уменьшающуюся при охлаждении энергию активации проводимости, величина которой при приближении к 300 К не превышает 0,01 эВ. Как показали эксперименты, ниже 15 К зависимости  $\rho(T)$  можно связать с прыжками электронов по собственным дефектам с переменной длиной прыжка в соответствии с законом Шкловского-Эфроса [3]

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[-(T_0/T)^{0.5}]. \tag{1}$$



Рис. 2. Температурные зависимости удельного электросопротивления  $\rho(T)$ в диапазоне температур 150-300 К образцов композиционных керамик ZnO (1,2) и (Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub>)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub> (3-8), полученных методами одно-(3-5) и двухэтапного (6-8) синтеза: 3,6 - (FeO)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub>ж 4,7- (Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub>; 5,8 - (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub>.

Выше 20 К ход  $\rho(T)$  может быть обусловлен перколяцией электронов вследствие флуктуаций потенциала, созданного собственными дефектами ZnO и примесями.

Проведенные исследования указывают на определенную взаимосвязь между механизмами проводимости, типом используемого для легирования оксида железа и условиями синтеза керамик:

1. В легированных железом керамиках на основе оксиде цинка, полученных методом двухэтапного синтеза, удельное электросопротивление при температуре 300 К в среднем растет при увеличении концентрации кислорода, приходя-щегося на одну формульную единицу легирующего агента (оксида железа).

2. В кристаллической решетке легированных железом керамических образцов (Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub>)<sub>10</sub>(ZnO)<sub>90</sub> формируются

глубокие донорные центры с энергией ионизации ΔE<sub>комп</sub>≈ (0,36 ±0, 02) эВ, которые можно приписать формированию комплексов на основе атомов железа и кислорода.

3. В нелегированных керамиках из ZnO ниже 15 К температурный ход электропроводности  $\sigma(T)$  подчиняются закону Шкловского-Эфроса для прыжковой проводимости по локализованным состояниям.

[1] Sawalha Ayman, Electrical conductivity study in pure and doped ZnO ceramic system / Ayman Sawalha, M.Abu-Abdeen, A. Sedky. //Physica B –2009. – Vol. 404 – P. 1316.

[2] *Janotti, A.* Fundamentals of zinc oxide as a semiconductor / *A. Janotti, C.G. Van de Walle* // Rep. Prog. Phys. – 2009. – Vol. 72. – №12. – P. 26501.

[3] B.I. Shklovskii, A.L. Efros.Electronic Properties of Doped Semiconductors(Berlin, Springer, 1984).

УДК 537.5; 621.315.592

#### Н. А. Поклонский

#### ЭЛЕКТРИЧЕСТВО В БЕЛАРУСИ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь <u>poklonski@bsu.by</u>

Доклад посвящен 170-летию со дня рождения выдающегося естествоиспытателя Якуба Оттоновича Наркевича-Иодко (1847–1905). Обсуждаются его исследования в области электрографии, электротерапии, метеорологии, детектирования электромагнитных волн на расстоянии, влияния электрического разряда (тока) на рост растений и др. (см., например, [1]). Показаны фрагменты реконструкции родового имения Наркевичей-Иодко (Наднёман, Узденский район Минской области).

В контексте изучения электричества в Беларуси обсуждается вклад в мировую электротехнику Владимира Фёдоровича Миткевича (1872–1951), уроженца города Минска [2]. Отмечаются также достижения в изучении электрических явлений в газах, плазме и полупроводниках ряда белорусских исследователей [3–9]. В заключение представлены результаты выполненных в последнее время исследований низкоразмерных проводников электричества.

[1] Грыбкоўскі В. П. Прафесар электраграфіі і магнетызму: Якуб Наркевіч-Ёдка / В. П. Грыбкоўскі, В. А. Гапоненка, У. М. Кісялёў. – Мінск: Навука і тэхніка, 1988. – 72 с.

[2] Миткевич В. Ф. Избранные труды / В. Ф. Миткевич. – М.-Л.: АН СССР, 1956. – 268 с.

[3] Киселевский Л. И. Вопросы спектроскопии низкотемпературной плазмы / Л. И. Киселевский // УФН. – 1972. – Т. 108. – С. 767.

[4] Бураков В. С. Физика плазмы и плазменные технологии в Беларуси / В. С. Бураков, С. Н. Райков, В. Д. Шиманович. – Минск: ИМАФ, 2001. – 52 с.

[5] Минько Л. Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков / Л. Я. Минько. – Минск: Наука и техника, 1970. – 184 с.

[6] Ясько О. И. Электрическая дуга в плазмотроне / О. И. Ясько. – Минск: Наука и техника, 1977. – 152 с.

[7] Электроэрозионная обработка металлов / М. К. Мицкевич [и др.]; под ред. И. Г. Некрашевича. – Минск: Наука и техника, 1988. – 216 с.

[8] Юхневич А. В. Оптический аналог эффекта Мёссбауэра в кремнии / А. В. Юхневич, В. Д. Ткачев // ФТТ. – 1966. – Т. 8. – С. 1264.

[9] Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры / В. П. Грибковский. – Минск: Университетское, 1988. – 304 с.

УДК 537.622

В.И.Вальков<sup>1</sup>, И.Ф.Грибанов<sup>1</sup>, Б.М. Тодрис<sup>1</sup>, А.В.Головчан<sup>1,2</sup>, А.И. Галяс<sup>3</sup>, В.И. Митюк<sup>3</sup>, К.И. Янушкевич<sup>3</sup>

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В Mn<sub>0.89</sub>Cr<sub>0.11</sub>NiGe

<sup>1</sup> ГУ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк valkov09@gmail.com
 <sup>2</sup> Донецкий Национальный Университет, Донецк golovchan@gmail.com
 <sup>3</sup> ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению" П. Бровки, 19, Минск, Беларусь 220102.

Интерес к системам на основе MnNiGe обусловлен прикладным использованием магнитокалорического эффекта (МКЭ). В германидах системы  $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$  МКЭ можно значительно усилить, если совместить высокотемпературные парамагнитные структурные переходы первого рода РМ(Р63/mmc)-РМ(Pnma) при T<sub>t1</sub>, T<sub>t2</sub>, сопровождающиеся скачками магнитной восприимчивости (рис.1) с температурным интервалом магнитного упорядочения.



*Рис.1. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости Мп*<sub>0.89</sub> *Cr*<sub>0.11</sub>*NiGe.* 

Парамагнитная температура Кюри орторомбической фазы- $\theta_{\rm orth} \approx T_{\rm C}$ которая практически совпадает с температурой возникновения FM порядка (T<sub>C</sub>) превосходит эффективную температуру Кюри -  $\theta_{hex}$ для гексагональной фазы. В германидах, при смещении парамагнитного структурного перехода  $PM(P6_3/mmc) \leftrightarrow PM(Pnma)$ к более низким температурам (например, под. влиянием давления или закалки), магнитное упорядочение может проявиться как магнитоструктурный фазовый переход первого рода. В этом случае магнитокалорические характеристики переходов первого рода  $PM(P6_3/mmc) \leftrightarrow FM(Pnma)$ В германидах могут достичь больших значений и значительно отличаться аналогичных ОТ

характеристик переходов первого рода РМ(Pnma) ↔ FM(P6<sub>3</sub>/mmc) в системах на основе арсенида марганца. Это становится понято уже при интерпретации данных явлений с использованием «граничных» условий.





*Теория В*<sub>0</sub>=9 *Тесла* 

Эксперимент  $B_0 = (1-9)$  Тесла

Рис.2. Расчетные температурные зависимости магнитокалорического вклада  $\Delta S$  в  $Mn_{0.89}$   $Cr_{0.11}NiGe$ . Максимумы соответствуют температурам спонтанних магнитоструктурных

 $PM(\varphi=0) \leftrightarrow FM(\varphi\neq 0)$  (P=10kbar) и изоструктурного  $PM(\varphi\neq 0) \leftrightarrow FM(\varphi\neq 0)$ (P=0) переходов в незакаленном образце. Рис.3. Результаты магнитокалорического вклада  $\Delta S$  в закаленнном образце  $Mn_{0.89}Cr_{0.11}NiGe$ , рассчитанные по методу Максвелла [2]

В твердом растворе Mn<sub>0.89</sub>Cr<sub>0.11</sub>NiGe, для которого ферромагнитное состояние поддерживается орторомбической симметрией при магнитоструктурном переходе рода  $PM(P6_3 / mmc) \leftrightarrow FM(Pnma)$ структурный вклад  $\Delta S(\Delta \varphi) = A \varphi^2 / 2$ первого суммируется с вкладом от спиновой системы-  $\Delta S(y(H))$ . Это подтверждаются расчетами магнитоактивной части энтропии  $S_m = -\partial G(y, \varphi, u) / \partial T = Nk_B \left[ \ln 4 - S_{3/2}(y) \right] - A\varphi^2 / 2$ В модели взаимодействующих параметров магнитного-у и структурного –  $\varphi$  параметров порядка [1], при использовании соответствующих постоянных термодинамического потенциала-G. Эти постоянные достаточно просто оценить из таких наборов экспериментальных данных  $\Delta_t = T_{t2} - T_{t1}, \, \partial T_{t12} / \partial P, \, \partial T_C / \partial P, \theta_{orth}, \theta_{hex}$ для каждой конкретной системы. как Соответствующие значения величины  $\Delta S(T)$  наряду с экспериментальными данными приведены на рис.2-3.

[1]. Вальков В.И. Структурные особенности возникновения ферромагнитного порядка в системе Mn<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub>NiGe. / В.И. Вальков, В.И. Каменев, В.И. Митюк, И.Ф. Грибанов, А.В. Головчан, Т.Ю. Деликатная // ФТТ. – 2017. – Т. 59. – С. 266.

[2]. Сиваченко А.П. Магнитострикция и магнитокалорический эффект в Mn<sub>0,89</sub>Cr<sub>0,11</sub>NiGe / А.П. Сиваченко, В.И. Митюк, В.И. Каменев, А.В. Головчан В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов // ФНТ. – 2013. – Т. 39. – С. 1350.

УДК 539.23; 544.032.

С. Т. Пашаян<sup>1</sup>, В. М. Анищик<sup>2</sup>

#### СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ МЕДИ

<sup>1</sup> Институт физических исследований НАН РА, Аштарак-2, 0203, Армения <u>svetlana1207@yahoo.com</u>

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

anishchik@bsu.by

Исследование оксидов меди, как первых полупроводниковых материалов, не дорогих и доступных, берет начало еще с 20-х годов прошлого столетия. Сочетание таких их свойств, как высокая электропроводность и термостойкость, фотопроводящие и антиферромагнитные свойства, прозрачность и фотокаталитическая активность расширяют сферу их применения в различных устройствах опто- и наноэлектроники. Тонкие плёнки и наноструктуры на основе оксидов меди (I) Сu2O и оксида меди (II) СuO имеют высокий коэффициент фотоэлектрического преобразования и обладают большим потенциалом для использования данных материалов при создании низкозатратных солнечных элементов. Известно множество различных методов их получения: анодное и термическое окисление, электроосаждение и золь-гель метод, дискретное вакуумное и магнетронное напыление [1–3]. В настоящем исследовании обсуждаются свойства наноструктур оксидов меди, синтезированных технологией термического вакуумного и магнетронного напыления.

Термическое напыление осуществлялось путем вакуумного испарения (5x10<sup>-5</sup> торр) медной проволоки. Первоначальная толщина полученных медных пленок, напыленных на стеклянные, кремниевые и сапфировые подложки ~ 200 нм. В дальнейшем они подвергались термической обработке на воздухе в муфельной печи в интервале температур от 200 до 500 °C при различных временах термообработки. Магнетронное напыление осуществлялось в атмосфере аргона при температуре 900 °С и давлении 10<sup>-2</sup> атм распылением медной мишени при напряжении 300 В и силе анодного тока 0,4 А. Температура подложек поддерживалась в интервале 150-200 °C. Рентгеновский микроанализ образцов проводился методом энергодисперсионного анализа (EDX) с помощью микроаналитической системы INCA Energy-300, исследование поверхностной микроструктуры – с помощью сканирующего электронного микроскопа «VEGA TS5130MM». Для изучения морфологических, структурных и оптических свойств подготовленных пленок использовались методы XRD, UV-Vis, инфракрасной и Рамановской спектроскопии (RS).

По данным рентгеновского микроанализа и рентгеновских дифрактограмм установлено, что состав пленок после термообработок близок к стехиометрическому составу оксидов меди CuO и Cu<sub>2</sub>O. Содержание меди и кислорода в пленках зависит от температуры термообработки и условий синтеза. Размеры зерен пленок варьируются в пределах 0,35–100 нм. Пленки, полученные магнетронным распылением, имеют более пористую структуру и более крупные по размеру зерна. Данный результат был

подтвержден XRD-измерениями и данными EDX. На рис.1 приводятся SEMизображения синтезированных наноразмерных пленок.



Рис.1. SEM-изображения пленок оксида меди, полученных на подложке из сапфира: (а) – термическим вакуумным напылением, увеличение - 10,13 kx;(б) - магнетронным напылением, увеличение - 10, 65 kx.

Спектры комбинационного рассеяния (RS) были получены со спектральным разрешением 3 см<sup>-1</sup> с использованием конфокального рамановского спектрометра Nano finder High End (LOTIS TII). Для возбуждения рамановского излучения использовался твердотельный лазер с длиной волны 532 нм.

На спектрах пропускания наблюдается высокая прозрачность пленок, полученных обоими способами, и смещение края пропускания в сторону высоких энергий. Причем, коэффициент пропускания в случае магнетронного напыления пленок значительно выше.

Авторы выражают благодарность Бадаляну Г.Р. за помощь в проведении SEM и EDX-измерений и Тиванову М.С. за полезные обсуждения.

- [1] Zhang, Q. CuO nanostructures: synthesis, characterization, growth mechanisms, fundamental properties, and applications. / Zhang, Q., Zhang, K., Xuetal, D. // Progr. In Mat. Sci. 2014. V. 60. P.208.
- [2] Kidowaki H. Fabrication and characterization of CuO-based solar cells. / Akiyama T., Suzuki A., Jeyadevan B., and Cuya J. // Journ. of Mat. Sci. Research. 2014. – V. 60. – P.208.
- [3] Mittiga, A. Heterojunction Solar Cell with 2% Efficiency based on a Cu2O Substrate.
   / Mittiga, A. Salza, E. Sarto, Tucci, M., and Vasanthi, R. // Appl. Phys. Lett. 2006. –
   V. 88. P. 163502.

УДК 539.21:537.86

Т.О. Будько, Н.Н. Новицкий, А.И. Стогний

## КРИСТАЛЛЫ МАГНОНИКИ В ВИДЕ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ С ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЁТКАМИ

ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки 19, 220072 Минск, Беларусь stognij@ifttp.bas-net.by

Задачи по формированию метаматериалов в виде магнитоплазмонных кристаллов и магнонных кристаллов на основе пленок феррит-гранатов, в том числе на подложках полупроводников, начинают приобретать очертания, которые уже позволили решить ряд научных задач и определить пути возможных практических применений в магнонике [1–2].

Магнитоплазмонный кристалл (рис. 1) состоит из 1D-решетки золота в виде полосков шириной 400-800 нм, толщиной 40-80 нм, с оптимальным зазором между ними в 100 нм. Эта решетка вырезается методом ионной литографии на сплошных площадках размером до 100×200 мкм, нанесенных на гладкую поверхность в нашем случае пленки висмут-содержащего феррит-граната толщиной около микрометра. Падающий луч света дифрагирует на решетке золота и при определенных условиях обеспечивает возбуждение плазмонных колебаний в области интерфейса решеткапленка, способных резонансно взаимодействовать с магнонными возбуждениями собственно в пленке феррит-граната [1-2]. Одно из проявлений резонансного взаимодействия – усиление эффекта Фарадея или вращения плоскости поляризации прошедшей волны во внешнем магнитном поле. В отдельных случаях то вращение достигает десятков градусов при субмикронной толщине пленки феррит-граната, что на порядок больше, чем это свойственно однородной структуре (рекордными характеристиками обладают плёнки Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, способные поворачивать плоскость поляризации до 10° при толщине до одного микрона). К сожалению, даже этого эффекта Фарадея недостаточно для усиленного широкого внедрения магнитоплазмонных кристаллов в микроэлектронику. Тем не менее эффект резонансного воздействия плазмонных колебаний на эффект Фарадея используется для создания датчиков магнитного поля, чувствительность которых не уступает повсеместно используемым СКВИД-датчикам. Однако в отличие от последних они обладают работоспособностью в диапазоне температур до 100 °С.

Развитие работ в области метаматериалов на основе пленок феррит-гранатов ведется по двум направлениям. Первое – создание пленок  $Y_3Fe_5O_{12}$  и  $Bi_3Fe_5O_{12}$  с объемоподобными свойствам на подложках кремния, арсенида и нитрида галлия. Второе – увеличение степени интеграции магнонных и магнитоплазмонных кристаллов за счет получения их в виде 3D-структур (рис. 2). Здесь приведена магнитоплазмонная структура, сформированная на основе магнитоплазмонного кристалла, показанного на рис.1, на поверхность которого методом ионно-лучевого распыления-осаждения нанесен слой  $Bi_3Fe_5O_{12}$  толщиной 200 нм. После этого структура подвергалась быстрому отжигу в вакууме при температуре ниже 600°С, что позволило сохранить

259

плазмонную решетку золота при одновременной кристаллизации нанесенного слоя. Ожидается, что в ней будут подавлены процессы возбуждения сторонних воздушных плазмонов, что является задачей новых исследований.



Рис. 1. а – схематическое изображение поперечного сечения магнитоплазмонного кристалла; б – характерный вид внешней поверхности магнитоплазмонного кристалла с периодом 1D-структуры 800 нм и шириной полоска золота 700 нм.



Рис. 2. а – схематическое изображение поперечного сечения магнитоплазмонного кристалла; б – характерный вид внешней поверхности магнитоплазмонного кристалла.

Актуальна проблема получения пленок Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> на подложках коммерчески востребованных полупроводников на площади поверхности более 10 см<sup>2</sup> при неравномерности менее 10% по толщине в диапазоне толщин от 10 до 100 нм. Анализ литературных данных показывает, что наиболее известный метод получения качественных пленок Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> – лазерная абляция или PLD [1]. Его особенность состоит в том, что он не позволяет создавать пленки площадью более 1-2 см<sup>2</sup>. Ранее также сообщалось об использовании ионного распыления больших по площади мишеней для получения качественных пленок Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>. Тем не менее указанная задача остается актуальной до сих пор. Общепринято мнение, что пленки Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> толщиной 10-100 нм на подложках кремния и AIIIBV материалов с исходной шириной линии ферромагнитного резонанса ~10 Э на частоте 9,4 ГГц имеют широкие перспективы для применения в спин-волновой микроэлектронике. Нами разработан многостадийный метод ионно-лучевого распыления для получения больших по площади пленок Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> с востребованными характеристиками. Под многостадийностью здесь понимается разделение процессов осаждения и кристаллизации, формирования зародышевого слоя Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> с последующей его кристаллизацией и повторное осаждение-кристаллизация псевдоэпитаксиального слоя Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ, проекты Ф14Р-085 и Ф14Р-086.

- [1] Нипан Г.Д., Стогний А.И., Кецко В.А. Оксидные ферромагнитные полупроводники: покрытия и пленки // Успехи химии. 2012, Т. 81, №5, С. 458–475.
- [2] R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij & A. Maziewski The switching of strong spin wave beams in patterned garnet films // Scientific reports 2017, 7:8771 | DOI:10.1038/s41598-017-06531-2.

УДК 535.375.5 + 546.26-162 + 620.3

А. Ю. Панарин<sup>1</sup>, Б. В. Ранишенко<sup>2</sup>, А. В. Абакшонок<sup>3</sup>, Г. Исич<sup>4</sup>, С. Н. Терехов<sup>1</sup>

## КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ГРАФЕН-НАНОЧАСТИЦЫ СЕРЕБРА-ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь

a.panarin@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Институт физикоорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072 Минск, Беларусь <sup>3</sup>Институт химии новых материалов НАН Беларуси, ул. Ф. Скорины, 36, 220141 Минск, Беларусь

nura2007@tut.by

<sup>4</sup>Институт физики Белграда, Университет Белграда, Сербия

В настоящее время интенсивно ведутся исследования, направленные на разработку методов неинвазивной медицинской диагностики, анализа состава сложных смесей, неразрушающего контроля состояния окружающей среды и др. с помощью спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР). Метод ГКР характеризуется чрезвычайно высокой чувствительностью, которая достигается за счет значительного повышения сечения рассеяния для молекул, расположенных на поверхности или вблизи плазмонных наноструктур. Благодаря этому спектроскопия ГКР рассматривается как одна из наиболее перспективных областей фотоники в применении к биологическим объектам [1].

Вместе с тем, потенциальные достоинства ГКР до сих пор в полной мере не реализованы. Актуальной проблемой, которая затрудняет практическое использование данного метода, является низкая воспроизводимость спектров. Основные эффекты, приводящие к флуктуациям интенсивности сигнала, связаны с локальным разогревом металлических наноструктур при возбуждении поверхностных плазмонов, что вызывает десорбцию и фотохимические реакции молекул аналита с окружением, в первую очередь, с молекулярным кислородом, а также изменение морфологии поверхности ГКР-активного субстрата [2].

В данной работе для улучшения повторяемости спектральных характеристик мы использовали слои графена для покрытия плазмонных структур из наночастиц (НЧ) серебра, которые создают для аналита своеобразную защиту от влияния факторов окружения. Наряду с тем, что графен характеризуется механической жёсткостью, большой теплопроводностью и рядом других уникальных свойств, недавно было обнаружено, что он обладает способностью усиливать сигнал КР [3]. Таким образом, покрытие графеном или его модифицированными формами плазмонных наноструктур и пленок аналита может одновременно решить две актуальные задачи спектроскопии ГКР: повысить интенсивность и воспроизводимость спектров, а также улучшить фотостабильность аналита.

В качестве ГКР-активных субстратов мы использовали посеребренный мезо- и макропористый кремний, а также плёнки серебра, осаждённые из золя серебряных

наночастиц на поверхность стеклянных подложек. Формирование плазмонных покрытий на пористом кремнии (ПК) проводилось иммерсионным восстановлением нитрата серебра. Для получения НЧ серебра применялась классическая методика цитратного синтеза. Окисленный графен (GrOx) получали по модифицированной методике Гаммерса путем химического окисления синтетического графита.

Эффективность усиления сигнала ГКР, а также кинетики его изменения в процессе регистрации спектров тестировали с помощью водорастворимого катионного Cu(II)-5,10,15,20-тетракис(4-N-метилпиридиний)порфирина (CuTMpyP4).

Был приготовлен ряд композитных наноструктур, отличающихся расположением графенового покрытия относительно плазмонной плёнки и слоя (*молекул*) аналита: (I) ПК/Ag-HЧ/CuTMpyP4/GrOx; (II) ПК/Ag-HЧ/ GrOx/CuTMpyP4; (III) Стекло/Ag-HЧ/ CuTMpyP4/GrOx. При этом в качестве подложек пористого кремния (ПК) брался как мезопористый, так и макропористый кремний. Было проведено сравнительное изучение эффективности и стабильности сигнала ГКР при использовании указанных выше типов графеновых покрытий. Кроме того, были также исследованы соответствующие композиты без графенового покрытия. Для всех образцов регистрировались спектры в начальный момент измерений (время накопления составляло 5 сек) и через 1 минуту воздействия лазерного излучения на образец. Стабильность сигнала для различных композитов оценивалась по отношению интенсивности полос ГКР в начале и конце измерений:  $K = I_0/I_{60 c}$ .

Наилучший эффект графенового покрытия на стабильность сигнала ГКР наблюдался для композита (I), в котором слой графена располагался над аналитом. Так, если для образцов на основе мезо- и макропористого кремния без оксида графена коэффициент K = 4.3 и 3.0, соответственно, то после нанесения слоя оксида графена он понижался до K = 3.1 и K = 2.3, то есть в ~1.3-1.4 раза. При этом для композитов типа (II) присутствие оксида графена не приводило к существенному изменению эффективности деградации спектров ГКР. В случае использования стеклянных подложек (композит III) нанесение оксида графена сверху слоя аналита сопровождалось значительным падением интенсивности полос ГКР. Выяснение причины данного эффекта требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ГКНТ Ф16СРБГ-002. Авторы также выражают благодарность Гирель К.В. за предоставление образцов пористого кремния.

- [1] Harper, M.M. Recent developments and future directions in SERS for bioanalysis. / M.M. Harper, K.S. McKeating, K. Faulds // Phys.Chem. Chem. Phys. 2013. V. 15. P. 5312-5328.
- [2] De Jesus, M.A. The Development of a Substrate Translation Techniques to minimize the Adverse Effect of Laser Irradiation Effects on Surface Enhanced Raman Scattering Spectra. / M.A. De Jesus, K.S. Giesfeldt, M.J. Sepaniak // Appl. Spectrosc. – 2003. – V. 57. – P. 428-438.
- [3] Can Graphene be used as a Substrate for Raman Enhancement? / X. Ling [et al.] // Nano lett. 2010. V. 10. P. 553-561.

#### УДК 537.87

## Д. В. Хацук<sup>1</sup>, В. А. Ковтун-Кужель<sup>1</sup>, А. П. Самородов<sup>1</sup> ВЫЯВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА В СВЧ-ПОЛЕ

<sup>1</sup>Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, Гродно

К сегнетоэлектрикам относятся диэлектрики, обладающие спонтанной поляризацией, направление которой может быть изменено внешними электрическим полем. Исследование дисперсии диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  сегнетоэлектрика, позволит рассчитать периодическую гребенчатую структуру, состоящую из пластин данного материала, что позволит проектировать новые компоненты СВЧ-электроники [1, 2]. Исследуется поведение  $\varepsilon$  сегнетоэлектрика в зависимости от частоты СВЧ-поля методом измерений в свободном пространстве. Объектом исследования являются пластины из сегнетоэлектрика круглой формы толщиной 1 мм и диаметром 100 мм.

Блок – схема экспериментальной установки для изучения є сегнетоэлектрика в поле сверхвысокой частоты методом измерений в свободном пространстве приведена на рисунке 1.



**Рисунок 1.** Блок – схема экспериментальной установки для изучения диэлектрической проницаемости *є* сегнетоэлектрика.

Схема состоит из генератора сверхвысокой частоты (1), от которого поступает сигнал в Т-образный разветвитель (2), служащего для реализации двух когерентных источников электромагнитных волн. Один сигнал поступает через аттенюатор (3) в передающий волновод (4). Второй сигнал передается через аттенюатор (7) в измерительную линию P1-28 (6) с открытым концом волновода (5) [3]. К зондовой головке измерительной линии (6) подключен прибор APPA109N (8) для измерения уровня сигнала.



Рисунок 2 - Результаты экспериментальных данных частотной дисперсии диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика.

Были проведены экспериментальные исследования для нахождения минимумов значений сигналов на частотах от 8,2 до 10,5 ГГц, с одной пластиной и стопками из четырёх, восьми и двенадцати пластин сегнетоэлектрика и без них. По формуле

– рассчитана диэлектрическая проницаемость образца [4]. Здесь -величина смещения зонда измерительной линии, необходимая для восстановления фазы, -толщина образца.

Был проведен анализ результатов частотной дисперсии диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика с одной пластиной по сравнению со стопкой, состоящей из 4, 8 и 12 пластин соответственно. На основе данного анализа построены графики  $\varepsilon(f)$ . Для удобства отображения данных, значения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика представлены в логарифмической шкале.

На рисунке 2а представлены результаты экспериментальных данных частотной дисперсии диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика с одной пластиной (кривая 1) по сравнению со стопкой, состоящей из 4 пластин (кривая 2).Из рисунка 2а видно, что с ростом частоты от 8,2 до 10,5 ГГц характер дисперсии диэлектрической проницаемости є носит нелинейный характер. Значение  $\varepsilon$  (кривая 1) в определенном диапазоне частот (от 8,2 до 8,9 ГГц) изменяется на 2 порядка, т.е. имеет место сильная дисперсия. На остальных диапазонах частот изменяется на 1 порядок. Во всём диапазоне частот от 8,2 ГГц до 10,5 ГГц значение є фактически зависит от частоты СВЧ-поля. Характер изменения с частотой свидетельствует о релаксационной дисперсии є в сегнетоэлектрике. Значение  $\varepsilon$  (кривая 2) в определенном диапазоне частот (от 8,9 до 9,2 ГГц) изменяется в несколько раз, т.е. имеет место слабая дисперсия. На остальных диапазонах частот значение диэлектрической проницаемости є фактически не зависит от частоты СВЧ-поля. Аналогичная картина наблюдется на рисунках 26 и 2в, кривые 2. На этих рисунках представлены результаты экспериментальных данных частотной дисперсии є сегнетоэлектрика с одной пластиной по сравнению со стопкой, состоящей из 8 и 12 пластин соответственно. Результат: значения є, (рисунок 2б, кривая 2 и рисунок 2в, кривая 2), фактически не меняется с изменением частоты, т.е. имеет место отсутствие дисперсии. Увеличение количества пластин в стопке способствует уменьшению напряжённости Е электрического поля.



Рисунок 3 - Зависимость диэлектрической проницаемости є сегнетоэлектрика от напряжённости электрического поля Е (значения напряженности поля даны в относительных единицах).

На рисунке 3 представлены результаты экспериментальных данных зависимости  $\varepsilon$  сегнетоэлектрика от напряженности электрического поля на частоте 8,5 ГГц. Из рисунка видно, что  $\varepsilon$  сегнетоэлектрика зависит от напряженности приложенного электрического поля. С уменьшением значения напряжённости, уменьшается значение  $\varepsilon$ . Следовательно,  $\varepsilon$  сегнетоэлектрика является нелинейной функцией напряженности электрического поля.

Таким образом, *є* исследуемого сегнетоэлектрика обнаруживает сильную дисперсию в СВЧ диапазоне и зависит от напряженности приложенного электрического поля.

#### Литература

[1]Банков, С.Е. Электромагнитные кристаллы / С.Е. Банков. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 352 с.

[2]Оптика наноструктур / С.В. Гапоненко [и др.]; под ред. А.В. Федорова. – СПб: Недра, 2005. – 326 с.

[3]Стариков, В.Д. Методы измерения на СВЧ с применением измерительных линий / В.Д. Стариков. – Москва : Сов. радио, 1972. –144 с.

[4]Брандт, А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах / А.А. Брандт. – Москва : Физматгиз, 1963. – 404 с.

#### УДК 538.9:544.023

Е.В.Шабуня-Клячковская, С.В.Гапоненко, О.С.Кулакович, Д.В.Гузатов

#### ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НЕОРГАНИЧЕСКИМИ МИКРО-И НАНОКРИСТАЛЛАМИ: ОТ ИССЛЕДОВАНИЙ К ПРАКТИЧЕСКИМ ПРИМЕНЕНИЯМ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь e.sh-k@ifanbel.bas-net.by

Несмотря на то, что эффект ГКР был открыт в 70-ые годы прошлого века, он до сих пор не нашел широкого практического применения в аналитической спектроскопии. Основная причина в том, что неспецифическое усиление анализируемого сигнала вызывает сложности в количественном анализе.

Поэтому одним из наиболее перспективных направлений применения спектроскопии ГКР в реальной аналитической практике является качественный анализ, например, идентификация пигментов в объектах живописи. На сегодняшний день существует большое количество публикаций, посвященных разработке методик ГКР для исследования различных органических красителей в различных полихромных объектах культурного наследия (рукописях, текстиле, керамике, ювелирных украшениях и живописи) [1-2].

Идентификация неорганических художественных пигментов по многим причинам пока является нетривиальной задачей для исследователей. В частности, работе [3] при исследовании материалов живописи «Портрета Исаака Барра», написанного Джошуа Рейнольдсом, была попытка увеличить интенсивность комбинационного рассеяния киноварью с помощью наночастиц серебра, однако полосы, характерные для хромофоров киновари, после добавления наночастиц серебра не проявились.

Одной из причин подобных сложностей является высокий люминесцентный фон, обусловленный органическими связующими, присутствующими в красках. Кроме этого, долгое время считалось, что плазмонные эффекты не будут вносить существенный вклад в силу того, что частицы неорганических пигментов имеют микронные размеры, что на несколько порядков превышает размеры наночастиц благородных металлов. Тем не менее, наши более ранние результаты, опубликованные в [4–6], демонстрировали систематическое усиление комбинационного рассеяния неорганическими микрокристаллитами ультрамарина и киновари вблизи коллоидных наночастиц серебра, а также на Ge/Si-наноструктурах, покрытых наночастицами золота или серебра.

Дальнейшие наши исследования эффекта ГКР на неорганических микрокристаллитах влючали в себя выявление зависимостей фактора усиления от размера металлических наночастиц, их природы (золото или серебро), а также взаимного геометрического расположения аналитов и ГКР-активных наноструктур. В качестве аналитов использовались различные синий и зеленые пигменты (церулеум, малахит, зеленый хром и зеленый кобальт). В результате этих экспериментов строгой закономерности между величиной фактора усиления и размером наночастиц или их

взаимным геометрическим расположением с аналитами не было выявлено. Что касается влияния природы металла, было установлено, что золотые наночастицы обеспечивают более высокое соотношение сигнал/шум и обладают более высокой селективностью усиления хромофорных полос, чем серебряные [7]. Кроме этого, также было проведено теоретическое моделирование зависимости фактора усиления от расстояния между аналитом и наночастицами золота или серебра, которые показали, что максимальное усиление происходит на расстоянии до 2-2,5 Å [7] и превышает десять и пять порядков для наночастиц серебра и золота, соответственно. Тем не менее, эта величина быстро убывает с ростом расстояния между аналитом и наночастицами. Радиус эффективного взаимодействия не превышает 15-20 нм. Поэтому на практике при исследовании масляной живописи целесообразно предварительно экстрагировать пигменты из масляного связующего красочных слоев, чтобы обеспечить их непосредственный контакт с наночастицами. Эта методика также была нами апробирована в работах [7, 8].

Следует отметить, что проба, отбираемая для такого анализа, не превышает 1 мкг, что позволяет минимизировать вмешательство в ценные объекты культурного наследия. Однако процедура экстракции проводится в несколько этапов и требует особой внимательности, т.к. существует риск утраты аналита. В связи с этим синтез золей в органическом растворителе, предложенный нами в [9], может рассматриваться как дальнейшее усовершенствование методики ГКР спектроскопии для идентификации неорганических пигментов в произведениях станковой живописи, позволяющее избежать трудоемкого процесса предварительной подготовки пробы, а в перспективе – и реализации методики, не требующей обязательного отбора образца.

[1] Bruni S., Guglielmi V., Pozzi F. // J. Raman Spectrosc. 2010. V. 41. P. 175-180.

[2] Chen K., Leona M., Vo-Dinh T. // Sensor Review. 2007. V. 27. P. 109-120.

[3] Frano K.A., Mayhew H.E., Svoboda S.A., Wustholz K.L. // Analyst. – 2014. – V. 139. – P. 6450-5.

[4] Klyachkovskaya E.V., Guzatov D.V., Strekal N.D., Vaschenko S.V., Harbachova A.N., Belkov M.V., Gaponenko S.V. // J. Raman Spectr. – 2012. – V. 43. – P.741-744.

[5] Klyachkovskaya E., Strekal N., Motevich I., Vaschenko S., Harbachova A., Belkov M., Gaponenko S., Dais Ch., Sigg H., Stoica T., Grutzmacher D. // Plasmonics. -2011. - V. 6. - P. 413-418.

[6] Шабуня-Клячковская Е.В., Гапоненко С.В., Ващенко С.В., Станкевич В.В., Степина Н.П., Мацукович А.С. // Журн. прикл. спектр. – 2014. – Т. 81. № 3. – С. 378.

[7] Shabunya-Klyachkovskaya E., Kulakovich O., Vaschenko S., Guzatov D., Gaponenko S. // European J. Science and Theology. -2016. - V. 12. - P. 211-220.

[8] E.V.Shabunya-Klyachkovskaya, O.S.Kulakovich, A.G.Mitskevich, Y.F.Moiseev, V.V.Kiris, A.S.Matsukovich, A.G.Karoza, L.L.Sysoeva, M.V.Belkov // J. Cult. Heritage. – 2017. – V. 28. – P. 158-163.

[9] Е. В. Корза, Л. Л. Троцюк, А. С. Мацукович, О. С. Кулакович, Е. В. Шабуня-Клячковская // VII Международная школа-конференция молодых ученых и специалистов «Современные проблемы физики» 8-10 июня 2016, Минск, Беларусь – Сборник научных трудов – Минск, 2016 – с. 191-195. УДК 539.12

Е.Б. Шершнев<sup>1</sup>, Ю.В. Никитюк<sup>1</sup>, С.И. Соколов<sup>1</sup>

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 266 HM

<sup>1</sup> ГГУ им. Ф.Скорины, ул. Советская 102, 246419 Гомель, Беларусь <u>eshershnev@gsu.by</u>

В данной работе представлены результаты трехмерного моделирования процесса формирования лунок при воздействии лазерного излучения с длиной волны 266 нм вдоль осей симметрии второго, третьего и четвертого порядка кристаллов алмаза. Экспериментальная проверка расчетов проводилась на сверхтвердом материале «Алмазот» (СТМ «Алазот»).

Лазерное воздействие на кристаллы алмаза приводит к значительному увеличению температуры, сопровождаемому фазовыми переходами. В соответствии с [1] в данной работе была использована упрощенная схема превращений алмаза под воздействием лазерного излучения: алмаз → фазовый переход → графит → испарение. При этом полагалось, что стадия интенсивной графитизации кристаллов алмаза наступает по достижении обрабатываемым материалом температуры 2300 К.

Для анализа особенностей лазерной обработки кристаллов алмаза был использован метод конечных элементов [2].

Моделирование процесса фазового перехода алмаз - графит осуществлялось за счет циклической проверки условия достижения точками обрабатываемого материала температуры графитизации с последующим присвоением теплофизических свойств графита соответствующим областям конечно элементной модели.

Расчет формы лунок и температурных полей, формируемых в кристаллах алмаза в результате лазерного нагрева, был выполнен для трех различных вариантов: I – трехмерный анализ при воздействии лазерного излучения вдоль оси симметрии второго порядка (L2), II – трехмерный анализ при воздействии лазерного излучения вдоль оси симметрии вдоль оси симметрии третьего порядка (L3), III – трехмерный анализ при воздействии лазерного излучения вдоль оси симметрии четвертого порядка (L4).

Расчеты были выполнены с использованием следующих значений технологических параметров обработки: плотность мощности лазерного излучения  $P_0 = 1.10^{12}$  Bt/м2, радиус поперечного сечения лазерного пучка R = 0.05 мм.

На рисунке 1 а) приведена форма лунки и распределение температурных полей для II варианта обработки.



Рисунок 1 – а) форма лунки и распределение температурных полей для II варианта обработки; б) изображение лунки, образованной в СТМ «Алмазот», при воздействии лазерного излучения с длиной волны 266 нм

Обработка кристаллов СТМ «Алмазот» производилась с помощью лазера Lotis LS-2137, работающего на длине волны 266 нм. Фокусирующая линза имела фокусное расстояние 5 мм. На рисунке 1 б) показано изображение лунки, образованной в СТМ «Алазот», при воздействии лазерного излучения с длиной волны 266 нм.

[1] Shalupaev,S.V. Dependence of the diamond laser processing efficiencyon crystallograph-ic directions / S.V. Shalupaev, E.B. Shershnev, Y.V. Nikitjuk, V.V. Sviridova // SPIE. – 2001. – Vol. 4358. – P. 329–333.

[2] Шершнев, Е.Б. / Особенности формирования термоупругих полей при лазерной обработке кристаллов алмаза // Е.Б. Шершнев, Ю.В. Никитюк, А.Е. Шершнев, С.И. Соколов // Проблемы физики, математики и техники.– 2015. – № 1 (22). – С. 38–40.

# ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

УДК 537.523; 544.4

В.И. Архипенко<sup>1</sup>, А.В. Казак<sup>1</sup>, А.А. Кириллов<sup>1</sup>, Л.В. Симончик<sup>1</sup>, А.Н. Мигун<sup>2</sup>, А.П. Чернухо<sup>2</sup>

#### КИНЕТИКА КОНВЕРСИИ ЭТАНОЛА В СИНТЕЗ-ГАЗ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь a.kirillov@dragon.bas-net.by

<sup>2</sup> Научно-производственное предприятие "Перспективные исследования и технологии", ул. Совхозная 1, 223058, пос. Лесковка, Беларусь chern@artech.by

В настоящее время большое внимание уделяется разработке методов получения углерод-водородсодержащих процессах плазменной конверсии синтез-газа В объясняется простотой, компактностью эффективностью соединений. И что плазмохимических устройств. В качестве источников плазмы для этой цели предлагаются различные типы разрядов атмосферного давления (тлеющий, дуговой, коронный, искровой, барьерный). Плазменное воздействие в процессе конверсии проявляется как в нагреве газа, так и генерации химически активных частиц при столкновении электронов с молекулами, и его роль может существенно отличаться в разрядах. Работа посвящена экспериментальному и теоретическому разных исследованию кинетики конверсии этанола в плазме тлеющего разряда атмосферного давления (ТРАД).

Конверсия осуществлялась в плазмохимическом реакторе, представляющем трехсекционную камеру с конфигурацией электродов катод-анод [1]. Нижняя часть камеры состояла из двух секций: боковой, в которую подавался воздух и 85% этанол-водяная смесь с расходом 1,25 мл/мин, и центральной (кварцевая трубка диаметром 10 мм и длиной 15 мм), куда поступали пары этанол-водяной смеси после нагревания, И где В плазме несамостоятельного ТРАД осуществлялись плазмохимические процессы конверсии. Верхняя часть камеры являлась цельной секцией, в которой зажигался самостоятельный тлеющий разряд при атмосферном давлении в воздухе. Данный разряд играл роль плазменного катода для инициирования в центральной секции нижней части камеры несамостоятельного тлеющего разряда при напряжении на порядок ниже пробойного и обеспечивал его стабильное горение. Суммарная электрическая мощность, вкладываемая в разряд, изменялась от 100 Вт до 250 Вт. Диагностика продуктов конверсии осуществлялась с помощью методики, разработанной на основе ИК абсорбционной спектроскопии и позволяющей определить мольные доли как ИК активных, так и ИК неактивных газовых компонент, и параметры конверсии. При вкладываемой мощности 250 Вт реактор обеспечивал эффективную конверсию этанола (около 90%) с содержанием 40% водорода в продуктах конверсии, производительностью 2 л/мин и затратами на одну молекулу водорода 2 эВ.

Численное моделирование процесса конверсии проводилось с использованием разработанной двумерной стационарной модели, учитывающей радиальную диффузию и теплопроводность. Роль разряда была снижена до теплового нагрева газа. При этом был использован радиальный колоколообразный профиль энерговыделения с основным



Рис. 1. Эволюция химического состава и температуры в центре разрядной трубки

образованием CO, H<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и продуктов неполной конверсии (CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> и т.д.), сопровождающееся резким повышением температуры. Затем начинается более медленная эндотермическая стадия процесса, на которой оставшиеся углеводороды

реагируют с водой и диоксидом углерода с образованием дополнительного количества H<sub>2</sub> и CO. И именно вторая стадия процесса приносит основную величину водорода и монооксида углерода.

Наблюдается хорошее согласие экспериментальных (символы) И теоретических (линии) данных о степени конверсии (CD) и ее основных продуктах (рис. 2). Исходя ИЗ анализа кинетики конверсии, такое согласие результатов объясняется тем, что отсутствие в модели специфических плазмохимических реакций с участием заряженных частиц сказывается лишь на начале экзотермической стадии, приводя к некоторой задержке вследствие неучета дополнительного образования радикалов в этих реакциях.

вкладом энергии в центральной части разрядной трубки, а в качестве кинетической

модели применялся механизм А. Коннова [2], не учитывающий реакций с участием заряженных частиц и отличия колебательных и поступательных температур.

Результаты численного моделирования кинетики конверсии при вкладываемой мощности 250 Вт представлены на рис. 1 [1]. Видно, что процесс может быть разделен на две стадии. После нагрева газа до 1300 К наблюдается быстрая экзотермическая стадия, при которой происходит частичное сжигание исходного топлива с



Рис. 2. Зависимость от мощности разряда степени конверсии (CD) и концентрации основных компонент синтез-газа на выходе из реактора

Следует ожидать, что сделанный вывод о тепловой природе конверсии в синтез-газ в тлеющем разряде атмосферного давления будет справедлив и для ряда других углерод- водородсодержащих соединений.

- [1] Ethanol conversion in a DC glow discharge at atmospheric pressure V.I. Arkhipenko [et al.]// International Journal of Hydrogen Energy 2016. –V. 41.– P. 18320 18328.
- [2] Konnov A. A. Development and validation of a detailed reaction mechanism for the combustion of small hydrocarbons / A. A. Konnov // 28-th Symposium (Int.) on Combustion, Edinburgh. Abstr. Symp. Pap. – 2000. – P.317.

УДК 535:621.373.826:539

А. Н. Чумаков<sup>1</sup>, И. С. Никончук<sup>1</sup>, О. О. Кузнечик<sup>2</sup>

#### ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО ТИТАНА В ВОЗДУХЕ

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>chumakov@dragon.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> Институт порошковой металлургии, ул. Платонова, 41, 220005 Минск, Беларусь <u>oleg-kuznechik@rambler.ru</u>

Пористые материалы на основе титана перспективны для изготовления медицинских имплантов и использования в фотокатализе. Качество таких изделий из титана зависит от элементного состава и структуры поверхности. Одним из перспективных путей контролируемого изменения состава и морфологии поверхности металлических сплавов является лазерная обработка [1–3]. Цель настоящей работы состоит в выявлении эффективных режимов лазерной модификации свойств поверхности пористого титана в воздухе.

В представленной работе лазерному облучению подвергались полученные электроимпульсным спеканием в воздухе образцы пористого проницаемого титанового сплава ТПП-5 (Ті – основа, Fe – 0,5%, N – 0,15%, Cl – 0,15%). Лазерное воздействие осуществлялось на длине волны  $\lambda = 1064$  нм. Плотность мощности лазерного излучения (ЛИ), длительность лазерных импульсов, частота их следования, а также скорость сканирования образцов широко варьировались (таблица 1).

Mo	Плотность	Длительность	Частота следования	Скорость	
л⊻ п/п	мощности лазерного	лазерных	лазерных	сканирования	
	излучения, Вт/см <sup>2</sup>	импульсов, мкс	импульсов, Гц	поверхности, мм/с	
1	$5,5.10^{7}$	0,085	25	1,25	
2	$1,24 \cdot 10^{8}$	0,085	25	1,25	
3	$1,1.10^{4}$	200	1	0,625	
4	$1,1.10^{4}$	200	50	0,625	
5	$3,2.10^4$	200	25	1,25	

Таблица 1. Режимы лазерного облучения образцов пористого титана

В спектрах приповерхностной лазерной плазмы (рисунок 1), образующейся в процессе лазерного воздействия на титан преобладают линии атомов Ті I и первых ионов титана Ті II. Температура плазмы титана ~ 1,3·10<sup>4</sup> К была оценена по «нормальной» температуре линии Ті II 375,9 нм (энергия возбуждения 3,9 эВ, энергия ионизации иона Ті II 13,637 эВ), которая рассчитывалась в соответствии с [4].

С помощью сканирующей электронной микроскопии было обнаружено, что лазерная обработка способствует уменьшению количества и размеров пор, вероятно, вследствие запуска механизмов лазерного спекания зерен титана. При этом воздействие ЛИ с длительностью импульсов ~200 мкс (режимы 3–5), приводит к оплавлению поверхности (жидкофазное спекание), а при наносекундном лазерном воздействии на поверхности образуется развитая структура с существенно меньшими размерами зерен и пор по сравнению с исходной поверхностью.



Рисунок 1 – Типичные спектры плазмы, образующейся при импульсном лазерном облучении пористого титана с длительностью импульсов 200 мкс (а) и 85 нс (б)

Анализ элементного состава образцов с помощью рентгеноспектрального микроанализатора EDX X-Мах выявил несколько вариантов химического состава облученной поверхности (таблица 2). Выявлено, что окисление поверхности титана при облучении в атмосферном воздухе нарастает с увеличением числа воздействующих лазерных импульсов при слабой зависимости от их длительности и плотности мощности воздействующего излучения q ~  $10^4 - 10^8$  BT/см<sup>2</sup>, а нитридизация поверхности – с уменьшением частоты следования импульсов и ростом плотности мощности лазерного излучения от  $10^4$  до  $10^6$  BT/см<sup>2</sup>.

Хими-	Интенсивность рентгеновского излучения, имп./сек							
ческий	Исходный	содный Облученные образць						
элемент	образец	Режим №1	Режим №2	Режим №3	Режим №4	Режим №5		
0	143	760	641	299	911	683		
Ν	604	298	335	773	431	869		

Таблица 2. Результаты микрорентгеноспектрального анализа поверхности титана

Таким образом, для нитридизации поверхности титана более эффективны режимы миллисекундного лазерного воздействия, тогда как для структурирования и образования оксидов более подходят режимы многоимпульсного лазерного воздействия с наносекундной длительностью импульсов.

[1] L. Lavisse et al. The influence of laser power and repetition rate on oxygen and nitrogen insertion into titanium using pulsed Nd:YAG laser irradiation// Appl. Surf. Sc. 2007. 294, p. 916-920.

[2] M. Bussoli et al. Nd:YAG laser interaction with titanium implant surfaces for medical applications// Radiation Effects & Defects in Solids. 2008. Vol.163, p. 349-356.

[3] Л. П. Пилиневич., Е.М. Харуки. Исследование процесса получения пористого материала, содержащего частицы диоксида титана, для фотокаталитической очистки воды // Доклады БГУИР, 2014 - № 5 (83) - с. 56-61.

[4] В. Лохте-Хольтгревен. Методы исследования плазмы // Перевод с англ. под ред. С. Ю. Лукьянова. М.: Мир, 1971, 126 стр.

УДК 533.924

А. Н. Чумаков<sup>1</sup>, И. С. Никончук<sup>1</sup>, О. О. Кузнечик<sup>2</sup>

### ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ ПОРИСТОГО ТИТАНА С ОБРАЗОВАНИЕМ ОКСИДОВ

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>chumakov@dragon.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> Институт порошковой металлургии, ул. Платонова, 41, 220005 Минск, Беларусь <u>oleg-kuznechik@rambler.ru</u>

Одним из методов получения твердотельных материалов из дисперсно-порошковых систем на основе титана является плазменное воздействие, инициирующее процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Цель настоящей работы – выявление эффективного режима плазменного воздействия на поверхность пористого титана, приводящего к спеканию отдельных зерен и образованию оксидов, перспективных для использования в фотокатализе.

В представленной работе образцы пористого проницаемого титанового сплава ТПП-5 (Ті – основа, Fe – 0,5%, N – 0,15%, Cl – 0,15%) подвергались воздействию стационарной плазменной струи с электронной температурой  $T_e \sim (7\pm1,4)\cdot10^3$  К и концентрацией  $N_e \sim (1,2\pm0,18)\cdot10^{16}$  см<sup>-3</sup>. При таком воздействии в течение 20-30 секунд достигался порог инициирования процесса самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (CBC), о чем свидетельствовало возникновение яркого свечения поверхности, затухавшего со значительной временной задержкой после прекращения плазменного воздействия.

Спектроскопические исследования свечения обрабатываемых образцов в процессе и после прекращения плазменного воздействия выявили высокую интенсивность непрерывного излучения и позволили экспериментально определить цветовую температуру в зоне реакции СВС методом спектральной пирометрии [1]. Типичный регистрируемый спектр свечения титанового образца в условиях самораспространяющегося высокотемпературного синтеза приведен на рисунке 1.



Рисунок 1 — Спектр излучения титанового образца в условиях инициирования СВС в обычных координатах (*a*) и в координатах Вина (*б*)

Полученный спектр в координатах Вина спрямляется в интервале от 460 нм до 1030 нм. Таким образом, свечение модифицируемого образца в этом интервале

соответствует излучению серого тела, а его максимум находится в области  $\lambda = 1010$  нм, что в соответствии с распределением Планка реализуется при температуре 2850 К.

Анализ обработанной плазмой поверхности выявил сплавление её зерен и образование покрытия желтовато-белого цвета (рисунок 2). Исследование фазового состава модифицированной плазмой поверхности титанового образца осуществлялось с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Регистрация спектров КРС проводилась с помощью многофункционального комплекса «Nanoflex» (Nano Scan Technologies, РФ) на базе микроскопа, обеспечивающего фокусировку лазерного луча в пятно диаметром 100 мкм. Спектры КРС возбуждались лазерным излучением на длине волны 488 нм. Анализ спектров КРС модифицированной поверхности Ті (рисунок 2, e) выявил полосы 235 см<sup>-1</sup>, 447 см<sup>-1</sup>, 612 см<sup>-1</sup>, характерные для TiO<sub>2</sub> в кристалличесой форме рутила, а также менее выраженное присутствие карбида титана (полоса 674 см<sup>-1</sup>) и TiO<sub>2</sub> в кристаллической форме анатаза [2, 3].



Рисунок 2 – Снимки исходной (*a*) и модифицированной (*б*) поверхности титанового образца и их спектры КРС (*в*)

Таким образом, при воздействии плазменного потока ( $T_e \sim (7\pm 1,4)\cdot 10^3$  K,  $N_e \sim (1,2\pm0,18)\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) на образец пористого титана инициируется процесс CBC при температуре T ~ 2850 K, приводящий к оплавлению зерен и их спеканию на поверхности обрабатываемого образца с образованием оксида титана TiO<sub>2</sub> преимущественно в кристаллической форме рутила.

- [1] Измерение температуры объектов с неизвестной излучательной способностью методом спектральной пирометрии /А. Н. Магунов // Научное приборостроение, 2010, том 20, № 3, с. 22–26.
- [2] UV Raman Spectroscopic Study on TiO<sub>2</sub>. I. Phase Transformation at the Surface and in the Bulk / Jing Zhang, Meijun Li, Zhaochi Feng, Jun Chen, and Can Li // J. Phys. Chem. B, 2006, 110, p. 927 – 935.
- [3] Получение образцов карбидов в плазме дугового разряда / В.И. Подгорный, Б.З. Белашев, Р.Н. Осауленко, А.Н. Терновой/ Журнал технической физики, 2013, том 83, вып. 7, с. 77-81.

УДК: 537.52; 535.338.35; 533.9.08 В. С. Бураков, В. В. Кирис, Е. А. Невар, М. И. Неделько, Р. А. Пахоменко, Н. В. Тарасенко

#### ФОРМИРОВАНИЕ НИКЕЛЬ-УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ.

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь ruslanpahomenko@mail.ru

Благодаря высокой магнитной восприимчивости и каталитической акивности наночастицы (НЧ) Ni представляют интерес для разработки магнитных носителей информации высокой плотности, синтеза ферромагнитных жидкостей, катализаторов [1]. Обладая высокой реакционной способностью, НЧ переходных металлов чувствительны к окислению и склонны к агрегации, что является существенной проблемой при их использовании. Эффективным пассивирующим слоем для предотвращения окисления частиц никеля может служить углерод. Для синтеза НЧ с углеродной оболочкой используют метод электрического разряда в этаноле, при этом формирование углеродной оболочки происходит из продуктов разложения рабочей жидкости [2].

В данной работе проведено сравнение характеристик НЧ Ni, синтезированных в электоразрядной плазме, при различных режимах разряда. Наработку частиц проводили в высоковольтной искре и дуге переменного тока между никелевыми электродами, погруженными в этанол.

В искровом разряде электрические импульсы представляли собой затухающие колебания тока с максимальным значением 50 A и периодом 1,8 мкс, время затухания составляло 20 мкс, частота следования импульсов 300 Гц. Ток дугового разряда представлял собой колоколообразные импульсы переменной полярности с амплитудой 11A, длительность импульсов 4,5 мс.

Определение характеристик электроразрядной плазмы проводили спектроскопическими методами. Для искрового режима температура составила 1,3 эВ, концентрация электронов – 1,4·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. В дуговом режиме ширина спектральных линий была меньше, чем в искровом, соотношение интенсивности линий никеля и кислорода существенно возрастало, наиболее высоковозбужденные линии кислорода вообще не проявлялись в дуговом спектре, что свидетельствует о существенном снижении температуры и концентрации электронов по сравнению с искровым режимом.

Определение состава нарабатываемых частиц проводили при помощи безэталонного лазерного эмиссионного спектрального анализа [3]. Оказалось, что в состав синтезируемых частиц входят не только элементы, входящие в состав электродов, но и элементы, входящие в состав жидкости. В частицах, полученных в дуговом разряде, молярное соотношение никеля к углероду составляет ~ 1:8.5, что несколько меньше чем в случае наработки в искровом разряде (~1:6.9). По видимому, более низкая величина тока дугового разряда не обеспечивает эффективное испарение

материала электродов, так как энергетическая эффективность синтеза наночастиц выше для искрового режима (61 мг/кВт·час – дуговой; 108 мг/кВт·час – искровой).

В спектрах комбинационного рассеяния синтезированных образцов полос оксида никеля не наблюдалось, присутствовали только D и G полосы углерода, образовавшегося в результате декомпозиции этанола. Соотношения D и G полос для обоих режимов составляли ~ 1,5-2, что свидетельствовало о высокой степени аморфизации углерода.

Определенный при помощи ИК-Фурье спектроскопии состав функциональных групп, адсорбировавшихся на поверхности частиц, был схож – присутствуют метильные, метиленовые, гидроксильные и карбонильные группы. Однако в ИКспектрах НЧ Ni, полученных в дуговом разряде интенсивность полос С-О существенно меньше.

Исследования магнитных свойств НЧ никеля, синтезированных в обоих режимах, не демонстрируют наличия у частиц остаточной намагниченности. Такое поведение может быть характерно для малоразмерных частиц ферромагнитных материалов, которые при определенных размерах переходят в суперпарамагнитное состояние. Несмотря на большую долю никеля, намагниченность частиц, синтезируемых в искровом разряде, оказывается ниже. Возможно, это объясняется меньшими размерами частиц, что приводит к увеличению доли приповерхностных атомов, для которых вследствие нарушения структуры кристаллической решетки вблизи поверхности частицы, магнитный момент не совпадает с магнитным моментом внутренних атомов.

Таким образом, НЧ никеля получены с помощью дугового и искрового разрядов в этаноле. Сравнение скорости наработки частиц и уровня потребляемой мощности показало, что в реализованных условиях эксперимента эффективность выше для искрового режима. Отношение содержания углерода к никелю, а также степень аморфизации углерода выше для частиц нарабатываемых в дуговом разряде. Инфракрасные спектры вещества, нарабатываемого в дуговом разряде в этаноле, отличаются уменьшенной интенсивностью полос поглощения С-О. Сравнение параметров частиц, синтезированных в искровом разряде, и параметров частиц, полученных в условиях дуги, показало, что магнитная проницаемость выше для частиц наработанных в режиме дугового разряда, что предположительно связанно с большими размерами частиц.

- Morozov Yu. G. Preparation of Nickel Nanoparticles for Catalytic Applications /Yu. G. Morozov, O. V. Belousova, and M. V. Kuznetsov // Inorganic Materials. – 2011. – Vol. 47. – P. 36–40.
- [2] Бураков В.С. Свойства никель-углеродных наночастиц, синтезированных при помощи электрических разрядов в жидкости. / В.С. Бураков, В.В. Кирис, Е.А Невар, М.И. Неделько, Н.В. Тарасенко, Г.Н. Чурилов // ЖПС. – 2017. – Т. 84. – № 6. – 945– 953.
- [3] Ciucci, A. New Procedure for Quantitative Elemental Analysis by Laser-Induced Plasma Spectroscopy / A.Ciucci, M.Corsi, V.Palleschi, S.Rastelli, A.Salvetti, E.Tognoni // Appl. Spectr. – 1999. Vol. 53. – №8. – P. 960—964.

УДК 535:621.373.826

А.В. Буцень<sup>1</sup>, Е. А. Шустова<sup>1</sup>, С. Т. Пашаян<sup>2</sup>, Н. В. Тарасенко<sup>1</sup>

## СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР ОКСИДОВ МЕДИ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТИ

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

<sup>2</sup> Институт физических исследований НАН РА, Аштарак-2, 0203, Армения svetlana1207@yahoo.com

Наноструктурированные полупроводниковые материалы на основе оксидов меди представляют большой интерес ввиду их низкой стоимости, нетоксичности и доступности. Обладая хорошими электрическими и оптическими свойствами, они являются пригодными для широкого диапазона применений: в солнечных элементах и фотоэлектрических преобразователях, газовых сенсорах и транзисторах, эмиттерах и других устройствах микро- и наноэлектроники. Важной задачей является поиск эффективных способов контролируемого синтеза наноструктур. Одним из таких методов является применение лазерной абляции в жидкостях [1–3]. В настоящем исследовании обсуждаются свойства наноструктур оксидов меди, синтезированных лазерной абляцией медной и СuO-мишени в дистиллированной воде и изопропиловом спирте.

Эксперименты по лазерному синтезу проводились с помощью фокусировки излучения Nd: YAG-лазера (LOTIS TII, LS2134D), работающего в режиме сдвоенных импульсов (длина волны 1064 нм, энергия в импульсе 80 мДж, частота повторения 10 Гц, длительность импульса 10 нс), на поверхность металлических медных и СuОмишеней, помещенных в кювету, заполненную жидкостью (водой или изопропиловым спиртом). Морфология и структура полученных наноструктур анализировались с помощью сканирующей (SEM) и просвечивающей (TEM) электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния и рентгеновской дифрактометрии. Рентгеновский микроанализ проводился с помощью микроаналитической системы INCA Energy-300, исследование поверхностной микроструктуры образцов – сканирующим электронным микроскопом «VEGA TS5130MM».

Квазисферические наночастицы со средним размером около 15 нм и аналогичной морфологии были получены путем лазерной абляции мишени СиО в обоих растворах. При абляции как медной мишени, так и мишени из оксида меди в органической жидкости происходит формирование металлических (медных) наночастиц. Напротив, синтез медных частиц в дистиллированной воде сопровождается окислением их в течение нескольких часов и образованием наночастиц СиО. Данный результат был подтвержден XRD-измерениями и данными рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (EDX). Ниже на рисунке представлены SEM-изображения образцов, полученных методом лазерной абляции СиО-мишени в изопропиловом спирте (а) и в воде (б). Наблюдается различие структуры формируемых при осаждении частиц пленок. Результаты рентгеновского микроанализа показали, что образец, полученный при осаждении частиц, синтезированных в воде имеет состав, близкий к

стехиометрическому (44.4% Cu и 55.6% O). Некоторый избыток кислорода и наличие C в некоторых точках поверхности образца можно объяснить условиями хранения. Следует отметить, что средний размер структурных элементов сформированной пленки составлял 21.6 нм, что согласуется с результатами TEM измерений и указывает на практическое отсутствие агрегации частиц при осаждении пленки.

Рамановское рассеяние, выполненное с осажденными на подложку частицами, также подтвердило формирование CuO-структур.



Рис. 1. SEM- изображения образцов, полученных методом лазерной абляции СиО-мишени в изопропиловом спирте (а) и в воде (б).

Авторы выражают благодарность Бадаляну Г.Р. за помощь в проведении SEM и EDX-измерений исследуемых наноструктур.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф17-ЛИТГ – 003).

- [1] Светличный В. А. Оптимизация процесса получения наночастиц методом лазерной абляции объемных мишеней в жидкости. / Светличный В. А., Лапин И. Н. // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57 (12). – С. 151.
- [2] Ullmann M. Nanoparticle formation by laser ablation. / Ullmann M., Friedlander S.K., Schmidt-Ott A. // J. Nanopart. Res. – 2002. – V. 4. – P. 499.
- [3] Zeng H. Nanomaterials via laser ablation/irradiation in liquid: A review. / Zeng H., Du X.-W., Singh S.C., Kulinich S.A., Yang S., He J., Cai W. // Adv. Funct. Mater. 2012. – V. 22. – P. 1333.

УДК 533.91

Ф.М.Трухачев<sup>1</sup>, О.Ф. Петров<sup>2</sup>, М. М. Васильев<sup>2</sup>, Н.В. Герасименко<sup>1</sup>

## ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА

<sup>1</sup> Белорусско-Российский университет, пр. Мира, 43, 212000, Могилев, Беларусь, <u>ftru@mail.ru</u> <sup>2</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, д.13, стр. 2, 125412 Москва, Россия, ofpetroy@ihed.ras.ru

В предлагаемой работе представлены результаты анализа динамики пылевых заряженных частиц в электрическом поле пыле-акустических солитонов в стратах плазмы тлеющего разряда. Пыле-акустические солитоны впервые описаны в [1, 2]. Указанная мода во многом аналогична ионно- и электронно-акустическим модам. Основное отличие пыле-акустической моды заключается в низких собственных частотах, лежащих в диапазоне от единиц до десятков герц, что в совокупности с простыми методами визуализации пыле-акустических процессов делает пылевую плазму удобным инструментом для проверки фундаментальных физических свойств [3]. Одним из таких свойств, подлежащих проверке, является свойство солитонов переносить заряженные частицы в направлении своего движения. В [4] теоретически установлено, что ионно-звуковые солитоны могут осуществлять односторонний перенос ионов на расстояние в несколько радиусов Дебая. В описанном здесь эксперименте исследована эволюция пыле-акустического солитона. Экспериментально подтвержден факт одностороннего переноса пылевых частиц нелинейной волной. Интерпретация экспериментальных данных проведена в рамках МГД модели.



Рисунок 1 – Пыле-акустический солитон, один из видеокадров

Эксперимент. Тлеющий разряд возбуждался в неоне в вертикальной стеклянной газоразрядной трубке. Рабочее давление составляло 0,085 - 0,125 Торр, для

формирования пылевой плазмы использовались частицы меламин-формальдегида диаметром  $d_p = 4.25$  мкм, ток разряда составлял I = 0.6 мА при напряжении U = 1.27 кВ. Диаметр облака заряженных пылевых частиц составил ~ 8 мм, а межчастичное расстояние L=300 мкм. Солитон формировался в верхней части облака и распространялся вниз со скоростью V в диапазоне  $4.5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2}$  м/с, примерно в 1.5 - 2 раза превышающей пыле-акустическую скорость. Изображение солитона представлено на рисунке 1.

Анализ положения и скоростей заряженных пылевых частиц в различных частях пылевого облака продемонстрировал наличие двух характерных типов перемещения. Частицы в верхней части облака (Рисунок 2а. частица №1 и частица №2) смещаются вниз относительно положения равновесия лишь на несколько межчастичных расстояний (до 10  $\lambda_D$ ); начиная с некоторого момента в облаке наблюдается «опрокидывание» солитона, захваченные волной пылевые частицы при этом, перемещаются до нижней части облака и выбрасываются за его пределы (Рисунок 2а, частица №3).



Рисунок 2 – Параметры движения выбранных частиц в электрическом поле солитона; (а) – эксперимент, (б) – результаты расчётов

Для интерпретации экспериментальных данных была построена одномерная МГД модель пыле-акустических солитонов. Расчёт перемещения частиц №1 и №2 представлен на рисунке 26. Как видно теория и эксперимент демонстрирует хорошее согласие.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-01440)

[1] N. N. Rao, P. K. Shukla, M. Y. Yu, J. Planet Space Sci., 38 (4), 543, (1990).

- [2] N. Ya. Kotsarenko, S. V. Koshevaya, G. A. Stewart et al., J. Planet Space Sci. 46, 429 (1998).
- [3] В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, и др., УФН, 174, 495 (2004).
- [4] Ф. М. Трухачев, А. В. Томов, Космические исследования, 54 (5), 377 (2016).

#### УДК 535:621.373.826

Н. В. Тарасенко, В. С. Бураков, А. В. Буцень, М. И. Неделько, Н.Н. Тарасенко, А. А. Невар

#### ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ БИНАРНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>n.tarasenko@ifanbel.bas-net.by</u>

В последнее время синтез нанокристаллических структур на основе германия и кремния получил большой интерес. В частности, нанокристаллы SiC (карбида кремния) характеризуются увеличенной по сравнению с кремнием шириной запрещенной зоны; высокую термическую химическую стабильность, имеют И обладают люминесцентными свойствами. Наноструктуры на основе сплавов Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> и GeSn интересны благодаря возможности настройки параметров решетки и ширины запрещенной зоны, изменения подвижности носителей заряда. Несмотря на определенный прогресс в получении указанных структур разработка новых подходов для контролируемого синтеза нанокристаллов на основе кремния и германия остается актуальной задачей.

В последнее десятилетие для синтеза наночастиц (НЧ) большой интерес получили методы лазерной абляции в жидкости, благодаря простоте реализации и универсальности [1, 2]. Наночастицы получают в виде коллоидных растворов, и они могут быть включены в полимерные и стеклянные матрицы, а также могут быть нанесены в виде тонких пленок. Следует отметить, что метод лазерной абляции хорошо разработан для моноэлементных НЧ [2], тогда как для соединений генерация стехиометрических НЧ предполагает тщательный подбор экспериментальных условий.

В настоящей работе рассмотрены возможности метода лазерной абляции в комбинации с лазерно-индуцированной модификацией для синтеза бинарных НЧ SiC, Обсуждаются основные физические факторы, SiGe, GeSn. определяющие требуемыми формирование наноструктур с параметрами. Для нахождения оптимальных условий образования бинарных соединений выполнены исследования внутренней структуры, фазового состава и морфологии НЧ с помощью методов HRTEM, SAED, XPS, Raman и FTIR. Обсуждаются результаты управления морфологией и составом НЧ путем дополнительного воздействия на сформированные частицы и их смеси лазерного излучения определенной длины волны и плотности мощности. Кроме того, рассмотрены возможности комбинированного подхода, основанного на сочетании синтеза НЧ в электрическом разряде с последующим лазерным отжигом полученных частиц излучением второй гармоники ИАГ:Nd<sup>3+</sup> лазера (532 нм).

[1] Zhang D., Gökce B., and Barcikowski S. Laser Synthesis and Processing of Colloids: Fundamentals and Applications //Chem. Rev. – 2017. – V. 117. – P. 3990.

[2] Бураков В.С., Тарасенко Н.В., Буцень А.В.. Лазерно-индуцированная плазма в жидкости и ее применение для синтеза наночастиц // ЖПС – 2010. – Т. 77. – С. 416.

УДК 533.951: 533.9.08

Ф.М. Трухачев<sup>1</sup> Е.З. Гусаков<sup>2</sup>, Л.В. Симончик<sup>3</sup>, Н.В. Герасименко<sup>1</sup>

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОМЕРНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

<sup>1</sup>ГУВПО «Белорусско-Российский университет», пр. Мира, 43, 212000 Могилев, Беларусь <u>ftru@mail.ru</u>

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия <sup>3</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <u>simon@imaph.bas-net.by</u>

Параметрические неустойчивости играют важную роль в процессе нагрева электромагнитным излучением. Один подходов плазмы ИЗ исследования параметрических неустойчивостей заключается в анализе связанных волновых уравнений взаимодействующих волн. Многие для задачи. посвященные параметрическим неустойчивостям решены в линейном и квазилинейном приближении [1, 2]. Нелинейная конвективная параметрическая неустойчивость в рамках обратной задачи рассеяния рассмотрена в [3], тем не менее, нелинейная теория пока далека от завершения. В [4] в рамках численного эксперимента, было показано, что учет нелинейных эффектов значительно обогащает свойства нелинейной параметрической неустойчивости в неоднородной плазме. Кроме ожидаемых проявлений в виде накачки обнаружено существенное увеличение ширины спектра истощения взаимодействующих волн за счет модуляции их амплитуды. Уширение спектра могло приводить к образованию петли обратной связи в изначально конвективной постановке задачи и возбуждению абсолютного режима, обусловленного исключительно нелинейными эффектами. В представленной работе, в рамках численного эксперимента, исследована одномерная нелинейная нестационарная параметрическая неустойчивость. Исследовано влияние диссипации на характер решений волновых уравнений.

**Теоретическая модель.** Нелинейная параметрическая неустойчивость может быть описана системой из трех волновых уравнений для комплексных амплитуд взаимодействующих волн:

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + \upsilon_1 \frac{\partial a_1}{\partial x} + \upsilon_1 a_1 = i \gamma_0 a_0 a_2^* e^{i \Phi(x,t)}$$
(1)

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} - \upsilon_2 \frac{\partial a_2}{\partial x} + \upsilon_2 a_2 = i\gamma_0 \ a_0 a_1^* e^{i\Phi(x,t)} + S_2(x)$$
<sup>(2)</sup>

$$\frac{\partial a_0}{\partial t} - \upsilon_1 \frac{\partial a_0}{\partial x} + \upsilon_1 a_0 = i\gamma_0 a_1 a_2 e^{-i\Phi(x,t)}$$
(3)

где индекс j=0 соответствует ленгмюровской волне накачки, j=1, j=2 соответствуют дочерним волнам – ленгмюровской и ионно-звуковой соответственно,  $a_0, a_1, a_2, \upsilon_1, \upsilon_2$  – комплексные амплитуды и скорости взаимодействующих волн ( $\upsilon_0=\upsilon_1$ ),  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  - коэффициенты затухания волн,  $\gamma_0$  – инкремент неустойчивости в однородной

плазме. Символ "\*" обозначает комплексное сопряжение. Для моделирования фоновых ионно-звуковых шумов в уравнение (2) введена функция  $S_2(x)$ . Функция  $\Phi(x,t) = x^2/2\ell^2$  характеризует набег фаз, связанный с неоднородностью плазмы в окрестности области параметрического резонанса,  $\ell = 1/\sqrt{|d(k_1 - k_0 - k_2)/dx|}$  - масштаб неоднородности плазмы. При решении системы (1) - (3) удобно использовать безразмерные величины  $t = tv_1/\ell$ ,  $v_2 = v_2/v_1$ ,  $x = x/\ell$ . Решение системы (1) - (3) отражает эволюцию волн, участвующих во взаимодействии, и позволяет найти основные параметры неустойчивости. Все вычисления проведены в рамках прямой конечно-разностной схемы с учетом КФЛ условия сходимости. Точка параметрического резонанса расположена около центра пространственной области интегрирования, а источник накачки - около правой границы, так, чтобы накачка распространялась к центру. Будем считать, что волны, дошедшие до границ области интегрирования затухают.

**Результаты численного интегрирования.** В результате интегрирования системы (1) - (3) получено два вида решений: 1 – стационарного характера с узким спектром, хорошо согласующиеся с решениями описывающими конвективный режим [3], 2 –

решения с петлёй обратной связи, свойственной абсолютному режиму. Показано эффективно что затухание подавляет образование петли обратной связи, в частности повышает порог ee появления по коэффициенту усиления. Моделирование при разных значениях коэффициента затухания ионно-звуковой волны позволило установить зависимость (рисунок 1) коэффициента усиления, при котором происходит переход из конвективного в абсолютный режим ОТ коэффициента затухания ионного звука.

Работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь, грант № Ф-16 Р – 095.



Рисунок 1 – Зависимость коэффициента усиления от коэффициента затухания ионно-звуковой волны

- [1] Пилия, А.Д. Нестационарная теория распадной неустойчивости в слабонеоднородной плазме / А.Д. Пилия // ЖЭТФ. 1973.– Т. 64, № 4. С. 1237 1244.
- [2] Гусаков, Е.З. Параметрические неустойчивости неоднородной плазмы в присутствии длинноволновых низкочастотных колебаний/ Е.З. Гусаков, А.Д. Пилия // Физика плазмы. 1980.– Т. 6.– С. 509 519.
- [3] Gusakov, E.Z. Nonlinear stage of the three-wave parametric interaction in an inhomogeneous / E.Z. Gusakov, A.N. Savel'ev // JETP, Vol. 67, No 4, p. 698 705.
- [4] Численные решения для собственных мод абсолютной параметрической распадной неустойчивости неоднородной плазмы на нелинейной стадии / В.И. Архипенко [и др.] // Доклады Национальной академии наук Беларуси. Т. 60, № 2. 2016. - С. 46-50.

УДК 533.9.08; 621.039.66; 621.039.6

В. А. Люшкевич<sup>1</sup>, И. И. Филатова<sup>1</sup>, В.В. Ажаронок<sup>1</sup>, Н. И. Чубрик<sup>1</sup>, С.В. Гончарик<sup>1</sup>, А. Г. Жуковский<sup>2</sup>, Н.А. Крупенько<sup>2</sup>, Н. А. Поплавская<sup>2</sup>, Наджиб-ур-Рехман<sup>3</sup>

## ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА ПРИ ПРЕДПОСЕВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА СЕМЕНА ПШЕНИЦЫ

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

<sup>2</sup> РУП «Институт защиты растений», ул. Мира 2, 223011, а/г Прилуки Минского р-на, Беларусь

<sup>3</sup>COMSATS Институт информационных технологий, Исламабад, Пакистан

Полученные к времени результаты свидетельствуют настоящему 0 перспективности использования плазменных технологий в ряде биомедицинских приложений, а также в сельском хозяйстве в качестве альтернативного метода инактивации микроорганизмов и стимуляции прорастания семян растений [1–3]. При этом требуется тщательный выбор оптимальных режимов воздействия во избежание значительного нагрева и деструкции поверхности обрабатываемых биологических объектов. Такие условия могут быть реализованы в газоразрядных системах при пониженном давлении [2, 3].

В настоящей работе с использованием оптико-спектроскопических методов исследованы параметры плазмы высокочастотного (5,28 МГц) емкостного разряда в процессе обработки семян сельскохозяйственных культур. Определены концентрация электронов  $(N_e)$ , электронная  $(T_e)$ , колебательная  $(T_{vib})$  и газовая  $(T_e)$  температуры, удельная мощность (мощность, вкладываемая в единицу объема межэлектродного промежутка), при которой реализуется устойчивое горение разряда в присутствии в плазменном объеме обрабатываемых образцов. В качестве тестируемых биологических объектов использовали свежие семена озимой пшеницы (сорт Сюита, 2017 г). Обработку проводили в атмосфере воздуха при давлении 200 Па. Чашку Петри с семенами помещали на нижний заземленный электрод. Длительность воздействия составляла 5 мин. Детальное описание экспериментальной установки и условий эксперимента приведено в [2]. Контроль параметров плазмы осуществляли в присутствии и в отсутствие обрабатываемых образцов в разрядной камере. Рассматривали также случай размещения в камере пустой чашки Петри (без семян). Контроль всхожести и морфометрических показателей семян осуществляли в аттестованных условиях в РУП «Институт защиты растений».

Электронную температуру и концентрацию электронов оценивали в соответствии с методикой [4]. Расчет колебательной температуры плазмы проводили по относительным интенсивностям электронно - колебательных полос (2+) системы молекулы N<sub>2</sub>. Газовую температуру плазмы T<sub>g</sub> определяли методом неразрешенной вращательной структуры с использованием программы SPECAIR. Результаты измерений параметров плазмы приведены на рисунке 1.



Рисунок 1 — Зависимости концентрации электронов  $(N_e)$ , электронной температуры  $(T_e)$ , колебательной температуры  $(T_{vib})$  и газовой температуры  $(T_g)$  плазмы от удельной мощности в разряд

Установлено, что при помещении в разрядную камеру чашки Петри с семенами пшеницы условия устойчивого горения разряда в α - режиме реализуются при более низкой удельной мощности (~125 Вт/см<sup>3</sup>), чем это наблюдалось при отсутствии в камере семян (~325 Вт/см<sup>3</sup>). Параметры плазмы также изменяются, что, по-видимому, связано с переходом разряда в высокочастотный барьерный разряд [5, 6].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № Ф17ПАКГ-001 БРФФИ.

[1] Dhayal M. Using low-pressure plasma for *Carthamus tinctorium* L. seed surface modification / M. Dhayal, S.-Y. Lee, S.-U. Park // Vacuum. – 2006. – V. 80. P. 499–506.

[2] Влияние режимов воздействия плазмы высокочастотного емкостного разряда на стимуляцию всхожести и фитосанитарное состояние семян / И.И. Филатова [и др.] // ЖПС. – 2014. – Т.81, № 2 – С. 256 – 262.

[3] Seed disinfection effect of atmospheric pressure plasma and low pressure plasma on *Rhisoctonia solani* / T. Nishioka [et al.] // Biocontrol Science. – 2014. – Vol. 19, No. 2. – P. 99–102.

[4] Determination of the vibrational, rotational and electron temperatures in  $N_2$  and  $Ar-N_2$  RF discharge / N. Britun [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol. 40. P. 1022–1029.

[5] Shi J. J. Radio-frequency dielectric-barrier glow discharges in atmospheric argon / J. J. Shi, M. G. Kong // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – P. 111502.

[6] Исследования бактерицидного действия плазмы высокочастотного емкостного и барьерного разрядов на микроорганизмы / В.В. Ажаронок [и др.] // ИФЖ. – 2009. – Т.82, №3. – С. 425-432.

УДК 621.373.826:533.9

А.Н. Чумаков<sup>1</sup>, Н.И. Мухуров<sup>2</sup>, С.В. Денисюк<sup>2</sup>, А.А. Шевченок<sup>3</sup>, Л.В. Баран<sup>4</sup>, А.Г. Кароза<sup>1</sup>, Т.Ф.Райченок<sup>1</sup>, Н.А. Босак<sup>1</sup>, А.А. Иванов<sup>1</sup>

#### ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПЛЕНОК ZnO+10% ITO, СФОРМИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ НА ПОДЛОЖКАХ Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь n.bosak@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup>ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника", Минск <sup>3</sup>Институт порошковой металлургии НАН Беларуси, Минск <sup>4</sup>Белорусский государственный университет, Минск

Введение. Прозрачные проводящие пленки оксида цинка, сочетающие относительно высокие оптическое пропускание и электропроводность представляют большой интерес для создания различных оптоэлектронных приборов и устройств [1]. Такие пленки, как правило, формируются вакуумным осаждением: термическим, ионно-плазменным, магнетронным, импульсно-лазерным, химическим парофазным. Импульсное лазерное осаждение тонких пленок оксидов имеет определенные преимущества [2]. В работе приводятся результаты исследования морфологии, спектров пропускания и фотолюминесценции пленок ZnO, легированных оксидом индия-олова (ITO), сформированных импульсно-лазерным осаждением на подложках пористого анодного оксида алюминия.

Методика формирования тонких пленок. Для формирования пленок ZnO + 10% ІТО использовалась экспериментальная установка, содержащая: источник лазерного излучения (ЛИ) с регулируемой частотой повторения лазерных импульсов от 5 до 50 кГц, оптическую систему транспортировки ЛИ к распыляемой мишени, вакуумную камеру и измерительно-диагностический модуль. В качестве источника излучения использован лазер на неодимовом стекле ( $\lambda = 1.06$  мкм). Частота повторения импульсов ЛИ изменялась за счет варьирования уровня накачки лазера и оптической плотности пассивного затвора, длительность лазерных импульсов на полувысоте ~ 85 нс. Вакуумная система установки обеспечивала проведение составляла экспериментов при пониженном до 2,7 Па давлении. При многоимпульсном высокочастотном лазерном воздействии на поверхность распыляемой мишени реализовывался режим эффективного эрозионного плазмообразования [2]. Осаждение макроскопически однородных тонких пленок ZnO достигалось при плотности мощности лазерного излучения  $q = 32 \text{ MBt/cm}^2$  и частоте повторения импульсов *f* ~ 20–30 кГш.

Полученные результаты и их обсуждение. Тонкие пленки ZnO + 10% ITO формировались на двух типах подложек из анодного оксида алюминия: образец n1 - рентгеноаморфный анодный оксид алюминия, n2 – поликристаллический  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Микроструктура поверхности лазерно-осажденной тонкой пленки ZnO + 10% ITO на подложке рентгеноаморфного анодного оксида алюминия представлена на рис. 1 (а – двумерное и б – трехмерное изображение). Методом атомно-силовой микроскопии установлено, что пленки имеют нанокристаллическую структуру с латеральным размером структурных элементов 50-70 нм и средней арифметической шероховатостью поверхности 10,7 нм. Пропускание пленки оксида цинка с добавками ITO на подложке n1 в средней ИК-области приведено на рис. 2,а.
Спектры фотолюминесценции образцов n1 и n2 практически совпадают по форме и не зависят от длины волны возбуждения (рис. 26). Спектры возбуждения люминесценции образцов также практически совпадают по форме и не зависят от длины волны регистрации. Эти экспериментальные факты свидетельствуют о том, что свечение принадлежит центрам испускания одного типа. Однако интенсивность свечения образца n2 более, чем в 2 раза превосходит интенсивность свечения образца n1.



Рис. 1. – Топография поверхности лазерно-осажденной тонкой пленки ZnO + 10%ITO на подложке рентгеноаморфного анодного оксида алюминия: а – двумерное и б – трехмерное изображение.



Рис. 2. – Спектры пропускания в средней ИК-области (а) пленки оксида цинка с добавками ITO на подложке рентгеноаморфного анодного оксида алюминия и спектры фотолюминесценции (б) образцов n1 и n2, полученные при возбуждении на длине волны 320 нм.

Заключение. Методом импульсного лазерного осаждения керамических мишеней в вакууме получены тонкие пленки ZnO на подложках рентгеноаморфного анодного оксида алюминия и поликристаллического  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Представлены результаты исследований морфологии, спектров пропускания и фотолюминесценции сформированных тонких пленок ZnO + ITO. Установлено, что свечение принадлежит центрам испускания одного типа. Интенсивность фотолюминесценции для образцов на подложках из поликристаллического  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> значительно превосходит интенсивность фотолюминесценции для образцов на подложках рентгеноаморфного анодного оксида алюминия.

[1] X. Yu, T.J. Marks, A. Facchetti. Metal oxides for optoelectronic applications // Nature Materials. Review. – 2016. Vol. 15. – P. 383.

[2] Минько Л. Я, Чумаков А. Н., Босак Н. А. Об эффективном режиме эрозионного приповерхностного плазмообразования в воздухе при импульснопериодическом лазерном воздействии // Квант. электрон. 1990. – Т. 17, № 11. – С. 1480. УДК 535:621.373.826:539

П. И. Веренич, А. Н. Чумаков, Н. А. Босак

## ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА БИХРОМАТИЧЕСКУЮ ЛАЗЕРНУЮ АБЛЯЦИЮ КРЕМНИЯ В ВОЗДУХЕ

#### Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь verenich pavel@mail.ru

Эффективность лазерной обработки ряда материалов существенно зависит от длины волны и плотности мощности лазерного излучения, длительности лазерных импульсов и режима лазерного воздействия. Разогрев приповерхностной плазмы и скорость ее разлета возрастают с увеличением длины волны лазерного излучения, что может привести к экранировке мишени плазмой. Тогда как поглощение лазерного излучения металлами и кремнием возрастает с уменьшением длины волны лазерного излучения [1]. Поэтому для повышения эффективности абляции ряда материалов и удаления продуктов разрушения с поверхности мишени целесообразно использовать воздействие парных лазерных импульсов на двух длинах волн [2-5]. Задача настоящей работы выявить влияние приповерхностной плазмы на лазерную абляцию кремния в различных условиях бихроматического лазерного воздействия.

В экспериментах кремний облучался импульсным лазерным излучением (ЛИ) на двух длинах волн 1064 нм и 532 нм с регулируемым временным интервалом между импульсами. Анализ полученных фотографий, высокоскоростных фоторазверток и спектров приповерхностного плазменного факела показал, что при опережающем воздействии импульса ЛИ с длиной волны 532 нм образуется преимущественно эрозионная плазма вследствие испарения кремния (рисунок 1а). Разогрев и испарение повышения мишени создает условия для коэффициента поглощения длинноволнового излучения. В течение интервала между лазерными импульсами происходит расширение и остывание воздушной плазмы с образованием разреженной области.. Воздействие второго лазерного импульса с длиной волны 1064 нм приводит к разогреву образовавшейся эрозионной плазмы и стимулирует оптический пробой воздуха, контактирующего с эрозионной плазмой на верхушке плазменного факела. Это приводит к усилению поглощения ЛИ плазмой, проявляющегося возбуждением спектральных линий ионов азота NII в верхней части факела (рисунок 1а, спектр).

Одновременное воздействие обоих лазерных импульсов приводит к опережающему образованию эрозионной плазмы вблизи мишени вследствие более низкого порога плазмообразования для лазерного излучения с длиной волны 532 нм. Это стимулирует пробой воздуха над эрозионным плазменным факелом, облегченный для излучения с длиной волны 1064 нм формирующейся ударной волной в воздухе и излучением эрозионной плазмы (рисунок 1, б). При этом воздушная плазма эффективно экранирует мишень. Опережающее воздействие ЛИ с длиной волны 1064 нм приводит к экранировке мишени образовавшейся эрозионной и воздушной плазмой, которая ослабевает лишь при воздействии 2-го лазерного импульса (рисунок 1, в).



*Рис. 1.* Интегральные фотографии (слева), скоростные фоторазвертки плазменных образований (в центре) и соответствующие им спектры (справа) при двухдлинноволновом облучении кремния: а) лазерный импульс с  $\lambda$ =523 нм опережает импульс  $\lambda$ =1064 нм на 8 мкс; б) одновременное воздействие; в) лазерный импульс с  $\lambda$ =1064 нм опережает импульс с  $\lambda$ =523 нм на 8 мкс.

Таким образом, комбинированное лазерное воздействие на кремний в воздухе на длинах волн 532 и 1064 нм наиболее эффективно для абляции кремния при опережающем на несколько микросекунд воздействии коротковолнового излучения наносекундной длительности благодаря ослаблению в этих условиях экранирующей роли приповерхностной плазмы. Подобная картина процессов приповерхностного плазмообразования и развития экранировки под действием лазерного излучения на двух длинах волн может реализовываться не только для кремния, но и для ряда других материалов.

- Processing of metals and semiconductors by a femtosecond laser-based microfabrication system / M. Meunier, B. Fisette et al. // Proc. SPIE. – 2003. – Vol. 4978. – P. 169.
- [2] Investigations of morphological features of picosecond dual-wavelength laser ablation of stainless steel / Wanqin Zhao, Wenjun Wang, Xuesong Mei, Gedong Jiang, Bin Liu // Optics & Laser Technology. – 2014. Vol. 58. – P. 94.
- [3] Лазерная абляционная обработка роговицы глаза комбинированным излучением 213+1440 нм / С. А. Батище и др. // Известия НАН Беларуси. 2015, №4. С. 77.
- [4] Chumakov A. N. Efficiency of silicon laser ablation in air on bichromatic pulse irradiation / A. N. Chumakov, N. A. Bosak, P. I. Verenich // High Temperature Material Processes. - 2014. - Vol. 18(3). - P. 257.
- [5] Чумаков А. Н. Приповерхностное плазмообразование в воздухе при двухимпульсном лазерном воздействии на двух длинах волн / А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, А. В. Панина // Журн. Прикл. Спектроск. – 2017. – Т. 84, № 4. – С. 595.

УДК 53

С. В. Васильев, А. Ю. Иванов, Е. О. Семенчук

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗЕЦ, НАХОДЯЩИЙСЯ В ЖИДКОСТИ

# Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, ул. Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь ion ne@mail.ru

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (ЛИ; длительность импульса  $\tau \sim 1,2$  мс), пройдя через фокусирующую систему, направлялось на образец, располагавшийся в кювете с водой. В качестве фокусирующих применялись как однолинзовые, так и двухлинзовые системы, которые позволяли строить изображение диафрагмы на поверхности образца. Это позволяло получать на поверхности мишени однородное пятно фокусировки излучения с резкими границами. Диаметр *D* полученного таким образом пятна излучения с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм. Для изучения воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической киносъемки. Облучаемый образец помещался в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера. Интерферометр освещался излучением рубинового лазера ( $\lambda = 0,694$  мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Длительность импульса излучения зондирующего лазера составляла ~ 400 мкс. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутрь резонатора, а продольных – эталоном Фабри-Перо, качестве использовавшимся В выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром до 3 см, что позволило наблюдать за развитием пароплазменного облака. Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного луча при помощи объектива. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Описанная схема позволяла регистрировать развернутые во времени голограммы сфокусированного изображения лазерного факела. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта ≈ 50 мкм. Дифракционная эффективность голограмм позволяла в стационарных условиях восстанавливать и регистрировать интерференционные и теневые картины исследуемого процесса.

Экспериментальные исследования показали, что топография кратера, полученного при воздействии лазерного излучения на свинцовый образец, погруженный в воду, существенно отличается от формы поверхности кратера, сформировавшегося в результате воздействия лазерного импульса с теми же параметрами на аналогичный образец, окруженный воздухом при нормальном давлении (10<sup>5</sup> Па). В первом случае поверхность кратера пемзообразная, вспененная, макроскопическая лунка практически отсутствует. Во втором случае «внутренняя» зона кратера (лунка) имеет ровную поверхность. При этом топография кратера определяется распределением энергии по пятну фокусировки лазерного излучения.

На рисунке 1 представлены теневые картины, восстановленные с голограмм, зарегистрированных описанным методом в различные моменты времени после начала воздействия излучения на вещество. Видно, что у поверхности облучаемого образца формируется парогазовое образование («пузырь»), форма которого первоначально близка к сферической. Образование быстро увеличивается в размерах, особенно на ранних стадиях процесса. Приблизительно через 1 мс после начала воздействия форма «пузыря» начинает изменяться, на оси лазерного пучка формируется выпуклость. После прекращения воздействия (~ 1,2 мс) размеры парогазового образования стабилизируются, и только через ~ 1,5 мс начинается его медленный распад. Существенно, что при этом не только уменьшаются размеры «пузыря», но и случайным (не повторяющимся от одного эксперимента к другому) образом изменяется его форма. Но даже через 3 мс после начала воздействия лазерного излучения на поверхность металла (то есть через ~ 1,8 мс после прекращения воздействия) пароплазменное образование не исчезает.



**Рис.1.** Теневые картины парогазового образования, зарегистрированные через 10 (а), 50 (б), 500 (в), 1200 (г), 2000 (д), 3000 (е) микросекунд после начала лазерного воздействия на свинцовый образец. Диаметр поля зрения 4 сантиметра.

После извлечения облученного свинцового образца на его поверхности вблизи кратера (в зоне распространения основания парогазового образования) виден белый налет (порошок), который на воздухе быстро меняет цвет – становится желтоватобурым. При облучении свинца в воздушном окружении формирования подобных порошков не наблюдается. Очевидно, белый порошок – гидроокись свинца, образовавшаяся в ходе контакта разогретого металла с кислородом и водяным паром: В дальнейшем гидроокись свинца разлагается с образованием оксида свинца: УДК 533.9.03, 533.9.082.5, 543.422; 537.523/527 <u>А.В. Казак<sup>1</sup></u>, Е.Н.Вабищевич<sup>1</sup>, Л. В. Симончик<sup>1</sup>, О. А. Емельянова<sup>2</sup>, Н.В.Дудчик<sup>2</sup>, О.М. Степанова<sup>3,4</sup>, М.Э. Пинчук<sup>4</sup>

### ПРИМЕНЕНИЕ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДЛЯ ИНАКТИВАЦИИ КЛИНИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>a.pavlova@dragon.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> Научно-практический центр гигиены МЗ Беларуси, ул.Академическая, 8, 220072 Минск, Беларусь,

n\_dudchik@tut.by

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб. 7-9, 199034, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Дворцовая наб. 18, 191186, Санкт-Петербург, Россия о.т.stepanova@spbu.ru

К настоящему времени разработаны различные источники неравновесной плазмы атмосферно давления, перспективные для биомедицинских приложений [1]. Среди них особое место занимают плазменные струи, позволяющие проводить обработку объектов различных форм и размеров вне замкнутого разрядного объема. Наибольшей бактерицидной эффективностью обладают плазменные струи, которые формируются в разряде в воздушной среде [2].

Плазменное устройство представляет собой разрядную камеру, В которой располагался закругленный катод и плоский анод с центральным отверстием 1,5 мм, между которыми зажигался тлеющий микроразряд на постоянном токе 40 мА [2]. Образующаяся в разряде плазма выносится вместе с потоком воздуха (5 л/мин) в окружающую среду на 1-2 см, при этом видимый диаметр свечения струи составляет 2-3 мм (рисунок 1).



Рисунок 2 – Теневые снимки потоков без мишени (а) и с мишенью (б)



Рисунок 1 – Фото воздушной плазменной струи.

Примеры распространения В открытое потоков пространство и на чашку Петри приведены на рисунке 2, а и б. Снимки получены теневым методом использованием с интерференционно-теневого прибора ИАБ-458 на фотоаппарат Nikon D80. Показано, что распространение соответственно потока, транспорт частиц, происходит различным образом, В присутствии мишени поток растекается вдоль нее, что объясняет больший диаметр ингибирования микроорганизмов, чем истекающей диаметр струи.

Регистрация, образующихся в воздушной плазменной струе, биологически активных компонент, производилась с помощью ИК Фурье спектрометра Nexus, концентрация которых при данных параметрах разряда составляла NO = 180 ppm, NO<sub>2</sub> = 140 ppm, HNO<sub>2</sub> = 25 ppm.

Эффективность такого устройства оценивалась на клинически значимые штаммы микроорганизмов (грамположительных (*Staphylococcus aureus*), грамм отрицательных (*Escherichia coli, Pseudomonas aeruginosa, Proteus mirabilis, Klebsiella pneumonia*), споровых (*Candida albicans, Bacillus subtilis*)), являющийся возбудителями различных заболеваний человека. В каждом эксперименте начальные концентрации монокультур составляли  $10^6$  КОЕ/мл. Температура питательных сред при длительном действии плазменной струи в чашках Петри контролировалась с помощью тепловизора FLIR E4 и не превышала 30 °C. Эффективность действия плазменной струи оценивалась по зонам ингибирования (рисунок 3) на чашках Петри и в концентрациях выживших микроорганизмов, определенных методом счета колоний.



Рисунок 3 – Инактивация клинически значимых штаммов микроорганизмов

Показано, что характерные D-времена инактивации (временной интервал, в течение которого количество выживших микроорганизмов снижается в 10 раз) были весьма различными: для монокультур *S. aureus, P. aeruginosa, B. subtilis, Kl. Pneumonia,* которые имели примерно равные зоны ингибирования спустя 10 минут воздействия (около 50% от общей площади чашек Петри), характерные D-времена составляли около 1,5 мин; в то же время D-времена для спор *C. albicans,* эукариотов *Pr. Mirabilis* и *E. coli,* составили от 2,5 мин с областями ингибирования 15-25%.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (грант Ф17РМ-050) и РФФИ (грант №17-58-04052).

1. Atmospheric pressure plasma jets: an overview of devices and new directions / J. Winter, R. Brandenburg and K-D. Weltmann // Plasma Sources Sci. Technol. –2015.– Vol. 24.– 064001 (19pp)

2. Inactivation of Consortiums of Microorganisms by Air Plasma Jet at Atmospheric Pressure / A.V. Kazak, A.A. Kirillov, L.V. Simonchik, O.E. Nezhvinskaya, & N.V. Dudchik // Plasma Medicine.- 2017.- Vol. 7.- N.2- P. 1-10

# БИОФИЗИКА

#### УДК 544.52

И. В. Шелаев<sup>1</sup>, Ф. Е. Гостев<sup>1</sup>, Т. В. Выгодина<sup>2</sup>, С. В. Лепешкевич<sup>3</sup>, Б. М. Джагаров<sup>3</sup>

#### ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЦИТОХРОМ С ОКСИДАЗЫ: ВНУТРИГЕМОВОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, 119991, Москва, Россия <sup>2</sup> НИИ физико-химической биологии им. А.Н. Белозерского, Московский

государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 40, 119991, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

<u>b.dzhagarov@ifanbel.bas-net.by</u>

Цитохром *с* оксидаза (ЦО) – терминальное звено электрон-транспортной цепи митохондрий и дышащих бактерий, катализирует восстановление до воды молекулярного кислорода с помощью электронов, поступающих от цитохрома *с* согласно реакции:

 $4cyt^{2+} + O_2 + 8H^+ = 4cyt^{3+} + 2H_2O + 4H^+.$ 

Механизм и динамика каталитического цикла ЦО окончательно не установлены и являются предметом интенсивных исследований с использованием очень широкого круга теоретических и экспериментальных физических и химических методов.

В этой ситуации большой интерес представляет исследование спектральных и кинетических характеристик ЦО в возбужденных электронных состояниях с помощью метода фемтосекундной абсорбционной спектроскопии, позволяющего отслеживать в реальном масштабе времени внутримолекулярные (внутригемовые) релаксационные процессы.

Цитохром *с* оксидазу выделяли из сердечной мышцы быка. Во всех экспериментах концентрация составляла 50 мкМ. ЦО находилась в восстановленной дитионитом форме. В качестве буферного раствора использовался 0.05% додецил мальтозид, 0.1 M Tris-Hepes буфер pH 8 и 0.1 мМ ЭГТА.

Разрешенные во времени дифференциальные спектры поглощения были "возбуждение-зондирование". Измерения измерены методом проводились на экспериментальной установке, созданной в Институте химической физики РАН. Импульсы возбуждения с энергией 350 нДж, длительностью 23 фс и с максимумом на длине волны 600 нм фокусировали в пятно диаметром 180 мкм. Импульс белого континуума, сфокусированный в пятно диаметром 120 мкм, использовали в качестве импульса. Кинетическое моделирование полученных пробного результатов осуществлялось с помощью сингулярного разложения (SVD) матрицы данных.

В результате выполненных исследований были изучены спектральнокинетические характеристики дифференциальных спектров поглощения в спектральном диапазоне 400–500 нм и 625–700 нм при возбуждении гемов в полосу поглощения Q (600 нм) во временном интервале 80 фс–20 пс.

На данном этапе исследований, несмотря на принципиальные трудности при анализе полученных экспериментальных данных, связанных с перекрывающимися

спектрами поглощения гемов а и а<sub>3</sub>, нам представляется, что в изучаемом белке реализуется следующая последовательность процессов релаксации энергии фотовозбуждения. Релаксационные процессы в геме а включают в себя три стадии (рисунок): первая, длительностью короче 50 фс и вторая, более длительная ~200 фс, которая сменяется стадией длительностью ~1 пс. После завершения процессов электронной релаксации гем а оказывается в возбужденном колебательном состоянии основного электронного состояния. Нельзя исключить, что это состояние термически неравновесное. Дальнейшая релаксация (остывание гема) длится несколько пикосекунд. Электронное возбужденное состояние с временем жизни ~200 фс мы относим к триплетному  $\pi\pi^*$ -состоянию, а состояние с временем жизни ~1 пс – к возбужденному dd-состоянию, т.е. такому состоянию гема, когда у него  $d_6$ конфигурация иона железа находится В возбужденном состоянии. Самое короткоживущее состояние < 50 фс мы относим к синглет-синглетному  $\pi\pi^*$ поглощению из S<sub>1</sub>-возбужденного состояния гема a. В случае гема a<sub>3</sub>, несмотря на отсутствие прямых спектральных доказательств, мы полагаем, что у него имеются две первые стадии электронной релаксации, аналогичные гему а, но отсутствует длительная стадия. После завершения электронных релаксаций гем аз также оказывается в основном электронном состоянии с избытком колебательной энергии и "остывает" в течение нескольких пикосекунд.



Рисунок. Схема энергетических уровней и релаксационные процессы в геме а

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ Республики Беларусь "Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.4.01" (2016–2020), РФФИ (грант № 17-04-00160).

#### УДК 574:539.1.04

Е. А. Дикусар<sup>1</sup>, А.Л. Пушкарчук<sup>1,3</sup>, В.И.Поткин<sup>1</sup>, Т.В. Безъязычная<sup>1</sup>, Е.Г. Косандрович<sup>1</sup>, А. Г. Солдатов<sup>2</sup>, С. А. Кутень<sup>3</sup>, С. Г. Стёпин<sup>4</sup>, А.П. Низовцев<sup>5</sup>, С.Я. Килин<sup>5</sup>, Л.Ф. Бабичев<sup>6</sup>

# **DFT МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МЕТОТРЕКСАТ-ФУЛЛЕРЕНОЛОВЫХ** АГЕНТОВ ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

<sup>1</sup>Институт физико-органической химии Национальной академии наук Беларуси, ул. Сурганова 13, 220072, Минск, Беларусь, <u>dikusar@ifoch.bas-net.by</u>

<sup>2</sup>Научно-практический центр по материаловедению Национальной академии наук Беларуси, ул. П. Бровки, 19, 220072, Минск, Беларусь, <u>andreisoldatov@mail.ru</u>

<sup>3</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская 11, 220030, Минск, Беларусь, <u>kut@inp.bsu.by</u>

<sup>4</sup>Витебский государственный ордена Дружбы народов медицинский университет, пр-т Фрунзе, 27, Витебск, 210023, Витебск, Беларусь, <u>stepins@tut.by</u>

<sup>5</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

<sup>6</sup>Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси, д. Прилесье, Луговослободской с/с, 47/22, Минский р-н, Минская обл., 223063, Беларусь

С целью терапевтического уничтожения онкологических новообразований обычно применяют химиотерапию или лучевую терапию [1], а в изотопной медицине – вводят в опухоль соответствующие короткоживущие радионуклиды (<sup>59</sup>Fe, <sup>90</sup>Y, <sup>95</sup>Zr, <sup>114\*</sup>In, <sup>147</sup>Eu, <sup>148</sup>Eu, <sup>155</sup>Eu, <sup>170</sup>Tm, <sup>188</sup>Re, <sup>210</sup>Po, <sup>222</sup>Rn, <sup>230</sup>U, <sup>237</sup>Pu, <sup>240</sup>Cm, <sup>241</sup>Cm, <sup>253</sup>Es). Бинарная (или нейтронозахватная) – технология, разработанная для избирательного воздействия на злокачественные новообразования и использующая тропные к опухолям препараты, содержащие нерадиоактивные нуклиды (<sup>10</sup>B, <sup>113</sup>Cd, <sup>157</sup>Gd и др.) [2]. Триадная – последовательное введение в организм комбинации из двух и более, по отдельности неактивных и безвредных компонентов, тропных к опухолевым тканям и способных в них селективно накапливаться или вступать друг с другом в химическое взаимодействие и уничтожать опухолевые новообразования под действием определенных сенсибилизирующих внешних воздействий.

В данном сообщении представлены результаты квантово-химического DFTмоделирования строения и электронной структуры фуллереноловых кластерных систем, изученных с целью разработки новых радионуклидных наноразмерных агентов-истребителей опухолевых новообразований. Для повышения эффективности данных препаратов перспективным является введение в состав их молекул структурных фрагментов известных лекарственных форм, например, метотрексата (*Methotrexate*) – цитостатического препарата из группы антиметаболитов, антагонистов фолиевой кислоты. Метотрексат оказывает выраженное иммуносупрессивное действие даже в относительно низких дозах и не обладает заметной гематологической токсичностью.

В качестве эндоэдрических компонентов включения во внутренние сферы метотрексат содержащего бисфеллеренола были выбраны <sup>210</sup>Po, <sup>222</sup>Rn и галогениды щелочных металлов. Выбор именно этих супрамолекулярных объектов включения во

внутренние полости бисфеллеренола обусловлены тем, что радионуклиды <sup>210</sup>Ро и <sup>222</sup>Rn являются удобными источниками терапевтического ионизирующего α-излучения.

Введение галогенидов щелочных металлов (в виде ионов) во внутренние полости бисфуллеренола приводит к существенному увеличению полярности образующихся эндоэдрических кластеров, что является определяющим фактором, облегчающим их проникновение через клеточные мембраны. Этот транспорт осуществляется при помощи особых транспортных молекул, встроенных в мембраны клеток. Обычно, в роли такого рода переносчиков выступают белки, которые необходимы для поступления в клетку естественных метаболитов. Данным видом транспорта могут переноситься лекарственные вещества близкие по структуре к эндогенным молекулам – например, витамины или метотрексат (Рис. 1).



Рис. 1 – Модель метотрексатсодержащего бисфуллеренолового кластера 7, с двумя атомами радона, которые инкапсулированны в его внутренних полостях

Различают две разновидности транспорта при помощи переносчиков: облегченная диффузия – осуществляется по градиенту концентрации и активный транспорт – осуществляется против градиента концентрации. Специализированный транспорт не подчиняется закону диффузии Фика и не зависит от наличия заряда у лекарственного вещества. Он является насыщаемым процессом – т.е. скорость абсорбции увеличивается лишь до тех пор, пока количество молекул лекарственного вещества не сравняется с количеством переносчиков. Дальнейшего роста скорости абсорбции, несмотря на повышение концентрации лекарственного препарата, при этом не происходит.

С целью разработки новых подходов к проектированию потенциальных агентов диагностики и терапии онкологических заболеваний, нами были проведено компьютерное моделирование ряда метатрексатсодержащих ковалентных производных фуллеренола  $C_{60}(OH)_{22}$ . Расчеты проводились с использованием уровня теории DFT/B3LYP/MIDI по программе GAMESS. На основании полученных расчетов были сделаны выводы об их устойчивости и возможности их практического получения.

- Mayles P. Handbook of Radiation Therapy Physics: Theory and Practice / P. Mayles, A. Nahum, J. C. Rosenwald. – Taylon & Francis, 2007. – 1450 p.
- [2] Hosmane N.S. Boron and Gadolinium Neutron Capture Therapy for Cancer Treatment / N. S. Hosmane, J. A. Maquire, Y. Zhu. – World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012. – 300 p.

#### УДК 535.37

<u>Черний В.Я.<sup>1</sup></u>, Третьякова И.Н.<sup>1</sup>, Довбий Я.М.<sup>1</sup>, Кнюкшто В.Н.<sup>2</sup>, Старухин А.С.<sup>2</sup>, Горский А.В.<sup>3</sup>

#### БИСКУРКУМИНАТЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ ЦИРКОНИЯ И ГАФНИЯ – СИНТЕЗ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА

<sup>1</sup> Институт общей и неорганической химии им. В.И. Вернадского НАН Украины, проспект Академика Палладина, 32/34, 03142-Киев, Украина

mitya@ionc.kar.net

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

<sup>3</sup> Институт физической химии ПАН, Каспшака 44/52, 01-224 Варшава, Польша

Данная работа посвящена синтезу и исследованию оптических свойств фталоцианиновых циркония гафния комплексов И с внеплоскостно координированными хромофорными лигандами. В качестве лиганда было выбрано природное соединение – куркумин, выделенный из растения Curcuma longa. Впервые он был получен и охарактеризован Vogel и Pelletier [1] в 1815 году, его строение было установлено Milobedeska, Kostanecki и Lampe в 1910-1913 годах [2]. На данный момент куркумин привлекает повышенное внимание исследователей в области медицины и биохимии, в первую очередь в качестве перспективного противоопухолевого препарата [3]. Также куркумин, его металлокомплексы и структурные аналоги рассматриваются как перспективные вещества для фотодинамической терапии онкологических заболеваний. Изучению оптических и фотофизических свойств куркумина посвящено большое количество работ, достаточно полно они обобщены в обзоре [4].



Рис. 1 Структурная формула металлокомплекса фталоцианина координированного куркуминатными лигандами.

Нами были получены новые фталоцианиновые металлокомплексы циркония и гафния с двумя внеплоскостно координированными куркуминатными лигандами (Рис. 1). Благодаря слабо перекрывающимся полосам поглощения лиганда и фталоцианинового макроцикла, полученные комплексы характеризуются широким спектром поглощения в видимой области. Зарегистрированные квантовые выходы флуоресценции сравнительно низки 1.0 и 0.6% для циркониевого и гафнивоего комплексов, соответственно. Малые величины квантовых выходов и их близкость по величине для циркониевого и гафнивоего комплексов предполагают, не только

быстрый межсистемный переход в триплетное состояние, но и присутствие канала быстрой безызлучательной релаксации первого возбужденного синглетного состояния  $(S_1)$ , предположительно, связанный с влиянием внеплоскостного лиганда – куркумина. Присутствие каналов быстрой безызлучательной релаксации приводят к сокращению времени жизни возбужденного состояния  $S_1$  и трудностям в измерении времени жизни флуоресценции на имеющейся аппаратуре. Измеренные времена жизни флуоресценции составили в ацетонитриле менее 0.1 нс.



Рис. 2. Спектры электронного поглощения (сплошная) и возбуждения флуоресценции (пунктир) комплекса PcZr(curc)<sub>2</sub> в ацетонитриле (1) и толуоле (2).

Сравнение поведения фотофизических параметров металлокомплексов в зависимости от полярности растворителя (Рис. 2) позволяет предположить наличие процесса эффективного переноса энергии с куркуминатных лигандов на фталоцианиновый макроцикл при возбуждении в высшие электронные состояния. Наличие процесса переноса энергии в совокупности с фотостабильностью исследуемых комплексов предполагает перспективность дальнейшего исследования данных веществ как кандидатов для создания фотовольтаических устройств.

Работа выполнена в рамках восьмой рамочной программы Европейского Союза по развитию научных исследований и технологий, грант No 645628.

- [1] Vogel, H. Curcumin –biological and medicinal properties./ H. Vogel, J. Pelletier // Journal de Pharmacie. I: – 1815 – P. 289-300.
- [2] Milobedeska J. Structure of curcumin. / J. Milobedeska, V. Kostanecki, V. Lampe // Ber Dtsch Chem Ges. – 1910 – P. 2163–70.
- [3] Ravindran P. N. Turmeric: The genus Curcuma. / P. N. Ravindran, K. Nirmal Babu, Kandaswamy Sivaraman // CRC Press, 1 march. 2007 P. 504.
- [4] Priyadarsini, K.I. Photophysics, photochemistry and photobiology of curcumin: Studies from organic solutions, bio-mimetics and living cells. / K. I. Priyadarsini //Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews. – 2009 – P. 81-95.

#### УДК 535.33

Н.В. Белько, М.П. Самцов, А.П. Луговский, А.А. Луговский, Д.С. Тарасов, Е.С. Воропай

#### ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ И ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ФОРМЫ ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В РАСТВОРАХ

Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, ул. Курчатова, 7, 220045 Минск, Беларусь <u>samtsov@bsu.by</u>

Полиметиновые красители (ПК) перспективны для использования в качестве препаратов для фотодинамической терапии (ФДТ) [1]. В первую очередь, это обусловлено наличием в их спектрах полос поглощения в области прозрачности биологических тканей. ФДТ в настоящее время становится одним из важных методов лечения онкологических заболеваний. Суть метода состоит в способности некоторых препаратов – фотосенсибилизаторов – накапливаться в опухолевых тканях, приобретая при возбуждении светом цитотоксические свойства. Исследование спектральных и фотохимических свойств ПК показало, что они во многом соответствуют требованиям, предъявляемым к фотосенсибилизаторам нового поколения.

В Институте прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета разработаны водорастворимые ПК. Краситель 1 является аналогом известного красителя НІТС, в его молекуле в отличие от НІТС введены два заместителя - полиэтиленгликоли (Рисунок 1). Проведено сравнение характеристик нового соединения с красителем 2, который зарекомендовал себя в качестве эффективного фотосенсибилизатора для ФДТ [1] и отличается наличием ортофениленового мостика в полиметиновой цепи.



Рисунок 1. Структурные формулы исследуемых красителей

У обоих красителей достаточно высокая растворимость в воде, до  $1.5 \cdot 10^{-3}$  М. У нового соединения полоса поглощения расположена на  $\lambda = 745$  нм (в воде), т.е. смещена в длинноволновую область на 37 нм по сравнению с красителем **2**. При повышении концентрации красителя относительный вклад плеча полосы поглощения увеличивается, что свидетельствует об образовании молекулярных агрегатов красителя. Относительный вклад плеча полосы по отношению к интенсивности в максимуме при увеличении концентрации красителя от  $6 \cdot 10^{-6}$  М до  $10^{-3}$  М изменяется от 40% до 60%. Агрегация молекул красителя **2** происходит намного интенсивнее, и уже при концентрации  $1.5 \cdot 10^{-5}$  М поглощение агрегатов заметно превосходит поглощение

мономеров. Спектры поглощения красителя **1** в органических растворителях также лежат в более длинноволновой области относительно спектров красителя **2** (смещение на 27 нм в тетрагидрофуране). Основная полоса поглощения красителя **1** расположена в области 600-800 нм и имеет характерную для ПК форму с коротковолновым плечом. Спектры красителя в различных растворителях близки по форме, но положение полосы и соотношение интенсивностей максимума и коротковолнового плеча различаются (Рисунок 2а).

У красителя 1 более высокий квантовый выход флуоресценции в различных растворителях по сравнению с соединением 2 (пример спектра флуоресценции на Рисунке 26). Значения квантового выхода составили 37% в дихлорбензоле, 31% в тетрагидрофуране, 27% в этаноле, 11% в воде. В особенности, квантовый выход в водной среде больше для красителя 1, чем для красителя 2 (квантовый выход флуоресценции красителя 2 в воде составляет всего 3%). Этот результат заслуживает внимания, поскольку замещение полиметиновой цепи, как правило, приводит к ослаблению крутильных колебаний молекулы и, как следствие, повышению квантового выхода флуоресценции [2].



Рисунок 2. а) Нормированные спектры поглощения красителя **1** в дихлорбензоле (1), тетрагидрофуране (2), этаноле (3), воде (4); б) Спектр поглощения и нормированный спектр флуоресценции красителя **1** в воде

Хорошая растворимость в воде, смещенные в область прозрачности биологических тканей спектры поглощения и флуоресценции делают краситель 1 перспективным фотосенсибилизатором, а вместе с большим значением квантового выхода флуоресценции могут позволить применять его для эффективной диагностики онкологических заболеваний.

- [1] Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics / A.A. Lugovski [et al.] // J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 2016. Vol. 316. P. 31-36.
- [2] Ищенко, А.А. Строение и спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей / А.А. Ищенко // Успехи химии. 1991. Т. 60, № 8. С. 1708-1743.

#### УДК 535.37

<u>А. Старухин<sup>1</sup></u>, В. Ковгар<sup>1</sup>, Р. Червенец<sup>2</sup>, А. Горский<sup>3</sup>, В. Кнюкшто<sup>1</sup>, А. Матсукович<sup>1</sup>

#### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РЕАБСОРБЦИИ НА ЗНАЧЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПОРФИРИНОВ

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

starukhin@dragon.bas-net.by

 <sup>2</sup> Институт физической и теоретической химии университета Регенсбурга, Университетская ул., 31, 93053 Регенсбург, ФРГ
 <sup>3</sup> Институт физической химии ПАН, Каспшака 44/52, 01-224 Варшава, Польша

Измерения фотофизических характеристик соединений порфиринового ряда актуально в связи с большой биологической и научной значимостью указанных соединений. Основными фотофизическими параметрами молекулярных соединений являются значения квантовых выходов люминесценции, а также величины времен жизни синглетных и триплетных состояний. Абсолютные значения квантовых выходов люминесценции могут быть непосредственно измерены с помощью современной аппаратуры [1].

В представленной работе приведены результаты измерений абсолютных квантовых выходов (АКВ) флуоресценции для ряда порфиринов и металлопорфиринов в двух растворителях с различной полярностью (толуол и тетрагидрофуран) при комнатной температуре. Для толуола дипольный момент составляет 0,3 D, а для тетрагидрофурана (ТГФ) – 1,75 D. Для этих же соединений были измерены квантовые выходы флуоресценции относительным методом и измерены времена жизни возбужденных состояний. Значения абсолютных квантовых выходов для ряда металлокомплексов октаэтилпорфирина(ОЕР) представлены в Табл.1.

Таблица 1. Абсолютные квантовые выходы металлокомплексов октаэтилпорфирина при 300 К.

Толуол				Тетрагидрофуран		
Соедине -ние	Опт. плотность	λ <sub>воб.</sub> ΗΜ	АКВ %	Опт. плотность	λ <sub>воб.</sub> ΗΜ	AKB %
TiO-OEP	0.098	407	5,3	0.1	404	5.6
Zn-OEP	0.07	381	3,2	0.09	406	3.9
Sn-OEP	0.095	409	1.2	0,1	408	0.9
In-OEP	0.1	392	0.3	0.1	408	0.4

Известно, что измерения АКВ рекомендуется проводить для образцов, которые имеют оптическую плотность на длине волны возбуждения не выше чем 0,1. Представляло интерес выполнить эксперименты по измерениям зависимости АКВ от оптической плотности образца на длине волны возбуждения, чтобы выяснить реальное влияние данного фактора. На рисунке 1 приведена зависимость величин АКВ для Mgтетразапорфирина (Mg-TAP) от оптической плотности образца на длине волны возбуждения.



Рисунок 1. Зависимость величины АКВ Mg-TAP в ТГФ от оптической плотности образца на длине волны возбуждения, λ<sub>возб.</sub>=345 нм.

Величина АКВ для данного соединения уменьшается практически в 2 раза при достижении оптической плотности 0,8. Такая сильная зависимость обусловлена эффектом возрастания перепоглощения (реабсорбции) люминесцентного сигнала в полосе длинноволнового 0-0 перехода спектра поглощения. Длинноволновый переход в спектре поглощения Mg-TAP имеет высокую интенсивность (экстинкция  $\mathcal{E}=10^5$  см<sup>-1</sup> моль<sup>-1</sup>). Аналогичные измерения были выполнены для молекулы октаэтилпорфирина (ОЭП), с полосой поглощения в области 0-0 с величиной поглощения практически на два порядка меньшей ( $\mathcal{E}=5x10^3$  см<sup>-1</sup> моль<sup>-1</sup>) [2], чем для Mg-TAP. В спектре ОЭП также наблюдается зависимость квантового выхода от оптической плотности вещества. Так при плотности 0,1 спектре ОЭП в ТГФ ( $\lambda_{возб}=397$  нм) АКВ имеет величину 7,2 %, а при оптической плотности 0,8 АКВ уже составляет величину 6,3 % (уменьшается в 1,14 раза). Теоретическое рассмотрение и формулы для описания такого рода эффектов приведены в [3].

Эффект реабсорбции также проявляется при измерениях АКВ от длины волны возбуждения при одной и той же оптической плотности в различных полосах поглощения ОЭП.

Работа выполнена в рамках восьмой рамочной программы Европейского Союза по развитию научных исследований и технологий, грант No 645628.

- [1] <u>https://www.hamamatsu.com/us/en/product/category/5001/5009/5032/C9920-02G / index .html</u>
- [2] Eisner, U. Chlorophyl and Related Compounds. Part VI.\* The Synthesis of Octaethychlorin / U. Eisner, A. Lichtarowich, R.P. Linstead // J. Chem. Soc.. – 1957. – P. 733-739.
- [3] Berbaran-Santos, M.N. Radiative Migration Electronic Excitation Energy: Theory and Experiment / M.N. Berbaran-Santos, E.J. Nunes Pereira et al. // Journal of Fluorescence. -1997. -V. 7. P. 119-121.

#### УДК 535.37

М. В. Пархоц<sup>1</sup>, С. В. Лепешкевич<sup>1</sup>, Анна Г. Гюльханданян<sup>2</sup>, А. А. Закоян<sup>2</sup>, Арам Г. Гюльханданян<sup>3</sup>, Г. В. Гюльханданян<sup>2</sup>, Б. М. Джагаров<sup>1</sup>

# Фотофизические характеристики фотосенсибилизатора направленного действия на основе комплекса трансферрина с катионным порфирином

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

<u>m.parkhots@ifanbel.bas-net.by</u> <sup>2</sup> Институт Биохимии НАН Армении, ул. П.Севака, 5/1, 0014, Ереван, Армения <u>gvg536898@yahoo.com</u> <sup>3</sup>V

<sup>3</sup>Университет Париж им. Д. Дидро, ул. Елен Брион, 35, 75013 Париж, Франция <u>aroldoaram@yahoo.com</u>

В настоящее время метод фотодинамической терапии (ФДТ) онкологических заболеваний приобретает все большее распространение. Это связано с тем, что ФДТ обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами лечения злокачественных новообразований. Прежде всего, это двойная селективность воздействия: 1) селективность накопления фотосенсибилизатора (ΦC). 2) селективность светового воздействия. Кроме того, ФДТ позволяет сочетать в одной процедуре флуоресцентную диагностику опухоли и лечебное воздействие. Дальнейший прогресс ФДТ связывают, прежде всего, с разработкой новых эффективных ФС, удовлетворяющих всем необходимым для ФДТ требованиям. Наиболее перспективный подход в данной области – введение в состав ФС различных носителей, систем доставки, которые способны существенно увеличить селективность накопления ФС в опухолевых тканях [1]. В настоящее время ведется активный поиск как пассивных (липосомы, наночастицы различных типов), так и активных систем доставки ФС (моноклональные антитела, эпидермальный фактор роста, трансферрин), использование которых дает возможность изменять фармакокинетику, накопление, распределение, а в некоторых случаях и внутриклеточную локализацию ФС. Известно, что на поверхности опухолевых клеток, экспрессируется большое количество рецепторов, необходимых для развития и пролиферации опухоли, в том числе такие, как рецепторы эпидермального фактора роста, трансферрина и другие [1,2].

В данной работе мы предлагаем использовать трансферрин (белок плазмы крови, осуществляющий транспорт ионов железа) в качестве системы активной доставки ФС в клетки опухоли. Вследствие повышенной потребности железа в развитии опухоли рецепторы трансферрина активно экспрессируются на опухолевых клетках, тогда как на нормальных клетках они обычно присутствует в небольших количествах [2]. целенаправленное связывание Следовательно, ΦС с трансферрином будет способствовать увеличению селективности накопления ФС в опухолевых клетках. Известно также [3], что связывание ФС с трансферрином способствует проникновению ФС через гематоэнцефалический барьер, что является существенным при лечении опухолей головного мозга. Однако образование комплекса с носителем может приводить к изменению фотофизических характеристик ФС и нивелировать преимущества, полученные за счет большего накопления последнего в опухоли.

Целью данной работы являлось создание ФС на основе комплексов катионных порфиринов с трансферрином и определение их фотофизических характеристик.

В качестве ФС использовались катионные порфирины, имеющие различные периферические группы: 1) мезо-тетра [4-N- (2'-оксиэтил) пиридил] порфирин (TOEt4PyP) (периферическая группа R = -CH2-CH2-OH), 2) мезо-тетра [4-N-бутил пиридил] порфирин (TBut4PyP) (периферическая группа R = -CH2 -CH2-CH2-CH3), а также металлопорфирины: 3) Zn-TOEt4PyP и 4) Zn-TBut4PyP (рисунок 1). Человеческий трансферрин выделялся из плазмы крови с использованием ионообменной хроматографии и гель фильтрации. Порфирины растворялись в 100 мМ натрий-фосфатном буфере pH 7.4 и перемешивались с белком при комнатной температуре в течение 12 часов. Для отделения несвязавшегося порфирина использовали метод гель фильтрации на колонке Sephadex G-25.



Рисунок 1 – Структурные формулы катионных порфиринов

В работе показано, что все исследуемые порфирины нековалентно связываются с трансферрином, при этом стабильность комплексов сохраняется в течение 15 дней. Установлено, что в комплексе с белком полосы поглощения и флуоресценции порфиринов смещаются в длинноволновую область спектра на 2-3 нм, что указывает на изменение микроокружения молекул порфиринов при взаимодействии с белком. Обнаружено также, что наличие -OH группы в составе порфирина влияет на связывание с трансферрином. Для установления природы и места связывания будут проведены дополнительные исследования методом молекулярного докинга. В работе будут также представлены данные о временах жизни возбужденных состояний порфиринов в комплексе с белком и эффективности фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода исследуемыми комплексами.

Исследования выполнены при финансовой поддержке БРФФИ и ГКН МОН РА в рамках совместных научных проектов Ф17АРМ-049 и АБ 16-36 соответственно.

- [1] Konan Y.N., Gurny R., Alleman E. State of the art in the delivery of photosensitizers for photodynamic therapy // J. Photochem. Photobiol. B. 2002. V. 66. P. 89
- [2] Tortorella S., Karagiannis T.C. The significance of transferrin receptors in oncology: the development of functional nano-based drug delivery systems // Curr. Drug Deliv. – 2014. – V.11. – P. 427
- [3] Transferrin receptor-targeted theranostic gold nanoparticles for photosensitizer delivery in brain tumors / S. Dixit [et al.] // Nanoscale. 2015. V. 7, № 5. P. 1782

#### УДК 539.19+535.34

М. Б. Шундалов<sup>1</sup>, Ю. Л. Миндарева<sup>1</sup>, А. С. Мацукович<sup>2</sup>, С. В. Гапоненко<sup>1,2</sup>

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АДАМАНТАН-СОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь, <u>shundalov@bsu.by</u>

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

Адамантан (С<sub>10</sub>Н<sub>16</sub>), трициклический мостиковый углеводород, является простейшим представителем класса диамондоидов, каркасных углеводородов, в которых ковалентные связи между атомами молекулы замыкают внутри себя некоторый объем. Такое строение адамантана, максимально приближенное к сферическому, обуславливает ряд его полезных свойств: высокую степень липофильности, химическую устойчивость, термостабильность, конформационную жесткость и др. В связи с этим производные адамантана нашли широкое применение в качестве лекарственных препаратов. Установлено, что наличие в структуре соединения адамантиловой группы практически всегда повышает степень её биологической активности [1]. Так, высокая липофильность адамантилового фрагмента обеспечивает более лёгкое проникновение лекарственного препарата сквозь гематоэнцефалический барьер. Сложные органические молекулы, включающие в свою структуру адамантиловый фрагмент, используются как антибактериальные и антивирусные средства. Производные адамантана могут выступать в качестве потенциальных средств для лечения неврологических заболеваний, малярии, воспалительных заболеваний, туберкулеза и рака. Полимерные аналоги адамантана запатентованы в качестве противовирусных препаратов, активных против ВИЧ. В настоящее время не менее семи лекарственных препаратов на основе адамантан-содержащих соединений имеют клиническое применение и несколько десятков проходят клинические испытания [1]. При этом активно осуществляется синтез новых адамантан-содержащих соединений, которые потенциально также обладают упомянутыми свойствами. Такие молекулы, как правило, имеют сложное пространственное строение, могут обладать несколькими эквивалентными или неэквивалентными равновесными конфигурациями, которые, при этом могут иметь различные степени биологической активности.

В данной работе исследованы структурные, спектральные, энергетические и некоторые биологические характеристики шести адамантан-содержащих соединений: 3-(адамантан-1-ил)-4-этил-1-[(4-фенилпиперазин-1-ил)метил]-1H-1,2,4-триазол-5(4H)тиона (рис. 1), 3-(адамантан-1-ил)-1-[(4-бензилпиперазин-1-ил)метил]-4-фенил-1*H*-1,2,4-триазол-5(4*H*)-тиона, этил-4{[3-(адамантан-1-ил)-4-фенил-5-сульфанилиден-4,5дигидро-1*H*-1,2,4-триазол-1ил]метил}пиперазин-1-карбоксилата, 3-(адамантан-1-)-4фенил-1-[(4-фенилпиперазин-1-ил) метил]-1*H*-1,2,4-триазол-5(4*H*)-тиона, N'-*N*′-(адамантан-2-илиден) (адамантан-2-илиден) бензогидразида И тиофен-2карбогидразида.



Рис. 1. Строение и электрический дипольный момент 3-(адамантан-1-ил)-4-этил-1-[(4-фенилпиперазин-1-ил)метил]-1*H*-1,2,4-триазол-5(4*H*)-тиона

Спектры ИК-поглощения для кристаллических образцов исследуемых адамантансодержащих соединений зарегистрированы в режиме отражения в диапазоне 4000–650 см<sup>-1</sup>. Спектры КР измерялись также для кристаллических образцов в области 4000–150 см<sup>-1</sup>. Электронные спектры поглощения растворов исследуемых соединений в этаноле были зарегистрированы в диапазоне 450–200 нм. Оптимизация равновесных структур, расчёты собственных частот колебаний в гармоническом приближении, а также интенсивностей в ИК и КР спектрах выполнялись в рамках формализма теории функционала плотности с использованием базиса сс-рVDZ и гибридного обменно-корреляционного функционала B3LYP. Вычисление характеристик возбуждённых электронных состояний осуществлялось в неэмпирическом многоопорном методе теории возмущений (Multi-Reference Perturbation Theory).

На основе расчётов найдены конформеры исследуемых соединений, определены вклады отдельных конформеров в формирование спектров. Далее для всех соединений осуществлена полная интерпретация колебательных ИК, КР спектров и спектров электронного поглощения, определены характеристики нижних синглетных и триплетных состояний. Показано, что для всех исследуемых соединений вероятен внутримолекулярный перенос заряда.

Определение структуры соединений позволило предсказать их индексы биологической активности, т. е. вероятностей наличия биологических активностей определенного вида. Установлено, что исследуемые соединения обладают высокими степенями биологических активностей, что позволяет предположить о возможности использования рассматриваемых соединений в качестве перспективных объектов для создания новых лекарственных препаратов.

 Ali Mansoori, G. Diamondoid Molecules. / G. Ali Mansoori, P.L.B. de Aroujo, E.S. de Aroujo. // World Sci Pub Co, Hackensack, NJ. – 2012. UDC 535.37

Yousef Ajeeb<sup>1,2</sup>, Tatiana Karlovich<sup>2</sup>, Vadim Savva<sup>3</sup>, Mikalai Kruk<sup>2</sup>, WimDehaen<sup>4</sup>, Wouter Maes<sup>5</sup>

#### TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE CORROLE TAUTOMERIZATION RATE

<sup>1</sup>Art, Sciences & Technology University in Lebanon, PO Box 14-695 Beirut, Lebanon youssef.ajeeb@aul.edu.lb

<sup>2</sup> Belarusian State Technological University, Sverdlova Str, 13a, 220006 Minsk, Belarus <u>krukmikalai@yahoo.com, tbkar@mail.ru</u>

<sup>3</sup> B.I. Stepanov Institute of Physics of Natl. Acad. Sci., Nezavisimosti Ave., 68, 220072 Minsk, Belarus

<u>v.savva@dragon.bas-net.by</u> <sup>4</sup> Katholieke Universiteit Leuven, B-3001 Leuven, Belgium <u>wim.dehaen@kuleuven.be</u> <sup>5</sup> Insitute for Materials Research, Hasselt University, B-3590Diepenbeek, Belgium <u>wouter.maes@uhasselt.be</u>

The family of tetrapyrrolic macrocycles has a group of contracted compounds called corroles having the direct pyrrole–pyrrole linkage. The free base corrole molecules show pronounced nonplanar distortions due to sterical hindrances imposed by three protons in the macrocycle core. Along with the radiative deactivation of the lowest singlet  $S_1$  state and intersystem  $S_1$ - $T_1$  crossing, the NH tautomerization was found to be one of the channels of the excitation energy deactivation in the free base corrole [1]. The NH tautomerization was concluded to be associated with overcoming the potential barrier, therefore according to the Arrhenius equation a decrease/increase in temperature ultimately leads to a decrease/increase in the tautomerization rate. As a result, the stabilization of the short wavelength NH tautomer T2 takes place at low temperatures, whereas both T1 and T2 tautomers are about equally populated at room temperatures [1].

The direct determination of the NH tautomerization rate and elucidation of its pathway(s) is quite complicated task. At the same time there are several indirect data allowing shedding light on the NH tautomerization features. The most interesting one among them is the temperature dependence of the NH tautomerization rate. In this work to describe the NH tautomerization in the free base corroles the energy level balance equations system is developed where each of two NH tautomers was represented with three energy levels with implementing of the experimental data sets on the temperature dependence of the tautomerization rate. Since the difference in the energy barriers for the T1 to T2 tautomerization and back is as small as  $33 \text{ cm}^{-1}$ , the ground state populations of two NH tautomers are expected to be equal. For the simplicity of description of the lowest singlet excited states depopulation the total rate of radiative and nonradiative transitions leading to the population of the ground electronic state S<sub>0</sub> is accounted. For the T2 tautomer this rate is described by rate constant  $k_{21}$  and for the T1 tautomer by the rate constant  $k_{34}$ . The rate of the T2 to T1 tautomerization in the lowest singlet state is defined by constant  $k_{25}(T)$ , with the temperature dependence is determined by Arrhenius equation:

$$k_{25}(T) = k_{25}^0 \exp(-E_a / RT), \qquad (1)$$

where  $E_a$  - activation energy, R - universal gas constant,  $k_{25}^0$  - constant which can be approximated from experimental data. The back T1 to T2tautomerization in the lowest singlet electronic state is prohibited due to the energy difference reason. The rate constant of the T2 to T1 tautomerization in the T<sub>1</sub> state is designated as  $k_{36}(T)$  and the back T1 to T2 tautomerization was not considered due to the energy level positioning.

It is supposed that system is excited by the short pulse at the wavelength where two tautomers absorb equally. As a result an equal population for each of the S<sub>1</sub>states of both tautomers T1and T2 is achieved. In this way the initial populations  $p_2(t=0)$  and  $p_5(t=0)$  are equal to 0.5. The system of balance equations for the level populations corresponding to the diagonal elements of the density matrix has the form:

$$\begin{aligned} \partial p_{1} / \partial t &= k_{21} p_{2} + k_{31} p_{3}, \\ \partial p_{2} / \partial t &= -k_{2} p_{2}, \\ \partial p_{3} / \partial t &= -k_{3} p_{3} + k_{23} p_{2}, \\ \partial p_{4} / \partial t &= k_{54} p_{5} + k_{64} p_{6}, \\ \partial p_{5} / \partial t &= -k_{5} p_{5} + k_{25} (T) p_{2}, \\ \partial p_{6} / \partial t &= -k_{64} p_{6} + k_{36} (T) p_{3} + k_{56} p_{5}, \end{aligned}$$

$$(2)$$

where the following designations for the rates are introduced:

$$k_2 = k_{21} + k_{23} + k_{25}(T), k_3 = k_{31} + k_{36}(T), k_5 = k_{56} + k_{54}.$$
 (3)

The system of equations (2) is solved both analytically and numerically. Fluorescence quantum yield of the tautomer T1 was found to be defined by the ratio  $k_{54}/(k_{54}+k_{56})$  and does not change with the temperature change, whereas that of the T2tautomer is determined by the ratio  $k_{21}/(k_{21}+k_{23}+k_{25}(T))$ . As a result, it was found that despite the pronounced temperature dependence for the experimental parameters alone, the total fluorescence intensity demonstrates a weak dependence on temperature. The final expression for the total fluorescence intensity  $I_{\Sigma}$  has the form:

$$I_{\Sigma} = \frac{k_{54}}{2(k_{54} + k_{56})} \left( 1 + \frac{k_{25}(T)}{k_2} \right) + \frac{k_{21}}{2(k_{21} + k_{23} + k_{25}(T))} \frac{(k_{21} + k_{23})}{k_2}.$$
 (4)

In summary, the experimental data, consisting of the total fluorescence spectra intensities and fluorescence quantum yields measured in the temperature range from 265 to 338 K are satisfactory reproduced with the theoretical solution of the above described system of equations. The theoretical temperature dependence of the NH tautomerization rate in the lowest excited singlet state fits the experimental one. The probability of the tautomerization in the lowest triplet state is defined.

[1] Kruk, Mikalai M., Unraveling the Fluorescence Features of Individual Corrole NH Tautomers / M. Kruk, T. H. Ngo, P. Verstappen, A. S. Starukhin, J. Hofkens, W. Dehaen and W. Maes // Journal of Physical Chemistry, A. - 2012. - V. 116. - P. 10695 – 10703. УДК 535.37+539.19

Е.С. Люлькович<sup>1</sup>, С.Г. Пуховская<sup>2</sup>, Ю.Б. Иванова<sup>3</sup>, А.Б. Крылов<sup>1</sup>, А.С. Семейкин<sup>2</sup>, Н.Н. Крук<sup>1\*</sup>

### АТРОПОИЗОМЕРИЯ 5,10,15,20-ТЕТРАКИС-(3-*N*-МЕТИЛПИРИДИЛ)-ПОРФИРИНА

<sup>1</sup> Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова, 13а, 220006 Минск, Беларусь <u>krukmikalai@yahoo.com; lisa.lulkovich@gmail.com</u>
<sup>2</sup> Ивановский государственный химико-технологический университет, пр-т Ф. Энгельса, 7, 153000 Иваново, Российская Федерация <u>svetlana.puhovskaya@mail.ru; semeikin@isuct.ru</u>
<sup>3</sup> Институт химии растворов имени Г.А. Крестова Российской академии наук, ул. Академическая, 1, 153045 Иваново, Российская Федерация <u>ijiv@yandex.ru</u>

В основе научного подхода к разработке материалов нового поколения с заданными физико-химическими свойствами и возможностью управления ими лежит глубокое понимание механизмов взаимосвязи "структура-свойство" между строением вещества и его определенными характеристиками [1]. Мощный импульс изучению данной взаимосвязи в тетрапиррольных соединениях в начале 90-х гг. прошлого века придала концепция формирования неплоских конформеров и молекулярной подвижности тетрапиррольного макроцикла [2-3], который до этого как правило рассматривался как статичная планарная система в силу ароматичности его  $\pi$ -сопряженной электронной системы. Вместе с тем, даже если собственно тетрапиррольный хромофор не обнаруживает конформационную динамику, его периферические заместители, которые не вовлечены непосредственно в формирование оптических переходов, могут существенно влиять на его спектрально-люминесцентные и фотофизические характеристики.

Молекулы орто-, мета- и пара-метилзамещенного производных 5,10,15,20тетрапиридилпорфирина обладают выраженным фотоцитотоксическим эффектом и активно исследуются с целью дальнейшего применения для инактивации бактерий и литературных спектрально-люминесцентным вирусов [4]. Для данных по характеристикам свободного основания мета-метилзамещенного производного 5,10,15,20-тетрапиридилпорфирина (далее в тексте – H<sub>2</sub>T(3-N-МПир)П) характерен большой разброс измеренных положений максимумов полос поглощения и люминесценции, и их относительных интенсивностей, в отличие от таковых для ортои пара-метилзамещенных производных, изучавшихся в тех же работах [5,6]. Нами было предположено, что наиболее вероятной причиной этого является гетерогенность растворов, обусловленная формированием нескольких нестационарных атропоизомеров, различающихся положением метильной группы относительно средней плоскости макроцикла порфирина. С целью проверки гипотезы в настоящей работе детально изучены спектральные характеристики молекул H<sub>2</sub>T(3-N-MПир)П в водном растворе с использованием методов абсорбционной и люминесцентной спектроскопии. В результате исследования впервые установлено, что явление атропоизомерии свойственно всем 5,10,15,20-тетраарилпорфиринам, арильные фрагменты которых имеют асимметрию относительно оси, проходящей через связь C<sub>m</sub>-C<sub>1</sub>, вне зависимости от наличия стерических взаимодействий с тетрапиррольным макроциклом.

Обнаружена и изучена временная эволюция электронных спектров поглощения 5,10,15,20-тетра-(3-N-метилпиридил)-порфирина, обусловленная наличием нескольких атропоизомеров в растворе и отражающая процесс установления их равновесного распределения. Впервые описаны нестационарные атропоизомеры, поскольку у *мета*-замещённых арильных фрагментов отсутствуют стерические препятствия для вращения.

Полученные результаты представляют значительный интерес при создании на базе арилзамещённых порфиринов супрамолекулярных систем с заданными спектрально-люминесцентными свойствами и разработке способов управления этими свойствами. Следует отметить, что результаты существенны и для применения арилзамещённых тетрапиррольных фотосенсибилизаторов в фотодинамической терапии.

С точки зрения молекулярной электроники исследованное соединение представляет собой прототип оптического молекулярного логического элемента, в котором ориентация каждого из арильных фрагментов может быть рассмотрена как логический «0» или «1». Соответственно, имея возможность стабилизировать определенное положение каждого из арильных заместителей молекулы, можно выполнять с помощью такого элемента логические операции и/либо хранение 4-х битной строки данных.

- [1] Steed, J. W. Supramolecular chemistry. J. W. Steed, J. L. Atwood / John Wiley & Sons, Ltd, Chichester. 2000. P. 480.
- [2] Senge, M. O. The conformation flexibility of tetrapyrroles current model studies and photobiological relevance / M. O. Senge // J. Photochem. Photobiol. B: Biol. – 1992. – Vol. 16, №1. – P. 3-36.
- [3] Shelnutt, J. A. Nonplanar porphyrins and their significance in proteins / J. A. Shelnutt [et al.] // Chem. Soc. Rev. 1998. Vol. 27, №1. P. 31-41.
- [4] Angeli, N. G. Meso-substituted cationic porphyrins of biological interest. Photophysical and physicochemical properties in solution and bound to liposomes / N. G. Angeli, M. G Lagorio, E. A. San Roman, L. E. Dicelio // Photochem. and Photobiol. – 2000. – Vol. 72, № 1. – P. 49-56.
- [5] Vergeldt, F. J. Intramolecular interactions in the ground and excited states of tetrakis(N-methylpyridyl)porphyrins / F. J. Vergeldt [et al.] // J. Phys. Chem. 1995. Vol. 99, №13. P. 4397-4405.
- [6] Kalyanasundaram, K. Photochemistry of water-soluble porphyrins: comparative study of isomeric tetrapyridyl- tetrakis(N-methylpyridiniumyl) porphyrins / K. Kalyanasundaram // J. Phys. Chem. – 1984. – Vol. 23, № 16. – P. 2453-2459.

UDC 537.35

Dmitry Klenitsky<sup>1</sup>, Mikalai Kruk<sup>1</sup>, Wouter Maes<sup>2</sup>

## MACROCYCLE STRUCTURE IN PERIPHERICALY CROWDED FREE BASE CORROLES

<sup>1</sup> Belarusian State Technological University, Sverdlova Str, 13a, 220006 Minsk, Belarus <u>krukmikalai@yahoo.com, klen@belstu.by</u> <sup>2</sup> Insitute for Materials Research, Hasselt University, B-3590 Diepenbeek, Belgium wouter.maes@uhasselt.be

Corroles is known to be the specific family of tetrapyrrolic compounds with contracted macrocycles due to direct  $C_a$ - $C_a$  linkage between two adjacent pyrrole rings. Macrocycle contraction leads to the bond alternation changes which, in turn, lead to the formation of the free base with three pyrrole and one pyrrolenene rings. Third proton brings additional sterical hindrance in the macrocycle core. As a result, the pyrrole rings tend to adopt alternate up and down positions relative to the core plane. Due to these factors the macrocycle of free base corroles reveals the pronounced nonplanar distortions.

The molecular conformation of the corrole macrocycle depends also on the type of peripheral substituents and the macrocycle substitution architecture. Introducing the numerous and bulky groups at the macrocycle periphery brings additional driving force for the macrocycle distortions. It is of interest to establish the interplay between these two opposed sterical constraints and elucidate the molecular conformations of such peripherically crowded corroles. In this work we are analyzing the molecular conformation of undecasubstituted 5,10,15-tris-penta-fluorophenyl-2,3,7,8,12,13,17,18-octa-bromo-corrole (A<sub>3</sub>C<sub>8</sub>-corrole) and to identifying its structural features in comparison with trisubstituted 5,10,15-tris-phenyl-15-2,6-dichloropyrimidinyl-corrole (AB<sub>2</sub>-corrole) and tetrasubstituted 5,10,15-tris-phenyl-18-nitrocorrole (A<sub>3</sub>C<sub>1</sub>-corrole). The detailed structural analysis was carried out for the long-wavelength NH tautomers T1 of the above compounds. The geometry of molecules was calculated by quantum chemical methods (AB<sub>2</sub>-corrole, A<sub>3</sub>C<sub>8</sub>-corrole) and/or obtained from X-ray diffraction data (A<sub>3</sub>C<sub>8</sub>-corrole, A<sub>3</sub>C<sub>1</sub>-corrole).

In the tetrasubstituted  $A_3C_1$ -corrole the three pyrrole rings (*A*, *C* and *D*, counted clockwise) are tilted to one direction, and that of ring *B* - to the other. In this case, the nitrogen atoms of the rings *A* and *D* are on the same side of the mean plane of the macrocycle, and the nitrogen atoms of the pyrrole rings *B* and *C* are on the other. Such a pattern is characteristic of an asymmetric wave-type distorted conformer [1]. The direction of wave-like distortion passes through the pyrrole rings *B* and *D*. For the trisubstituted AB<sub>2</sub>-corrole the tilting pattern has the same features.

The deviations from the mean macrocycle plane for undecasubstituted  $A_3C_8$ -corrole differs significantly from the previous two cases. The diametral pairs of pyrrole rings (*A*, *C*) and (*B*, *D*) are inclined in opposite directions relative to the mean plane. The nitrogen atoms of the pyrrole rings in these pairs are located on different sides of the mean plane at various distances from it. Such a pattern should be attributed to a conformer with an asymmetric saddle-like type of macrocycle distortion. Asymmetry reveals itself in different angles of the pyrrole rings tilt. Thus, the introduction of bulk bromine atoms into 2,3,7,8,12,13,17 and 18

positions of pyrrole rings in the presence of three pentafluorophenyl groups leads to a strong steric interaction between Br atoms and *ortho*-fluorines, which leads to the formation of saddle-type conformer.

Nonplanar distortions degree for the corrole macrocycle has been determined with the  $\Delta 23$  parameter, which is the average least-square deviation from the mean macrocycle plane per one macrocycle atom. The wave-like AB<sub>2</sub> and A<sub>3</sub>C<sub>1</sub> corroles have similar values of parameter  $\Delta 23$  equal to 0.200 and 0.215 Å, respectively. The undecasubstitution induces substantial increase in the amplitude of atom deviation from the mean plane. The value of the parameter  $\Delta 23$  increases more than twice and is 0.503 Å for saddle-like A<sub>3</sub>C<sub>8</sub>-corrole. Thus, macrocycles of the free base corroles, in which the only reason for the formation of a nonplanar conformer is the steric interactions of three protons in the macrocycle core, are characterized by a moderate value of the  $\Delta 23$  parameter and demonstrate the wave-like type of nonplanar distortion. Additional steric interactions at the periphery of the fully substituted macrocycle (i.e., undecasubstituted) of the free base corroles lead to a change in the type of nonplanar distortions to the saddling, which is characterized by a significantly larger value of  $\Delta 23$ . Upon transition from the wave- to saddle-like conformer, the dihedral angles characterizing the pyramidalization of the nitrogen atoms of the pyrrole rings remain practically unchanged. One can suggest that these values are characteristic for any conformation of the macrocycle of the free base corroles. Data for the geometry optimization of model compounds, where the magnitude of steric interactions was modulated via the substitution of multiple methyl groups, support this suggestion.

In summary, the analysis of the structure of tetrapyrrolic macrocycle of free base corroles, which differ in the peripheral substitution type, has been carried out. It has been found that tri- and tetrasubstituted corrole derivatives reveal the wave-type nonplanar distortions, whereas undecasubstituted (in the meso-positions and all the pyrrole rings) derivative has saddle-type distorted macrocycle. The degree of nonplanar distortions of corroles macrocycle has been determined with the  $\Delta 23$  parameter, which is the average leastsquare deviation from the mean macrocycle plane C7 per one macrocycle atom. While the triand tetrasubstituted corrole derivatives with anyl substituents in the meso-positions reveal similar moderate  $\Delta 23$  values, the undecasubstitution induces substantial increase in the amplitude of atoms deviation from the mean plane. Strong steric interaction between peripheral substituents leads to the pyrrole rings A, B and C are substantially tilted relative to the mean macrocycle plane 7C. These differences indicate that tetrapyrrolic macrocycle of the free base corroles has wave-like conformation in the absence of steric interactions with peripheral substituents, which holds upon weak steric interactions. When the eight bulky substituents introduced the conformational transition from the wave- to saddle-type distorted conformer takes place as a result of the enhancement of steric interactions in the peripherically crowded derivatives.

Beenken, W. J. D. Molecular Structures and Absorption Spectra Assignment of Corrole NH Tautomers / W. J. D. Beenken, M. Presselt, T. H. Ngo, W. Dehaen, W. Maes and M. M. Kruk // J. Phys. Chem., A. – 2014. - Vol. 118, № 5. - P. 862 - 871.

УДК 539.122.04:614.8.086.52 <sup>1</sup>К. О. Макаревич, <sup>2</sup>В. Ф. Миненко, <sup>3</sup>С. А. Кутень

# К ВОПРОСУ ОЦЕНКИ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ ПРИ РЕНТГЕНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь <sup>1</sup><u>makarevich@inp.bsu.by</u>

<sup>2</sup><u>vminenko@list.ru</u> <sup>3</sup><u>kut@inp.bsu.by</u>

В качестве референтной величины для диагностической радиографии рекомендуется использовать величину входной дозы на один снимок. Однако на практике для сравнения относительных доз, получаемых в различных диагностических исследованиях, при использовании сходных технологий и процедур в различных больницах и странах, а также при использовании различных технологий для одного и того же медицинского обследования используется эффективная доза [1].

Для определения величины эффективной дозы необходимо знать распределение поглощенной энергии в органах и тканях организма пациента. Данное распределение можно достаточно точно оценить расчетным путем, используя компьютерную модель тела пациента и моделируя транспорт рентгеновского излучения внутри фантома с помощью метода Монте-Карло [2].

Однако в связи с тем, что величина эффективной дозы является лишь рекомендуемой для сравнения, то нет необходимости оценивать ее значение с большой степенью точности. Таким образом, можно не использовать полностью фантом тела человека для моделирования транспорта рентгеновского излучения в нем, а ограничиться лишь геометрической областью, в которой располагаются критические органы, попавшие в прямое поле облучения, а также в область рассеянного излучения.

Вторая причина, по которой следует ограничивать размеры рассматриваемого объема тела, заключается в том, что процесс моделирования транспорта рентгеновского излучения в областях, расположенных на больших расстояниях вне прямого поля облучения занимает длительное компьютерное время и сопровождается большими статистическими ошибками счета.

Таким образом, при расчете эффективной дозы допустимо ограничиться лишь учетом тех органов и тканей, величина поглощенной энергии в которых составляет не менее 1% от максимального значения. Данное упрощение существенно не изменит оцениваемую величину эффективной дозы, но сократит время вычислений с приемлемой точностью расчета метода Монте-Карло.

Для решения поставленной задачи проведено моделирование транспорта рентгеновского излучения в водном фантоме, который представляет собой прямоугольный параллелепипед с геометрическими размерами, равными 178 см×54 см×27 см, что соответствует максимальным размерам референтных фантомов, рекомендованных МКРЗ для дозиметрических расчетов [3].

Для поля облучения размером 10 см × 10 см и расстояния «источник-пленка» 100 см был рассчитан профиль поглощенной энергии во фронтальной плоскости

водного фантома. Моделирование проводилось для следующих характеристик источника рентгеновского излучения: анодное напряжение 80 кВ, толщина алюминиевого фильтра 0 мм, пульсации анодного напряжения 0%. Перпендикулярно оси пучка располагался ряд сферических детекторов, внутри которых рассчитывалось значение поглощенной энергии в воде.

На рисунке 1 приведен профиль поглощенной энергии в водном фантоме на глубине 13,5 см от поверхности. Размеры фактического поля облучения определяются по 50% уровню от значения дозы на оси пучка. Вид профиля распределения поглощенной энергии формируется суммарным вкладом прямых и рассеянных квантов рентгеновского излучения в конкретном слое среды.



Рисунок 1 – Профиль поглощенной энергии в водном фантоме

Согласно результатам моделирования для слоя среды в середине фантома область, в которой значения поглощенной энергии составляют не менее 1% от максимального значения, находится на расстоянии до 15 см от края поля. Погрешность метода Монте-Карло при этом не превышает 10%.

Таким образом, при моделировании процедур облучения с использованием воксельных фантомов МКРЗ во внимание будут приниматься только те органы и ткани, которые непосредственно попадают в поле облучения вместе с геометрической областью размером 15 см от каждого края поля.

- [1] Радиационная защита в медицине. Публикация 105 МКРЗ. / под ред. Д. Валентина // С. Петербург. 2011. 66 с.
- [2] Макаревич К.О. Монте-Карло моделирование рентгенологической процедуры для оценки доз облучения пациентов. / К. О. Макаревич, В. Ф. Миненко, А. А. Хрущинский // Вестник Университета гражданской защиты МЧС Беларуси. – 2017. – Т. 1, № 3 – 306-313 с.
- [3] Adult Reference Computational Phantoms. ICRP Publication 110. // Ann. ICRP. International Commission on radiological Protection. 2009. 165 p.

#### УДК 535.33

#### Н. В. Белько, Г.А. Гусаков, М. П. Самцов, Е. С. Воропай

## НАНОСТРУКТУРИРОВАННАЯ ФОРМА НОВОГО ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ: СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА И МОРФОЛОГИЯ

Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, ул. Курчатова, 7, 220045 Минск, Беларусь <u>samtsov@bsu.by</u>

Наноструктурированные объекты на основе цианиновых красителей перспективны для применений в нанофотонике, солнечной энергетике, медицине и других областях благодаря своим спектральным и оптоэлектронным свойствам [1-4].

Для нового индотрикарбоцианинового красителя, синтезированного в Институте прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, обнаружено образование наноструктурированных объектов посредством самоорганизации в водно-этанольных растворах [5].

Индотрикарбоцианиновый краситель нерастворим в воде, но растворим в этаноле. Его молярная масса составляет 765,5 г/моль. Наноструктуры красителя приготавливали с помощью метода перекристаллизации [6]. Для этого исходный концентрированный раствор красителя в этаноле добавляли в воду. Постепенное изменение цвета раствора с одновременным образованием взвеси свидетельствовало о самоорганизации молекул в наноструктуры.

Оптические свойства наностуктурированной формы красителя исследованы с помощью абсорбционной спектроскопии. При концентрации красителя более 2 мкМ после введения этанольного раствора красителя в воду в спектре возникает узкая полоса поглощения на 514 нм, соответствующая наноструктурам (Рисунок 1а). Со временем оптическая плотность в этой полосе возрастает, а поглощение в широкой полосе, соответствующей мономерам и димерам красителя, уменьшается. Ширина коротковолновой полосы поглощения составляет всего 21 нм. Люминесценция, соответствующая центрам с максимумом поглощения на 514 нм, не наблюдается. Указанные особенности позволяют утверждать, что наноструктуры представляют собой Н\*-агрегаты индотрикарбоцианинового красителя [7].

В спектре поглощения слоя красителя на подложке также присутствует полоса Н\*-агрегатов. Следовательно, перенесение наноструктур красителя на подложку без их разрушения оказывается возможным. Полоса поглощения наноструктур имеет выраженное длинноволновое плечо. Из анализа спектров возбуждения люминесценции и поглощения следует, что при возбуждении в максимуме полосы свечение отсутствует, как и в растворе. В то же время, центры, поглощающие в длинноволновом плече полосы, обладают слабой люминесценцией. Таким образом, максимум и плечо данной полосы соответствуют разным типам поглощающих центров.

Морфологию наноструктурированной формы индотрикарбоцианинового красителя исследовали с помощью атомно-силовой микроскопии. Были обнаружены два типа наноструктур: стрежнеобразные объекты, а также наночастицы неправильной

321

формы (Рисунок 1б). Стержнеобразные объекты имеют длину несколько микрометров и высоту порядка 10 нанометров. Наночастицы имеют характерные размеры несколько нанометров.



Рисунок 1. а) Изменение спектра поглощения индотрикарбоцианинового красителя в водно-этанольном растворе в течение 90 минут после приготовления; б) Изображение наноструктур индотрикарбоцианинового красителя в атомно-силовом микроскопе

Таким образом, с помощью абсорбционной спектроскопии и атомно-силовой микроскопии показано, что в водно-этанольных растворах индотрикарбоцианиновый краситель посредством самоорганизации образует наноструктуры, представляющие собой Н\*-агрегаты.

- [1] Photoinitiated growth of sub-7 nm silver nanowires within a chemically active organic nanotubular template / D.M. Eisele [et al.] // J. Am. Chem. Soc. 2010. Vol. 132, № 7. P. 2104-2105.
- [2] Nanohybrids from nanotubular J-aggregates and transparent silica nanoshells / Y. Qiao [et al.] // Chem. Commun. 2015. Vol. 51, № 60. 11980-11982.
- [3] A high-efficiency cyanine dye for dye-sensitized solar cells / X. Ma [et al.] // Tetrahedron. - 2008. - Vol. 64, № 2. - P. 345-350.
- [4] Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics / A.A. Lugovski [et al.] // J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 2016. Vol. 316. P. 31-36.
- [5] Morphology and Optical Properties of Self-Assembled Nanostructures of a Novel Indotricarbocyanine Dye / N.V. Belko [et al.] // Журнал прикладной спектроскопии. – 2016. – Т. 83, № 6-16. – С. 458-459.
- [6] A novel preparation method of organic microcrystals / H. Kasai [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 31, № 8A. – P. L1132-1134.
- [7] Herz A.H. Aggregation of sensitizing dyes in solution and their adsorption onto silver halides / A.H. Herz // Adv. in Colloid and Interface Sciences. – 1977. – Vol. 8, № 4. –P. 237-298.

УДК 535.37:535.36

А. Н. Собчук<sup>1</sup>, Н. А. Немкович<sup>1</sup>, Ю. В. Крученок<sup>1</sup>, Ю. Г. Шанько<sup>2</sup>, А. И. Чухонский<sup>2</sup>

#### ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АДЕНОМЫ ГИПОФИЗА

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь sobchuk@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Республиканский научно-практический центр неврологии и нейрохирургии, ул. Ф. Скорины, 24, 220114 Минск, Беларусь

Несмотря на все достижения в области химиотерапии, фотодинамической терапии и томографии экспресс-диагностика во время оперативного вмешательства у пациентов с опухолевыми тканями остается актуальным вопросом. Выполнение рутинных методов патолого-анатомической диагностики требует существенных временных и затрат. Поэтому, существует необходимость экономических В быстрой диагностике опухолей интраоперационной с минимальными временными и финансовыми затратами. Наиболее перспективным направлением в решении этой задачи в настоящий момент считается использование оптических методов. Известно, что в тканях человека присутствуют биомолекулы, которые хорошо флуоресцируют (аутофлуоресценция) в ультрафиолетовой, видимой и ближней ИК области длин волн. Эти биомолекулы (триптофан, тирозин, NADH, FAD, липофусцины, коллаген и др.) непосредственно вовлечены в метаболические и функциональные процессы клеток. Характеристики аутофлуоресценции этих флуорофоров зависят от концентрации ионов, их распределения в тканях, свойств микроокружения и других факторов. Возникновение патологического процесса затрагивает гистологические И гистохимические особенности тканей, и поэтому приводит к изменениям в параметрах аутофлуоресценции.

В данной работе измерения проводились на образцах здоровых и опухолевых тканей гипофиза, взятых после операции, проведенной в Республиканском научнопрактическом центре неврологии и нейрохирургии Минздрава РБ. Образцы тканей фиксировали 0,9 % физиологическим раствором и проводили их исследование в первые часы после забора. Наличие опухоли оценивалось макроскопически непосредственно после забора и микроскопически по результатам гистологического исследования. Исследованы 19 образцов тканей, из них 8 образцов аденомы гипофиза и 11 образцов здоровой ткани гипофиза.

Для каждого образца регистрировались кинетики затухания аутофлуоресценции на длинах волн: 380, 400, 420, 440, 460, 480, 500, 520, 540, 560, 580, 600 нм. Возбуждение аутофлуоресценции осуществлялось с помощью импульсного полупроводникового светодиода Horiba Picobrite PB-340 имеющего максимальную интенсивность излучения на длине волны 342 нм, длительность импульса по полуширине 500 пс, частоту повторения импульсов 10 МГц, среднею мощность излучения 1 мкВт. Для регистрации кинетик аутофлуоресценции использовалась

охлаждаемая высокоскоростная детекторная головка на основе ФЭУ Becker&Hickl PMC-100-4 (диапазон регистрации 185–820 нм, временное разрешение по полуширине импульса 180 пс) и модуль время-коррелированного счета фотонов Becker&Hickl SPC-130. Селекция длин волн регистрации производилась с помощью монохроматора SOLAR ML-44 (обратная спектральная дисперсии 18,7 нм/мм). Возбуждение и регистрация аутофлуоресценции осуществлялось через световод, который состоит из одного центрального оптоволокна диаметром 400 мкм для съема оптического сигнала от образца и шести оптоволокон такого же диаметра, расположенных вокруг центрального оптоволокна для подведения излучения от светодиода к образцу.

Проведенные исследования свидетельствуют, что кинетика затухания аутофлуоресценции тканей в спектральном диапазоне 380–600 нм не носит экспоненциального характера. Из представления кинетики затухания в виде суперпозиции экспонент следует, что вклад в аутофлуоресценцию вносят две субнаносекундные составляющие длительностью, соответственно, 0,39–0,53 и 1,9–2,5 нс и более медленная наносекундная компонента с временем затухания флуоресценции 6,9–8,2 нс.

Для построения диагностического алгоритма идентификации аденомы гипофиза использовался линейный дискриминантный анализ – статистический метод, который позволяет устанавливать различие между двумя или более группами объектов по нескольким независимым переменным. В данной работе в качестве дискриминантных переменных использовались средние длительности аутофлуоресценци <т> зарегистрированные в спектральном диапазоне 380–600 нм с шагом 20 нм. Расчеты проводились с помощью программного пакета статистического анализа SPSS 13.0. В таблице 1 приведены полученные результаты классификации образцов здоровых и опухолевых тканей гипофиза. В результате получена 100% точность определения.

			5		
	<b>Р</b> езультеть	Результаты	классификации с		
	гезультаты гистопатологического исследования образцов,	помощью дискриминантного анализа			
		Здоровая ткань,	Аденома гипофиза, кол-во		
		кол-во			
	кол-во ооразцов	образцов (%)	образцов (%)		
Здоровая	11	11 (1000/)	0 (0%)		
ткань	11	<b>II</b> (100%)			
Аденома	0	0 (00/)	<b>8</b> (100%)		
гипофиза	ð	<b>U</b> (0%)			

Таблица1 – Результаты классификации образцов здоровых и опухолевых тканей

Проведенные исследования показывают, что путем измерения кинетики аутофлуоресценции в различных спектральных областях можно проводить высокочувствительную идентификацию экспрессную аденом гипофиза И с вероятностью 100%. Можно ожидать, что при использовании подобной диагностики сократить временные удастся значительно И экономические затраты на патологоанатомическую диагностику опухолей. Дальнейшее улучшение метода может быть достигнуто при использовании длин волн возбуждения порядка 260 нм, что позволит дополнительно регистрировать аутофлуоресценцию УΦ тирозина и триптофана.
#### УДК 535.372+535.338.42

В. А. Толкачев<sup>1</sup>, А. П. Блохин<sup>1</sup>, В. А. Поведайло<sup>1</sup>, В. В. Шманай<sup>2</sup>, Д. Л. Яковлев<sup>1</sup>

# ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА И ПРОЦЕССЫ ТУШЕНИЯ КОМПЛЕКСОВ ОЛИГОНУКЛЕОТИД-ФЛУОРОФОР, КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ ЛИНКЕРОМ

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь <sup>2</sup>Институт физико-органической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072 Минск, Беларусь

# Poved@dragon.bas-net.by

В работе изучена вращательная динамика нежестких молекулярных комплексов олигонуклеотид-FAM (6-карбоксифлуоресцеин), ковалентно связанных посредством жесткого линкера, обеспечивающим необходимое пространственное расположение флуорофора относительно биомолекулы [1]. Одноцепочечный олигонуклеотид состоял из 26 оснований (5'-[FAM]ttctattcagctcaactacattttac-3'), модифицированных флуоресцентной меткой FAM по 5'-положению. Дуплекс II представлял собой олигонуклеотид I, гибридизованный с частично комплементарным олигонуклеотидом (5'-сgaacaaatgctgaatagaagagaggtgt-3'), при этом неспаренными оставались по 12 оснований с каждой из сторон.

Измерены зависимости анизотропии флуоресценции двух нуклеиновых кислот от отношения температуры к вязкости в трис-HCl буферных растворах с различной концентрацией глицерина. Для объяснения полученных экспериментальных данных разработана обобщенная диффузионная модель с внутренними вращениями, учитывающая инерционные эффекты. В этой модели, с учетом связи с моментами инерции коэффициентов диффузии для поворотов молекулярных комплексов в целом и внутреннего вращения, а также структурных данных, ориентации моментов переходов с поглощением и испусканием света, рассчитывалась кинетика деполяризации флуоресценции. Обнаружено, что экспериментальные данные в проведенной серии поляризационных экспериментов могут быть удовлетворительно объяснены в диффузионной модели вытянутого молекулярного волчка с внутренним вращением вокруг оси вдоль линии привязки линкера к соответствующему олигонуклеотиду. При этом найдено, что коэффициент внутренней вращательной диффузии во всех случаях в 1.5-2 раза выше соответствующего коэффициента для вращения вокруг длинной оси олигонуклеотида. Это свидетельствует о том, что основной вклад в процесс деполяризации дает внутренняя вращательная диффузия.

Выполнен эксперимент по бимолекулярному диффузионно-столкновительному тушению флуоресценции молекул 6-JOE (2',7'-диметокси-4',5'-дихлор-6-карбоксифлуоресцеина) с дезоксиаденозином (dA), дезоксицитидином (dC), дезоксигуанозином (dG), тимидином (dT) и дезоксиуридином (dU) [2]. Анализ механизма тушения проведен с использованием уравнений Штерна-Фольмера. Из пяти изученных на эффективность тушения дезоксинуклеозидов лишь одно соединение (dG) оказалось тушителем. Наблюдалась биэкспоненциальная кривая затухания флуоресценции для раствора 6-JOE с добавлением dG и моноэкспоненциальные зависимости для раствора 6-JOE без тушителя и при добавлении одного из дезоксинуклеозидов dA, dC, dT или dU. Результаты измерений зависимостей отношения  $\tau_0/\tau$  времён жизни возбужденного состояния без тушителя ( $\tau_0$ ) и при его наличии ( $\tau$ ) и соответствующих квантовых выходов  $\Phi_0/\Phi$  от концентрации [ $\Theta$ ] указывают на проявление смешанного динамического и статического тушения. Динамическая константа скорости тушения флуоресценции  $K_{dvn}$ =10.05±0.09  $M^1$ , статическая  $K_s$ =62.42±1.18  $M^1$ .

Зарегистрированы спектры поглощения и флуоресценции растворов олигонуклеотидов, меченых 5- и 6-FAM, а также 5- и 6-JOE со значением п, равным 2, 3, 4, 6, 8 и 10. Олигонуклеотиды имели состав 5'-A-(g)<sub>n</sub>(a)<sub>16-n</sub>-3', где А –краситель, п – количество нуклеиновых оснований. Спектры поглощения и флуоресценции 5-изомера обоих соединений смещены в низкочастотную область по отношению к спектрам 6-изомера. Для объяснения сдвига проведены квантово-химические расчеты с использованием программы *Gaussian* 09. Результаты расчета показывают, что для обоих соединений ксантеновый фрагмент  $\pi$ -системы сопряжения несет суммарный отрицательный заряд. Фталевый фрагмент 6-го изомера имеет бо́льшую величину заряда  $\pi$ -системы сопряжения по сравнению с 5-м изомером. Взаимодействие отрицательных зарядов двух систем сопряжения молекулы приводит к увеличению разности энергий *HOMO-LUMO* орбиталей ксантенового фрагмента флуорофора. Для 6-изомера эта величина смещения обоих соединений больше, нежели у 5-го, поэтому спектры поглощения и флуоресценции 5-го изомера смещены в низкочастотную область по отношению к спектрам 6-го изомера.

Наблюдается закономерное снижение квантовых выходов флуоресценции меченых олигонуклеотидов с гибким (6-Аминогексанол) и жестким (4-трансаминоциклогексанол) линкерами с увеличением количества последовательно расположенных гуанинов в олигонуклеотидах. Такой ход зависимости подтверждается квантово-химическими расчетами работы [3], в которой показано, что для систем G, GG, GGG потенциал ионизации понижается с увеличением количества гуанинов в последовательности.

Анализ экспериментальных данных показывает, что квантовые выходы флуоресценции красителей, ковалентно связанных с олигонуклеотидами жестким линкером, имеют большее значение по сравнению с гибким, а константы скорости переноса электрона, соответственно, ниже. Полученный результат свидетельствует о том, что в системах с гибким линкером тушение флуоресценции осуществляется преимущественно при ван-дер-ваальсовом контакте флуорофора с гуанином.

[1] Блохин А.П. Анизотропия испускания флуоресцеина ковалентно связанного с олигонулеотидами. / А.П. Блохин, М.В. Квач, В.А. Поведайло, В.В. Шманай, Д.Л. Яковлев // Журн. прикл. спектр. - 2017. - Т. 84. - С. 26.

[2] Поведайло В.А. Тушение флуоресценции карбоксифлуоресцеинов в составе ковалентных конъюгатов с олигонуклеотидами. / В.А. Поведайло, А. П. Ступак, Д. А. Цыбульский, В. В. Шманай, Д. Л. Яковлев // Журн. прикл. спектр. - 2017. - Т. 84. - С. 434.

[3] Yokojima S. Solvent effects on ionization potentials of guanine runs and chemically modified guanine in duplex DNA: effect of electrostatic interaction and its reduction due to solvent. / S. Yokojima, N. Yoshiki, W. Yonai, A. Okada // J. Phys. Chem. - 2009. - V. B113. - P. 16384.

УДК 573.6.086.83:579.66

A.A. Denisov<sup>1, 2</sup>, P.M. Bulai<sup>1</sup>, T.N. Pitlik<sup>1</sup>, P.G. Molchanov<sup>1</sup>, V.A. Kulchitsky<sup>2</sup>, S.N. Cherenkevich<sup>1</sup>

## MULTICHANNEL SYSTEM FOR RECORDING AND STIMULATION OF ELECTRICAL ACTIVITY OF NEURONS IN VITRO

 <sup>1</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus, Nezalezhnasti av., 4, 220030
 <sup>2</sup> Institute of Physiology NASB, Minsk, Belarus, Akademicheskaya st., 28, 220072 <u>an.denisov@gmail.com</u>

The problems of brain and underlying biological neural networks functioning attract scientific attention not only because of great fundamental importance, but also due to promising possibilities of biomedical applications. An ability to establish communications between cells by means of electrical pulses and to process information in large neuronal ensembles are unique properties of neural tissue. Therefore, development of highly specialized investigation methods is required in order to obtain knowledge about deep

mechanisms of neural ensembles functioning.

We have developed a set of techniques for neural network culturing on the surface of appropriately treated microelectrode sensor and constructed a system for multichannel recording and stimulation of neurons suitable for work with living cultured neural network and rat brain slices.

For interfacing with cultured neurons, the 64-channel microelectrode sensor of electrical activity has been designed. The sensor consists of planar glass base with transparent indium-tinoxide conducting tracks serving as electrodes. The electrodes are insulated photoresist by layer of or polydimethylsiloxane (PDMS). The openings in insulation layer form contact pads at the sensor's sides and working microelectrodes in the center (Figure 1a). Contact pads and traces can be observed in reflected light.

The chamber for neuronal culture solution has been developed on the basis of 3D printing techniques. The mold was printed from plastic by fused



Figure 1 – Working area of the sensor (a), microelectrode sensor with bonded culturing chamber (b)

deposition modeling and then PDMS chamber was casted. The sensor and chamber were exposed to oxygen RF-plasma and irreversibly bonded one to another (Figure 1b).

For recording of electrical activity of neurons, a specialized 64-channel amplifier has been developed. The base of the amplifier is a 32-channel integrated circuit RHD2132 (Intan Technologies, USA) with built-in analog to digital converter and digital serial interface. The digital interface of RHD2132 chips is connected to the computer via an input-output system based on field-programmable gate array chip. Basic recording and visualization operations are controlled by the open-source software.

We have also developed and tested an eight-channel computer-controlled optically isolated generator of stimulating current pulses. Dedicated single-board computer sets the amplitude and timing of stimuli which are formed by of electrical stimulator and applied to the electrodes of the array in order to evoke the activity of the neurons at the desired points.

The recording system with installed planar sensor and perfusion chamber is shown at Figure 2. Recording system has been tested in experiments with rat brain slices and cultured rat cortical neurons.

The system developed has modular design so that hardware and software components can easily be upgraded and scaled up, for example, neural spike detection software/firmware module can be added. Multichannel interfacing with neural ensembles opens possibilities for sophisticated experiments aiming investigation of learning processes in neural networks *in vitro*.

Utilization of 3D printing techniques for culture chamber development allows fast prototyping



Figure 2 – Recording system with sensor and culturing chamber installed

of different designs with different features and optimal gas diffusion condition. Neural culture requires appropriate concentrations of  $O_2$  for breathing and  $CO_2$  for pH control so that monitoring of these parameters is advantageous. Because sensor developed is transparent for visible and infrared light, miniature optical fluorescent sensors of dissolved gases (for example, on the basis of porphyrines or nanoparticles) can be embedded into chamber for noninvasive measurements.

Due to transparency of the sensor, other approaches for interfacing with neurons can be applied such as laser-induced stimulation of neurons and optical recording of neuronal activity. Overall proposed approach of compact and modular design gives opportunities for developing incubator-independent autonomous living neural network applications.

This work is supported by "Science around us" foundation (London).

#### УДК 544.52

С. В. Лепешкевич<sup>1</sup>, А. Ю. Панарин<sup>1</sup>, М. В. Пархоц<sup>1</sup>, А. Ф. Чайковский<sup>2</sup>, Б. М. Джагаров<sup>1</sup>

# ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ РАЗРЫВ СВЯЗИ Fe-O2 В ОКСИГЕМОГЛОБИНЕ: КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ДИССОЦИАЦИИ, ВОЗБУЖДЕННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ГЕМА, РЕЛАКСАЦИОННЫЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОБРАТНАЯ РЕАКЦИЯ АССОЦИАЦИИ КИСЛОРОДА

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

b.dzhagarov@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Обнаруженная в 1957 году реакция фотодиссоциации оксигемоглобина (HbO<sub>2</sub>) (разрыв связи гемовое железо – молекулярный кислород, Fe-O<sub>2</sub>) и по сей день остается предметом многочисленных исследований с привлечением различных теоретических и экспериментальных методов. Данная важнейшая физиологическая реакция может служить модельной для решения общей проблемы, связанной с установлением механизма взаимодействия биомакромолекул с лигандами, в том числе такими как O<sub>2</sub>, CO и NO.

Целью данной работы является изложение и обоснование механизма и динамики реакции фотодиссоциации оксигемоглобина. При изложении материала мы опираемся как на результаты многолетних исследований, выполненных в нашей лаборатории, так и на анализ литературных данных. Последние были подвергнуты детальному и критическому анализу, так как результаты и их интерпретация у различных авторов существенно отличаются. В данной работе представлены также новые результаты, полученные методом лазерного фотолиза при возбуждении оксигемоглобина в ближней ИК-области спектра (1060 нм), в которой наблюдается малоинтенсивное поглощение, обусловленное переходами в возбужденное электронное состояние перенос-зарядовой природы (СТ-состояние). При представлении доклада эти результаты будут рассмотрены детально.

После фотовозбуждения (рисунок,  $\lambda_{возб} = 530$  нм) молекула оксигемоглобина оказывается в  ${}^{1}S_{\pi\pi*}$ -состоянии. Время жизни этого состояния исключительно короткое ~50 фс. Столь короткое время вызвано эффективной интеркомбинационной конверсией  ${}^{1}S_{\pi\pi*} \rightarrow {}^{3}T_{\pi\pi*}$  (рисунок, процесс 2). Нельзя исключить также, что реализуется и  ${}^{1}S_{\pi\pi*} \rightarrow {}^{1}S_{0}$  внутренняя конверсия (процесс 1). Следует отметить, что фотодиссоциация в  ${}^{1}S_{\pi\pi*}$ -состоянии, а именно, реакция типа

$$HbO_2 (S=0) \rightarrow Hb(S=2) + O_2(S=1)$$

(в скобках указаны значения спинов для реагентов) запрещена по правилу Вигнера, определяющего величины спинов продуктов реакции. Напротив, оказавшись в <sup>3</sup>T<sub>лл\*</sub>состоянии молекула оксигемоглобина претерпевает диссоциацию, так как реакция разрешена по правилу Вигнера:

HbO<sub>2</sub> (S=1)  $\rightarrow$  Hb(S=2) + O<sub>2</sub>(S=1).



Рисунок. Схема энергетических уровней и внутригемовых релаксационных процессов

Время жизни триплетного <sup>3</sup> Т<sub>лл\*</sub>-состояния составляет ~ 300 фс. Первичный квантовый выход фотодиссоциации  $\gamma_0 = 0.23 \pm 0.03$ . Эта величина заметно меньше 1.0, что объясняется в общем случае конкуренцией с безызлучательными переходами 3 и 4 (рисунок). Однако, мы полагаем, что процесс 3 не реализуется, так как отсутствуют спектральные доказательства заселения СТ-состояния. Нам представляется, что основной канал дезактивации триплетного состояния – это процесс 4. Особое внимание в работе будет уделено описанию эксперимента с прямым фотовозбуждением в СТсостояние ( $\lambda_{\text{возб}} = 1060$  нм). Было показано, что при таком фотовозбуждении не наблюдается диссоциации молекулы кислорода от атома железа гема белка. У тех молекул оксигемоглобина, которые, избежав диссоциации, оказались в основном состоянии, наблюдается колебательная релаксация («остывание гема») длительностью 4 пс (рисунок, процесс 6). Необходимо указать, что в случае фотодиссоциации лишь меньшая часть образовавшихся свободных молекул О2 покидает белок (~10 %). Причиной этому служит геминальная рекомбинация (повторная ассоциация с железом гема молекулярного кислорода из внутренних областей белка). Кинетика этой реакции носит сложный неэкспоненциальный характер. Полагаем, что представленная нами картина внутригемового преобразования энергии возбуждения и диссоциации является непротиворечивой и обоснованной, и в настоящий момент наилучшим образом дает общую картину реакции фотоиндуцированного разрыва связи гемовое железо – молекулярный кислород в гемоглобине и последующих за этим событий.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ Республики Беларусь "Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.4.01" (2016–2020).

УДК 577.3.547.937

Т. С. Ананич<sup>1</sup>, Ю. В. Крученок<sup>1</sup>, В. М. Катаркевич<sup>1</sup>, В. В. Керопян<sup>2</sup>, В. Н. Кнюкшто<sup>1</sup>,
 И. А. Леусенко<sup>1</sup>, П. А. Мазманян<sup>2</sup>, Г. Г. Маргарян<sup>3</sup>, А. В. Микулич<sup>1</sup>, Л. Г. Плавская<sup>1</sup>,
 В. Ю. Плавский<sup>1</sup>, А. Н. Собчук<sup>1</sup>, А. И. Третьякова<sup>1</sup>

# НОВЫЕ ПОДХОДЫ К СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ ТЕХНОЛОГИЙ ФОТОТЕРАПИИ ЖЕЛТУХИ НОВОРОЖДЕННЫХ ДЕТЕЙ

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

<sup>2</sup> Научно-исследовательский центр охраны здоровья матери и ребенка, пр. Маштоца, 22, 0002 Ереван, Армения <u>pavelart@gmail.com</u>

<sup>3</sup>Детская университетская клиника "Мурацан", ул. Мурацани, 114 0075 Ереван, Армения

Фототерапия желтухи новорожденных детей – блестящий пример эффективного использования оптических технологий для снижения уровня билирубина в крови младенцев при синдроме гипербилирубинемии. Определяющую роль в данном процессе играют реакции фотоизомеризации пигмента – образование его структурных (люмирубин) и *цис-транс*-изомеров. Указанные фотопродукты, и прежде всего люмирубин, будучи более гидрофильными соединениями, чем нативный билирубин, характеризуются меньшей токсичностью и повышенной скоростью экскреции.

В настоящей работе рассматриваются новые возможности совершенствования технологий фототерапии неонатальной желтухи за счет оптимизации спектрального диапазона воздействующего излучения, а также подходы, направленные на снижение побочных неблагоприятных эффектов, вызванных сенсибилизирующим действием билирубина и его фотопродуктов. Данная проблема стала еще более актуальной в связи с применением для лечения гипербилирубинемии новорожденных светодиодных источников излучения, позволяющих варьировать в широком диапазоне не только интенсивность излучения, но и длину волны воздействующего излучения в пределах полосы поглощения пигмента (λ=400-530 нм).

Выполненные нами исследования показали, что эффективность фототерапии гипербилирубинемии новорожденных детей при использовании узкополосых светодиодных источников зависит не только от положения максимума спектра испускания светодиодов в пределах полосы поглощения билирубина, но и от ширины спектра воздействующего излучения. Расширение спектрального диапазона излучения за счет добавления к свету синего диапазона с  $\lambda_{max} \approx 462$  нм зеленой компоненты с  $\lambda_{max}$ ≈ 505 нм (в условиях одинаковой интегральной плотности мощности) приводит к повышению эффективности снижения уровня общего билирубина в крови новорожденных детей. Наблюдаемый эффект обусловлен гетерогенностью спектральных характеристик билирубина в условиях различного микроокружения, а также зависимостью оптимальной длины волны излучения для фотоизомеризации пигмента от глубины залегания кровеносных сосудов, являющихся местом протекания реакций фототрансформации билирубина. Кроме того, расширение спектрального

диапазона воздействующего излучения за счет добавления зеленой компоненты приводит к увеличению облучаемых объемов крови, в которых инициируются реакции фотоизомеризации с повышенным квантовым выходом люмирубина, лежащие в основе терапевтического действия света при лечении гипербилирубинемии. Другими словами, эффективная изомеризация молекул билирубина в кровеносных сосудах (капиллярах), локализованных на различной глубине от поверхности ткани (в диапазоне 0-2 мм), инициируется отличающимися длинами волн. Помимо названных обстоятельств, причинами повышения эффективности фототерапии при переходе от светодиодного источника с  $\lambda_{max} = 462$  нм к широкополосным источникам с  $\lambda_{max} = 462$  и 505 нм в условиях одинаковой суммарной интенсивности излучения может быть смещение под действием излучения зеленой области спектра динамического равновесия между равновесными концентрациями геометрических изомеров, обусловленное обратимостью процессов иис-транс-изомеризации И перекрытием спектров поглощения изомеров и нативного билирубина. Показано, что значительное влияние на выбор оптимального спектрального диапазона излучения при проведении фототерапии оказывает экранирующее действие билирубина, локализованного в клетках ткани, и характеризующегося повышенной фотоустойчивостью по сравнению с билирубинальбуминовым комплексом в растворе. Вследствие гетерогенности микроокружения молекул билирубина в клетках, его спектр поглощения и агрегатное состояние существенно отличаются от таковых для билирубина, связанного с альбумином крови. В отличие от билирубин-альбуминового комплекса флуоресценцию билирубина, локализованного в клетках, удается зарегистрировать лишь при 77 К.

Показано, что билирубин, а также его фотопродукты, локализованные в компартментах клеток, способны вызывать их фотосенсибилизированную гибель. О вкладе фотопродуктов билирубина в повреждение клеток свидетельствует отсутствие фотоцитотоксического эффекта на начальных стадиях дозовой зависимости. При более высоких дозовых нагрузках зависимость выживаемости клеток от времени облучения близка к экспоненциальной. Другая характерная особенность дозовых кривых выживаемости клеток – практически идентичный фотобиологический эффект излучения светодиодного источника с  $\lambda_{\text{макс}} = 465$  нм, соответствующего максимуму спектра поглощения билирубина в комплексе с альбумином, и излучения с  $\lambda_{\text{макс}} = 512$  нм, соответствующего длинноволновому склону указанного спектра.

Впервые установлено, что при близких длинах волн монохроматического лазерного излучения (458 или 514,5 нм) и излучения светодиодного источника (465 или 512 нм) фотоцитотоксический эффект в отношении клеток, окрашенных билирубином, значительно более выражен при воздействии немонохроматического излучения, что также подтверждает вклад фотопродуктов билирубина в эффекты сенсибилизации.

Исследовано также сенсибилизированное билирубином и его фотопродуктами повреждение мембран эритроцитов крови при их облучении в условиях in vitro. В качестве теста повреждающего действия света использован контроль выхода ионов калия и гемоглобина через поры в клеточной мембране. Показано, что данные компоненты эритроцитов по-разному реагируют на световое воздействие.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф17АРМ-028).

#### УДК 577.3.547.937

В. Ю. Плавский<sup>1</sup>, А. В. Микулич<sup>1</sup>, А. И. Третьякова<sup>1</sup>, И. А. Леусенко<sup>1</sup>, Л. Г. Плавская<sup>1</sup>, О. А. Казючиц<sup>2</sup>, И. И. Добыш<sup>2</sup>, Т. П. Красненкова<sup>2</sup>, Н. А. Юдина<sup>3</sup>, Н. Н. Пиванкова<sup>3</sup>

## ПОДАВЛЕНИЕ РОСТА МИКРОБНЫХ КЛЕТОК ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

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

v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Государственное предприятие «АКАДЕМФАРМ», ул. академика В. Ф. Купревича, 5, 220141 Минск, Беларусь

oak@academpharm.by

<sup>3</sup> Белорусская медицинская академия последипломного образования, ул. П. Бровки, 3, 220013 Минск, Беларусь <u>dr.nata@mail.ru</u>

Устойчивый рост резистентности патогенных микроорганизмов к действию антисептиков и антибиотиков представляет собой глобальную быстро растущую и чрезвычайно опасную угрозу для здоровья населения. По некоторым оценкам, смертность, вызванная резистентными патогенами, превышает летальные исходы от СПИД. Одним из альтернативных подходов, способных оказывать выраженное антимикробное действие, является фототерапия. В настоящей работе исследован механизм подавления роста микробных клеток при воздействии излучения видимой области спектра без внесения экзогенных красителей фотосенсибилизаторов.

качестве объектов исследования выбраны планктонные В культуры грамположительных стафилококков Staphylococcus aureus (S. aureus) и энтерококков подкласса лактобактерий Enterococcus faecalis (E. faecalis), грамотрицательных кишечных палочек Escherichia coli (E. coli), а также дрожжеподобных грибов Candida albicans (C. albicans). Показано, что воздействие лазерного излучения или излучения светодиодных источников синей области спектра с длиной волны 405 или 445 нм на взвеси указанных микроорганизмов приводит к подавлению их роста без предварительного внесения экзогенных фотосенсибилизаторов. Дозовые зависимости инактивации микробных клеток описываются немоноэкспоненциальными кривыми. Дозы воздействующего излучения  $\lambda = 445$  нм, инициирующие подавление выживаемости микробных клеток на 90 % (по сравнению с контрольной популяцией), превышают соответствующие дозы излучения λ = 405 нм в 3,7-6,2 раза (в зависимости от типа микробных клеток). При этом существенной разницы в фоточувствительности грамотрицательных и грамположительных бактерий к действию излучения одной и той же длины волны не выявлено.

Установлено, что акцепторами оптического излучения синей области спектра, определяющими антимикробное действие исследуемого физического фактора, выступают эндогенные безметальные порфирины и соединения флавиновой природы, фотосенсибилизирующими свойствами. указанных обладающие Об участии реализации антимикробного соединений В действия лазерного излучения свидетельствует регистрация порфириновой и флавиновой флуоресценции в экстрактах микробных клеток при возбуждении излучением, используемым для инактивации патогенов. Наиболее интенсивный сигнал порфириновой флуоресценции отмечается при использовании в качестве экстрагента тритона Х-100. Однако его применение, как и применение кислотной фракции эфирного экстракта для извлечения флуорофоров из микробных клеток не позволило обнаружить присутствия флавиновых соединений в экстрактах. Вместе с тем использование тритона Х-100 позволило исключить присутствие протопорфирина в экстрактах исследуемых микробов, поскольку спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции экстрактов существенно отличаются от спектральных характеристик указанного порфирина в данном растворителе. Сравнение спектральных характеристик порфириновой флуоресценции экстрактов со спектрами флуоресценции и возбуждения флуоресценции стандартных растворов копро-, уро- и протопорфирина позволяет заключить, что в экстрактах микробных клеток тетрапиррольная компонента представлена В основном копропорфирном И уропорфирином. Исследование содержимого эфирного экстракта позволило обнаружить в экстрактах наряду с порфириновыми сенсибилизаторами флавиновые соединения, характеризующиеся полосой флуоресценции с максимумом в области 520-525 нм и максимумами в спектре возбуждения флуоресценции в области 370 и 435 нм.

Сопоставление спектров поглощения (возбуждения флуоресценции) порфиринов и флавинов позволяет сделать вывод, что вклад порфириновых фотосенсибилизаторов наиболее выражен при воздействии излучения 405 нм (максимум полосы Соре порфиринов), а флавиновых – при воздействии излучения 445 нм (максимум в спектре поглощения флавинов и минимум в спектре поглощения порфиринов). При этом вклад порфириновых и флавиновых фотосенсибилизаторов в подавление роста микробных клеток, индуцированного воздействием излучения синей области спектра, зависит и от типа патогенов. На это указывает тот факт, что при нормировании сигнала флуоресценции по флавиновой составляющей наблюдаются выраженные различия в интенсивности флуоресценции порфириновой компоненты для различных типов микробных клеток. Наиболее высокое соотношение концентраций порфирин/флавин отмечается у экстрактов C. albicans, значительно ниже – у E. coli; для экстрактов S. aureus (при хорошо регистрируемой флавиной флуоресценции) порфириновая флуоресценция слабо детектируется.

Вместе с тем показано, что наряду с сенсибилизирующим действием эндогенных флавиновых и порфириновых соединений вклад в фотоинактивацию микробных клеток вносят процессы, связанные с фотодеструкцией ферментов, поглощающих в видимой области спектра. Об этом, в частности, свидетельствует наличие выраженного подавления роста микробов *E. faecalis* при облучении взвеси клеток лазерным излучением с длиной волны 665 нм, где поглощение света эндогенными копро– и уропорфиринами слабо выражено, а поглощение флавиновыми соединениями отсутствует. Наиболее вероятно, что в этом случае в качестве акцептора излучения, ответственного за подавление роста микробных клеток, выступают терминальные ферменты дыхательной цепи, такие как цитохромоксидаза, обладающая выраженным поглощением в видимой и ближней ИК областях спектра. Однако вопрос о том является ли инактивация микробных клеток в этом случае процессом бактерицидным или бактериостатическим является открытым.

УДК 539.2

#### К.А. Жуков, К.Н. Борисов, И.В. Яковец, В.П. Зорин

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ АРИЛЗАМЕЩЕННЫХ ПОРФИРИНОВ С **β**-ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ

Белорусский государственный университет, 220030, г. Минск, пр. Независимости 4, Беларусь; e-mail: mr.kas1278@gmail.com

Производные β-циклодекстрина (β-ЦД) с высокой эффективностью образуют комплексы включения с арилзамещёнными порфиринами (АП) [1]. Комплексы АП с β-ЦД обладают благоприятными фотофизическими и фотохимическими свойствами и используются для создания супрамолекулярных структур. Данные комплексы могут быть использованы для доставки порфириновых фотосенсибилизаторов (ФС) при проведении фотодинамической терапии [2]. Основной целью данной работы явилось спектральное исследование влияния структуры пигмента на процессы формирования комплексов включения с производными β-ЦД.

В работе использовали различные АП и производные β-ЦД: м-β-ЦД(метил-βциклодекстрин) и тм-β-ЦД(триметил-β-циклодекстрин). Спектры возбуждения и флуоресценции исследовались на спектрофлуориметре Solar CM-2203 (Беларусь), оборудованном термостатируемой ячейкой с магнитной мешалкой. Для анализа полученных данных использовалась программная среда MATLAB 7 (MathWorks, CША).

В ходе работы были изучены механизмы влияния физико-химических свойств  $\Phi C$  на процессы образования комплексов включения с производными  $\beta$ -ЦД. Показано, что образование комплексов АП с  $\beta$ -ЦД приводит к мономеризации  $\Phi C$ . Изучены особенности спектрально-флуоресцентных характеристик комплексов включения АП с производными  $\beta$ -ЦД, а также определены константы связывания и стехиометрия комплексов АП с  $\beta$ -ЦД в водных растворах. На основании полученных данных, сделан вывод о том, что процессы комплексообразования сильно зависят от физико-химических свойств арильных заместителей АП. Предполагаемый механизм взаимодействия представляет собой включение арильных групп в относительно гидрофобные полости, под действием гидрофобных и Ван-дер-Ваальсовых сил.

[1] Mosinger J., Kliment V. et al // J. Porphyrins Phthalocyanines. 2002. Vol. 6. P.514-526.

[2] Yankovsky I., Bastien E et al // Eur J Pharm Sci. 2016 Vol. 91. P. 172-182.

УДК 577.357.464.23

Т.Е. Зорина<sup>1</sup>, И.В. Янковский<sup>1</sup>, И.Е.Кравченко<sup>1</sup>, Т.И.Ермилова<sup>2</sup>, Т.В.Шман<sup>2</sup>, М.В Белевцев<sup>2</sup>, В.П.Зорин<sup>1</sup>

# ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ И ВЫВЕДЕНИЯ ЭТЕРИФИЦИРОВАННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ХЛОРИНА Е<sub>6</sub> И ИХ ЛИПОСОМАЛЬНЫХ ФОРМ В КЛЕТКАХ С РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zorinate@mail.ru <sup>2</sup>РНПЦ детской онкологии, гематологии и иммунологии, 223053, Минский р-н, Боровлянский с/с, д. Боровляны, ул. Фрунзенская, д.43,

Беларусь

Эффективность фотодинамического повреждения клеток порфиринами в значительной степени определяется процессами распределения фотосенсибизаторов (ФС) в биологических ситемах. Ранее было показано, что использование для введения производных хлорина е<sub>6</sub> (ПХл е<sub>6</sub>) липосомальных форм существенно влияет на уровень и кинетику накопления их в клетках [1]. Процессы биораспределения при этом существенно зависят как от физико-химических свойств самого фотоактивного соединения, природы частиц-носителей, так и от структурных, биохимических, функциональных характеристик клеток и требуют исследования с целью определения фармакокинетического поведения новых форм ФС.

В данной работе проведена оценка процессов накопления исследованных  $\Phi C$  различными типами клеток, а также скоростей выхода  $\Phi C$  из клеток при перераспределении их на неокрашенные клетки и белки плазмы крови. Представлены результаты сравнения процессов накопления и выведения различными типами клеток хлорина  $e_6$  (Хл  $e_6$ ), его производных и липосомальных форм (Л $\Phi$ ) хлоринов – комплексов униламеллярных липидных везикул из димеристоилфосфатидилхолина и неполярных ПХл  $e_6$  – ди- и триметилового эфира Хл  $e_6$  (ДМЭ и ТМЭ, соответственно). Были использованы клетки лимфоидной лейкемической линии Raji, эритромиелоидной линии K562, а также мононуклеарные клетки (МНК) периферической крови доноров, лейкемические клетки пациентов с острым лимфобластным лейкозом (ОМЛ).

Исследование процессов накопления ФС в культуральных клетках, клетках крови и костного мозга проводили на проточном цитофлуориметре FC 500 (Beckman Coulter, CША), согласно стандартной методике. Отдельные типы клеток идентифицировали по параметрам светорассеяния и уровню связывания специфичных моноклональных антител.

Результаты анализа характеристик светорассеяния клеток исследуемых типов показали, что клетки каждой из линий характеризовались широкой вариабельностью значений интенсивности прямого и бокового светорассеяния. Согласно полученным

данным минимальными значениями как прямого, так и бокового светорассеяния характеризуются МНК периферической крови. Максимальные значения параметров светорассеяния зафиксированы для клеток эритромиелоидной линии К562.

Установлено, что уровни накопления исследованных ФС для каждого из типов клеток значительно различаются. Клетки всех опухолевых линий накапливали достоверно большие количества сенсибилизаторов в сравнение с МНК. Причем, если в случае различались в 2,1–3,8 раза, то для эритролейкемических клеток различия составляли 3,6–7,4 раза.

Удаление пигментов из среды вызывает смещение процессов равновесного распределения и, вследствие этого, приводит к выходу исследуемых пигментов из клеток. Скорость выхода  $\Phi C$  зависит от полярности (гидрофобности)  $\Phi C$ , концентрации сывороточных белков, температуры инкубирования клеток. Понижение температуры до 4°C приводит к существенному уменьшению уровня накопления  $\Phi C$  и их  $Л\Phi$  в клетках.

Используя различные методические приемы окрашивания и выведения ФС из клеток, для исследованных препаратов были получены значительные различия в скоростях выхода хлоринов из нормальных и трансформированных клеток. Так, в лейкемических клетках пациентов с ОМЛ в течение 3 часов инкубирования снижение концентрации Хл е<sub>6</sub> и ДМЭ составило 4,2 и 3,8 раза, тогда как в случае МНК доноров уровень окраски снизился в 8,2 и 14,7 раза соответственно. Различия в скоростях выхода пигментов приводят к тому, что в результате отмывания хлоринов избирательность окраски миелолейкозных клеток через 3–4 часа достигает 38 раз для ДМЭ и 9,2 для Хл е<sub>6</sub>.

Установленные различия в процессах накопления и выведения хлоринов и их ЛФ, вероятно, связаны со структурно-морфологическими особенностями нормальных МНК и лейкозных клеток. Большие размеры и гранулированность, характерные для опухолевых клеток в сравнении с основной частью МНК доноров, определяют более высокую эффективность связывания хлоринов с клетками данного типа.

Скорости накопления и выведения ФС в клетках существенным образом определяются также свойствами самих пигментов. Уровень накопления исследованных хлоринов и их ЛФ как в МНК, так и в трансформированных клетках убывает в ряду ДМЭ>ЛФ ДМЭ>ТМЭ>ЛФ ТМЭ>Хл е<sub>6</sub>.

Полученные результаты могут быть использованы для увеличения контрастности накопления ФС в малигнизированных клетках и для элиминации отдельных типов клеток в краткосрочных культурах крови и костного мозга пациентов с гематологическими патологиями.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (проект № Б17-106).

[1] Зорина Т.Е., Янковский И.В., Кравченко И.Е., Шман Т.В., Белевцев М.В., Зорин В.П. Оценка фото- и цитотоксичности этерифицированных производных хлорина е<sub>6</sub> и их липосомальных форм//Биофизика. – 2015. – Т. 60, вып. 5. – С. 922-930.

УДК 535.371

Е.В. Королик, А.А. Иванов, Н.И. Инсарова, В.Г. Лещенко

# МЕТОД ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В ОЦЕНКЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ОСНОВНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ СИСТЕМ ПЛАЗМЫ КРОВИ БОЛЬНЫХ С РАЗЛИЧНЫМИ ФОРМАМИ ЛЕЙКЕМИИ

Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского 83, 220116 г. Минск

medbiophiz@bsmu.by

Развитие ряда тяжелых заболеваний, в том числе и лейкоза, сопровождается образованием и накоплением в жидких средах организма разнообразных токсических субстанций. Наиболее информативным подходом к диагностике эндогенной интоксикации является тестирование функционального состояния основных транспортных систем плазмы крови, осуществляющих сорбцию и перенос гидрофобных метаболитов и лекарственных препаратов в организме. В настоящее время для оценки степени эндогенной интоксикации организма пациента по функциональному состоянию белков плазмы крови используется метод флуоресцентного зондирования [1-2].

Цель данной работы является использование метода флуоресцентного зондирования для анализа связывающей способности основных транспортных систем плазмы крови – сывороточного альбумина человека (ЧСА), липопротеинов (ЛП), α-1-кислого гликопротеина (α-1-КГП) - больных с острым миелобластным лейкозом (ОМЛ) и хроническим миелолейкозом (ХМЛ), в комплекс лечебных мероприятий которым включены высокодозная химиотерапия (ВХТ) и трансплантация гемопоэтических стволовых клеток (ТГСК).

В работе были исследованы образцы плазмы крови здоровых доноров и больных с ОМЛ и ХМЛ на разных стадиях заболевания. В качестве консерванта плазмы крови был использован гепарин. Все растворы готовились в 50 мМ Na-фосфатном буфере, pH=7,4 со 100 мМ NaCl. Спектры зондовой флуоресценции регистрировались на спектрофлуориметре SFL-1211A. В работе использовался набор флуоресцентных зондов: анионный – 1-анилинонафталин-8-сульфонат (АНС), который в плазме крови взаимодействует, в основном, с ЧСА (концентрация зонда 65мкМ, разведение плазмы – 1:100,  $\lambda_{\rm B} = 370$  нм,  $\lambda_{\rm p} = 400 - 650$  нм); катионный – Хинальдиновый красный (ХК) взаимодействует с  $\alpha$ -1-КГП (концентрация зонда 1мкМ, разведение плазмы – 1:15,  $\lambda_{\rm B} = 496$ нм,  $\lambda_{\rm p} = 540 - 720$  нм); нейтральный – Нильский красный (НК) распределяется между ЧСА и ЛП в нефракционированной плазме крови (концентрация зонда 2мкМ, разведение плазмы – 1:5, регистрировался спектр синхронного сканирования:  $\lambda_{\rm B} = 480 - 700$  нм ,  $\lambda_{\rm p} = 495 - 715$  нм),  $\Delta\lambda = 15$  нм).

В процессе изучения спектров флуоресценции зонда АНС в плазме крови пациентов с ОМЛ установлено, что проведение им ВХТ приводит к увеличению связывающей способности альбумина по отношению к зонду АНС в сравнении с данными, полученными до проведения этого лечения. При это концентрация альбумина у больных ОМЛ остается практически неизменной. Надо отметить, что особенно значительное увеличение связывающей способности альбумина к анионным лигандам в плазме крови больных с ОМЛ наблюдается на второй день ВТХ. В основе таких изменений могут лежать две причины: первая – на 2-ые сутки ВХТ принимается большое количество лекарственных препаратов, которые можно рассматривать как гидрофобные лиганды. Как известно из литературы, ассоциация различных лигандов, в том числе и лекарственных препаратов с альбумином, может вызвать изменения конформации молекулы белка с выходом на поверхность дополнительных активных центров связывания; и вторая причина – мобилизация резервных возможностей организма по детоксикации.

Следует отметить, что на вторые сутки у больных ОМЛ также происходит увеличение отношения интенсивности флуоресценции липопротеин-связанного зонда НК к альбумин - связанному зонду НК, характеризующее связывающую способность липопротеинов (I<sub>554</sub>) и альбумина (I<sub>592</sub>) к нейтральным лигандам. Поскольку для больных с ОМЛ концентрация альбумина практически остается в норме, то увеличение значения I<sub>554</sub>/I<sub>592</sub> может быть вызвано как гиперлипидемией, так и уменьшением загруженности липопротеинов. Обратная зависимость наблюдается для больных с ХМЛ. По данным флуоресцентного зонда ХК установлено значительное уменьшение связывающей способности α-1-кислого гликопротеина в плазме крови пациентов с ОМЛ после ВХТ. Это свидетельствует о стабилизации патологического процесса.

В работе была исследована плазма больных ОМЛ и больных ХМЛ до и после проведения им трансплантации ГСК. Для больных с ОМЛ в посттрансплантационный период наблюдается уменьшение связывающей способности альбумина ( по данным зонда АНС) и концентрации альбумина (по данным биохимического анализа). Это можно объяснить большой нагрузкой на печень лекарственных препаратов, что, в свою очередь, может привести к снижению синтезирующей способности печени (синтеза альбумина). Особенно следует обратить внимание на 10-14 сутки посттрансплантационнго периода. Этот период характеризуется полным восстановлением кроветворения. В этот период достоверно снижается связывающая способность  $\alpha$ -1-кислого гликопротеина у пациентов с ОМЛ и значение отношения I<sub>554</sub> /I<sub>592</sub> стремится к донорским показателям (для контрольной группы I<sub>554</sub> /I<sub>592</sub> =0,77±0,07).

Таким образом, методом флуоресцентного зондирования было установлено, что независимо от формы лейкоза (ОМЛ, ХМЛ) в плазме крови больных наблюдается резкое увеличение связывающей способности α-1-кислого гликопротеина к катионным лигандам, что свидетельствует о сильном воспалительном процессе в организме. Обнаружено, что включение высокодозной химиотерапии в комплекс лечебных мероприятий больным с ОМЛ может привести как к конформационным изменениям молекулы альбумина, так и к увеличению резервных возможностей организма. У пациентов с ОМЛ в посттрансплантационный период после проведения им ТГСК наблюдается уменьшение воспалительного процесса (по данным зонда ХК), что является благоприятным прогнозом.

#### Список литературы

1. Короленко Е.А. Оценка связывающей способности основных транспортных белков плазмы крови при циррозе печени методом флуоресцентного зондирования / Е.А. Короленко, Е.В. Королик, А.К. Королик, В.В. Кирковский // ЖПС.- 2007. - Т.74.- №4. - С.507-511.

2. **Korolik E V.** The Fluorescent Probing Method in the Estimation of the Functional Probabilities of the Blood Plasma Transport Systems. / E V. Korolik, E.A. Korolenko, F.I. Kazakov, A.K. Korolik, V.V. Kirkovskij // Nonlinear phenomena in complex systems. 2011. Vol. 14, № 3, p. 290 -294.

УДК 614.876

А. А. Загороднюк<sup>1</sup>, С. А. Кутень<sup>2</sup>, В.Ф. Миненко<sup>3</sup>, К.А. Веренич<sup>4</sup>, Г.В. Гацкевич<sup>5</sup>

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ВНЕШНЕЙ ЗАЩИТЫ ПАЦИЕНТА ВО ВРЕМЯ СЕАНСА ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

fiz.zagorodnAA@bsu.by

<sup>2,3,4</sup>Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь <sup>2</sup>semen\_kuten@list.ru, <sup>3</sup>vminenko@list.ru, <sup>4</sup>verenich@inp.bsu.by

<sup>5</sup>Республиканский научно-практический центр онкологии и медицинской радиологии им. *H.H. Александрова, 223040, аг. Лесной, Беларусь* <sup>5</sup>yuragatskevich@yandex.ru

Линейные ускорители электронов (ЛУЭ) высоких энергий широко используются в лучевой терапии онкологических больных. Тормозное излучение, создаваемое с помощью ЛУЭ, позволяет формировать высокие дозы облучения внутри органовмишеней при сравнительно низких лучевых нагрузках на окружающие здоровые органы и ткани тела человека. Однако, несмотря на резкое снижение поглощенной дозы на геометрических границах поля облучения при использовании современных методик облучения, дозы на здоровые ткани и органы за пределами облучаемой зоны остаются достаточно высокими для развития стохастических эффектов в организме облучаемого человека, особенно детского возраста. По этой причине для дополнительного снижения дозовой нагрузки на здоровые ткани было предложено установить дополнительный защитный экран над пациентом, который снижал бы интенсивность тормозного излучения ЛУЭ за пределами поля облучения [1]. Изучение эффективности внедрения этого предложения с точки зрения снижения дозовых нагрузок на здоровые органы и ткани стало целью данного исследования.

Исследование выполнялось для режимов облучения ЛУЭ с максимальной энергией фотонов 6 МэВ, поскольку такие фотоны не создают дополнительное нейтронное облучение вокруг выходной головки ускорителя. Ограничение максимальной энергии фотонов тормозного излучения важно потому, что любые защитные экраны от фотонов не эффективны против нейтронов. Кроме того, тормозное излучение с этой энергией обычно применяется для лечения пациентов детского возраста. Было проведено компьютерное Монте-Карло моделирование облучения двух областей тела человека: голова и почки.

Для моделирования тормозного излучения ЛУЭ была использована компьютерная модель медицинского линейного ускорителя Clinac 2100C/D, разработанная B.Bednarz в [2]. Модель представляет собой детально воссозданную головку линейного ускорителя, включающую основные компоненты формирования поля фотонного излучения и элементы защиты. Были построены две модели сеанса облучения взрослого человека квадратным полем 10×10 см для расстояния от источника (тормозной мишени) до поверхности тела 100 см. Тело человека моделировалось с помощью стандартного воксельного фантома человека, разработанного на основе компьютерных томограмм реального взрослого человека и представленного в МКРЗ

Публикации №110 [3]. В качестве базового вокселя используется ячейка с размерами 8x2,06x2,06 мм, с объемом 34,6 мм<sup>3</sup>.Фантом состоит из 7161276 вокселей.

При моделировании облучения головы в поле облучения попали полностью или частично 14 органов. Поле облучения в области правой почки захватывало полностью или частично более 20 органов

Защитный экран представлялся свинцовым полуцилиндром с внутренним радиусом 27 см и толщиной 3 см. В области облучения в цилиндре сделан вырез, по ширине равный ширине поля облучения.

Проведенное моделирование показало, что степень снижения поглощенной дозы зависит от положения органа относительно поля облучения. В таблице 1 приведены результаты оценки эффективности дополнительной защиты для отдельных органов и тканей при облучении головы и почек. Эффект от защиты понимается как выраженное в процентах снижение поглощенной дозы для органа или ткани при наличии защитного экрана по отношению к дозе в отсутствии экрана.

Таблица 1 Результаты оценки эффективности дополнительной защиты для отдельных органов и тканей при облучении головы и почек

Область облучения - голова		Область облучения - правая почка	
Орган	Эффект, %	Орган	Эффект, %
Головной мозг	0,3	Правый надпочечник	3,4
Правая слюнная железа	17,6	Спинной мозг	11,3
Лимфатические узлы	21	Лимфатические узлы,	15,5
ГОЛОВЫ		туловище	
Нижняя челюсть	13,0	Желудок	23,5
трабекулярная кость			
Тимус	49,6	Правое легкое	34,9
Щитовидная железа	54,9	Грудина, губчатая кость	28,9

Для органов, хотя бы частично попадающих в пределы геометрических границ поля облучения, наблюдается незначительный эффект снижения дозы. Для органов, лежащих за пределами геометрической области, наблюдается снижение поглощенной дозы вплоть до 55%. Эффективность защиты возрастает с увеличением расстояния между органом или тканью и геометрической границей поля облучения.

Результаты расчета показывают, что внешний защитный экран может оказаться полезным приспособлением для дополнительного снижения доз облучения на здоровые органы и ткани пациента, которые располагаются вне поля облучения очага поражения.

[1]. Гацкевич Г.В. Персональное сообщение. 2016 г.

[2]. Bryan Bednarz, X George Xu. Monte Carlo modeling of a 6 and 18 MV Varian Clinac medical accelerator for in-field and out-of-field dose calculations: development and validation. // B. Bednarz, Xu XG //Phys Med Biol.- 2009. - vol. 54 - p. 43 - 57.

[3]. ICRP Publication 110: Adult Reference Computational Phantoms / IAEA. – Vienna: SAGE Publications Ltd, 2010. – 166 p.

#### УДК 539.21

И. И. Жолнеревич<sup>1</sup>, Н. Г. Крылова<sup>1</sup>, И. В. Липневич<sup>1</sup>, В. П. Егорова<sup>2</sup>, Г. В. Грушевская<sup>1</sup>

## КОМПЛЕКСЫ МУНТ/ДНК КАК ПЛАТФОРМА ДЛЯ ДОСТАВКИ ПРОТИВООПУХОЛЕВЫХ ХИНОНОВ

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь <u>krylovang@bsu.by</u>

<sup>2</sup>Белорусский государственный педагогический университет им. Максима Танка, ул. Советская, 18, 220030 Минск, Беларусь

Несмотря на значительный прогресс в терапии опухолей различной локализации, доля онкологических заболеваний в структуре смертности возрастает с каждым годом. Одним из возможных путей повышения эффективности лечения является адресная доставка противоопухолевых препаратов в опухолевые клетки. В последнее время, углеродные нанотрубки (УНТ) привлекли внимание исследователей как перспективные материалы для адресной доставки соединений различной природы: малых органических молекул, терапевтических белков, пептидов и генов [1]. Перспективность УНТ определяется их уникальными химическими и физическими свойствами, а также легкостью получения требуемой функционализации поверхности. В ряде исследований было показано, что по эффективности нагрузки противоопухолевыми препаратами УНТ могут значительно превосходить липосомальные носители [2]. Однако, УНТ проявляют токсическое действие *in vitro* и *in vivo*, включая снижение жизнеспособности клеток, индукцию апоптоза и нарушение прогрессии клеточного цикла. Функционализация УНТ с использованием ДНК может решить проблему токсичности, улучшить их проницаемость и фармакокинетику.

С целью разработки систем адресной доставки на основе комплексов ДНК с модифицированными многостенными углеродными нанотрубками (МУНТ) в данной работе выполнена оценка эффективности нагрузки и выхода противоопухолевых хинонов (доксорубицин, менадион, тимохинон) из состава комплексов.

Степень нагрузки комплексов МУНТ/ДНК хинонами определяли с использованием сформированных ЛБ-пленок из мицелл стеариновой кислоты с комплексами МУНТ/ДНК внутри. Для этого хиноны в диапазоне концентраций от 1 до 1000 мкмоль/л выкапывали на ЛБ-пленку и выдерживали в течение 20 мин. После чего раствор хинона аккуратно забирался и спектрофотометрически производилось измерение концентрации хинона. С использованием емкостных сенсоров измеряли электрофизические параметры ЛБ-пленки комплексов МУНТ/ДНК после нагрузки хинонами.

Установлено, что комплексы МУНТ/ДНК демонстрируют высокую степень нагрузки хинонами (менадион, тимохинон, доксорубицин): до 8 нмоль доксорубицина, 15 нмоль менадиона и 23 нмоль тимохинона на ~ 5 мкг ЛБ-пленки. Полученные величины нагрузки коррелируют с размерами используемых хинонов. Можно предположить, что хиноны заполняют определенные места локализации в комплексах, а именно адгезируют на поверхность МУНТ посредством стэкингового взаимодействие  $\pi$ -электронов хиноидного кольца с  $\pi$ -электронами МУНТ, и интеркалируют в несвязанные с МУНТ области ДНК. Скорость нагрузки комплексов МУНТ-ДНК возрастает с ростом концентрации хинонов в диапазоне от 1 до 500 мкмоль/л практически линейно.

Частотно-емкостные характеристики сенсоров с ЛБ-пленкой комплексов МУНТ/ДНК, нагружаемых хинонами в возрастающей концентрации, представлены на рис. 1. Видно, что для тимохинона и менадиона регистрируется снижение емкости ЛБ-пленки после 30 мин нагрузки хинонами в низких концентрациях (1-10 мкмоль/л для менадиона и 1-50 мкмоль/л для тимохинона). Это свидетельствует о преимущественном взаимодействии хинонов с поверхностью МУНТ. При дальнейшем повышении концентрации хинонов электрическая емкость МУНТ/ДНК комплексов или не изменяется или растет, что говорит о

взаимодействии хинонов с ДНК. Доксорубицин эффективнее других хинонов взаимодействует с ДНК: в концентрации 1 мкмоль/л регистрируется повышение емкости в диапазоне частот 200-400 кГц. Увеличение концентрации доксорубицина приводит к адгезии хинона на поверхность МУНТ. Сделанные выводы подтверждаются данными, полученными с использованием комбинационного рассеяния.



Нагрузка ЛБ-пленок комплексов МУНТ/ДНК хинонов проводилась в течение 20 мин при концентрациях хинонов, указанных на графиках.

Рисунок 1 – Частотно-емкостные зависимости сенсора с ЛБ-пленкой комплексов МУНТ/ДНК при разной степени нагруженности хинонами: (а) контроль с дмсо, (б) менадион, (в) тимохинон, (г) доксорубицин.

Выход хинонов из состава комплексов МУНТ/ДНК регистрировался спектрофотометрически. Средняя скорость выхода доксорубицина за первый час составила 0,5 нмоль/ч при 20 °C и 1,7 нмоль/ч при 37 °C, со временем скорость выхода хинона снижается. При 20 °C суммарный выход доксорубицина за 8 ч составил 1,1 нмоль (≈14 % от максимальной нагрузки комплексов). Для тимохинона отмечается более высокая скорость выхода: 0,65 нмоль/ч при 20 °C и 2,0 нмоль/ч при 37 °C, однако, тимохинон выходит из состава комплексов только частично (не более 5 % от максимальной нагрузки).

Таким образом, установлено, что комплексы МУНТ/ДНК демонстрируют высокую степень нагрузки хинонами (менадион, тимохинон, доксорубицин), которая обусловлена взаимодействием хинонов как с углеродными нанотрубками, так и с ДНК. Выход хинонов из состава комплексов происходит с достаточно низкими скоростями, что должно обеспечить эффективную фармакокинетику препарата.

[1] A new era of cancer treatment: carbon nanotubes as drug delivery tools / S.Y. Madani [et al] // Int. J. Nanomedicine – 2011. – Vol.6. P. 2963–2979.

[2] How do carbon nanotubes serve as carriers for gemcitabine transport in a drug delivery system? / U. Arsawang [et al.] // J Mol Graph Model. – 2011. – Vol.29. P. 591–596.

УДК 577.345 (075.8)

Л.В. Кухаренко<sup>1</sup>, С.А. Чижик<sup>2</sup>, Е.С. Дрозд<sup>2</sup>, М.В. Гольцев<sup>1</sup>, Л.Г. Гелис<sup>3</sup>, Е.А. Медведева<sup>3</sup>, И.В. Лазарева<sup>3</sup>

# АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНУТРИСОСУДИСТОЙ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ У ЛИЦ С ИШЕМИЧЕСКОЙ БОЛЕЗНЬЮ СЕРДЦА

<sup>1</sup>Белорусский государственный медицинский университет, пр-т. Дзержинского, 83, 220116 Минск, Беларусь

<u>lvk@europe.com</u>

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь

lizadr@tut.by

<sup>3</sup>Республиканский научно-практический центр «Кардиология», ул. Р.Люксембург, 110, 220036 Минск, Беларусь

Тромбоциты играют ключевую роль в патогенезе обострения ишемической болезни сердца (ИБС). Доказано, что развитие инфаркта миокарда, нестабильной стенокардии внезапной И коронарной смерти связано изменением с гемостазиологического статуса, в частности, с изменением в поведении тромбоцитов. Современным перспективным методом определения внутрисосудистой активации тромбоцитов на клеточном и макромолекулярном уровнях в условиях максимально приближенных к нативным является атомно-силовая микроскопия (АСМ). АСМ позволяет получать детальные изображения отдельных фрагментов сканируемой поверхности, а, следовательно, дает возможность проследить за изменениями функционального состояния тромбоцитов [1]. Очевидно, что на основе АСМ можно разработать клиническую методику оценки морфофункциональной активности тромбоцитов, основанную на морфометрии большого числа одновременно визуализируемых клеток. Преимущество ACM состоит в возможности объективизировать данные цитологических исследований, получить количественные значения морфологических параметров и на их основании делать статистически более достоверные выводы о состоянии клеток. Изучение диагностических возможностей данного метода способствует дальнейшему развитию и внедрению инновационных технологий в клиническую практику. В данной работе методом АСМ определялись морфометрические характеристики тромбоцитов, а так же их внутрисосудистая активация у пациентов с различными формами ИБС.

Оценка внутрисосудистой активации тромбоцитов осуществлялась с помощью ACM NT-206 (ОДО «Микротестмашины», Беларусь) в режиме прерывистого контакта на воздухе с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSC11 (MikroMasch). Исследования поверхностной морфологии тромбоцитов при больших окнах сканирования проводились на ACM Nanoscope (R) Ша MultiMode (Digital Instruments/Veeco) в tapping режиме на воздухе с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSC15/100 (NT-MDT, Россия). Алгоритмы для определения

морфофункционального состояния тромбоцитов реализованы в виде компьютерной модели в пакете MatLab.

Из проведенного АСМ эксперимента следует, что лица с нестабильной стенокардией характеризуются достоверно большей средней высотой тромбоцитов (p<0,0001), средней высотой агрегатов тромбоцитов (p<0,0001) и средним диаметром тромбоцитов (р=0,002) в сравнении с пациентами со стабильным течением ИБС и практически здоровыми лицами. Вышеуказанные параметры составили 950 нм; 1,2 мкм и 2,8 мкм у лиц с нестабильной стенокардией против 665 нм; 900 мкм и 2,3 мкм у лиц со стенокардией напряжения ФК Ш. У лиц с нестабильной стенокардией наблюдалось как изменение морфофункционального состояния тромбоцитов, так и их повышенная готовность к спонтанной агрегации в кровяном русле. АСМ исследования показали, что дестабилизации состояния у пациентов с нестабильной при стенокардией увеличивается высота кровяных пластинок до 1.3 мкм, становится больше количество тромбоцитарных агрегатов и увеличивается количество тромбоцитов в агрегатах до 5-8, а так же у тромбоцитов визуализируются длинные узкие филоподии (рис.1). Ширина филоподий составляет от 50 нм до 400 нм, а их длина варьирует от 300 нм до 3 мкм.



Рис.1. а - АСМ-изображение тромбоцитов пациента с нестабильной стенокардией при окне сканирования 60х60 мкм<sup>2</sup>; б - профиль сечения для определения высоты тромбоцитов.

С помощью АСМ была верифицирована внутрисосудистая активация тромбоцитов и подтверждена инициирующая их роль в процессе дестабилизации ИБС. Полученные данные свидетельствуют об активации тромбоцитарного ростка и функциональной активности тромбоцитов у лиц с нестабильной усилении Использование стенокардией. ACM способствует дальнейшему изучению тромбоцитарных и других патогенетических механизмов развития атеротромбоза и внедрению инновационных технологий в клиническую практику.

[1] Du Plooy J.N., et al. Comparison of platelet ultrostructure and elastic properties in thrombo-embolic ischemic stroke and smoking using atomic force and scanning electron microscopy./ J.N. Du Plooy, A. Buys, W. Duim, E. Pretorius // PLoS ONE. – 2013. – 8(7): e69774 УДК 535.373.2: 581.132: 577.3

#### Э. И. Зенькевич

#### ФОТОФИЗИКА ХЛОРОФИЛЛА *IN VIVO*: КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ РАСТВОРЫ И САМООРГАНИЗОВАННЫЕ НАНОАНСАМБЛИ

#### Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь zenkev@tut.by

В 2017 г. отмечается 200 лет с момента открытия хлорофилла. Хлорофиллы, бактериохлорофиллы и гем, относящиеся к большому классу тетрапиррольных макроциклов и являющиеся «пигментами жизни», играют ключевую роль в важнейших жизненных процессах на Земле (фотосинтез и дыхание) [1]. За два столетия в науке получены интересные результаты (отмеченные десятью Нобелевскими премиями) по структурно-морфологическим, оптическим и энергетическим свойствам основных фотосинтетических пигментов, а также детально исследованы окислительновосстановительные реакции и процессы трансформации энергии электронного возбуждения, реализуемые в структурах с различным уровнем организации как в нативных объектах, так и *in vitro*. При идейном влиянии академиков Т.Н. Годнева и А.Н. Севченко в Беларуси под руководством академика Г.П. Гуриновича и члена-корреспондента К.Н. Соловьева сформировалась школа спектроскопистов, синтетиков и биофизиков, занимающихся вопросами строения, фотофизики и фотохимии хлорофиллов и тетрапиррольных соединений различных классов.

В настоящем сообщении представлены основные результаты, полученные под руководством Г.П. Гуриновича и его учеников по изучению спектрально-кинетических свойств и энергетике фотоиндуцированных релаксационных процессов с участием хлорофилла «а» (Хл) и его ближайших аналогов *in vitro*, включая высококонцентрированные (C>10<sup>-2</sup>M) растворы (Рис. 1А) и самоорганизованные гетерогенные наноансамбли различной морфологии (Рис. 1: химические димеры – Б; самособирающиеся триады, пентады, октады – В; полимерные агрегаты пигментов – Г) [2, 3].



Рис. 1. Объекты исследования.

Спектрально-кинетические данные по фотонике Xл «а» и «б» и других фотосинтетических пигментов в вязких растворах, полученные в диапазоне концентраций  $C=1\times10^{-5}$ ÷ $2\times10^{-1}$  М при вариации температуры 77÷300 К, позволили детально изучить и количественно обосновать механизмы релаксационных процессов с участием возбужденных S<sub>1</sub> и T<sub>1</sub> состояний пигментов: индуктивно-резонансный S-S перенос энергии (ПЭ), направленный S-S ПЭ в условиях неоднородного уширения, возрастание вероятностей внутренней  $S_1 \sim >S_0$  и интеркомбинационной  $S_1 \sim >T_1$  конверсии при сближении мономерных молекул при С  $\geq 10^{-2}$  М, ферстеровский S-T-T ПЭ с участием триплетных состояний пигментов при мощном импульсном возбуждении.

Определяющая заслуга и несомненный приоритет минской группы по синтезу и исследованию химических димеров и тримеров порфиринов и хлоринов с различными спейсерами (Рис. 1Б), а также в реализации методологии контролируемой самосборки мультипорфириновых структур (триад, пентад, октад, см. Рис. 1В) принадлежат А.М. Шульге, выдающемуся эксперту в химии тетрапиррольных соединений и специалисту по оптической и ЯМР-спектроскопии этих объектов. Для димеров тетрапиррольных соединений впервые удалось исследовать и количественно обосновать механизмы ряда специфических релаксационных процессов с участием ковалентно-связанных макроциклов: S-S ПЭ при селективном лазерном возбуждении при 4.2 К, дистанционные обменные d- $\pi$  эффекты, обменно-резонансный T-T ПЭ, эффекты вибронного заимствования, NH-таутомерия в несимметричных макроциклах и димерах.

Для мультипорфириновых комплексов методами пикосекундной флуоресцентной и фемтосекундной транзиентной спектроскопии количественно установлено, что сложная динамика дезактивации возбужденных состояний взаимодействующих компонент обусловлена несколькими конкурирующими релаксационными процессами: S-S ПЭ «димер—лиганд», дистанционным фотоиндуцированным переносом электрона (ФПЭЛ) «лиганд—акцептор» по механизму «суперобмена», и фотоиндуцированным переносом «дырки» от лиганда на димер с последующими процессами ФПЭЛ по механизму когерентного «суперобмена» на низколежащие ПЗ-состояния. Для всех исследованных мультипорфириновых комплексов количественно обоснована связь структурно-конформационной организации комплексов с динамикой релаксационных процессов, конкуренция между которыми управляется температурой и полярностью окружения.

На основании экспериментальных данных (фемтосекундная флуоресцентная спектроскопия, круговой дихроизм) теоретических расчетов установлено, что перенос энергии в упорядоченных полимерных агрегатах фотосинтетических пигментов (Рис. 1Г) относится к случаю некогерентной «горячей» миграции («локализованный экситон» в условиях сильной электрон-фононной связи при отсутствии динамической корреляции между донором и акцептором.

Совокупность полученных результатов *in vitro* сопоставляется с экспериментальными и теоретическими данными, полученными в различных научно-исследовательских центрах по структурным свойствам и фотофизике природных фотосинтезирующих комплексов (растительные объекты и бактерии *in vivo*).

Финансовая поддержка: Конвергенция-2020, ЕСО-NET № 18905YD.

- [2] Zenkevich E. Self-Assembled Organic-Inorganic Nanostructures: Optics and Dynamics / E. Zenkevich, C. von Borczyskowski // Pan Stanford Publishing: USA. 2016. 408 p.
- [3] Зенькевич Э.И. Процессы релаксации энергии возбуждения с участием молекул хлорфилла *in vitro*: растворы и самоорганизованные наноансамбли // Российский химический журнал (выпуск, посвященный 200-летию открытия хлорофилла, приглашенный обзор). 2017. № 34. 36 с.

<sup>[1]</sup> Battersby A.R. The Pigments of Life. // Nat. Prod. Rep. - 2000. - V. 17. - P. 507.

УДК 535.373 + 539.2 + 541.14 Э. И. Зенькевич<sup>1</sup>, А. П. Ступак<sup>2</sup>, Т. Блаудек<sup>3</sup>, S. Краузе<sup>4</sup>, К. фон Борцисковски<sup>3</sup>

# ФОРМИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТУШЕНИЕ ФОТОЛЮМИНСЦЕНЦИИ В НАНОКОМПОЗИТАХ «ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ КВАНТОВАЯ ТОЧКА – МОЛЕКУЛА КРАСИТЕЛЯ»

<sup>1</sup>Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь zenkev@tut.by <sup>2</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь stupak@imaph.bas-net.by <sup>3</sup>Texнический университет Хемнитца, Рейхенхайнер штр. 70, D-09107 Хемнитц, Германия thomas.blaudeck@zfm.tu-chemnitz.de; borczyskowski@physik.tu-chemnitz.de <sup>4</sup>Университет Копенгагена, Университетпаркен 5, 2100 Копенгаген, Дания stefan.krause@chem.ku.dk

В последние годы отмечается серьёзный прогресс в исследованиях и применениях функциональных наноматериалов на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) и органических молекул [1]. Однако информация о природе и механизмах интерфейсных явлений на поверхности КТ при их взаимодействии с органическими лигандами различной природы, а также об их влиянии на структуру и природу возбужденных состояний КТ, экситон-фононные взаимодействия и релаксационные процессы является ограниченной.

В докладе анализируются спектральные свойства и кинетика релаксационных процессов в индивидуальных полупроводниковых КТ CdSe/ZnS и нанокомпозитах («КТ-порфирин», «КТ-перилен-бисимид», Рис. 1), исследованные при 77-300К методами стационарной и пикосекундной кинетической спектроскопии для ансамблей в растворах различной полярности, а также для одиночных КТ и нанокомпозитов, полученных методом «spin coating» на подложках Si/SiO<sub>2</sub> (100 nm thick SiO<sub>2</sub>) [2, 3].



Рисунок 1. Структура молекул красителей (DPP - (пиридил)<sub>2</sub>-перилен-диимид; H<sub>2</sub>P(*m*-Pyr)<sub>4</sub> – тетраметапиридил-порфирин), принцип координации молекулы красителя на поверхности КТ (А) и схема нанокомпозита «КТ-краситель», включая лиганды ТОФО. Для индивидуальных КТ CdSe/ZnS и CdSe обосновано, что формирование спектров фотолюминесценции (ФЛ) и неэкспоненциальный характер затухания ФЛ (в том числе и для одиночных КТ) обусловлены проявлением нескольких релаксационных процессов с участием не только экситонных состояний, но и поверхностных состояний различной природы. Свойства поверхностных состояний (положение в шкале энергий, константы скоростей излучательной и безызлучательной дезактивации) зависят как от состояния интерфейсного слоя (полная или частичная стабилизация лигандами ТОФО или AM), так и от свойств окружения (полярность, температура, сольватация). В температурных экспериментах обнаружена конформационная перестройка поверхностного слоя стабилизатора (ТОФО или AM) в индивидуальных квантовых точках, которая усиливается в нанокомпозитах. Эта перестройка (или «фазовый» переход стабилизирующего слоя) играет принципиальную роль в формировании путей безызлучательной релаксации экситонного возбуждения, а также в экситон-фононном взаимодействии в КТ.

Присоединение одной или нескольких молекул красителя существенно влияет на перераспределение поверхностных состояний (NBES) и возникновение новых состояний КТ (ловушек «дырки» - DHT или электрона - DET, формирующих экситонное возбуждение). Спектры и кинетика ФЛ КТ являются чувствительным индикатором пространственно-энергетических этих изменений в интерфейсном слое. Кроме того, в нанокомпозитах реализуется ферстеровский перенос энергии КТ-жраситель, эффективность которого существенно уменьшается при возрастании полярности растворителя. Ha основании анализа результатов спектральнокинетических исследований, выполненных для растворов, содержащих комплексы «КТ-краситель», а также для одиночных квантовых наноструктур, проведено детальное сравнение статического и динамического тушения фотолюминесценции КТ. Обнаруженные закономерности хорошо коррелируют с найденными ранее зависимостями мерцания интенсивности ФЛ (blinking processes) одиночных КТ при вариации полярности окружения.

На основании анализа совокупности полученных экспериментальных данных предложена схема возбужденных состояний и основные каналы релаксации энергии экситонного возбуждения в полупроводниковых квантовых точках различного диаметра, а также в самособирающихся нанокомпозитах КТ-краситель. Полученные результаты и выводы качественно согласуются с теоретическим расчетами, выполненными независимыми группами исследователей.

Финансовая поддержка работы: ГПНИ «Конвергенция - 2020 3.0.3» (Беларусь) и DFG Priority Unit FOR 877 (Германия).

[1] Petersen N. O. Foundations for Nanoscience and Nanotechnology // CRC Press: London. - 2017.

- [2] Zenkevich E. Tuning electronic states of a CdSe/ZnS quantum dot by only one functional dye molecule. / E. Zenkevich, A. Stupak, C. Göhler, C. Krasselt, C. von Borczyskowski // ACS Nano. – 2015. – V. 9. – No 3. – P. 2886.
- [3] Von Borczyskowski C. Tuning Semiconducting and Metallic Quantum Dots: Spectroscopy and Dynamics. / C. von Borczyskowski, E. Zenkevich // Pan Stanford Publishing: USA. - 2016. – 398 p.

УДК [61:53+577.3](075.8) А.И. Кубарко, В.Л. Казущик, В.А. Мансуров, Л.Д. Рагунович

#### ИЗМЕНЕНИЕ БИОИМПЕДАНСА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКЕ

# УО «Белорусский государственный медицинский университет», пр. Дзержинского, 83, 220116, Минск, Беларусь mansurov@tut.by

Простой способ установить локальные механические свойства материала – вдавливание – широко используется для оценки податливости различных биологических тканей. Как правило, механические свойства биологических тканей связаны с содержащейся в ней жидкости. Используя этот простой прием, А.В. Шоттом с коллегами был предложен метод оценки степени влагосодержания тканей (эдемометрия) [1], принцип действия которого заключается в локальном воздействии на ткань известного давления. Этот метод позволяет выявить нарушения влагосодержания тканей. При вдавливании межклеточная жидкость под действием давления будет вытесняться в другие части ткани. Проследить за движением жидкости в месте надавливания можно посредством измерения электрического сопротивления переменному электрическому току (импеданса). Изменение импеданса в месте вдавливания могут быть связаны с распределением жидкости. Измеряя нестационарный импеданс ткани в месте вдавливания, можно судить о перераспределении жидкости и влагосодержании ткани. Полученные данные могут быть использованы для оценки адекватности инфузионной терапии и в



Рисунок 1. Эквивалентная схема биологической ткани и измерительной ячейки.  $C_m$  - электроемкость мембраны клеток ткани,  $R_m$  электрическое сопротивление внутриклеточной среды,  $R_s$  - электрическое сопротивление межклеточной среды, эллипсом выделено внутриклеточное пространство.

различных отраслях медицины.

При наложении электрического поля в биологической ткани возникает макроструктурная поляриза-(поляризация Максвелла-Вагшия нера-Силларса). Это явление описывает электрическая модель (эквивалентная схема), состоящая из двух диссипирующих энергию элементов (электрических сопротивлений), один из которых определяет движение зарядов по межклеточной среде, а другой движение зарядов по

внутриклеточной среде. В модель входит также накопительный элемент, который позволяет накапливать электрические заряды при макроструктурной поляризации (электрический конденсатор). Основная цель работы – изучение изменения элементов данной модели при локальном наложении механической нагрузки.

Использование биоимпедансных методов для характеристики нестационарных процессов затруднительно в связи частотной зависимостью импеданса и условию стационарности измерений. Для определения численного значения параметров, характеризующих элементы данной модели, был разработан и применен метод импульсной кондуктометрии. Импульсный метод измерения импеданса изменяющихся во времени систем обладает быстродействием, поскольку работает в широком диапазоне частот (спектре). Суть это метода заключается в том, что короткий прямоугольный импульс напряжения подается на биологическую ткань, вызывая в ней процессы поляризации, наблюдая за изменение напряжения на электродах во времени можно судить о параметрах эквивалентной схемы биологической ткани.

Для его реализации к электроду через резистор подается импульс длительностью 3 мс, напряжением 5 В. Ток, текущий по этому резистору, измеряется автоматизированной системой с интервалом в 1мс, начиная с момента подачи импульса. Процесс измерения повторялся через 300 мс (время разряда накопительного элемента модели) в течении 6 мин, полученные данные сохранялись в компьютере. Поляризационный ток для этой модели можно приближенно представить падающей экспоненциальной функцией, параметры которой характеризуют элементы модели.

В качестве объекта исследования был использован межпальцевый промежуток (между большим и указательным пальцем) здоровых добровольцев. На этот промежуток накладывался никелевый электрод диаметром 5 мм при давлении 13,6 КПа (100 мм рт. ст.). Внутренняя сторона ладони лежит на электроде большой площади (рис. 2).



 Рисунок 2 Изменения параметров эквивалентной схемы от времени

 а) Зависимость внутреннего
 б) Зависимость внешнего
 в) Зависимость электроемкости

 сопротивления
 сопротивления
 конденсатора

Установлено, что элемент, определяющий движение зарядов по межклеточной жидкости (рис 2б) слабо изменяется во время действия нагрузки на ткань. В противоположность этому два других элемента, определяющих движение зарядов по внутриклеточной жидкости и накоплении заряда при макроструктурной поляризации, изменяются примерно в два раза во время действия нагрузки на ткань (рис. 2a и 2в). Похожие данные были представлены в работе [2]. Из приведенных данных можно заключить, что основное перемещение зарядов происходит не в межклеточной среде, а внутри клеточной жидкости, вероятно, этот процесс связан с изменением формы структурных компонентов живой биологической ткани.

- [1] Шотт А.В., Кубарко А.И., Василевич А.П., Протасевич А.И., Казущик В.Л., Фарин Р.В. Основные итоги изучения микроциркуляции // Здравоохранение 2012 № 12 с. 7 10
- [2] Sepideh M. Moqadam, Parvind Grewal, Majid Shokoufi and Farid Golnaraghi Compression-dependency of soft tissue bioimpedance for *in-vivo* and *in-vitro* tissue testing // J Electr Bioimp, vol. 6, pp. 22–32, 2015

УДК 577.3

Д. Г. Щербин<sup>1</sup>, М. Брышевска<sup>2</sup>

#### БИОМЕДИЦИНСКИЕ ДЕНДРИМЕРЫ

<sup>1</sup> Институт биофизики и клеточной инженерии НАН Беларуси, Академическая, 27, 220072 Минск, Беларусь <u>d.shcharbin@mail.ru</u> <sup>2</sup> Лодзьский университет, Поморская, 243/245, Лодзь, Польша marbrys@biol.uni.lodz.pl

Нанотехнологии и нанонаука - это новые виды дисциплин, которые превращают классические дисциплины, например, химию, биологию, физику и программирование (молекулярное моделирование) в новые подходы для создания средств и лекарств инновационной наномедицины. Применение инновационных подходов для доставки лекарств создает неограниченные возможности для развития совершенно новых видов лекарственных средств и диагностических систем. Даже трудно назвать их как "лекарство", когда человеческие органы (ухо, хрусталик, кости, печенка) печатаются с использованием системы 3D-bioprinting и могут быть использованы для замены поврежденного органа. Потенциал инновационной наномедицины неограниченный: в принципе, мы можем заменить любой орган нашего тела, кроме человеческого мозга. Это является конечной целью в этой области науки. Тем не менее, мы все еще в начале нано-будущего. В связи с этим, очень важно понять основные принципы взаимодействия между наносистемами и основными биологическими системами, например белками и нуклеиновыми кислотами.

В данном докладе освещаются и анализируются последние значительные в области взаимодействия между дендримерами, достижения белковыми макромолекулами И нуклеиновыми кислотами. Дендримеры являются гиперразветвленными полимерами, которые принадлежат к большому классу наноматериалов. Их широкое применение в биологии и медицине требует понимания фундаментальных механизмов их взаимодействия с биологическими системами. Действительно, успехи в изучении этих взаимодействий улучшили наше понимание биологических явлений. По мнению экспертов дендример-белковые взаимодействия играют решающую роль в успешной абсорбции, биосовместимости, токсичности, эффективности воздействия и экскреции из организма как дендримеров, так и систем доставки лекарственных средств на их основе. Понимание механизмов взаимодействия дендримеров с нуклеиновыми кислотами является важной основой для их медикобиологического назначения. Это прямой путь к индивидуальной наномедицине, которая основана на генотипе и фенотипе пациента.

В ближайшем будущем мы ожидаем развития таких важных направлений для инновационной лекарственных как (1) доставка наномедицины средств использованием наноматериалов для повышения биодоступности и фармакокинетики действующих препаратов (нанотехнологии могут быть использованы для доставки терапевтических агентов через биологические барьеры такие как гематоэнцефалический барьер); (2) нанотерапия на основе скрининга и улучшения

терапевтических эффектов в биологических системах с помощью "сигнальных" наноматериалов; (3) новые биологические покрытия для имплантатов, которые улучшают их долговечность и срок службы, а также для восстанавливают поврежденные ткани и органы; (4) отображение всех процессов в организме с использованием дендритных наноконъюгатов, квантовых точек, наночастиц золота, и так далее. Успешная реализация этих задач может значительно улучшить качество медицинской помощи (т.н. "качество жизни"), предложить новые направления для лечения неизлечимых заболеваний и устойчивых патогенных микроорганизмов, вызвать рост экономически эффективной охраны здоровья в развивающихся странах. С другой стороны, эти цели должны быть достигнуты без нанесения вреда организму, что является темой для анализа в современной нанотоксикологии.

- [1] Dendrimer-Protein Interactions versus Dendrimer-Based Nanomedicine / Shcharbin D. [et al] // Colloids and Surfaces B. 2017. Vol. 152. P. 414-422.
- [2] Can dendrimer-based nanoparticles fight neurodegenerative diseases? Current situation versus other established approaches / Mignani S. [et al] // Progress in Polymer Science. – 2017. – Vol. 64. – P. 23-51.
- [3] Shcharbin D. Recent patents in dendrimers for nanomedicine: evolution 2014 / D. Shcharbin, N. Shcharbina, M. Bryszewska // Recent Patents on Nanomedicine. – 2014. – Vol. 4. – P. 25-31.

УДК 577.3

И. В. Яковец<sup>1,2,3</sup>, К. Н. Борисов<sup>1</sup>, К. А. Жуков<sup>1</sup>, И. В. Янковский<sup>1</sup>, Т. Е. Зорина<sup>1</sup>, L. Bonotine<sup>2,3</sup>, В. П. Зорин<sup>1,4</sup>

# СРАВНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ И ВЫВЕДЕНИЯ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ИЗ ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

i.yakavets@gmail.com

<sup>2</sup> Centre de Recherche en Automatique de Nancy (CRAN), CNRS UMR 7039, Université de Lorraine, 54500 Vandoeuvre-lès-Nancy, France

<sup>3</sup> Institut de Cancerologie de Lorraine, 54519 Vandoeuvre-lès-Nancy, France

<sup>4</sup> Белорусский государственный университет, МГЭИ БГУ, ул. Долгобродская 23, 220070 Минск, Беларусь;

Результативность проведения фотодинамической терапии в значительной степени определяется процессами распределения фотосенсибилизатора (ФС) в клеточных и тканевых структурах опухоли. В связи с этим, возникает интерес к изучению процессов накопления и выведения ФС в опухолевых клетках в зависимости от физико-химических свойств препарата. Целью данной работы было количественный анализ процессов накопления и выведения ряда хлориновых ФС в культуральных опухолевых клетках К562.

Объектом исследования были тетрапиррольные ФС хлоринового ряда: хлорин е6 (Хл е6), его производные диметиловый эфир хлорина е6 (ДМЭ) и триметиловый эфир хлорина е6 (ТМЭ), мета-тетра(гидроксифенил)хлорин (мТГФХ).

В ходе работы были проанализированы данные изучения процессов накопления и выведения ФС с различной химической структурой и клеток К562. Аппроксимация полученных данных с использованием математических моделей, описывающих процессы накопления/выведения ФС в клетках, позволила количественно сравнить вклад различных факторов на процессы накопления ФС в клеточных структурах. Полученные данные были дополнены результатами флуоресцентной микроскопии клеток, проинкубированных с ФС.

Сравнительный анализ кинетик накопления ФС в клетках К562 показал, что для неполярных ФС основным лимитирующим фактором является скорость переноса молекул ФС с белков сыворотки на плазматическую мембраны клетки, в то время как для полярных – скорость переноса молекул ФС через плазматическую мембрану. Скорость выведения ФС в свою очередь определяется процессами миграции ФС в цитоплазме между внутриклеточными структурами и плазматической мембраной. Полученные в ходе работы результаты могут быть использованы для отбора различных ФС, применяемых в фотодинамической терапии, и увеличения эффективности протоколов лечения заболеваний.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (БРФФИ) (проекты № М16М-049 и № М17МС-028), Института Канцерологии Лотаринги (Нанси, Франция)

и Французской «Национальной лиги по борьбе с раком (CCIR-GE)». Авторы благодарят biolitec research GmbH (Йена, Германия) за предоставление мТГФХ.

УДК 535.34+535.372

#### А.А. Суходола

# АННИГИЛЯЦИОННАЯ ЗАМЕДЛЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ТРИПТОФАНА

#### Институт физики им Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, Проспект Независимости 70, e-mail: sukhodola@imaph.bas-net.by

Триплетные состояния триптофана играют важную роль в изучении структуры и медленной внутримолекулярной динамики белков [1]. Время жизни т этих состояний в белках при комнатной температуре зависит от вязкости микроокружения. Оно изменяется от несколько секунд, когда молекулы триптофана находятся внутри белковой глобулы, до сотен микросекунд для молекул триптофана, взаимодействующих с растворителем. Для более глубокого понимания фотофизических процессов, связанных с триплетными состояниями триптофана в белках необходимо изучение спектрально-кинетических характеристик триплетных состояний триптофана в жидких растворах.

Одним из основных методов исследования триплетных состояний является изучение кинетики и спектров аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ) АЗФ наблюдается при диффузионном столкновении двух молекул в триплетном состоянии, в результате которого образуются молекулы в возбужденном синглетном и основном состояниях. В настоящей работе проведено детальное исследование кинетики и спектров АЗФ водных растворов триптофана при комнатной температуре. Цель работы – изучение механизмов свечения и определение времен жизни триплетных состояний.

Измерения проводились на автоматизированном лазерном спектрометре, позволяющем регистрировать кинетику люминесценции, а также спектры люминесценции на разных стадиях затухания свечения в микро- и миллисекундном диапазонах времен. В качестве возбуждающего излучения использовались импульсы четвертой гармоники лазера на неодиме YAG: Nd<sup>3+</sup> длительностью 10 нс и длиной волны генерируемого излучения  $\lambda_{\rm B} = 266$  нм, а также импульсы третьей гармоники лазера на сапфире с титаном Sa: Ti длительностью 30нс, перестраиваемого в 250-300 HM. Накачка титан-сапфирового спектральной области лазера осуществлялась импульсами второй гармоники лазера на YAG: Nd<sup>3+</sup>. Регистрация люминесценции в узком спектральном диапазоне, выделяемом монохроматором МДР-23, проводилась фотоэлектрическим методом с помощью АЦП.

При возбуждении наносекундными лазерными импульсами обескислороженных водных растворов триптофана в первой полосе поглощения молекул наблюдалась АЗФ, затухающая в микросекундном временном диапазоне. Разрешенные во времени спектры АЗФ, а также спектры флуоресценции приведены на рис.1. Видно, что в спектре АЗФ наблюдаются две полосы - коротковолновая (кривая2) с длиной волны максимума спектра  $\lambda_{\text{макс}} = 350$  нм и длинноволновая (кривая3) с  $\lambda_{\text{макс}} = 382$  нм. На начальном этапе затухания люминесценции, на временной задержке  $\Delta t = 10$  мкс от возбуждающего импульса, преобладает коротковолновая полоса, спектр которой совпадает со спектром быстрой флуоресценции (кривая1). С увеличением временной задержки интенсивность длинноволновой полосы относительно коротковолновой увеличивается. При  $\Delta t = 100$ мкс в спектре АЗФ наблюдается преимущественно длинноволновая полоса с  $\lambda_{\text{макс}}$  = 382 нм. Поскольку спектр коротковолновой полосы совпадает со спектром

флуоресценции, ее можно интерпретировать как АЗФ мономеров, возбужденное синглетное состояние которых образуется в результате аннигиляции двух мономерных молекул в триплетном состоянии.

Детальное исследование закономерностей АЗФ позволили сделать вывод, что, длинноволновую полосу можно интерпретировать как АЗФ эксимеров, возбужденные синглетные состояния которых образуются в результате аннигиляции эксимеров в триплетном состоянии. Триплетные эксимеры образуются при столкновении молекул в триплетном и основном состояниях..





Кинетика затухания АЗФ характеризует время жизни триплетных состояний. В случае экспоненциального затухания время жизни триплетных состояний равно удвоенному времени затухания АЗФ. Определенное из кинетики АЗФ время жизни составляет  $\tau \sim 80$  мкс для триплетных состояний мономеров и  $\tau \sim 220$  мкс для триплетных состояний эксимеров.

[1] Внутримолекулярная динамика и функциональная активность белков. / В.М Мажуль, Е.М Зайцева, Д.Г Щербин. // Биофизика. – 2000. – Т.45. - С. 965 – 989.

2

УДК 53.06+53.047+539.1

#### И.Г. Тарутин, Е.В. Титович

#### МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова <u>itarutin@tut.by</u>

Постановлением Министерства труда и социальной защиты от 31 мая 2013 г. №49 «О внесении изменений и дополнений в постановление Министерства труда Республики Беларусь от 30 декабря 1999 г. №159» в республике введена должность «Медицинский физик».

Республиканским институтом высшей школы изменением №9 Общегосударственного классификатора Республики Беларусь 011-2009 «Специальности и квалификации» утверждена новая специальность высшего образования первой ступени «Медицинская физика».

Появление этой специальности обязано стремительному развитию технического обеспечения диагностических исследований и лечебным воздействием различных заболеваний человека.

Медицинская физика – это наука о системе, состоящей из физических излучений и приборов, человеческого организма и его болезней, а также лечебнодиагностических аппаратов, препаратов, материалов и технологий.

С 2013 года начата подготовка медицинских физиков со сроком обучения 5 лет для работы в системе здравоохранения республики на базе учреждения образования «Международный государственный экологический институт имени А.Д. Сахарова БГУ». Первый выпуск медицинских физиков будет осуществлен в 2018 году в количестве 9 человек. В 2017 году в этом же институте открыта магистратура по медицинской физике. Первый прием в магистратуру составил 13 человек из нескольких онкологических учреждений страны.

Подготовка медицинских физиков на первом этапе развития проводится для нужд радиационной медицины, в первую очередь для лучевой терапии онкологических пациентов. Однако, медицинские физики будут готовиться и для нужд ядерной медицины, а также диагностической радиологии. В дальнейшем сфера обучения расширится и на неионизирующие излучения, а также на фундаментальные проблемы медицинской физики.

В настоящее время в диагностической радиологии Республики Беларусь используются около 100 клмпьютерных рентгеновских томографов, более 50 магниторезонансных томографов, 3 позитронно-эмиссионных томографа в комплекте с циклотроном, производящим ультракороткоживущие радиофармпрепараты, сотни цифровых рентгеновских апааратов, сотни ультразвуковых диагностических аппаратов и другого сложного оборудования. В лучевой терапии страны работают 15 медицинских линейных ускорителей электронов на энергии от 6 до 18 МэВ. Используются 15 дистанционных гамма-терапевтических аппаратов с зарядами <sup>60</sup>Со, а также 15 гамма-аппаратов для контактного облучения пациентов с источниками

излучения <sup>192</sup>Ir. Применяются лазерная, гипертермическая, магнитотерапевтическая, кардиологическая и другая техника.

Очень высокие требования в радиационной медицине предъявляются к ее дозиметрическому сопровождению. Так в лучевой терапии рака погрешность дозиметрических измерений должна находиться на уровне 2-3%, чего нет в других отраслях использования радиоактивных веществ и ионизирующего излучения.

Появившиеся в последние годы методы высокотехнологичного облучения опухолей потребовали постоянного участия в лечебном процессе физиков, занимающихся выработкой оптимальных планов облучения с соблюдением всевозможных мер радиационной защиты пациентов.

Вся техника, предназначенная для облучения людей, должна подвергаться регулярному контролю качества ее работы, включая системы и устройства, обеспечивающие максимально возможную точность дозы, отпускаемой паицентам. Поэтому медицинские физики РНПЦ ОМР им. Н.Н. Александрова разрабатывают специальные национальные протоколы контроля качества всего оборудования, применяемого в радиационной медицине, которые используются затем практически во всех странах СНГ.

Пока в стране не идет речь о подготовке медицинских физиков высшей научной квалификации. Это дело будущего. Но перспективы расширения сферы использования их в отечественной медицине и научных исследованиях достаточно широкие.

Медицинские физики Беларуси уже имеют щирокие связи с ассоциациями медицинских физиков других стран: Российской Федерации, Украинской Республики и других стран СНГ. Устанавливаются связи и с Обществами медицинских физиков Западной Европы.

Медицина имеет сегодня от физики лишь малую «вершину» огромного «айсберга» возможностей. УДК 535.34/36+544.77+547.97

А. В. Абакшонок<sup>1</sup>, А. Ю. Панарин<sup>2</sup>, С. Н. Терехов<sup>2</sup>

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСОВ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ВОДОРАСТВОРИМЫМИ ПОРФИРИНАМИ

<sup>1</sup> Институт химии новых материалов НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

nura2007@tut.by

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, ул. Ф. Скорины, 36, 220141 Минск, Беларусь s.terekhov@ifanbel.bas-net.by

Золотые и серебряные наночастицы (НЧ) с поверхностным плазмонным резонансом (ППР) обладают уникальными физико-химическими и оптическими свойствами, которые положены в основу работы различных сенсоров, в том числе биомедицинского назначения [1]. Рост производства и распространения НЧ приводит к увеличению вероятности попадания их в организм человека, где они могут проявлять токсичность. В этой связи актуальной задачей становится разработка простых, надёжных и высокочувствительных способов анализа металлических НЧ.

Для детектирования частиц благородных металлов мы предлагаем подход, основанный на спектроскопии резонансного светорассеяния. Поскольку сечение рассеяния резко возрастает с увеличением размера частиц, перспективной может быть идея инициирования агрегации НЧ путём добавки заряженных молекул, для последующего анализа образовавшихся агломератов по спектрам рассеяния. В качестве агломерат-формирующих соединений можно использовать заряженные молекулы, электростатически взаимодействовать которые будут с наночастицами с положительным отрицательным избыточным поверхностным или зарядом. Перспективными в этом отношении могут быть водорастворимые катионные и анионные металлопорфирины, которые имеют четыре заряженных периферических заместителя, большая величина суммарного заряда которых существенно расширяет диапазон размеров НЧ, способных к агрегации.

В данной работе представлены результаты изучения спектров экстинкции и резонансного рассеяния НЧ серебра, а также продуктов их взаимодействия с катионными порфиринами Cu(II)-5,10,15,20-тетракис(4-N-метилпиридиний)порфирин, Cu(II)-5,10,15,20-тетракис(2-N-метилпиридиний)порфирин (CuTMpyP4 и CuTMpyP2, соответственно) и анионным Cu(II)--тетра(4-сульфонатофенил)порфирином (CuTSPP).

Наночастицы серебра синтезировали в водной среде, содержащей 10 мМ NaHCO<sub>3</sub>, 0.3 мМ AgNO<sub>3</sub>, 1.0 мМ цитрат натрия и 50 мМ глюкозу, в условиях ультразвуковой обработки. Размер и форму НЧ серебра оценивали по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ; «JEM-100CX», Япония). Электронные спектры поглощения регистрировали на спектрофотометре Cary 500 Scan (Varian). Спектры резонансного рассеяния получали на специально созданной установке.

Исследование спектров экстинкции НЧ серебра показало, что в них присутствует полоса ППР с максимумом около 412 нм, характерная для сферических частиц с
диаметром ~25 нм. ПЭМ изображения также свидетельствовали о присутствии квазисферических НЧ такого же размера. При взаимодействии НЧ с молекулами CuTMpyP4 или CuTMpyP2, в спектрах экстинкции и резонансного светорассеяния регистрировался длинноволновый сдвиг полосы ППР до ~550 нм и ~620 нм, соответственно. При этом в отличие от нехарактерного спектра экстинкции, в рассеянии отчетливо наблюдалась интенсивная полоса.

Указанные спектральные эффекты, вероятно, связаны с агрегацией НЧ серебра. Её инициируют присутствующие в смеси порфирины за счёт кулоновского взаимодействия между положительно заряженными пиридильными группами и частицами серебра, обладающими избыточным отрицательным зарядом связанных цитрат-анионов. Происходящий при этом рост интенсивности рассеянного излучения согласуется с теоретическими представлениями о взаимодействии света с металлическими НЧ и известными в литературе экспериментальными данными о возрастании сечения рассеяния с увеличением размера частиц. Данные просвечивающей электронной микроскопии показали, что агрегация частиц серебра при связывании с СиТМруР4 сопровождается формированием на подложке «полимерных» цепочек и агломератов. Молекулы порфирина при этом локализуются между отдельными НЧ серебра, формируя в агрегированных комплексах своеобразные электростатические мостики.

Следует отметить, что спектральные изменения для НЧ серебра при добавлении к ним CuTMpyP2 начинают проявляться при большей концентрации порфирина, чем в случае CuTMpyP4. В молекуле CuTMpyP2 метильные заместители располагаются в орто-положениях пиридильного кольца, что создаёт стерические препятствия для взаимодействия порфирина с наночастицами. Поэтому для инициирования агрегации частиц требуется большее количество CuTMpyP2 чем CuTMpyP4. что также является косвенным подтверждением электростатической природы данного эффекта. С другой стороны, при взаимодействии НЧ серебра с анионным порфирином CuTPPS4 какихлибо существенных спектральных изменений вообще не наблюдалось. Это обусловлено тем, что между молекулами анионного порфирина и частицами серебра действуют силы кулоновского отталкивания, препятствующие сближению наночастиц.

Для определения предела детектирования НЧ с помощью метода резонансного рассеяния были зарегистрированы спектры раствора порфирина CuTMpyP4 до и после добавки в него различного количества золя НЧ серебра. При повышении концентрации наночастиц наблюдался постепенный рост интенсивности полосы, принадлежащей образующимся агломератам. Было обнаружено, что контур полосы рассеяния начинает надёжно регистрироваться уже после добавки 20 микролитров золя НЧ серебра в 1 мл раствора, что соответствует их концентрации, равной 0.5\*10<sup>-12</sup> М, которая и является пределом детектирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта БРФФИ Ф16-096 и ГКПНИ «Фотоника опто- и микроэлектроника» (задание 1.4.01).

 Khlebtsov, N.G. Optical properties and biomedical applications of plasmonic nanoparticles / N.G. Khlebtsov, L.A. Dykman // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 2010. – V. 111. – P. 1-35. УДК 577.3

М. С. Терехова<sup>1</sup>, А. Ю. Кохан<sup>1</sup>, Д. В. Григорьева<sup>1</sup>, И. В. Горудко<sup>1</sup>, А. В. Соколов<sup>2,3</sup>, О. М. Панасенко<sup>3</sup>, С. Н. Черенкевич<sup>1</sup>

# ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ БЕЛКОВ ПЛАЗМЫ КРОВИ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ В УСЛОВИЯХ ГАЛОГЕНИРУЮЩЕГО СТРЕССА

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, Минск, Беларусь; <u>autumn\_frost@mail.ru</u>

<sup>2</sup> ФГБНУ «Институт экспериментальной медицины», ул. Академика Павлова, 12, 197376 Санкт-Петербург, Россия; <u>biochemsokolov@gmail.com</u>

<sup>3</sup> ФГБУ ФНКЦ физико-химической медицины ФМБА России, ул. Малая Пироговская, 1a, 119435 Москва, Россия; <u>o-panas@mail.ru</u>

Белки являются одной из главных мишеней окисления в плазме крови при нарушении баланса окислительно-восстановительных реакций в очагах воспаления. Одним из основных источников активных форм кислорода и галогенов являются нейтрофилы. Главным токсичным оксидантом, образующимся при функционировании данных клеток, является хлорноватистая кислота (HOCl), образование которой катализирует фермент азурофильных гранул нейтрофилов – миелопероксидаза (МПО). Показана причастность МПО к развитию нейродегенеративных заболеваний, связанная с нарушением фолдинга белков и образованием амилоидных структур. Поэтому актуальным является изучение влияния HOCl на структурно-функциональные свойства белков. Целью данной работы явилось выявление структурных изменений (аминокислотного состава, конформации) белков плазмы крови, концентрация которых увеличивается в очагах воспаления при патологиях, ассоциированных с увеличением активности нейтрофилов, при действии HOCl с помощью методов флуоресцентного анализа.

В данной работе исследовали следующие белки: сывороточный альбумин (YCA), лактоферрин (ЛФ), МПО, лизоцим, церулоплазмин человека (ЦП). Модификацию аминокислотного состава белков регистрировали по изменению собственной флуоресценции белков, обусловленной триптофановыми остатками (λ<sub>возб.</sub>=285 нм, λ<sub>регистр.</sub>=340 нм), конформации белковых молекул – с помощью зонда  $(\lambda_{B030} = 350)$ λ<sub>регистр.</sub>=475 нм). Параметры флуоресценции AHC AHC HM, высокочувствительны к микроокружению хромофора, поэтому этот зонд используется гидрофобных областей качестве индикатора доступности белка И в его конформационных изменений. Модификацию белков HOCl в мольном соотношении белок к HOCl 1:100 проводили при комнатной температуре в течение 1,5-2 ч. Флуоресцентные исследования проводили в фосфатно-солевом буфере Дюльбекко (рН 7,35) при 23 °C и постоянном перемешивании с использованием компьютеризованного флуориметра СМ2203 («СОЛАР», Минск, Беларусь).

В таблице представлены результаты, демонстрирующие снижение интенсивности флуоресценции МПО, ЦП и ЛФ, обусловленной флуоресценцией триптофановых остатков, после добавления к раствору белков НОСІ. После добавления к раствору ЧСА НОСІ в 100-кратном мольном избытке также регистрировали падение интенсивности

флуоресценции на 92 %. Полученные данные свидетельствуют о значительной модификации триптофановых остатков в молекулах исследуемых белков при действии HOCl.

Таблица – Интенсивность собственной флуоресценции белков и флуоресценции АНС в растворе белков, модифицированных HOCl (в процентах относительно значений интенсивности флуоресценции для нативных белков)

Интенсивность	Флуоресценция	Белок		
флуоресценции		МПО	ЦП	ЛΦ
относительно	триптофана	45	55	21
контроля, %	зонда АНС	102	61	38

конформационных изменений При исследовании белковых молекул В присутствии HOCl в качестве контроля определяли интенсивность флуоресценции АНС в растворе ЧСА и лизоцима. Выявлено, что после добавления НОСІ к раствору ЧСА происходило уменьшение интенсивности флуоресценции АНС в 5 раз, что свидетельствует об уменьшении числа гидрофобных участков, доступных для связывания АНС. Полученный результат согласуется с литературными данными [1], по которым при действии HOCl на ЧСА происходит разворачивание белковой глобулы. Действие HOCI на лизоцим сопровождалось увеличением интенсивности флуоресценции АНС в 2 раза, что связано с агрегацией молекул белка и также согласуется с литературными данными [2].

Как следует из таблицы, интенсивность флуоресценции АНС, добавленного в растворы модифицированных как ЛФ, так и ЦП, уменьшалась по сравнению с интенсивностью флуоресценции АНС в растворе нативных белков. Интенсивность флуоресценции АНС в растворе модифицированной МПО практически не изменялась по сравнению с соответствующим значением интенсивности в растворе нативного белка. По всей видимости, при действии НОСІ на ЛФ и ЦП происходит развертывание белков аналогично тому, как это показано для ЧСА. МПО, в отличие от всех остальных исследуемых белков, является димерной молекулой. Нами было показано, что при действии НОСІ на МПО происходит разрыв дисульфидной связи в димере с последующим образованием мономеров МПО [3]. Поскольку интенсивность флуоресценции АНС после связывания с модифицированной МПО не изменялась, можно заключить, что гидрофобность микроокружения молекул зонда АНС в растворе мономеров МПО одинакова.

Работа поддержана грантами РФФИ 17-04-00530 и БРФФИ № Б16Р-015.

- [1] Giudice A. D. Structural response of human serum albumin to oxidation: biological buffer to local formation of hypochlorite / A. D. Giudice, C. Dicko, L. Galantini, N. V. Pavel // JPCB. – 2016. – V. 120 (48). – P. 12261-12271.
- [2] Hawkins C. L. Inactivation of protease inhibitors and lysozyme by hypochlorous acid: role of side-chain oxidation and protein unfolding in loss of biological function / C. L. Hawkins, M. J. Davies // Chem. Res. Toxicol. – 2005. – V. 18. – P. 1600-1610.
- [3] Горудко И. В. Продукция активных форм кислорода и галогенов нейтрофилами при действии мономерных форм миелопероксидазы / И. В. Горудко, Е. В. Михальчик, А. В. Соколов, Д. В. Григорьева, В. А. Костевич, В. Б. Васильев, С. Н. Черенкевич, О. М. Панасенко // Биофизика. – 2017. – Т. 62, вып. 6. – в печати.

УДК 577.33/.34

И.И. Хлудеев<sup>1,2</sup>, В.П. Зорин<sup>1</sup>, М.П. Самцов<sup>3</sup>

# СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ ПОЛИМЕТИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРАТОРОВ В ПЛАЗМЕ КРОВИ

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь

ivan2khl@mail.ru

<sup>3</sup>НИИПФП им.А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова,7, 220045 Минск, Беларусь

Большинство фотосенсибилизаторов (ФС), используемых в фотодинамической терапии (ФДТ), при введении в кровь образуют комплексы с основными транспортными белками сыворотки крови, к числу которых относятся сывороточный альбумин (СА) и липопротеины высокой (ЛВП) и низкой (ЛНП) плотности. Природа белков-носителей во многом определяет механизмы транспорта и избирательного тканях-мишенях, накопления ΦC например, солидных опухолях. В В Комплексообразование ФС с белками, кроме того, способствует мономеризации неполярных соединений, которые при введении в плазму крови склонны к самоагрегации. Образование агрегатов ФС в водной среде сказывается на их спектральных и фотофизических характеристиках, существенно снижая квантовый выход флуоресценции и генерации активных форм кислорода, являющихся основными активными интермедиатами, повреждающими биоструктуры при проведении ФДТ. Кроме того, процессы фотосенсибилизированного обесцвечивания самих ФС в крови также могут зависеть от типа белка-носителя. Анализ спектрально-флуоресцентных характеристик ФС в плазме крови может быть использован для получения информации, способствующей объективной оценке возможного фотодинамического эффекта.

В данной работе исследовали изменения спектральных характеристик полиметиновых красителей при связывании их различными белками сыворотки крови в условиях *in vitro*.

В работе использовали синтезированные в лаборатории спектроскопии НИИПФП им. Севченко БГУ индотрикарбоцианиновые красители [1]: гидрофобный ПК154, а также его производное ПК220, которое получали, замещая в исходном соединении две карбоксильные группы молекулами полиэтиленгликоля с молекулярной массой 300 кДа для повышения его водорастворимости [2]. Стоковые растворы ПК с концентрацией 5×10<sup>-4</sup> моль/л готовили в этаноле (ПК154) и в дистиллированной воде (ПК220). В качестве биологических объектов использовали сывороточный альбумин быка (САБ), нативную сыворотку крови человека и мышей, а также инактивированную сыворотку крови быка. Регистрировали спектры поглощения и люминесценции с помощью спектрофлуориметра СОЛАР СМ-2203 или Florolog. Связывание ПК с компонентами сыворотки крови человека исследовали методом эксклюзионной гельхроматографии (колонки Sigma 1,5×50 см с гелем Sephadex G-200, элюент – фосфатносолевой буфер (ФСБ) Дюльбекко рН 7,4). Для фотооблучения образцов использовали излучение полупроводникового лазера (λ<sub>изл</sub> = 740 нм) с регулируемой мощностью (2–400 мВт).

В результате проведенных исследований установлено, что при добавлении в ФСБ спиртового раствора ПК154 в отсутствие САБ наблюдается появление в спектре поглощения интенсивного длинноволнового пика, характерного для образования jагрегатов, который исчезает по мере роста относительной концентрации белка в образце. Параллельно с этим наблюдается существенное смещение положения основного максимума поглощения (с 709 нм до 747 нм) вследствие дезагрегации димеров ПК154. Мономеризация пигмента, вероятно, является результатом связывания молекул ПК154 с молекулой САБ. С использованием метода Жоба показано, что соотношение САБ/ПК154 при комплексообразовании близко к 1:1.

Положение максимума спектра поглощения более гидрофильного ПК220 при росте относительного содержания САБ в растворе меняется незначительно (с 708 нм до 710 нм), свидетельствуя о том, что ПК220, вероятно, практически не образует комплексов с молекулами САБ. Исследование взаимодействия молекул САБ и ПК220 по методу Жоба подтверждает это предположение.

Титрование водных растворов ПК сывороткой крови человека приводило к схожим изменениям спектров поглощения. Для ПК154 уже при концентрации сыворотки 0,5% наблюдался смещение максимума поглощения с 704 нм до 730 нм. Положения максимума спектра поглощения ПК220 при добавлении сыворотки смещалось с 706 нм до 729 нм при концентрациях сыворотки 2%. Такое поведение ПК220 позволило предположить, что ПК220 связывается преимущественно с липопротеинами, молярная концентрация которых в сыворотке существенно меньше в сравнении с альбумином. Данное предположение подтверждается результатами анализа фракций, полученных при гель-хроматографическом разделении образцов сыворотки, окрашенной ПК. Основное количество ПК154 обнаруживается во фракциях САЧ, в то время как ПК220 находится в основном в фракциях липопротеинов. Следует отметить, что предварительная 2 часовая инкубации ПК220 с сывороткой крови при температуре 37 °С приводила к появлению в спектрах поглощения пигмента в липопротеиновых фракциях интенсивной полосы с максимумом в районе 630 нм, которая, как было показано ранее методом масс-спектрометрии, принадлежит продуктам распада ПК. Это позволяет предположить, что в липидном микроокружении молекулы ПК220 склонны к деградации.

Полученные результаты показывают, что анализ спектральных характеристик полиметиновых красителей является информативной характеристикой при изучении процессов комплекообразования ПК с белками сыворотки крови, для контроля состояния данных пигментов в различном микроокружении, что может быть использовано для коррекции протокола проведения сеансов ФДТ с использованием полиметиновых соединений в качестве фотосенсибилизаторов.

1. Samtsov M. P., Voropay E. S., Liashenka L. S. et al. // J. Appl. Spectr. 2011. № 1. P. 110-116.

2. Lugovski A., Samtsov M., Kaplevsky K., Petrov P., Voropay E., Tarasau D., Istomin Y. //Journal of Photochemistry and Photobiology A, 2016.V.316, P.31-36.

# ФИЗИКА И ИНФОРМАТИКА

УДК 535.37 + 004.942

И. В. Станишевский

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ АЛГЕБРАИЧЕСКИМИ И ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОЙ МАТЕМАТИКИ

Белорусский государственный аграрный технический университет, np. Независимости, 99, 220023 Минск, Беларусь stanishevskii.informatics@bsatu.by

В настоящее время существует значительный интерес к изучению замедленной флуоресценции (3Ф) [1], связанный с успешным развитием технологий органических светоизлучающих диодов [2, 3]. При ЗФ наблюдается дезактивация части энергии нижнего триплетного состояния  $T_1$  через возбужденное синглетное состояние  $S_1$ , благодаря обратной ( $T_1 \rightarrow S_1$ ) интеркомбинационной конверсии или/и триплет-триплетной аннигиляции. Дифференциальные (кинетические) уравнения моделей литературных источников, описывающие термически активированную ЗФ (ТАЗФ), традиционно учитывают динамику населенности только  $S_1$ - и  $T_1$ -, но не основного  $S_0$ -состояния [3], что предполагает для этих населенностей выполнение условия: [ $S_1(t)$ ] + [ $T_1(t)$ ] << [ $S_0(t)$ ]. При этом точность и границы применимости упрощенных решений для [ $S_1(t)$ ] и [ $T_1(t)$ ] не обсуждается. С другой стороны, известно, что [ $S_0(t)$ ] может заметно опустошаться уже при относительно невысоких интенсивностях фотовозбуждения (ФВ) из-за накопления молекул в  $T_1$  [4, 5]. Поэтому при определенных значениях констант скоростей  $k_{exc}$ , f, p,  $k_{ST}$  и  $k_{TS}$  (см. Рис. 1а), решения могут быть, по меньшей мере, недостаточно точными.



*Рис.* 1. Диаграмма энергетических уровней и переходов между ними при термически активированной 3Ф (а) и аннигиляционной 3Ф (b).

С помощью программ компьютерной математики Mathematica и Maxima получено точное решение модели для ТАЗФ (Рис. 1а), представленное ниже в выражениях (1)-(7). Для импульсного ФВ и вариации параметров импульса исследовано поведение амплитуд быстрой и медленной компонент кинетики ТАЗФ. Оценены погрешности типичных упрощенных решений. Численными методами (Scilab) выявлены особенности кинетики аннигиляционной ЗФ (Рис. 1b). Отмечен её сложный немоноэкспоненциальный характер. Имеет место значительная дисперсия времен затухания: от ~1/( $f + k_{ST}$ ) до 1/p.

Для модели ТАЗФ при воздействии импульса ФВ ступенчатой формы частные решения для  $[S_1(t)]$  и  $[T_1(t)]$  имеют следующий вид:

$$[S_{1}(t)] = A_{0}\left(1 - \frac{1}{2}\left(\left(\frac{A_{1}}{b} + 1\right)\exp(-C_{1}t) - \left(\frac{A_{1}}{b} - 1\right)\exp(-C_{2}t)\right)\right)$$
(1)

 $C_1$  и  $C_2$  – скорости затухания, соответственно, быстрой и замедленной компонент. Параметры  $A_0, A_1, C_0$  и b – точные выражения:

$$A_{0} = \frac{k_{exc}(k_{TS} + p)}{k_{exc}(k_{ST} + k_{TS} + p) + k_{TS}f + p(k_{ST} + f)}$$
(2)

$$A_{1} = \frac{k_{exc} + k_{ST} + f - (k_{TS} + p)}{2} + \frac{(k_{exc} - k_{TS})k_{ST}}{k_{TS} + p}$$
(3)

$$C_0 = (k_{exc} + k_{ST} + f + k_{TS} + p) / 2$$
(4)

$$C_{1,2} = C_0 \pm b$$
 (5)

$$b = [C_0^2 - (k_{exc}(k_{ST} + k_{TS} + p) + k_{TS}f + p(k_{ST} + f))]^{1/2}$$
(6)

$$[T_{1}(t)] = \frac{k_{ST}}{k_{TS} + p} A_{0} \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{C_{0}}{b} + 1 \right) \left( \exp(-C_{1}t) + \exp(-C_{2}t) \right) \right)$$
(7)

Уравнения (1) и (7) описывают динамику первоначально незаселенных состояний  $S_1$  и  $T_1$ . После окончания действия ФВ кинетика также описывается (1) и (7), в которых  $k_{\text{exc}} = 0$ . Населенность  $[S_0(t)]$  вычисляется, принимая во внимание условие замкнутости и нормировки:  $[S_0(t)] + [S_1(t)] + [T_1(t)] = 1$ . Обнаружено, что решение аналогичной модели, представленное в [6], содержит ошибку в предэкспоненциальных множителях.

[1] Birks J. B. The fluorescence lifetimes of aromatic molecules. / J. B. Birks, I. H. Munro // New York: Pergamon Press, – 1967. – Vol. 4. – P. 239.

[2] Goushi K. Organic light-emitting diodes employing efficient reverse intersystem crossing for triplet-to-singlet state conversion / K. Goushi, K. Yoshida, K. Sato, C. Adachi // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6. – P. 253.

[3] Tao Y. Thermally activated delayed fluorescence materials towards the breakthrough of organoelectronics / Y. Tao, K. Yuan, T. Chen et al // Adv. Mater. – 2014. – Vol. 26. – P. 7931.

[4] Romagnoli M. Beyond the bottleneck: submicrosecond hole-burning in phthalocyanine / M. Romagnoli, W. E. Moerner, F. M. Schellenberg et al // J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys. – 1984. – Vol. 1, – No 3. – P. 341.

[5] Avarmaa R. Fluorescence detection study of molecular triplet states in chlorophyll and related components / R. Avarmaa // Mol. Phys. – 1979. – Vol. 37. – P. 441.

[6] Степанов Б. И. Введение в теорию люминесценции. / Б. И. Степанов, В. П. Грибковский В.П. // Минск: Изд-во Академии наук БССР, – 1963. – С. 398.

УДК 004.4:621.378:535.2

А. А. Рыжевич<sup>1</sup>, И. В. Балыкин<sup>1,2</sup>

#### ПРОГРАММНОЕ СРЕДСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КАЧЕСТВА БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НУЛЕВОГО ПОРЯДКА

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь <u>a.ryzhevich@dragon.bas-net.by</u>

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,

#### Беларусь

i.balykin@dragon.bas-net.by

В настоящее время бесселевы световые пучки нулевого порядка (далее БСП), радиальное распределение интенсивности в поперечном сечении которых описывается квадратом функции Бесселя нулевого порядка [1], вызывают повышенный научный интерес благодаря наличию у них протяженного узкого осевого максимума интенсивности, диаметр которого может сохраняться практически неизменным во всей зоне существования БСП. Во многих случаях, например в профилометрии, требуется формировать БСП с распределением интенсивности, как можно более близким к идеальному, с осевой симметрией бесконечного порядка. К сожалению, на практике получить идеальный БСП невозможно. Поэтому закономерно возникает вопрос о параметрах качества БСП, формируемых экспериментально. До настоящего времени для оценки качества БСП применялся лишь параметр M<sup>2</sup> [2-4]. Однако более близкое к 1 значение параметра M<sup>2</sup> не гарантирует того, что осевой максимум интенсивности поля будет более круглым, кроме того, данный параметр не дает конкретной информации о виде следующего по значению максимума интенсивности, который в идеале должен иметь форму равномерного круглого кольца, хотя в реальности так бывает далеко не всегда. Для оценки качества экспериментально формируемых БСП нами было предложено использовать три параметра. Первый из них -  $R_{cr}^2$  характеризует качество поперечного распределения в целом и определяется выражением  $R_{cp}^2 = M[R^2]$ , где  $R^2$  – оценка скорректированного коэффициента детерминации для аппроксимации вдоль отдельного направления квадратом функции Бесселя вида формулой вида  $\hat{I}(r) = a \cdot J_0^2 [b \cdot (r-c)]$  (*a*, *b*, *c* – параметры модели, *r* – радиальная координата, J0 – функция Бесселя нулевого порядка). Скорректированный коэффициент детерминации  $R^2$ , определяется формулой

$$R^2 = 1 - (1 - \tilde{R}^2) \frac{n - 1}{n - k},$$

где n – число наблюдений, k – число параметров модели, которое в нашем случае равно 3, а  $\tilde{R}^2$  – выборочный коэффициент детерминации, определяемый выражением

$$\widetilde{R}^{2} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n} (I_{i} - \widehat{I}_{i})^{2}}{\sum_{i=1}^{n} (I_{i} - \overline{I})^{2}},$$

где  $I_i$  и  $\hat{I}_i$  – фактические и расчётные значения интенсивности в i-ой экспериментальной точке, а  $\bar{I}$  - средняя интенсивность по всем экспериментальным точкам распределения

интенсивности.

Несовершенство БСП по части аксиальной симметрии проявляется прежде всего в его первом кольцевом максимуме интенсивности, окружающем осевой максимум, причем нарушения симметрии могут проявляться как в отклонении формы этого максимума от идеальной окружности, так и в значении его пиковой интенсивности вдоль каждой конкретной радиальной линии. Первый кольцевой максимум является следующим по величине от осевого (его значение составляет примерно 0,1622, если принимать пиковое значение осевого максимума за 1), поэтому нами были введены такие параметры качества БСП, как: коэффициент постоянства  $k_{\Pi}$ , оценивающий постоянство пикового значения интенсивности первого (а значит и всех последующих) максимума интенсивности БСП, коэффициент круглости кольцевого И  $k_{\mathcal{K}}$ . оценивающий равноудаленность от оси пучка точек, соответствующих пиковому значению интенсивности первого максимума интенсивности и лежащих на различных радиальных линиях.

Коэффициент круглости по модулю среднего отклонения от среднего радиуса первого максимума мы рассчитываем, как

$$k_{K}^{\Delta} = 1 - M \left[ \frac{\left| r_{1} - M[r_{1}] \right|}{M[r_{1}]} \right]$$

(здесь и далее M[ ] обозначает усреднение по  $\phi_i$  (по ансамблю распределений). Коэффициент постоянства первого кольцевого максимума по отклонению модуля от среднего значения пиковой интенсивности определяется по формуле:

$$k_{\Pi}^{\Delta} = 1 - M \left[ \frac{\left| I_{H}(r_{1}) - M[I_{H}(r_{1})] \right|}{M[I_{H}(r_{1})]} \right]$$

где  $I_H(r_1)$ — нормированная на осевой максимум пиковая интенсивность первого кольцевого максимума поперечного распределения экспериментального БСП вдоль некоторого радиального луча.

Набор из трех вышеуказанных параметров позволяет достаточно полно оценить как энергетические, так и геометрические свойства БСП с практической точки зрения. Разработанное нами программное средство позволяет рассчитать эти параметры для конкретного поперечного распределения интенсивности БСП, представленного в виде графического файла в любом формате из наиболее часто используемых при регистрации распределений с помощью цифровых камер: bmp, jpg, png, tiff. Рассчитанные параметры качества могут использоваться для объективной оценки пригодности экспериментально формируемых БСП для решения тех практических задач, где требуются высокий контраст осевого максимума по отношению к кольцевым и осевая симметрия пучка по форме и по интенсивности.

- 1. J. Durnin. Exact solution for nondiffracting beams. I. The scalar theory. J. Opt. Sos. Amer. A. 1987. Vol. 4, No 4. P. 651–654.
- 2. S.A. Amarande. Characterization of nondiffracting Bessel beams in the propagation range. Romanian Reports in Physics, 2015, Vol. 67, No. 4, P. 1431–1437.
- 3. R. Borghi and M. Santarsiero. M2 factor of Bessel–Gauss beams. OPTICS LETTERS. 1997. Vol. 22, No. 5, March 1, P. 262-264.
- 4. G. Rousseau, D. Gay, M. Piche. Rms characterization of Bessel–Gauss beams: Correspondence between polar and Cartesian representations. Opt. Comm. 2006. Vol. 265, P. 261–269.

УДК 004.94+ 550.8.053

В.В. Гордийчук, Т. В. Смирнова

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ

Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, ул. Долгобродская, 23, 220070 Минск, Беларусь <u>vladimir.gordiychuk@gmail.com</u>

Любые геологические изыскания, промышленное и гражданское строительство в зоне распространения многолетнемерзлых пород сопряжено с рядом проблем, в первую очередь связанных с потерей грунтом своей несущей способности из-за теплового взаимодействия с сооружениями – трубопроводами, скважинами, резервуарами, зданиями, в результате чего происходит их деформация и разрушение. Поэтому проектирование строительных работ в зоне мерзлых грунтов сопровождается этапом проведения расчетов теплового режима. Существует ряд готовых программных решений, но они требуют знания многих числовых параметров модели, а при их отсутствии происходит упрощение модели, приводящее к недостоверным результатам.

#### Постановка задачи.

Основной целью расчета теплового режима является определение трехмерного поля температур и границы фронта фазовых переходов. При этом расположение границы фронта зависит от трехмерного температурного поля. Вычисление трехмерного поля температур за счет конвекции и фазовых превращений основано на решении уравнения теплопроводности с неоднородными коэффициентами:

$$C_{eff} = \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla - k \nabla T + C_w \vec{u} \nabla T - Q = 0, \qquad (1)$$

где  $u = \iota(x, y, z, t)$  – искомая функция распределения температурного поля;  $C_{eff} = C - \theta_s \rho_{ice} L \partial_{v_{ice}} / \partial^{-}$  – эффективная теплоемкость грунта;  $\theta_s$  – объемное влагосодержание;  $w_{ice}$  зависимость количества замерзшей воды от температуры;  $C = C_m w_{ice} + C_t (1 - v_{ice})$  – теплоемкость грунта, вычисляемая как функция от замерзшей воды;  $\rho_{ice}$  – плотность льда; L – удельная теплота фазового перехода; T – температура грунта;  $k = k_m w_{ice} + k_t (1 - v_{ice})$  – эффективная теплопроводность грунта, вычисляемая как функция от количества замерзшей воды; t – время;  $C_w$  – теплоемкость воды;  $\vec{u}$  – вектор скорости фильтрации воды в грунте; Q – источник или сток тепла.

Граничные условия для уравнения (1) с учетом конвективного и лучистого теплообмена записываются в виде:

$$\vec{u} \leftarrow k \nabla T + q + h \mathbf{v}_{int} - T + \sigma \mathbf{v}_{amb} - T^{4} = \mathbf{0}$$
(2)

где q – тепловой поток между внешней средой расчетной областью; h – коэффициент теплообмена между внешней средой расчетной областью;  $T_{int}$  – температура внешней среды;  $\sigma$  – произведение константы Стефана-Больцмана на степень черноты поверхности тела;  $T_{amb}$  – температура источника теплового излучения.

Аналитическое решение уравнения получено для ограниченного класса одномерных задач, поэтому реализация двух- и трехмерного случаев возможно лишь с применением численных методов. Готовое программное обеспечение для расчета тепловых полей (ANSYS, COMSOL, ABAQUS) основано на методе конечных элементов (МКЭ). МКЭ упрощает реализацию сопряженных задач: одновременное моделирование различных физических процессов (механические, тепловые, гидродинамические и др.). Тем не менее, показатели точности и производительности МКЭ зачастую уступают другим численным методам. Кроме того, МКЭ в неявной постановке, чаще всего реализованный в существующих программных продуктах, имеет низкую эффективность распараллеливания, что сужает область его практического использования в задачах моделирования. В работе представлена попытка усовершенствования расчетного метода за счет преобразований модели.

Анализ исходных уравнений.

Основная идея применения МКЭ [1] для решения уравнений состоит в том, что область решения  $\Omega$  разбивается на ряд неперекрывающихся областей  $\Omega_{ei}$  с последующей аппроксимацией функции температуры *T* полиномом:

$$T = \sum_{j=1}^{N} \Gamma_j N_j , \qquad (3)$$

где  $T_j$  – значение температуры,  $N_j$  – базисная функция в *j*-ом конечном элементе; M – общее количество узлов.

Для дискретизации температуры по времени используется конечно-разностное представление первой производной. Далее, согласно методу взвешенных невязок, уравнение (1) вместе с граничными условиями (2) сводится к нелинейному уравнению для определения значений температур в узлах сетки на временном слое  $T_j^{n+}$  по известным значениям на предыдущем слое  $T_j^{n}$ . Входящие в уравнение объемные и поверхностные интегралы заменяются квадратурными суммами. Результат преобразований – система линейных алгебраических уравнений.

При условии, что в модели необходимо учитывать особенности решения на границах фазовых переходов вода-лед, неизбежно возникает проблема измельчения шага по пространственным и временной переменным, что приводит к сгущению сетки. При необходимости прогнозировать тепловой режим на сетке с большим количеством узлов временные затраты становятся существенными, и основное преимущество метода конечных элементов – большой шаг по времени – теряется.

Предлагается методика численного анализа системы уравнений, основанная на методе конечных разностей. Преимущество – распараллеливание алгоритмов при проведении расчетов. Кроме того, дискретизации исходной области регулярной сеткой проведена таким образом, что разбиение имеет невысокую вычислительную сложность, учитывает особенности, в том числе в области фазовых переходов, и позволяет минимизировать количество информации, необходимой для восстановления структуры исходной области. Методика реализована в виде программного модуля в рамках комплекса для моделирования теплофизических процессов [1].

[1] Frost 3D Universal [Электронный ресурс] Режим доступа: www.simmakers.ru

#### УДК 621.317.2

С.А. Гришин<sup>1</sup>, В.В. Климентовский<sup>1</sup>, А.А. Бунчук<sup>1</sup>, В.А. Селянтьев<sup>1</sup>, А.Н. Буй<sup>1</sup>, Д.А. Ягодников<sup>2</sup>, В.И. Лапицкий<sup>2</sup>

# ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИНФОРМАТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ОГНЕВЫХ ИСПЫТАНИЯХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

<sup>1</sup>ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь, <u>grsamail@mail.ru</u> <sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Реактивный двигатель (РД) представляет собой сложную техническую систему с высокой энергонасыщенностью и, как правило, предназначен для установки на ответственные объекты космической, авиационной и специальной техники. Выход из строя такого силового агрегата может носить катастрофический характер и приводить к значительным материальным потерям и разрушениям.

Используемые при мониторинге работы РД контактные средства измерений давлений, расходов компонент топливной смеси, температур, вибраций и других характеристик не всегда эффективны при контроле физико-химических процессов, происходящих в камерах сгорания (КС), и малопригодны для регистрации быстропротекающих процессов разгара газовых трактов РД и для создания быстродействующих систем аварийной защиты (САЗ). Во время работы РД становится источником различных физических полей, характеристики которых оказываются связанными с режимами работы и процессами, протекающими в РД. Выявление таких взаимосвязей позволяет использовать ИХ при разработке бесконтактных электромагнитных, оптических, акустических и других методов мониторинга режимов работы и технического состояния РД [1].

В лаборатории интеллектуальных электронных систем ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» разработан программно-аппаратный комплекс (ПАК) для регистрации параметров процессов разгара теплонапряженных элементов конструкции жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) (рис.1а), который позволяет регистрировать напряженности и спектры переменных магнитных и электрических полей в диапазоне частот от 20 Гц до 50 кГц, спектры оптического излучения факела двигателя в диапазоне длин волн от 300 нм до 1000 нм, параметры тепловых полей, вибраций и звуковых колебаний, видеоданные процессов проведения испытаний, режимные параметры ЖРД и проводить их обработку в реальном масштабе времени.

Испытания ПАК проводились на базе Дмитровского филиала МГТУ им. Н.Э. Баумана во время стендовых огневых испытаний модельных ЖРД как с охлаждаемым соплом, так и с разгорающимися вкладышами критического сечения сопла, на рисунке 16 показан пример размещения датчиков ПАК вблизи ЖРД.

В ходе испытаний регистрировались переменные магнитные и электрические поля вблизи корпуса ЖРД, вибрации и акустические колебания, температура корпуса ЖРД, спектры оптического излучения факела.



Рисунок 1 – а) Схема размещения блоков ПАК при огневых испытаниях ЖРД; б) Пример размещения датчиков вблизи ЖРД с разгорающимся вкладышем критического сечения сопла; в) Осциллограмма сигнала с датчика магнитного поля. 1, 2, 5, 12 - Датчики электрических и магнитных полей; 3 - Микрофон; 4 - Вибродатчик; 6 - Видеокамера; 7, 8, 9 - Спектрометр; 13 - Измерительный комплекс; 15 – Пирометр.

При сопоставлении данных, полученных при помощи ПАК с информацией от штатных измерительных средств испытательного стенда, выявлена взаимосвязь между режимами работы ЖРД и параметрами электрических и магнитных полей, регистрируемыми вблизи от корпуса двигателя, в частности, близкая к линейной зависимость амплитуды колебаний электрических и магнитных полей от давления в КС ЖРД.

На осциллограммах сигналов с датчиков электрических и магнитных полей, синхронизированных с графиками изменения давления в КС, проявляются характерные фазы работы двигателя: открытие и закрытие клапанов, включение и выключение электроискровой системы зажигания, повышение давления в КС и его стабилизация.

При регистрации спектров оптического излучения факела (после начала разгара вкладыша критического сечения) зафиксировано появление спектральных линий, связанных с выносом продуктов разгара из газового тракта ЖРД.

Полученные в ходе испытаний результаты показывают, что сигналы, регистрируемые при помощи ПАК, и их зависимости от режимных параметров работы ЖРД могут быть использованы в качестве диагностических признаков при разработке быстродействующих систем мониторинга состояния и аварийной защиты ЖРД.

[1] Гришин, С.А. Система бесконтактного контроля состояния элементов конструкции энергетических и силовых установок. / С.А. Гришин, В.В. Климентовский, Н.С. Недвецкий, В.А. Селянтьев, К.Ю. Желудевич, А.Н. Буй //Всероссийская научнотехническая конференция АВИАДВИГАТЕЛИ XXI ВЕКА. Сборник тезисов докладов. Москва 24-27 ноября 2015 г. – М.: ЦИАМ, 2015. С. 926-927. УДК 531.19

В. С. Вихренко, Я. Г. Грода

# КИНЕТИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА НА ПРОСТОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ С БЛОКИРОВАННЫМИ УЗЛАМИ

Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», ул. Свердлова, 13а, 220006 Минск, Беларусь <u>vvikhre@gmail.com</u> groda@belstu.by

Рассматриваемая в работе модель представляет собой простую кубическую решетку, каждый узел которой может находиться в одном из трех возможных состояний: быть занятым примесной частицей, быть вакантным либо заблокированным. При этом примесные частицы, занимающие ближайшие решеточные узлы, могут взаимодействовать друг с другом с энергией *J*.

С практической точки зрения построенная модель пригодна для описания свойств ансамбля примесных частиц, абсорбированных кристаллом. В этом случае блокированные решеточные узлы могут рассматриваться как дефекты его кристаллической структуры.

Для определения равновесных характеристик рассматриваемой модели в работе [1] было предложено квазихимическое приближение, которое позволило получить простые аналитические выражения для нахождения ее термодинамических и структурных характеристик в случае систем любых размерностей. В настоящем докладе представлены результаты исследования методами компьютерного моделирования диффузионных характеристик описанной выше системы.

Моделирование по методу Монте-Карло диффузионных процессов было выполнено в большом каноническом ансамбле в рамках стандартного алгоритма Метрополиса. При моделировании использовалась решетка, содержащая 1728 решеточных узлов, в сочетании с периодическими граничными условиями. Полная длина процедуры моделирования состояла из 50 000 шагов алгоритма Монте-Карло (МКШ). При этом первые 10 000 МКШ отводились на процесс эквилибризации и не учитывались при дальнейших усреднениях. Необходимо также отметить, что выполнение 40 000 существенных МКШ формировало одну траекторию движения центра масс системы примесных частиц, а окончательные результаты получались путем усреднения по 1 000 таких траекторий.

В результате моделирования определялась зависимость среднего квадрата смещения центра масс системы от времени, измеренного в шагах алгоритма Монте-Карло. Моделирование показало, что данная зависимость является линейной, что позволяет определить кинетический коэффициент диффузии системы.

Наряду с определением кинетического коэффициента диффузии решеточного флюида в ходе прямого компьютерного моделирования диффузионного процесса была предпринята попытка его оценки на основе соотношения Жданова [2], позволяющего определить коэффициент диффузии через коэффициент диффузии ленгмюровского газа  $D_0$  и равновесные характеристики системы:

$$D_J = D_0 \frac{\exp[\beta\mu]}{c} F(0;0), \quad \beta = \frac{1}{k_B T},$$
(1)

где  $k_B$  — постоянная Больцмана; T — температура. Входящие с соотношение (1) равновесные значения химического потенциала  $\mu$ , концентрации c и вероятность двум ближайшим решеточным узлам быть вакантными F(0; 0) могут быть найдены как в рамках развитого квазихимического приближения, так и непосредственно при моделировании равновесных параметров по методу Монте-Карло.

На рис. 1 представлены зависимости кинетического коэффициента диффузии от концентрации примесных частиц, определенные как путем прямого моделирования диффузионного процесса, так и при использовании соотношения (1) в случае системы, содержащей 10 % заблокированных узлов.



Рис. 1. Зависимость от концентрации примесных частиц коэффициента кинетической диффузии решеточного флюида с притяжением (*a*) и отталкиванием (*б*) ближайших соседей на простой кубической решетке, содержащей 10% блокированных узлов. Точками представлены результаты прямого моделирования диффузионного процесса в решеточном флюиде, линиями – результаты применения соотношения (1). β|*I*| = 1.478 (кривая *I*); 1.108 (*2*); 0.933 (*3*); 0.845 (*4*); 0.739 (*5*) и 0.443 (*6*).

Анализ данных результатов позволяет сделать вывод, что соотношение (1) верно отражает качественные особенности рассматриваемых зависимостей и позволяет приблизительно оценить диффузионных характеристик модели. В целом получаемые с его помощью результаты оказываются несколько завышенными по сравнению с данными моделирования. Это может быть объяснено тем, что в соотношении (1) не учитывается снижения числа доступных для миграции решеточных узлов, вызванное эффектами блокировки части из них.

Исследования были выполнены при грантовой поддержке Министерства образования Беларуси, научной программы Евросоюза HORIZON-2020 (проект AMD-734276-CONIN), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант №Ф16К-614).

- [1] Influence of Obstacles on Equilibrium Properties of the Lattice Fluid on a Surface / P. Argyrakis [et al.] // In: Proceedings of the International Conference Nanomaterials: Applications and Properties – Zatoka, Ukraine, 2017 – Article 01PCSI15 (5 p.).
- [2] Zhdanov, V. P. General Equation for Description of Surface Diffusion in the Framework of the Lattice Gas Model / V. P. Zhdanov // Surf. Sci. 1985. vol. 149. L13–L17.

УДК 531.19

Я. Г. Грода, Э. Э. Бильданов

# ПАРАМЕТР ПОРЯДКА И КРИТИЧЕСКИЙ ПАРАММЕТР РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА C SALR-ПОТЕНЦИАЛОМ НА ПЛОСКОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ

Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», ул. Свердлова, 13а, 220006 Минск, Беларусь groda@belstu.by el95dar@icloud.com

В настоящее время наблюдается большой интерес к изучению процессов самоорганизации и самосборки в сложных системах. Примерами таких систем являются различные растворы белковых молекул, глины и грунтовые взвеси. Взаимодействие между их составными элементами носит весьма сложный характер, и часто имеет вид SALR-потенциала, т. е. притяжения на близких расстояниях и отталкивания на более далеких (Short-range Attraction Long-range Repulsion). В этом случае притяжение обеспечивает разделение фаз, а отталкивание – формирование кластеров.

Рассмотрение SALR-систем целесообразно начать с решеточных моделей, допускающих исследование как аналитическими методами, так и в рамках компьютерного моделирования по методу Монте-Карло. В частности, в работе [1] был рассмотрен решеточный флюид с притяжением ближайших соседей и отталкиванием третьих на плоской треугольной решетке. Были исследованы возможные конфигурации ансамбля частиц флюида при T = 0, предложено приближение среднего поля, в рамках компьютерного моделирования авторамиа системы. В дальнейшем методами компьютерного моделирования авторами было установлено существование в системе двух ламелярных фаз.

В настоящей работе представлены результаты исследования методами компьютерного моделирования аналогичной модели на квадратной решетке: рассмотрены виды образующихся в ней упорядоченных фаз, предложен параметр порядка и определен критический параметр модели.

Моделирование равновесных характеристик рассматриваемой системы по методу Монте-Карло было выполнено в рамках стандартного алгоритма Метрополиса, применение которого к изучаемой системы подробно описано в работе [2].

При моделировании использовалась решетка, содержащая 2<sup>14</sup> решеточных узлов в сочетании с периодическими граничными условиями. Полная длина процедуры моделирования состояла из 70 000 шагов алгоритма Монте-Карло (МКШ). При этом первые 20 000 МКШ отводились на процесс эквилибризации и не учитывались при дальнейшем усреднении.

По аналогии с работой [1] принималось, что  $J_3/|J_1| = 3$ , где  $J_1$  и  $J_3$  энергия взаимодействия частиц, занимающих ближайшие решеточные узлы и узлы, являющиеся соседями 3-го порядка, соответственно. При этом полагалось, что  $J_1 < 0$ , а  $J_3 > 0$ , что соответствует притяжению ближайших соседей и отталкиванию третьих.

Предварительное моделирование на решетке, содержащей 2<sup>10</sup> решеточных узлов, показало, что при достаточно низких температурах, и, соответственно, высоких значениях

параметра взаимодействия  $|J_1|/k_BT$ , в зависимости от заданного значения химического потенциала  $\mu$  и выбранного значения параметра взаимодействия в системе образуются упорядоченные фазы двух различных типов. Виды этих фаз представлены на рис. 1.





Для описания обеих упорядоченных фаз может быть осуществлено разбиение

1.0

исходной квадратной решетки на систему 8 идентичных подрешеток с постоянной  $2a\sqrt{2}$ , где a решеточная постоянная исходной решетки. В случае полной упорядоченности системы при концентрации решеточного флюида С равной 0.5 четыре подрешетки оказываются полностью заполненными, а четыре – полностью вакантными. Это позволяет определить параметр порядка системы бс как разность максимальной И минимальной концентраций на подрешетках.



На рис. 2 представлена зависимость введенного параметра порядка от параметра взаимодействия при  $\mu = 4|J_1|$ , что соответствует концентрации c = 0.5. Анализ данной зависимости позволяет утверждать, что критический параметр системы  $|J_1|/k_BT_c$  равен 0.655±0.005.

Исследования были выполнены при грантовой поддержке Министерства образования Беларуси, а также научной программы Евросоюза HORIZON-2020 (проект AMD-734276-CONIN).

- Pekalski, J. Periodic ordering of clusters and stripes in a two-dimensional lattice model. I. Ground state, mean-field phase diagram and structure of the disordered phases / J. Pekalski, A. Ciach, N. G. Almarza // J. Chem. Phys. – 2014. – Vol. 140. – art. no. 114701 (11 p.).
- [3] Грода, Я. Г. Обобщенное квазихимическое приближение для решеточной системы с SALR-потенциалом / Я. Г. Грода, Э. Э. Бильданов, В. С. Вихренко // Труды БГТУ. – 2017. – № 1 (194). – С. 14-20.

УДК 57.085.23

#### Т. К. Пыжик, А. А. Денисов

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБУЧЕНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЯХ В СБАЛАНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь; tatsiana.pyzhyk@gmail.com, an.denisov@gmail.com

Нейроны и межнейронные синаптические контакты являются основными элементами нервной системы, определяющими их базовые функциональные свойства. Для нормального функционирования нервной ткани необходимо поддержание определённого соотношения между возбуждающими и ингибирующими синаптическими связями, так как дисбаланс может приводить к различным патологическим процессам. Сбалансированное состояние нейронной сети также способствует ускорению отклика на обучающий стимул [1], поэтому актуальной задачей является разработка модели балансируемой нейронной сети и анализ характера ее поведения при воздействии случайными и повторяющимися сигналами.

Модель. Рассматриваемая система реализована на основе модели нейрон пороговый интегратор с учетом тока утечки, где потенциал покоя составил  $V_{\text{пок}} = 70 \text{ MB},$ а пороговое значение генерации спайка  $V_{\text{пор}} = -55 \text{ MB}.$ Beca возбуждающих синаптических контактов рассчитываются по STDP правилу с преобладанием торможения и в начальный момент времени равномерно распределены от минимального ω<sub>мин</sub> = 0 до максимального ω<sub>макс</sub> = 2 значений. Ингибирующие синаптические контакты имеют фиксированное значение весов, равное  $\omega_{\mu\mu\tau} = -0.5$ . Всего у нейрона имеется  $N_{\text{возб}} = 800$  возбуждающих и  $N_{\text{возб}} = 200$  ингибирующих синаптических контактов. В качестве источников шума и обучающего сигнала использованы пуассоновские генераторы с частотой 10 Гц, подсоединенные к нейрону через его синаптические контакты. Средой разработки является NEST (Neural Simulation Tool).

*Результаты.* В результате воздействия шумом от пуассоновских генераторов значения весов возбуждающих синапсов перешли в стационарное состояние с преобладанием слабых весов, порядка 69%, а мембранный потенциал установился на значении  $\langle V_m \rangle = -63,86$  мВ с дисперсией  $\sigma^2 = 2,41$  мВ, что выше заданного потенциала покоя, но не превышает порог генерации. Из-за флуктуаций мембранного потенциала наблюдалось случайное испускание спайков нейроном с частотой порядка 0,13 Гц. Состояние с таким распределением парметров является сбалансированным.

На сеть, предварительно приведенную в сбалансированное состояние, подавали обучающие сигналы в виде повторяющихся паттернов, чередующиеся с шумом, длина каждого из элементов составляла 2 с. В результате обучения среднее значение мембранного потенциала существенно не изменилось, а также сохранилось преобладание слабых весов (57%). В процессе обучения происходил стабильный рост частоты спайковой активности до 15,72±1,46 Гц (рисунок 1а). Для подтверждения неслучайного характера сигналов для каждого спайка нейрона были расчитаны

коэффициенты корреляции с четырьмя ближайшими соседями, аналогично [2]; полученные значения близки к еденице.

Установлено, что средняя частота спайковой активности нейрона после определенного числа повторений обучающего паттерна зависит от частоты входного сигнала и может быть рассмотрена как способ его кодирования. Другим аспектом обучения системы является упорядочивание времен спайков нейрона, генерируемых в ответ на обучающий паттерн (рисунок 1б).



Рисунок 1 – Спайковая активность нейрона в ответа на повторяющуюся комбинацию обучающий сигнал 2с, шум 2с: а – Частота спайковой активности нейрона;

б – Паттерн активации нейрона

При чередовании двух различных обучающих паттернов одинаковой продолжительности и частоты, чередующихся с периодами шума, сначала наблюдались два набора времен испускания спайков нейроном, не пересекающихся между собой, однако в дальнейшем эти паттерны начинали интерферировать.

Показано, что рассмотренная простая модель нейронной сети способна при действии шума сохранять состояние гомеостаза, а также распознавать входные сигналы и реагировать на них, однако ее возможности по их дифференциации ограничены. Дальнейшие исследования будет направлены на построение модели двухмерной биологической нейронной сети, основанной на элементах, рассмотренных в данной работе.

 Brunel N. Dynamics of sparsely connected networks of excitatory and inhibitory spiking neurons //Journal of computational neuroscience. - 2000. - V. 8. - N. 3. - P. 183-208.
 Yao H. et al. Rapid learning in cortical coding of visual scenes //Nature neuroscience.
 V. 10. N. 6. P. 772-778. УДК 534.87; 534.4

#### В.В.Митянок

# О КОМПЬЮТЕРНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ И ВЕРИФИКАЦИИ ЛИЧНОСТИ ПО ГОЛОСУ

Полесский государственный университет, ул Днепровской флотилии, 23, 225710, Пинск, Беларусь mitsianok@mail.ru

Задачи, связанные с акустикой речи человека, были обозначены еще до появления Это задачи автоматического распознавания вычислительной техники. речи, верификации и идентификации личности по голосу, синтеза речи и др. Но, несмотря на значительное число специалистов, занимающихся этими проблемами по всему миру в целом, несмотря на значительные финансовые вложения, ни одна из этих задач до сих пор не имеет удовлетворительного решения. Более того, в последнее время прогресс в решении этих задач заметно замедлился. Очевидно, что это произошло в результате того, что все те идеи, что "лежали на поверхности", уже выработаны и для дальнейшего продвижения вперед необходимо привлечь новые. Как отмечают исследователи, тот незначительный прогресс последнего времени, все же имеющий место, обусловлен не появлением новых идей, направлений и решений, а всего лишь повышением технических характеристик компьютеров.

При решении вышеотмеченных задач обычно начинают с использования преобразований Фурье. Этот метод хорошо зарекомендовал себя при анализе звуков музыки, анализе (почти) периодических функций, описывающих вибрации технического происхождения, некоторых простых звуков речи человека. Но в целом этот метод при анализе речи человека оказался малоэффективным.

Как хорошо известно, преобразования Фурье обладают рядом существенных недостатков [1]. Вероятно, эти недостатки и являются причинами торможения процесса решения вышеотмеченных задач. В связи с этим возникает предположение, что метод преобразований Фурье следует либо заменить на что-то новое, либо дополнить его принципиально новыми подходами. Не исключено также, что для данных задач метод преобразований Фурье – это всего лишь ложный след, который лишь на первый взгляд представляется единственно правильным.

В связи с этим в [2] был предложен метод аппроксимации, который, также как и метод преобразований Фурье, позволяет находить спектр сигналов любого происхождения. В то же время в методе аппроксимации некоторые из недостатков метода Фурье заметно ослаблены, а некоторые отсутствуют вовсе. В частности, для нахождения спектра сигнала, представляющего собой сумму гармонических функций, не требуется, чтобы этот сигнал имел бесконечную длительность, достаточно лишь, чтобы его длительность была не меньшей, чем половина длины волны моды, имеющей низшую частоту. (В некоторых случаях возможна и несколько меньшая длительность). Линии спектра при этом не получают никакого уширения вообще.

Метод аппроксимации заключается в том, что составляется функционал невязки, состоящий из слагаемых двух видов: слагаемых, несущих ответственность за

отклонение аппроксимирующей функции от аппроксимируемой, и слагаемых, сдерживающих прыжки дрейфующих амплитуд при переходе от точки к точке по оси времени. После составления функционала, как это обычно происходит в методе наименьших квадратов, вычисляются его частные производные по параметрам, какими являются дрейфующие амплитуды мод, эти производные приравниваются нулю, что приводит к составлению системы линейных алгебраических уравнений относительно дрейфующих амплитуд. Решение этой системы дает динамику амплитуд мод, составляющих различные звуки, фонемы, слова речи человека.

С использованием метода аппроксимации был получен ряд принципиально новых результатов. Так, например, оказалось, что часто в спектре звукового сигнала наряду с базовой частотой и кратных ей обертонов присутствуют и полуцелые частоты, которые действуют вспышками [3]. Была также обнаружена жесткая модуляция амплитуд высших мод некоторых звуков базовой частотой, причем со срывами [3].

Все эти обстоятельства, взятые вместе, приводят к тому, что вместо четкого спектра, имеющего место для музыкальных звуков, для человеческой речи метод преобразований Фурье дает маловразумительные форманты. Этим и объясняется неэффективность метода Фурье в задачах, связанных с речью человека.

аппроксимации Использование метода позволяет получать различные математические характеристики звуковых файлов, что, в частности, можно использовать для идентификации личности. В частности, среди специалистов распространено мнение, что человеческое ухо не реагирует на фазу сигнала. Но даже если это и так, то из этого вовсе не следует, что в звуках речи человека нет никаких фазовых закономерностей. Напротив, были найдены такие комбинации фаз, которые являются уникальными для личности говорящего [4,5] и могут быть использованы для разработки систем идентификации и верификации личности по голосу.

[1].Васильева Л. Г., Жилейкин Я. М., Осипик Ю. И. Преобразования Фурье и вейвлет-преобразования. Их свойства и применение. //Вычислительные методы и

программирование: в 3 т. – М., - Т 3, - Вып 1, - С 172-175, 2002

[2] Митянок В.В. О числовых характеристиках некоторых низкочастотных звуков человеческой речи [Электронный ресурс] // Техническая акустика. – Электрон. журн. – 2008. – 15. Режим доступа: http:// www.ejta.org, свободный.

[3]. Митянок В. В. О физической структуре звуков З, ЗЬ, Ж, ЖЬ [Электронный ресурс] / В.В. Митянок // Техническая акустика. – Электрон. журн.- СПб., - 2014.- N 9.- Режим доступа: <u>http://www.ejta.org</u>, свободный

[4]. Митянок В. В., Коновалова Н. В. Применение фазового анализа звуков речи для распознавания человека по его голосу. [Электронный ресурс] / В.В. Митянок, Н.В. Коновалова //Техническая акустика. – Электрон. журн.- СПб., - 2013. № 4.- Режим доступа: <u>http://www.ejta.org</u>, свободный.

[5]. Митянок В. В. К проблеме идентификации и верификации личности по фазовым характеристикам звуков речи [Электронный ресурс] / В.В. Митянок //Техническая акустика. – Электрон. журн.- СПб., - 2015.- № 7.- Режим доступа: <u>http://www.ejta.org</u>, свободный

УДК 004.056.2

# А. В. Сидоренко ШИФРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ

### Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь Sidorenkoa@yandex.ru

Быстрое развитие информационных технологий и сети Интернет приводят к формированию информационной среды, оказывающей влияние на различные сферы деятельности человека. Актуальными при этом становятся вопросы обеспечения безопасности, целостности и достоверности передачи изображений. Наиболее распространенными методами защиты информации являются криптографические. Получают распространение методы защиты информации с использованием хаотической динамики. Детерминизм хаоса способствует шифрованию информации, а его случайность делает систему стойкой к вскрытию.

В данной работе предлагается использовать хаотическую динамику при решении двух актуальных задач защиты информации, возникающих при передаче изображений. При решении первой задачи, связанной со скрытой передачей изображений и обеспечением быстродействия используемого алгоритма, предлагается применить генетический алгоритм и хаотическое отображение. При решении второй задачи, касающейся реализации функции контроля использования передаваемой информации с помощью цифровых водяных знаков (ЦВЗ), предлагается формировать алгоритм встраивания ЦВЗ в изображения с применением хаотических отображений.

В схеме предложенного нами алгоритма шифрования при решении первой задачи выделяются три этапа: инициализация, генерация изображений-шифров, использование генетического алгоритма. Два последних этапа повторяются до тех пор, пока не будут удовлетворять выбранному критерию, который в нашем случае представляет собой заданный уровень информационной энтропии в зашифрованном изображении.

При инициализации параметров алгоритма шифрования вводятся данные о заданном значении энтропии, величине начальной популяции и значении мутирующих членов популяции в процентах. Производится вычисление хэш суммы для изображения по алгоритму SHA-256. Для этого хэш сумма разбивается на блоки, с помощью которых вычисляются начальные условия для хаотического отображения. Формирование начальной популяции производится при генерации хаотических последовательностей путем итерации логистического отображения. Затем с помощью соответствующих кодировок начальная популяция и шифруемое изображение преобразуются в ДНКпоследовательности, одна из которых соответствует изображению, а некоторое количество ДНК- последовательностей, соответствуют начальной популяции (ДНКмаски). При генерации изображений-шифров происходит маскирование изображения ДНК-масками. После кроссовера для каждой ДНК-маски рассчитывается энтропия. Получаем несколько замаскированных ДНК – последовательностей, для которых рассчитывается энтропия замаскированных изображений. После этого при использовании генетического алгоритма происходит кроссовер между парами ДНКмасок, которые выбираются случайным образом по правилу рулетки, размеры векторов которой пропорциональны энтропии каждого члена. Точка кроссовера выбирается посередине каждой ДНК-маски. Маски с минимальным значением энтропии проходят процесс мутации и заменяются на новые маски, генерируемые, как и члены начальной популяции. Рассчитывается энтропия. Если в популяции ДНК-масок есть хотя бы одна с энтропией, большей заданного значения, то эта ДНК-маска используется для шифрования изображения, а соответствующие ей начальные условия – в качестве ключа расшифрования. При отсутствии этого популяция вновь проходит стадию кроссовера и мутации, пока не появится подходящая маска.

В работе проведена оценка производительности предложенного алгоритма по вычисленным значениям времени шифрования в зависимости от размера изображения, порогового значения энтропии и процента мутаций.

При решении второй задачи, касающейся реализации функции контроля использования передаваемой информации предлагается формировать алгоритм встраивания ЦВЗ в изображения с применением хаотических отображений. В основе предлагаемого метода лежит определение таких начальных условий, при использовании которых формируемая последовательность значений с применением хаотических отображений совпадает с наблюдаемой последовательностью.

Алгоритм встраивания ЦВЗ в изображение включает пять этапов: формирование начального значения  $x_0$ ; формирование элементов последовательности W; перестановка элементов последовательности W; формирование массива замены S; добавление к изображению последовательности *W*. На первом этапе определяется начальное значение x<sub>0</sub> для формируемой последовательности. При этом предлагается выбирать начальные условия для одинаковых изображений одинаковыми, используя для этого начальные условия на основе хеш-значения, вычисленного с учетом всего изображения. формирования последовательности И на втором Для этапе определяется последовательность целых чисел У с использованием выбранного хаотического отображения. Количество элементов в последовательности У равно N / 8, где N количество пикселей в исходном изображении. При формировании последовательности W ее элементам (число которых составляет N) присваиваются значения разрядов числа *Y<sub>i</sub>*, представленного в двоичном виде. Для уменьшения связи между значениями соседних элементов последовательности W на третьем этапе применяется процедура перестановки элементов, которая должна быть обратимой и выглядеть случайной. На четвертом этапе формируется массив замены S, содержащий m / 2 элементов, где m количество значений, которые могут принимать элементы изображения І. При этом половине из элементов данного массива присваивается значение «1», другой половине осуществляется перестановка элементов массива S «0». После ЭТОГО псевдослучайным образом. На пятом этапе наименьшему значащему разряду в двоичном представлении значения *i*-го элемента изображения *I* присваивается значение *li.*, полученное с использованием последовательностей *W* и *S*.

Для обнаружения ЦВЗ в изображении, а также определения модифицированных блоков в изображении разработана компьютерная программа. Результаты проведенных компьютерных вычислений позволили установить, что предлагаемый алгоритм позволяет выявлять модифицированные области изображения а также по критерию порогового значения шума рассматривать анализируемый блок шифрования как модифицированный.

Предложенные алгоритмы с использованием хаотической динамики могут быть использованы в реальных условиях при решении задач защиты информации как при передаче скрытых изображений, так и при встраивании цифровых водяных знаков при обеспечении функции контроля использования передаваемой информации.

# РОЛЬ ФИЗИКИ В ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА И ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ПО ФИЗИКЕ. ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

УДК 577.345

#### М. В. Гольцев, Л. В. Кухаренко, М. В. Гольцева

# ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРАКТИВНЫХ И ДИСТАНЦИОННЫХ ФОРМ ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ МЕТОДАМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

# Белорусский государственный медицинский университет, пр-т. Дзержинского, 83, 220116, Минск, Беларусь lvk@europe.com

Современные методы исследования медико-биологических объектов на нано уровне с применением новейшего оборудования и компьютерных комплексов основываются именно на результатах научных достижений в областях физики и биофизики и должны быть безусловно применены в учебном процессе в медицинском высшем учебном заведении. Однако экспериментальная база одного университета ограничена наличием указанной аппаратуры вследствие как высокой стоимости данной техники, так и высоких требований к обслуживанию научных экспериментов. Решение данной проблемы можно найти в академическом сотрудничестве университетов и научных учреждений путем внедрения в учебный процесс высокотехнологичных научных исследований с применением новейшего оборудования.

В классическом высшем образовании применяется ряд методик и педагогических приемов, среди которых можно выделить традиционные и инновационные методики, разделяемые на пассивные, активные и интерактивные на основании роли учащегося, которая возрастает по мере перехода от пассивных к активным и интерактивным методикам [1]. Применение интерактивных дистанционных форм обучения с использованием компьютерных технологий и сети Интернет в лабораторном практикуме по медицинской и биологической физике позволяет знакомить студентов с высокотехнологичными микроскопическими методами физических исследований, проводимых в ведущих научных центрах Национальной академии наук Беларуси (НАНБ), в интерактивном режиме. Нами разработаны элементы лабораторного практикума на основе методов сканирующей зондовой микроскопии и молекулярной диагностики, где реализована технология управления экспериментом и контроля за параметрами атомно-силового микроскопа (АСМ), находящегося в Научноисследовательском Институте НАНБ, через сеть Интернет из БГМУ. При этом непосредственно рядом с микроскопом находится только обслуживающий персонал, осуществляющий установку исследуемого образца и замену сканирующего зонда. Подвод зонда и установка параметров сканирования образца производится студентом. После запуска процесса сканирования на экране монитора компьютера открываются окна, в которых в реальном режиме времени показываются получаемые АСМизображения, их размеры, режим сканирования, текущее положение зонда, скорость сканирования, параметры обратной связи. АСМ-изображения исследуемого биообъекта в электронном виде передаются студенту, который может их обрабатывать в зависимости от поставленной перед ним задачи через рабочее окно компьютерной программы WSxM, допускающей многооконный интерфейс (рис.1).



Рис.1. Мезенхимальные стволовые клетки, эритроциты и тромбоциты человека в окне программы WSxM, предназначенной для математической обработки ACM-изображений.

Для полученного ACM-изображения студент может выполнить усреднение по строкам, убрать точечные выбросы и средний наклон, осуществить подсветку изображения и выбрать цветовую палитру. Более того, студент может определить расстояния между двумя выбранными точками на поверхности исследуемого биообъекта, построить профиль сечения поверхности, получить данных о высоте и ширине биообъекта, определить величины среднего значения шероховатости поверхности образца в пределах анализируемой области. Полученные экспериментальные результаты представляются студентом в виде корректно обработанных и адекватно интерпретированных ACM-изображений (двумерных или трёхмерных) исследуемых биообъектов, таблиц, гистограмм.

Использование компьютерных технологий и дистанционных форм обучения с использованием сети Интернет в лабораторном практикуме по медицинской и биологической физике позволяет не только знакомить студентов с современными микроскопическими методами физических исследований в интерактивном режиме и инновационными технологиями, но и приобретать навыки прямой визуализации как отдельных клеток, так и структуры клеточной мембраны с помощью ACM на нано уровне.

[1] Гутников А. Б. Обучение профессиональным навыкам (интерактивные методики обучения). / А. Б. Гутников // Материалы Международного семинара "Клиническое юридическое образование", 1-5 мая 2001, Санкт-Петербург (Ольгино), – 2001. – С. 1.

Л.В.Танин<sup>1</sup>, С.Н. Гинак<sup>1</sup>, Е.Ю. Слепцов<sup>1</sup>, Д.Л. Танина<sup>1</sup> (ООО «Магия света), А.Л. Толстик А.Л., Е.А. Мельникова Е.А. (БГУ)

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ НАГЛЯДНЫЕ УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ В ОБРАЗОВАТЕЛЬНОМ ПРОЦЕССЕ

<sup>1</sup> ООО «Магия света», ул. Некрасова 11/34, 220040, Минск, Беларусь <u>info@lightmagic.by</u> <sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030, Минск, Беларусь <u>tolstikal@gmail.com</u>

Каждый современный учитель стремится к совершенствованию методов и средств обучения как на своих уроках, так и во внеурочной деятельности и всегда соблюдает закон усвоения учащимися изучаемого материала: воспринять – осмыслить – запомнить – применить.

Познавательная активность любого школьника – качество неврожденное и непостоянное, она динамически развивается, может прогрессировать или регрессировать под воздействием различных социальных факторов.

На современном уроке каждый учащийся имеет доступ к интернету, кабинеты оборудованы современными телевизорами с большой разрешимостью, интерактивными досками и др. Однако часто учителя используют старые таблицы, муляжи, формализованные пособия различных видов, которые, к сожалению, из-за времени приходят в негодность, а иногда становятся небезопасными. При этом если в ВУЗах еще по мере развития науки как-то обновляются средства обучения, то в школах преподавание физики, биологии и других предметов сопровождается теми же наглядными пособиями, которые были и 50-100 лет назад.

Специалистами ООО «Магия света» был проанализирован многолетний опыт применения голограмм в образовательных целях. Многочисленные выставки, использование голограмм непосредственно доказали семинары, на уроках эффективность таких средств обучения в восприятии, усвоении, запоминании и дальнейшем применении новых знаний. Голографические средства обучения можно использовать по 2-м основным направлениям: а) демонстрация объемных изображений и б) изучение ряда физических законов и принципов. В первом случае голография позволяет получить детальнейшие 3D изображения самых разнообразных объектов живой и неживой природы. Многоракурсные голограммы позволяют демонстрировать процессы, происходящие в природе, при тех или иных явлениях. Во втором случае учащиеся приобщаются к изучению волновых процессов, свойств материалов, лазерным технологиям. Сочетание новизны и современных достижений науки значительно повышают интерес и мотивацию учащихся.

Совместными усилиями ООО «Магия света», БГУ при поддержке Министерства образования сделан ряд шагов по внедрению голографических средств обучения в учебный процесс: разработаны несколько видов наглядных пособий, создана

мобильная установка для записи голограмм, позволяющая проводить лабораторные работы в школьных условиях, установка для изучения волновых свойств света и явления дифракции. Проводится анализ совместимости голографических средств обучения с существующими методиками и приемами преподавания.

УДК 12.79.00

Н. А. Никоненко<sup>1</sup>, А. К. Сутурин<sup>2</sup>

# СОСТОЯНИЕ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ВЫСШЕЙ НАУЧНОЙ КВАЛИФИКАЦИИ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

<sup>1</sup> Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского, 83, 220116 Минск, Беларусь

<sup>2</sup> Белорусский институт системного анализа и информационного обеспечения научнотехнической сферы, пр. Победителей 7, 220004 Минск, Беларусь

В Государственной программе инновационного развития Республики Беларусь на период до 2020 года приоритетными направлениями определены создание принципиально новых высокотехнологичных и наукоемких производств, соответствующих V и VI технологическим укладам [1].

Задачи обеспечения экономики страны высококвалифицированными специалистами поставлены в рамках Государственной программы «Образование и молодежная политика» на 2016-2020 годы (далее – Программа) [2]. Программа ориентирована на повышение качества образования, оптимизацию кадрового потенциала в соответствии с потребностями развития ее инновационных отраслей. В Подпрограмме 6 «Развитие системы послевузовского образования», поставлена задача, направленная на расширение подготовки кадров высшей научной квалификации по специальностям, необходимым для развития высокотехнологичных производств, относящихся к V и VI технологическим укладам экономики (далее-приоритетные специальности). Перечень приоритетных специальностей утвержден приказом ГКНТ от 29.03.2012 № 146 и включает 83 специальности, в том числе по физико-математической отрасли – 18 специальностей.

В работе дан анализ состояния подготовки научных работников высшей квалификации по итогам деятельности аспирантуры и докторантуры в 2016 году, а также плановых на 2017 год и прогнозных на 2018 год показателей приема лиц для получения послевузовского образования в области физико-математических наук с учетом обеспечения развития высокотехнологичных и наукоемких производств.

Численность обучающихся в аспирантуре по физико-математической отрасли на начало 2017 года возросла по сравнению с предыдущим годом на 6,7% и составила 255 человек, из них 58,4% проходят подготовку по 14 специальностям, необходимым для развития высокотехнологичных производств, относящихся к V и VI укладам экономики. При этом удельный вес лиц обучающихся в аспирантуре по приоритетным специальностям физико-математической отрасли в общей численности проходящих подготовку по всем приоритетным специальностям в республике составил 19,4%.

Подготовка кадров высшей научной квалификации в области физикоматематических наук преимущественно осуществляется в системе Министерства образования (78,0%) и в системе аспирантуры НАН Беларуси - 19,6% от общего числа обучающихся в аспирантуре по физико-математическим специальностям.

По итогам 2016 года показатель эффективности деятельности аспирантуры «выпуск из аспирантуры с защитой диссертации в пределах установленного срока

обучения» в области физико-математических наук составил 8,5%, что на 1,8 п.п. выше республиканского уровня. Показатель «выпуск с проведением предварительной экспертизы диссертации» составил 12,8%, тогда как по республике данный показатель достиг значения 14,6%. Вместе с тем следует отметить, что уровень защит кандидатских и докторских диссертаций выходит за пределы установленного срока обучения. Наибольший прирост данного показателя наблюдается в течение первых двух лет после выпуска.

В целом за пятилетний период с 2012 по 2016 гг. в Республике Беларусь защищено 110 кандидатских и 18 докторских диссертаций по приоритетным специальностям физико-математической отрасли.

Наибольшее число аспирантов проходят в настоящее время подготовку по трем приоритетным специальностям в области физики: «оптика», «физика конденсированного состояния» и «радиофизика». Вместе с тем на протяжении последних пяти лет не осуществлялась подготовка кадров высшей научной квалификации по приоритетной специальности «физика высоких энергий».

В 2017 году планировалось принять в аспирантуру по физико-математическим специальностям за счет средств республиканского бюджета 60 человек, из них в области физики – 50 человек. В 2018 году прогнозируется, что численность приема превысит уровень фактического приема 2016 года и составит примерно 77 чел. При этом за период 2017-2018 гг. планируется существенное увеличение удельного веса численности приема по приоритетным специальностям в области физико-математических наук с 22,5 до 29,0 % (на 6,5 п.п.).

В докторантуре по физико-математическим специальностям проходят подготовку 12 человек. В 2017-2018 гг. планируется сократить прием в докторантуру приблизительно в два раза по сравнению с фактическими показателями приема 2016 года.

Для обеспечения воспроизводства научного кадрового потенциала республики в области физики необходимо принятие мер по поддержке авторитетных научных школ, расширению подготовки по приоритетным физическим специальностям, в том числе по открытию подготовки по таким специальностям как «Физика низких температур», «Физика и технология наноструктур, атомная и молекулярная физика», «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника», стимулированию молодых специалистов к поступлению в аспирантуру, повышению престижности занятия научно-исследовательской деятельностью.

1. Указ Президента Республики Беларусь от 31 января 2017 г. № 31 «О Государственной программе инновационного развития Республики Беларусь на 2016–2020 годы» Информационно-правовая база нормативных правовых актов Республики Беларусь «ЭТАЛОН» / [Электронный ресурс]. – Дата доступа: 10.09.2017.

2. Постановление Совета Министров Республики Беларусь от 28 марта 2016 г. № 250 «Об утверждении Государственной программы «Образование и молодежная политика» на 2016–2020 годы». Информационно-правовая база нормативных правовых актов Республики Беларусь «ЭТАЛОН» / [Электронный ресурс]. – Дата доступа: 10.09.2017.

УДК 52(075.8)

# В. И. Шупляк<sup>1,2</sup>, М. Б. Шундалов<sup>2</sup>

# НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРЕПОДАВАНИЯ ОБЩЕГО КУРСА АСТРОНОМИИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

<sup>1</sup> Республиканский институт высшей школы, ул. Московская, 15, 220007 Минск, Беларусь <sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь, <u>shundalov@bsu.by</u>

Астрономия – наука, изучающая движение, строение, происхождение и развитие небесных тел и их систем. Изучая эти вопросы, астрономия в конечном итоге дает представление о строении и развитии Вселенной в целом. Предметами и объектами исследования в астрономии являются Солнце и звезды, большие и малые планеты и их спутники, кометы и метеорные тела, туманности, звездные системы, а также вся материя и силовые поля, заполняющие межзвездное и межпланетное пространство. При этом астрономия дает ответы на вопросы из повседневной жизни человека: объясняет суточное движение небесных тел и смену времен года, чередование фаз Луны, приливов и отливов, затмений и многое другое. Системы счета времени, методики ориентации на поверхности Земли и в пространстве также определяются астрономическими событиями. В целом многие процессы, происходящие на Земле, в той или иной мере связаны с окружающим космическим пространством.

Астрономия занимает важное место в системе наук, изучаемых на естественнонаучных факультетах университетов. Предметная область астрономии как науки охватывает наиболее общие закономерности природы и базируется в первую очередь на курсах общей и теоретической физики, математики, а также географии и химии. Курс астрономии призван развить и объединить в логически стройную систему астрономические знания, полученные в средней школе и при изучении физических и математических общих и специальных курсов, и, используя всю полноту знаний, полученных в высшей школе, привести студентов к пониманию современной картины явлений, происходящих во Вселенной, и единства научного знания о мире. В связи с этим каждый образованный человек должен обладать некоторым минимумом астрономических знаний, а преподавание астрономии неотделимо от задачи формирования у молодого человека современного целостного научно обоснованного мировоззрения, понимания места и роли Человека во Вселенной. При этом следует учесть, что в настоящее время, используя новейшие достижения физики и применяя последние технические разработки, астрономия развивается особенно бурно и вносит заметный вклад в прикладные науки.

Очевидно, что в недалеком будущем успех развития цивилизации будет в основном зависеть от масштабов освоения и использования космических объектов и пространства, а астрономия и смежные с ней отрасли знаний превратятся в непосредственную производительную силу. Важность астрономических исследований для современной цивилизации подчеркивается объявлением ЮНЕСКО 2009 года Международным годом астрономии. В XXI веке ученые-астрофизики уже пять раз (в

2002, 2006, 2011, 2015 и 2017 годах) становились лауреатами Нобелевской премии по физике. В связи с этим особенно актуальной является задача повышения уровня астрономических знаний (как и в области естественных наук в целом) школьников и студентов, особенно естественнонаучных специальностей. Заметим, что именно в школе закладывается интерес к определенным дисциплинам и базовый уровень для дальнейшего образования.

Следует отметить, что усиления астрономического образования требуют и некоторые аспекты социальной жизни общества. Во-первых, недостаток знаний сразу же автоматически удовлетворяется за счет разного рода антинаучных теорий (астрологических, оккультных и других), а, во-вторых, непонимание важности внеземного развития человеческой цивилизации приводит к определенному неприятию космических исследований. Таким образом, развития астрономического образования требуют как научные, производственно-технические, так и социальные аспекты развития современного общества.

Подготовленное учебное пособие [1] является логичным дополнением и развитием созданного ранее мультимедийного электронного учебно-методического комплекса по астрономии [2]. Оно призвано частично компенсировать дефицит учебной литературы для студентов с учетом современного развития научнометодической базы данной дисциплины. Учебное пособие содержит теорию, условия задач и упражнений, а также перечень контрольных вопросов по основным разделам курса общей астрономии: сферической астрономии, измерению времени, определению видимых и действительных положений и движений планет, небесной механике, астрофизике Солнца, звезд и их систем, больших и малых планет Солнечной системы и пр. Значительная часть задач и упражнений представляет собой оригинальные разработки авторов, имеющих многолетний опыт преподавания астрономии в БГУ. Теоретические разделы о космогонии, общей теории относительности, космологии и некоторые другие изложены с учетом результатов современных исследований и реалий сегодняшнего дня. Каждый раздел снабжен необходимыми формулами, кратким теоретическим и иллюстративным материалом по изучаемому вопросу, а также примерами решения типичных задач. В пособии также приведены ответы и решения задач, перечень рекомендуемой литературы и два приложения, первое из которых включает необходимую справочную информацию, а второе (электронное) - фото- и видео-материалы, иллюстрирующие материал пособия. Учебное издание [1] допущено Министерством образования Республики Беларусь в качестве учебного пособия для студентов учреждений высшего образования по естественнонаучным специальностям.

- [1] Шупляк, В.И. Астрономия: учебное пособие. / В.И. Шупляк, М.Б. Шундалов, А.П. Клищенко, В.В. Малыщиц // Минск: Вышэйшая школа, 2016. 310 с.
- [2] Гліністы, А.В. Сучасны мультымедыйны навучальны комплекс па астраноміі. / А.В. Гліністы, В.В. Малышчыц, Г.Ф. Стэльмах, М.Б. Шундалаў, В.І. Шупляк // Вышэйшая школа. 2013, № 3. С. 44–47.
Maria V. Makarova<sup>1</sup>, Ivan A. Kovalew<sup>2</sup> and Dmitry W. Serow<sup>2</sup>

## Wada Basins and Eye of Hurricane (Once upon a Time in the West)

<sup>1</sup>Saint-Petersburg State University of Aerospace Instrumention, SUAI 67 Bolshaya Morskaia 190000 Saint-Petersburg Hero City Leningrad, ROSSIA; makarovammatem@rambler.ru

<sup>2</sup>Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, 29 Politechnicheskaya 195251 Saint-Petersburg Hero City Leningrad, ROSSIA; letau@yandex.ru; dimusum@yandex.ru;

November 3, 2017

#### Abstract

Hurricane and/or typhoon are known to be topologically flat. Eye of hurricane is constituted to be multi-separatrices fixed point of dissipative dynamic system acting on the plane. Moreover the dynamic system is possessed to be Wada property, it means that there subsist regions with compact closure being invariant with respect to the dynamic system action, such that the invariant regions have a common boundary. Therefore hurricanes can topologically classify to be Euler characteristics of the multi-separatrices fixed point or number of the Wada basins.

**AMS Subject Classification:** 34A34; 34C37; 37C70; 37D45; 54G15; 11B05; 11B13 **PACS:** 02.40.Pc, 05.45.Pq, 05.47.52.+j

**Keywords**: eye of hurricane, dissipative dynamic system, multi-separatrices fixed point, Wada basins (Wada property), von Karman vortex street, Birkhoffs curve, indecomposable continuum (atom)

The eye of hurricane is called to be stable windless region at the center of strong tropical cyclones. One is constituted to be roughly circular area usually 30 - 65 km (20 - 40 miles) in diameter. Eye of hurricane is characterized to be lowest barometric pressure occurs and can be as much as 15% lower than the pressure outside [1]. Due to phenomenon stability the eye of hurricane can not characterized stable antisaddle fixed point (or stable stationary point) in the dynamic models in contrast to the cyclones of the temperate zone. Moreover a mature tropical hurricane has a pronounced rain bands structure, besides, one can not accumulated to be significant amount of energy.

Eye wall of hurricane are known to be topologically flat. Therefore model of mature hurricane can constructed to be dynamic system acting on the plane at iterations like Poincaré map. There exists only dynamic (topological) possible fixed point (eye of hurricane) structure, such that one is constituted to be *multi-separatrices fixed point* with Euler characteristics is equal 1 - multi (saddle is said to be two-sepatrixes fixed point with Euler characteristic is equal -1). Because dynamic system is dissipative there subsist *multi* unstable antisaddles. (If antisaddles are been to be stable then "model hurricane" will died!)

Recently authors [2, 3] were announced to be prime examples (dans le style de la haute couture) of the dissipative dynamic systems  $\psi_k \in \text{Diff}(\mathbb{E}^2)$  acting on the plane having "incompressible" regions with compact closure invariant with respect to the dynamic system, such that the regions possess a common boundary property. The "incompressible" regions are called to be *Wada basins* [4], and topological property of the invariant regions and the dynamic system are said to be *Wada property*. The (invariant) common boundary is constituted to be *indecomposable continuum* or *atom* because one be the more then three regions common bounary (see e.g. [5]). The invariant atom being Wada basins common boundary are said to be *Birkhoffs curve*.

The dynamic system action  $\psi_k \in \text{Diff}(\mathbb{E}^2)$  is defined to be formula

$$\alpha(\Re w(|\tilde{z}|, \arg \tilde{z}) + i\Im w(|\tilde{z}|, \arg \tilde{z}))e^{i\gamma|\tilde{z}|} \mapsto z, \quad z \stackrel{def}{=} x + iy, \quad \tilde{z} \stackrel{def}{=} \tanh x + i \tanh y$$

at iteration, where  $w(|\tilde{z}|, \arg \tilde{z}) \stackrel{def}{=} |\tilde{z}| \left(e^{i \arg \tilde{z}} + \lambda e^{-ni \arg \tilde{z}}\right), n \in \mathbb{N}$ . The system is homogeneous in the neighborhood of the fix point (0,0) being *multi-separatrices fixed point*. Thereby one is characterized stable manifold being n + 1 stable separatrices union and unstable manifold being n+1 unstable separatrices union. Therefore Euler characteristics  $\chi(0,0) = -n$  and there exist n+1 antisaddle fixed points.

This dynamic model of hurricane is allowed to construct the eye of hurricanes applying Euler characteristics. Moreover in the framework of this model it is possible to track the birth and maturation of the hurricane.

#### References

- Weatherford C. and Gray W. M. Typhoon structure as revealed by aircraft reconnaissance. Part II: Structural variability, Mon. Wea. Rev., 116, 1044 - 1056 (1988).
- [2] Makarova M. V. & Serow D. W. Invariant Wada Basins for One Periodic Second Order Differential Equation, NPCS, 19, 2, 207 – 210 (2016).
- [3] Makarova M. V., Kovalew I. A. and Serow D. W. Wada Basins and Finite von Karman Vortex Streets, "Mathematics XXI Century & Natural Science". Book of Abstracts: IV International Seminar "Nonlinear Phenomenology Advances" (October 3 6, 2017); III International Wokshop "Scientific & Educational Problems of Belarusian Nuclear Power Plant Project" (October 4 6, 2017). Edited by V. I. Antonov & D. W. Serow. St. Petersburg: Publishing House of SPbPU, 9 10 (2017)
- [4] J. Kennedy, J. A. Yorke, Basins of Wada, Physica D, 51, 213 225 (1991).
- [5] Osipov A. V. & Serow D. W. Rotation Number Additive Theory for Birkhoffs Curves, NPCS, 20 (2017). In press

УДК 53:004

С.Н. Сытова<sup>1</sup>, А.П.Дунец, А.Н. Коваленко, А.Л. Мазаник, Т.П.Сидорович, С.В. Черепица

#### ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТЕНТА УЧЕБНО-НАУЧНОГО ПОРТАЛА ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ BELNET

#### Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь <sup>1</sup><u>sytova@inp.bsu.by</u>

Создание специализированного учебно-научного портала ядерных знаний BelNET (Belarusian Nuclear Education and Training) <u>https://belnet.bsu.by/</u> явилось важным шагом в контексте создания единого информационного пространства в области ядерных знаний. Развитие атомной отрасли Беларуси ставит разноплановые задачи подготовки квалифицированных специалистов в различных областях науки и техники, в том числе в области ядерной физики, радиохимии, ядерно-физических методов, реакторной физики, ядерной медицины и т. д. В связи с этим актуальным является разработка контента портала, учитывающего белорусскую специфику и предоставляющего широкий спектр материалов отечественной разработки. Процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний, разработка специализированных материалов – процесс трудоемкий и длительный [1]. В настоящий момент контент портала BelNET содержит порядка 700 оригинальных записей по таким разделам как законодательство, менеджмент ядерных знаний, фундаментальная и прикладная наука, практика, глоссарий и аналитический обзор терминов, учебные курсы, биографии ученых Беларуси, новости, объявления, полезные ссылки, форумы, ресурсы и др.

В рамках работы над порталом BelNET была разработана оригинальная система управления контентом учебно-научного портала на основе свободного программного обеспечения (СПО) eLab-Science [1], предоставляющая возможность удаленной правки структуры портала и занесения документов, включая ввод текста, формул в LaTeX-подобной форме, загрузки ссылок, различных типов файлов, картинок, видео, а также средства поиска и фильтрации материалов и несколько уровней доступа к документам в зависимости от прав пользователей. На основе eLab-Science создан научный портал проекта программы Horizon2020 CoExAN <u>https://coexan.bsu.by</u>.

Система eLab-Science содержит следующие редакторы, обеспечивающие формирование и доступ к ресурсам: редакторы разделов портала, типов ресурсов, самих ресурсов, систематизации ресурсов, доступа к файлам, структуры портала. В системе разработан механизм создания лабораторных работ, реализованный в редакторе содержания ресурса (см. Рис.1). Отметим, что данные редакторы позволяют выкладывать в общий доступ любые текстовые ресурсы – не только лабораторные работы, но и различные научные материалы и статьи, содержащие разнообразные формулы и рисунки. Также реализованы редактор контрольных вопросов теста лабораторной работы и редактор ответов на вопросы теста.

Подчеркнем, что возможность набора формул с использованием специального языка разметки в рамках системы управления контентом предоставляют, помимо eLab-Science (см. Рис.1 и результат его работы на Рис. 2), небольшое число таких систем. Это Moodle <u>https://moodle.org/</u> – система управления курсами или виртуальная обучающая среда, созданная на основе СПО и предназначенная для создания сайтов онлайн-обучения. Moodle лежит в основе разработанной МАГАТЭ on-line платформы для сетевого обучения CLP4NET <u>http://clp4net.iaea.org/</u>. Во-вторых, это MediaWiki <u>https://meta.wikimedia.org/wiki/MediaWiki</u> – система управления контентом для википроектов, также на основе СПО. Написана специально для Википедии и широко используется во многих проектах фонда «Викимедиа», а также частных и государственных организациях. Другие системы, не предназначенные для создания учебно-научных сайтов, предлагают вставлять формулы в виде готовых картинок, что не позволяет легко создать единообразный красивый научный текст.



Рис. 2. On-line страница с формулами (6) и (7), редактируемыми на Рис.1

Таким образом, система управления контентом eLab-Science наряду с общепризнанными системами Moodle и MediaWiki предоставляют возможность разработки сложных научных текстов, что способствует популяризации и пропаганде науки и научных знаний. Подчеркнем, что портал ядерных знаний BelNET фактически предоставляет облачные технологии для совместной работы пользователей портала – ученых, преподавателей, обучающихся.

[1] Сытова С.Н. Контент учебно-научного портала ядерных знаний BelNET / С.Н. Сытова [и др.] // Вышэйшая школа. – 2016, № 5. – С. 22.

УДК 539.122.2; 539.124;548.732.2

#### С. Н. Сытова

#### ВЕРИФИКАЦИЯ И ВАЛИДАЦИЯ ПРОГРАММЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

# Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь <u>sytova@inp.bsu.by</u>

Роль компьютерного моделирования важна для надежности, устойчивости и безопасности широкого круга систем, которые зачастую не могут быть физически протестированы. Проблема верификации и валидации (Verification and Validation – V&V [1]) компьютерных программ моделирования различных физических процессов и явлений, в том числе процессов излучения на нелинейной стадии работы объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ), очень многогранна.

Хорошо известно, что процесс разработки, верификации и валидации компьютерной программы, моделирующей физический процесс или явление, состоит в реализации следующих этапов [2]. Важный этап разработки любого программного продукта после формулирования в виде системы уравнений физической и математической моделей исследуемого явления и реализации их на компьютере отладка. Разработчики модели и компьютерной программы, ее моделирующей, справедливо полагая, что в системе имеется некоторое количество ошибок, используют различные методы для их выявления и исправления. Верификация подразумевает выяснение, правильно ли реализует разработанная программа предложенную математическую модель, то есть правильно ли решаются уравнения системы. Валидация отвечает на вопрос, насколько правильно сама математическая модель описывает моделируемое физическое явление. На всех этапах часто обнаруживаются ошибки, требующие дополнительной отладки, или неправильные предположения, требующие значительных модификаций модели, затем следуют повторная верификация и валидация. Отметим, что ни одна модель не может быть проверена на 100%. Валидация не является абсолютной. Любая модель - это некоторое представление системы, при котором поведение модели является хорошим приближением к поведению системы. То есть модель в этом случае имеет достаточную точность, что означает, что модель может использоваться в качестве замены реальной системы для экспериментирования и анализа. Простейшая структура верификации и валидации имеет следующий вид: тестирование по широкому диапазону входных параметров и сравнение предсказаний модели, если это возможно, с фактической работой исходной системы или хорошо выверенной базовой моделью данной системы.

Принципы работы ОЛСЭ основаны на взаимодействии электронного пучка с формирующимися в области генерации двумя или более сильно связанными электромагнитными волнами в существенно неодномерной геометрии вследствие динамической дифракции Брэгга вблизи пересечения корней дисперсионного уравнения ([3] и обзор [4]). В [5] была впервые предложена система уравнений, описывающая нелинейную стадию работы ОЛСЭ, полученная из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд, и методы ее решения. Пучок моделируется усреднением по фазам влета релятивистских электронов в область взаимодействия – по моменту и поперечной координате влета. Была разработана программа моделирования ОЛСЭ - VOLC (Volume Code), реализующая различные варианты ОЛСЭ на основе предложенной системы уравнений. С ее помощью, в том числе, промоделирована хаотическая динамика излучения ОЛСЭ. Была проведена всесторонняя верификация и валидации программы VOLC. Приведем здесь основные моменты. Во-первых, поскольку решение системы уравнений [5] без электронного пучка возможно получить аналитически и это будет точное решение задачи дифракции электромагнитной волны на пространственно-периодической мишени (резонаторе), то логично сравнить это аналитическое решение с результатами работы программы моделирования, что было проделано с отличным согласием результатов. Во-вторых, были получены численно все основные законы функционирования ОЛСЭ [3, 4], такие как, например, пороги генерации (см. Рис.1а). Здесь также идеальное согласие с аналитическими результатами. В третьих, проведено сравнение численных и экспериментальных результатов на установке ОЛСЭ [6] (Рис.1б). Таким образом была проведена валидация модели ОЛСЭ [5] и программы VOLC.



Рис.1. (а) Пороги генерации в зависимости от длины резонатора и (б) зависимость амплитуды электромагнитного поля от этой длины для экспериментальной установки ОЛСЭ (численные данные и эксперимент) [6]

- Sargent R.G. Verification and validation of simulation models / R.G.Sargent// Proc. 2011 Winter Simulation Conference. Proc. IEEE. – 2011. – P.183.
- [2] Carson J.S., II. Model verification and validation /J.S.Carson, II// Proc. 2002 Winter Simulation Conference. – 2002. – P.52.
- [3] Baryshevsky V.G. Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal / V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk // Physics Let. A. 1984. Vol.102. P. 141.
- [4] Baryshevsky V.G. Spontaneous and induced radiation by electrons/positrons in natural and photonic crystals. Volume free electron lasers (VFELs): From microwave and optical to X-ray range/V.G.Baryshevsky// Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.- 2015. – Vol. B355. – P.17.
- [5] Батраков К.Г. Моделирование лазеров на свободных электронах / К.Г.Батраков, С.Н.Сытова // ЖВМ и МФ. 2005. Т. 45. С. 690.
- [6] Baryshevsky V.G. Experimental study of volume free electron laser using a "grid" photonic crystal with variable period /V.G.Baryshevsky [et al.] // Proc. FEL 2007. – 2007. – P.496.

УДК 621.317:551.593:621.318:535

С.А. Гришин

#### РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ МОНИТОРИНГА СЛОЖНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь grsamail@mail.ru

Обобщается опыт и обсуждаются перспективы создания научной аппаратуры для мониторинга сложных технических объектов и окружающей среды.

В докладе представлены результаты разработки следующих систем:

-прибора лимбового зондирования атмосферы, предназначенного для мониторинга озона и малых газовых составляющих атмосферы Земли (двуокиси азота, водяного пара, аэрозоля, кислорода и других) с космических аппаратов затменным методом при решении задач охраны окружающей среды и климатологии (рис. 1а). Прибор состоит из блока каналов освещенности, блока каналов яркости и блока электроники. Спектральный диапазон измерений - от 270 нм до 1050 нм, количество спектральных каналов – 11, высотный интервал определения газовых составляющих - 10-80 км, разрешение по высоте - 3 км, погрешность восстановления газовых составляющих - 3%, потребляемая мощность - 25 Вт, масса - 15 кг.



Рисунок 1 - Примеры систем мониторинга сложных технических объектов и окружающей среды: а) озона и малых газовых составляющих атмосферы; б) радиационных излучений частиц; B) многоканальных сцинтилляционных И спектрометров частиц; г) состояния магнитного поля д) модельных жидкостных ракетных двигателей; е) магнитных экранов, электротехнических изделий ИЗ магнитных материалов и ФЭУ.

-аппаратуры сбора и обработки информации, входящей в состав спектрометрического комплекса и служащей для приема, обработки, накопления и передачи научной информации, получаемой с бортовой детекторной системы, позволяющей раздельно регистрировать вариации космических потоков электронов, протонов, ядер гелия, нейтронов и гамма-квантов (рис. 1б);

-наземного комплекса средств тестирования, предназначенного для автоматизации процессов испытаний и контроля бортовых сцинтилляционных спектрометров потоков заряженных частиц в околоземном космическом пространстве (рис.1 в);

-подсистемы мониторинга магнитной обстановки в местах размещения целевой научной бортовой аппаратуры (рис.1 г). Может использоваться в системах определения ориентации и стабилизации подвижных объектов, а также для оценки влияния магнитных помех на функционирование приборов и систем;

-программно-аппаратного комплекса регистрации и обработки информативных быстроменяющихся (10<sup>-5</sup>-10<sup>-3</sup> с) и медленно меняющихся (0.1-1 с) параметров при наземных огневых испытаниях жидкостных ракетных двигателей (рис.1 д). Комплекс позволяет получать информацию о магнитных и электрических полях и их спектрах, спектрах оптического излучение факела жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), температуре, акустических колебаниях, вибрациях, режимных параметрах ЖРД (давления, расходы и др.) и видеоинформацию о ходе проведения испытаний;

-аппаратно-программного комплекса для исследования свойств магнитных экранов, электротехнических изделий из магнитных материалов и фотоэлектронных умножителей с магнитными экранами (рис.1е). Исследование свойств электротехнических изделий И магнитных экранов осуществляется путем автоматического сканирования магнитного поля в заданных зонах исследуемых образцов. При сканировании регистрируются компоненты вектора индукции магнитного поля и координата перемещения измерительной головки. На основе полученных данных строятся изображения распределений магнитных полей и вычисляются коэффициенты экранирования.

-аппаратуры для определения ориентации в пространстве метеоракеты при осуществлении с ее борта геофизического мониторинга атмосферы Земли.

[1] Гришин С.А. и др. Автоматизированный комплекс для контроля свойств электромагнитных экранов фотоэлектронных умножителей бортовых спектрометров заряженных и нейтральных частиц.//Шестой Белорусский космический конгресс, 28-30 октября 2014 года, Минск: материалы конгресса в 2 т.-Минск: ОИПИ НАН Беларуси, 2014.-Т.1-С.81-84.

[2] Hryshyn S.A. and others. The principles of creating hardware and software complex for rocket engine non-contact stand diagnostics.// 7th International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology" (PPPT-7), Minsk, Belarus, September 17-21, 2012, Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus. 2012, V.1, pp. 267-269.

УДК 537.8

#### Е.А. Ушаков

#### ПОСТРОЕНИЕ КУРСА «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА» НА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОСНОВЕ

#### Белорусский государственный университет, Минск, пр. Независимости 4, 2200030, Минск, Беларусь ushakovea@bsu.by

При традиционном изложении электродинамики уравнения Максвелла вводятся на основе опытных фактов независимо от теории относительности. Тем самым не выявляется в полной мере релятивистский характер теории. Представляется более предпочтительным считать теорию относительности лежащей в основе анализа всех физических явлений, в том числе и электродинамических [1].

Релятивистский характер электромагнитного поля проявляется со всей очевидностью, если постулировать силу Лоренца как физический закон, а затем, применяя принцип относительности, получить преобразования Лоренца компонент электромагнитного поля. Объединение этих компонент в антисимметричный четырехмерный тензор второго ранга (тензор электромагнитного поля) демонстрирует единство электрического и магнитного полей, а подразделение поля на электрическое и магнитное носит релятивистский характер [2].

Релятивистская основа электродинамики выступает наиболее ярко, если, исходя из уравнений Максвелла для статических полей, получить уравнения для переменного электромагнитного поля в вакууме, что неизбежно ведет к четырехмерной форме записи уравнений Максвелла [3].

Такой подход позволяет легко перейти от трехмерной формы записи уравнений Максвелла к четырехмерной, а уравнения Максвелла в четырехмерной форме автоматически удовлетворяют принципу относительности.

Релятивистский подход важен не только с теоретической точки зрения, но и удобен для множества практических вычислений.

Курс лекций ориентирован на студентов инженерных специализаций и его изложение проведено в Международной системе единиц (СИ).

Вначале излагается фундаментальная теория электромагнитного поля в вакууме, а затем на ее базе строится электродинамика в веществе. Электромагнитное поле в веществе рассматривается как результат наложения на внешнее поле электромагнитного поля перестраивающихся В нем зарядов вещества. Феноменологический подход является адекватным в изложении классической электродинамики, т.к. попытки построения классических моделей на микроуровне пренебрегают самым важным - квантовыми свойствами атомов и молекул.

Приведены ковариантные граничные условия в релятивистской электродинамике. Помимо придания формальной последовательности теории, ковариантность граничных условий устраняет затруднения, возникающие при использовании нековариантных

граничных условий, приведенных в [4, с. 365], в неинерциальных системах отсчета и в общей теории относительности [5].

Курс «Электродинамика», являясь теоретическим, подводит студентов к обобщениям, позволяющим посредством математического аппарата глубоко и всесторонне проанализировать явления электромагнетизма, играющие в нашей жизни важнейшую практическую роль [6].

- [1] Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т.2. Теория поля. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1973. – С. 504.
- [2] Мизнер Ч. Гравитация / Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уиллер. М.: Мир, 1977. Т.1. С. 474.
- [3] Ушаков, Е.А. Основы теории относительности. Курс лекций / Е.А. Ушаков. Минск: БГУ, 2003. С. 110.
- [4] Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Наука, 1982. С. 620.
- [5] Полозов, М.Н. Ковариантные граничные условия в релятивистской электродинамике / М.Н. Полозов, Е.А. Ушаков // Вести Академии наук Белорусской ССР. Серия физ.-мат. наук. – №6 (1972). – С.115–116.
- [6] Ушаков, Е.А. Электродинамика. Курс лекций. / Е.А. Ушаков. Минск: БГУ, 2011.
   С. 216.

#### УДК 378.4:004

М. В. Гольцев, Л. В. Кухаренко, М. В. Гольцева, И. А. Гузелевич

#### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ LMS MOODLE В СИСТЕМЕ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ БИОФИЗИКЕ В ВЫСШЕМ МЕДИЦИНСКОМ ОБРАЗОВАНИИ

# УО «Белорусский государственный медицинский университет» пр. Дзержинского 83, 220116, Минск, Беларусь mgoltsev@mail/ru

Методическому обеспечению качества высшего медицинского образования в условиях информатизации общества с учетом превращения современной клиники в комплекс применения высоких технологий в последние годы уделяется особое внимание [1]. Широкое применение информационных технологий вывело на новый качественный уровень систему дистанционного обучения – способ организации процесса обучения, позволяющий осуществлять обучение и контроль с помощью сети Интернет на расстоянии без прямого контакта между преподавателем и учащимся.

Последнее время в ряде вузов страны для дистанционного обучения используется LMS MOODLE - бесплатно распространяемая программная среда, являющейся универсальной и практически безальтернативной в своем классе. Особого сегодня внимания заслуживают MOODLE-лекции, представляющие собой теоретический материала с интерактивными заданиями, где для перехода от одной логической страницы к другой может использоваться условный переход, и MOODLEтестирование, позволяющее преподавателю разрабатывать тесты в открытой И на соответствие, с вычисляемым ответом, с одним вариантом закрытой форме, ответа и с множественным выбором, что уменьшают вероятность случайного угадывания правильных ответов и более точно измеряют уровень знаний.

В комплексной системе дистанционного обучения и контроля с помощью компьютерной сети при подготовке врача на базовой теоретической кафедре в качестве ресурсов LMS MOODLE применялись тестовый контроль и электронный учебнометодический комплекс (УМК). Несомненные плюсы дистанционного обучения скорость работы с возможностью регулирования и самостоятельного установления длительность занятия учащимся, независимость от диспозиции учителя и ученика и мобильность обратной связи. Минусы дистанционного обучения - отсутствие очного и студента, необходимость технической оснащенности общения преподавателя дорогостоящей компьютерной техникой и постоянным каналом связи, превалирование письменной формы отчетности. Тем не менее, дистанционное обучение дополняет традиционные формы образования, в системе же медицинского образования дистанционные поддерживающими при наличии регулярных курсы являются аудиторных занятий с учетом специфики обучения, за исключением заочной формы обучения и системы повышения квалификации.

Первый опыт массового использования дистанционных образовательных платформ начался еще в 2000 году с внедрением программных продуктов SunRav Software для компьютерного тестирования и создания электронных учебников, которые

сразу показали свою эффективность. Вместе с тем у платформы SunRav был ряд минусов – ограниченность в правах администрирования и редактирования материала, а также стоимость продукта. Поэтому учреждения образования начали использовать платформу LMS MOODLE, которая сразу показала ряд преимуществ: была бесплатна, включая обновления системы, идеально подходила для дистанционного обучения и систем компьютерного тестирования, позволяя контролировать активность время учебной работы, предоставляя преподавателю широкие права студентов, администратора курса. При создании курса в LMS MOODLE можно выделить электронные учебники в виде совокупности MOODLE – лекций, важным аспектом которых является интерактивный теоретический материал с заданиями и система переходов с контрольными вопросами, как критерием усвоения изученного раздела, и практических заданий, и систему MOODLE – тестирования, где по сравнению с системой SunRav с программной оболочкой TTESTER преподавателю – администратору курса можно использовать все виды тестовые заданий как для краткого домашнего задания по одной теме, так и для итогового контроля знаний по всей дисциплине, что с успехом было применено как первый этап государственного экзамена для студентов заочной формы обучения по специальности «Фармация». Однако, применение компьютерного тестирования на базе LMS MOODLE является эффективным способом проверки уровня знаний только с учетом высокопрофессионально разработанных заданий и тестов [2]. Поэтому для внедрения системы дистанционного обучения на базе LMS MOODLE при проведении практических занятий и самостоятельной управляемой работы студентов необходимо привести УМК по учебным дисциплинам в соответствие для работы в LMS MOODLE, особое внимание обратив на раздел текущего контроля знаний, включающий набор тематических тестов по дисциплине, произвести регистрацию в системе LMS MOODLE с оформлением личного профиля участника курса в качестве «ученика» и в качестве «учителя» с правами администратора курса или без.

Практика работы с использованием LMS MOODLE в прошедшем учебном году активизировала процесс изучения предмета, показав повышение оценки по итоговому контролю знаний на уровне порядка 15%, несмотря на ряд проблем, связанных как с лимитом каналов передачи информации и обеспеченности компьютерной техникой, так и не всегда высокой базовой подготовкой абитуриентов. Тем не менее, опыт применения LMS MOODLE позволяет нам сделать выводы об актуальности использования инновационных электронных образовательных ресурсов в учебном процессе в медицинском университете, а в системе текущего контроля знаний и при дистанционном обучении эти технологии сегодня уже можно считать приоритетными, фактически полностью исключающие влияние субъективного фактора.

- [1] Пути повышения качества профессиональной подготовки студентов: материалы Междунар. научно-практич. конф., Минск, 22-23 апреля 2010 г./ редкол.: О.Л. Жук (отв. ред.)[и др.]. Минск: БГУ, 2010. 567с.
- [2] Клинцевич, С. И. / Moodle-тестирование как элемент оценочного фонда в системе дублинских дескрипторов / С. И. Клинцевич, В. Н. Хильманович, И. М. Бертель // Перспективы развития высшей школы: материалы IX Международной науч.-метод. конф./ редкол.: В.К. Пестис [и др.]. – Гродно : ГГАУ, 2016. – С. 339-342.

# СОДЕРЖАНИЕ

В. В. Андреев, В. Ю. Гавриш ПАРАМЕТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ	7
E.M. Ovsiyuk, O.V. Veko, Ya.A. Voynova, V.V. Kisel, V. Balan, V.M. Red'kov SPIN 1/2 PARTICLE WITH TWO MASSES IN MAGNETIC FIELD	9
Н.В. Максименко, О.М. Дерюжкова, В.В. Андреев КОВАРИАНТНОЕ ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ В АМПЛИТУДЫ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ	11
В.В. Гилевский, И.С. Сацункевич НОВЫЕ РОЛИ НЕЙТРИНО	13
И.Д.Феранчук, В.Г.Барышевский, О.Д.Скоромник ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ КРАЙНЕ-АСИММЕТРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ	15
В. М. Колесенко, Г. А. Русецкий ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СИГНАЛОВ ОДНОИМПУЛЬСНОГО СПИНОВОГО ЭХА ЯДЕР <sup>55</sup> Mn В МАНГАНИТАХ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЕ ОТ ВЕЛИЧИНЫ СПИН-СПИНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ЕЕ КОМПОНЕНТАМИ	17
V. Balan, H. Krylova and N.Krylova GEOMETRIC SETTING OF THE FINSLERIAN SPECTRAL CARTAN PROBLEM IN THE PHYSICS OF LANGMUIR MONOLAYERS	19
Ю. А. Гришечкин, В. Н. Капшай ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА С ЗАПИРАНИЕМ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ	21
С. О. Комаров, А.К. Горбацевич, А.Н. Тарасенко ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ В СИЛЬНОМ ВНЕШНЕМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	23
О.В. Веко, Я.А. Войнова, В.М. Редьков ЧАСТИЦА СО СПИНОМ 1/2 И АНОМАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ: НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ, УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ	25

В. В. Андреев, К. С. Бабич, А. Ф. Крутов АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ В ВАРИАЦИОННЫХ ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ	26
О.М.Бояркин, Г.Г.Бояркина ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ НЕЙТРИННОГО СЕКТОРА В ПРОЦЕССАХ РАСПАДА БОЗОНА ХИГГСА С НАРУШЕНИЕМ ЛЕПТОННОГО ФЛЭЙВОРА	28
Ю. П. Выблый ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОБСЕРВАТОРИЕЙ LIGO	30
A. V. Tsytrinov and A. A. Pankov FIRST RESULTS ON DETERMINATION OF Z-Z' MIXING BASED ON LHC COLLISION DATA AT 13 TEV AND PREDICTIONS FOR RUN II	31
Г.В. Грушевская, Л.И. Гурский2, Г.Г. Крылов МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИРАКОВСКИХ ЗОН ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ СПИН- ОРБИТАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ	33
Лэ Тхи Зиеу Хьен, А.А. Хрущинский, С.А. Кутень МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДОВ В ТОКОВОМ РЕЖИМЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ	35
В. В. Тихомиров О РАЗВИТИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЫХ ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫХ ЛИВНЕЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ	37
С.К.Андрухович, Н. Антович, Н. Свркота, Д.В. Шелковый МНОГОДЕТЕКТОРНЫЕ ПОГРУЖНЫЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ С ОТКРЫТОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ РЕГИСТРАЦИИ	39
Н. В. Максименко, Е. В. Вакулина АМПЛИТУДА КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ С УЧЕТОМ СПИНОВЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ	41
М.В. Галынский О МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ САКСА В ПРОЦЕССАХ БЕЗ ПЕРЕВОРОТА И С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА ПРОТОНА	43
М. А. Князев ОДИНОЧНЫЕ ВОЛНЫ В МОДЕЛИ КАНА-ХИЛЛИАРДА	44
А.С. Лобко КАКИЕ УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НЕОБХОДИМО ИМЕТЬ В БЕЛАРУСИ?	46

О. В. Веко, А. Я. Войнова, В. В. Кисель, А. Д. Коральков, Е. М. Овсиюк, В. М. Рельков	
ОБ ОПИСАНИИ ЧАСТИЦЫ СО СПИНОМ 1/2 И ТРЕМЯ МАССОВЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ	48
С.Л. Черкас, В.Л. Калашников РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ И АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ	50
Ю.П. Выблый, А.А. Леонович СФЕРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ	52
С. Андрухович, В. Кабанов, Ю. Курочкин, А. Науменко, Д. Шелковый, П. Шпак ПОГРУЖНОЙ ОН-ЛАЙН ГАММА-СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ NAI(TL) СЦИНТИЛЛЯТОРА: КАЛИБРОВКА И ТЕСТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ	54
H.V. Grushevskaya, G.G. Krylov BRAIDING MAJORANA FERMION IN TWO-DIMENSIONAL DIRAC MATERIALS	56
В. Калинников, Е. Величева, А. Лобко, О. Мисевич ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТА СЦИНТИЛЛЯЦИЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КАЛОРИМЕТРЕ НА КРИСТАЛЛАХ LYSO	58
К.И. Ушева, С.А. Кутень, А.А. Хрущинский, Л.Ф. Бабичев ИССЛЕДОВАНИЕ АВАРИИ «ВЫБРОС ОДНОГО ОР СУЗ» В КОНСЕРВАТИВНОМ ПОДХОДЕ ДЛЯ ПРОЕКТА АЭС-2006	60
А.В. Баран, В.В. Кудряшов СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРУГОВОМ КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	62
Веко О.В. ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ С УЧЕТОМ НЕЕВКЛИДОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ПРОСТРАНСТВА	64
В.В. Гилевский, И.С. Сацункевич, М.М. Соболевский РЕАКТОРНЫЕ АНТИНЕЙТРИННЫЕ СПЕКТРЫ	66
В.И. Кувшинов, Е.Г. Багашов ДЕКОГЕРЕНЦИЯ И ЗАПИРАНИЕ ЦВЕТА В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ	68

А.В. Минкевич ФИЗИЧЕСКОЕ ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ, ГРАВИТАЦИЯ И РЕГУЛЯРНАЯ УСКОРЕННО РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ	70
Г.Ю. Тюменков КВАЗИСВОБОДНЫЕ ДВУХВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ ГРИНА МАЛОЧАСТИЧНЫХ БОЗОН – ФЕРМИОННЫХ СИСТЕМ	71
В.В. Андреев, В.Ю. Гавриш ПАРАМЕТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ	73
А.К. Горбацевич, Е.К. Тищенкова, А.О. ШапловКРОТОВЫЕ НОРЫ В 5-МЕРНОЙ ПРОЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ	75
С.И. Фиалка, В.Н. Капшай РЕШЕНИЕ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ	77
А.Ю. Манько, Р.Г. Шуляковский ПОМЕРОННЫЙ МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА АДРОННЫХ УСКРИТЕЛЯХ	79
С.А. Гришин, В.А. Селянтьев, Н.С. Недвецкий, В.В. Климентовский, А.М. Гальпер, С.В. Колдашов, С.Ю. Александрин, А.И. Архангельский, А.Г. Батищев РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ КОМПЛЕКСА СРЕДСТВ ДЛЯ НАЗЕМНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ БЛОКОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА	81
В.Г.Барышевский ЯВЛЕНИЕ ПОВОРОТА СПИНА ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА-УНИКАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ и ЭДМ ОЧАРОВАННЫХ И ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ и ИХ Р и СР НЕИНВАРИАНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ЭЛЕКТРОНАМИ и ЯДРАМИ	83
К. А. Веренич, В. Ф. Миненко, К. О. Макаревич, А. А. Хрущинский, С.А. Кутень МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО КОМПЬЮТЕРНОГО ТОМОГРАФА	85
Н. Г. Крылова ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 1-ГО РОДА В ФИНСЛЕРОВОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРОСТРАНСТВЕ МОНОСЛОЯ ЛЕНГМЮРА	87

М. И. Левчук О ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА ДЕЙТРОНЕ В ПЕРВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ	89
И.Ю. Рыбак, А. Августидис, К.Ж.А.П. Мартинш АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ КОСМИЧЕСКИХ СТРУН С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ	91
В.П. Стефанов КВАНТОВАЯ СТОХАСТИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОСТОЯНИЙ ОДНОАТОМНОГО ЛАЗЕРА	93

### ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ФОТОНИКА

Д.В. Новицкий, А.В. Новицкий КОМПЕНСАЦИЯ ПОТЕРЬ И РЕЗОНАНАСНОЕ УСИЛЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ В АКТИВНЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ	97
Д. В. Новицкий ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ	99
Д. В. Новицкий, А. В. Новицкий ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В РТ-СИММЕТРИЧНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ	101
М. А. Ходасевич, Ю. А. Варакса, Г. В. Синицын, В. А. Асеев ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШТАРКОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МЕТОДОМ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ	103
М. А. Ксенофонтов, Л. Е. Островская, М. Б. Шундалов, Е. Ю. Бобкова, В.С. Васильева КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ГРУПП ПОЛИУРЕТАНОВ С ИОНАМИ 3d-МЕТАЛЛОВ В ПРОЦЕССЕ ИХ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ	105
Г.А.Русецкий, Т.В.Смирнова, О.М.Федотова, О.Х.Хасанов, В.Кадан ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ: РЕЖИМЫ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ	107

Е. З. Шаламберидзе, А. Э. Малевич, Е. Н. Козловская, Г. А. Пицевич ПОСТРОЕНИЕ МНОГОМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНОЙ ВОДОРОДНОЙ СВЯЗИ В МОЛЕКУЛЕ АЦЕТИЛАЦЕТОНА	109
G. A. Pitsevich INTRODUCTION OF THE NEW GENERALIZED INTERNAL COORDINATES BASED ON NORMAL COORDINATES	111
Е. З. Шаламберидзе, Г. А. Пицевич ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ ВРАЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ В МАТРИЦАХ НЕКОТОРЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ	112
Н.А. Лойко, А.А. Мискевич, В.А. Лойко МЕТОД ОПИСАНИЯ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА МОНОСЛОЕМ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ	114
В. Н. Чижевский, С. А. Коваленко МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В ИНТЕНСИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МНОГОМОДОВОГО ВЕРТИКАЛЬНОИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА	116
В. Л. Малевич, Г. В. Синицын, Н. Н. Розанов ОТРАЖЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ	118
В.В.Филиппов ВНЕШНЯЯ КОНИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ: НОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ	120
Л. И. Гуринович, А. О. Муравицкая, А. В. Прудников, А. В. Антанович, М.В. Артемьев, С. В. Гапоненко ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КОЛЛОИДНЫЕ НАНОПЛАСТИНЫ КАК АНАЛОГ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ	122
В. Н. Капшай, А. А. Шамына ОСОБЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ОБОБЩЁННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РЭЛЕЯ-ГАНСА-ДЕБАЯ	124
О.В. Буганов, А. Д. Замковец, С.А. Тихомиров НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР СЕРЕБРО-ФТАЛОЦИАНИН МЕДИ	126
М. В. Корольков ВОЗБУЖДЕНИЕ И ФОТОФРАГМЕНТАЦИЯ ДИАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ И ИОНОВ В ПОЛЕ УЛЬТРОКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	128

В. А. Длугунович, А. В. Исаевич, Е. А. Круплевич, Л. Н. Насенник СОЗДАНИЕ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	130
V. Duong, N. T. H. Lien, P. M. Tien, V.M. Katarkevich, D. Q. Hoa PICOSECOND PULSE GENERATION BY NANOSECOND LASER PUMPED SECOND-ORDER DISTRIBUTED FEEDBACK DYE LASER	132
Г.А. Русецкий, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ С БОЛЬШИМ СОБСТВЕННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ	134
Д. Н. Меняйлова, М. Б. Шундалов МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НИЖНИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛ МОНОКАРБИДА И МОНОНИТРИДА УРАНА (UC И UN) МНОГООПОРНЫМ МЕТОДОМ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ	136
Вилейшикова Е.В., Лойко П.А., Дымшиц О.С., Скопцов Н.А., И.П. Алексеева, Юмашев К.В. СЕЛЕКТИВНАЯ АКТИВАЦИЯ ИОНАМИ ДВУХВАЛЕНТНОГО НИКЕЛЯ ОКТАЭДРИЧЕСКИХ ПОЗИЦИЙ В СТРУКТУРЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ ЦИНКОВОЙ ШПИНЕЛИ	138
А. В. Агашков ИЗМЕРЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ПУТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ	140
К.Н. Горбаченя,В.Э. Кисель, А.С. Ясюкевич, В.В. Мальцев, Н.И. Леонюк, Н.В. Кулешов ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ Er, Yb:GdAl <sub>3</sub> (BO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> МИКРОЧИП ЛАЗЕР С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	142
С. Н. Довыденко ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ С БИИЗОТРОПНОЙ СРЕДОЙ	144
В.А. Толкачев ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ ЧИСТО-ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕХОДА В ДИФФУЗНЫХ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАХ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ	146
Г.А. Гусаков, М.П. Самцов, Е.С. Воропай КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АЛМАЗНЫХ МИКРО- И НАНОПОРОШКОВ: РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ И ЭФФЕКТ РАЗОГРЕВА ОБРАЗЦА ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ	148

Т. А. Павич, С. М. Арабей, К. Н. Соловьев СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ МЕТАЛЛОФТАЛОЦИАНИНОВ, КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ С КАРКАСОМ СИЛИКАТНОГО КСЕРОГЕЛЯ	150
Иванов В.И., Иванов Н.И. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ДАЛЬНОСТНЫХ 3D – ПОРТРЕТОВ НА ОСНОВЕ ОТСЕЧКИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНО – ЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ	152
Иванов В.И., Иванов Н.И. НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ МНОГОПАРАМЕТРОВАЯ ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР	154
В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКТИВНО- ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЕ ПОДСВЕЧИВАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА	156
В. А. Ковтун-Кужель, А.Н. Понявина КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА МОНОСЛОЯМИ ЧАСТИЦ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ	158
И. И. Рушнова, Е. А. Мельникова, А. Л. Толстик ЭЛЕКТРИЧЕСКИ КОНТРОЛИРУЕМОЕ НАПРАВЛЕНИЕ СВЕТА В ЖК ЭЛЕМЕНТАХ	160
И.В. Семченко, С.А. Хахомов, А.Л. Самофалов, М.А. Подалов, А.М. Гончаренко, Г.В. Синицын, Н.С. Ковальчук, А.Н. Петлицкий, В.А. Солодуха МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОМЕГА- СТРУКТУРИРОВАННОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ	162
И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын, А.Л. Самофалов, М. А. Подалов ПРОЕКТИРОВАНИЕ, ФОРМИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБКИХ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ ВЫСОКОПОГЛОЩАЮЩИХ НЕОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ СВЧ И ТГЦ ДИАПАЗОНА	164
С. Н. Курилкина, Н. С. Петров, А. Б. Зимин, В. Н. Белый ОСОБЫЕ НЕОДНОРОДНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ	166

В. Н. Белый, С. Н. Курилкина, Н. С. Казак ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО МЕТАМАТЕРИАЛА С ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ	168
В. Е. Луценко, Д. В. Григорьева, И. В. Горудко, С. Н. Черенкевич, О.М. Панасенко, А. В. Соколов ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛЛОЦИАНИНА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ХЛОРНОВАТИСТОЙ КИСЛОТОЙ	170
Г. Е. Малашкевич, В. В. Ковгар, А. А. Суходола, А. М. Воликова, В.Н. Сигаев, Н. В. Голубев, М. З. Зиятдинова ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В СТЕКЛЕ СИСТЕМЫ (Y1-x,Lnx)2O3-Al2O3-B2O3 СТОКСОВЫМИ СПУТНИКАМИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА	172
Г. Е. Малашкевич, Т. Г. Хотченкова, А.П. Ступак, А. А. Суходола, В.Н. Сигаев, Н. В. Голубев, М. З. Зиятдинова, И. И. Сергеев СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТЬЗ+ ИОНАМИ Sb3+ В СТЕКЛЕ СИСТЕМЫ (Y1-x-yTb xSby)2O3-Al2O3-B2O3	174
В. И. Лапаник, Г. М. Сосновский, С. Н. Тимофеев, А. А. Минько, Е.А. Шепелева, Г. А. Евтушкин НОВЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ С БОЛЬШОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВАХ	176
Г. С. Митюрич, Е. В. Лебедева, А. Н. Сердюков ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ	178
Г. С. Митюрич, Е. В. Лебедева, А. Н. Сердюков ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ	180
С. Н. Курилкина, Нгуен Фам Куинь Ань РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ С БЛИЗКОЙ К НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ	182
В. А. Длугунович, В. А. Ждановский, А. В. Крейдич, С. В. Никоненко, Ю.В. Беляев, И. М. Цикман, Д. В. Скумс, О. Б. Тарасова ПОСТРОЕНИЕ НАЦИОНАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В ДИАПАЗОНЕ ОТ 0,2 ДО 3,0 МКМ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ	184

В. М. Катаркевич, Д. В. Новицкий, А.А.Афанасьев, Т. Ш. Эфендиев ПИКОСЕКУНДНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ РОС-ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКОВ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ СУБНАНОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	186
А. С. Руденков, В. Э. Кисель, А. С. Ясюкевич, К. Л. Ованесян, А.Г. Петросян, Н. В. Кулешов РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА КРИСТАЛЛЕ Yb3+:CaYAIO4 С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	188
И. Н. Агишев, Т. А. Корниенко, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников, А.Л. Толстик ИМПУЛЬСНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ КОРОТКО- И ДОЛГОЖИВУЩИХ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА И ТИТАНАТА ВИСМУТА	190
А. Л. Уласевич, А. А. Кузьмук ВОЗБУЖДЕНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ФОТОАКУСТИЧЕСКИХ КАМЕР БЕССЕЛЕВЫМИ ПУЧКАМИ	192
Г.А.Русецкий, Т.В.Смирнова, О.М.Федотова, О.Х. Хасанов, В. Кадан ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ: РЕЖИМЫ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ	194
В. В. Шепелевич, А. В. Макаревич, С. М. Шандаров, М. А. Аманова, М.В. Федоренко, П. И. Ропот ОПТИМИЗАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПРЕДМЕТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛЕ Bi12GeO20 ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ЕГО ТОЛЩИНЫ И УГЛА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ	196
Е. Ф. Бедулина, Н. Е. Кунделева ОБЪЕКТИВ С ДИСКРЕТНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ, ОБЗОР СХЕМНЫХ РЕШЕНИЙ	198
В.В. Лукьяница ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ВОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	200
Л.В. Танин АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ АТОМАРНЫХ СРЕД С СИЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ ПОГЛОЩЕНИЯ В МЕТОДАХ РЕЗОНАНСНОЙ ОПТИКИ	202
Р. В. Чулков, В. Ю. Маркевич, А. Алямани, В. А. Орлович ЭФФЕКТ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ВКР-ЛАЗЕРЕ С МНОГОМОДОВОЙ НАКАЧКОЙ	204

С.А. Тихомиров, Е.А. Барбарчик, О.В. Буганов, М.В. Коржик, М. Луккини,	
А.Д. Широканов УСКОРЕННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ АНСАМБЛЯ ВОЗЬУЖДЕННЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ Се3+ В КРИСТАЛЛАХ СТРУКТУРНОГО ТИПА ГРАНАТА	206
А. Л. Толстик ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ В НАУКЕ И ПРАКТИКЕ	208
ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР, ТВЁРДОГО ТЕЛА И ПОЛУПРОВОДНИКОЙ	3
А. М. Жолудь ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ-ШОУ ПРИ ИХ МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ	213
Г.А.Говор, А.И. Галяс, А.К.Вечер А.М.Алиев ГИГАНТСКИЙ МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА МАРГАНЦА	215
А.В.Борздов, В.М.Борздов МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОК В КАНАЛЕ ГЛУБОКОСУБМИКРОННОГО КНИ- МОП-ТРАНЗИСТОРА	217
H. V. Grushevskaya, G. G. Krylov GAUGE FIELD THEORY OF TWO-DIMENSIONAL TOPOLOGICAL SEMIMETALS	219
А.С.Федотов, С.С. Перевозников, В.С. Шендюков, В.Ю. Вязгина, Я.Д. Титовец ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ВИСМУТА	221
Д.А.Русак, А.С.Федотов, А.К.Федотов ПОСТРОЕНИЕ ГОДОГРАФОВ НАНОКОМПОЗИТОВ FeCeZr-SiO2	223
С.В. Черепица, С.Н. Сытова, А.Л. Корбан, А.Н. Коваленко ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЧЕСТВЕННОГО И КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА ШИРОКОГО СПЕКТРА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЕЩЕСТВ	225

В. А. Люшкевич, Н. А. Савастенко, И. И. Филатова, Н. И. Чубрик, С.В. Гончарик, С. А. Маскевич КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ЦИНКА, МОДИФИЦИРОВАННОГО В ПЛАЗМЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА	227
Е.В.Шабуня-Клячковская, Н.П. Мельников, С.П. Витязь, Е.В. Корза, К.Ю. Кацалап, А.С. Мацукович, М.В. Бельков КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХУДОЖЕСТВЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ БЕЛОРУССКОЙ ИКОНОПИСИ XIX ВЕКА	229
О. А. Жикол, А. В. Лузанов, А.Л. Пушкарчук, Т.В. Безъязычная, С.А. Кутень, В.А. Пушкарчук, А.П. Низовцев, С.Я. Килин ОСОБЕННОСТИ НИЗШЕГО ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ В НАНОКЛАСТЕРАХ SiC: КВАНТОВОХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ	231
<ul> <li>В.Э. Гуменник, А.С. Федотов, В.Г. Баев, Ю.А. Федотова, С.Л. Прищепа,</li> <li>И.В. Комиссаров, Н.С. Ковальчук</li> <li>ВЛИЯНИЕ КОБАЛЬТОВЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ</li> </ul>	233
М. В. Гольцев, А. Хофман , М. В. Гольцева ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ Ne и Ar ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ	235
С.Б.Кашевский МАГНИТОДИНАМИКА И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ В СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ СТОНЕРА-ВОЛЬФАРТА С МАГНИТНЫМ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ	237
О.Ф. Демиденко, А.И. Галяс, А.М. Живулько, К.И. Янушкевич, А.М. Попеску, В. Константин, Е.И. Неаксу, К. Донат РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ C5H14ONCl-(NH2)2CO НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ	239
А.К. Вечер, Г.А. Говор, К.И. Янушкевич, М. Przybylski, J.Zukrovski КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНИКЕ	241
<ul> <li>А. В. Конколович, В. А. Лойко, А. А. Мискевич, В. Я. Зырянов,</li> <li>М. Дойна-Луминита</li> <li>ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫТЯНУТЫХ ПОЛИМЕР- ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК</li> </ul>	243

I. I. Tashlykova-Bushkevich, J. Baik, HJ. Shin, V. G. Shepelevich APPLICATION OF SYNCHROTRON-BASED X-RAY PHOTOELECTRON SPECTROSCOPY IN COMPOSITIONAL ANALYSIS OF RAPIDLY SOLIDIFIED AL ALLOYS	245
И. И. Ташлыкова - Бушкевич, Ю. С. Яковенко, И. А. Бушкевич ИЗУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ БЫСТРОЗАТВЕРЕВШИХ СПЛАВОВ Al-Cr МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ	246
Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. Г. Войнилович, Г. П. Яблонский ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ	248
В. В. Могильный, А. И. Станкевич ПОЛИМЕРНЫЕ СЛОИ ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОГО ВОЛНОВОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА	250
А. В. Пашкевич, К. Н. Кирильчик ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КЕРАМИК ZnO, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ	252
Н. А. Поклонский ЭЛЕКТРИЧЕСТВО В БЕЛАРУСИ	254
В.И.Вальков, И.Ф. Грибанов, Б.М. Тодрис, А.В. Головчан, А.И. Галяс, В.И. Митюк, К.И. Янушкевич РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В Mn0.89Cr0.11NiGe	255
С. Т. Пашаян, В. М. Анищик СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ МЕДИ	257
Т.О. Будько, Н.Н. Новицкий, А.И. Стогний КРИСТАЛЛЫ МАГНОНИКИ В ВИДЕ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ С ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЁТКАМИ	259
А. Ю. Панарин, Б. В. Ранишенко, А. В. Абакшонок, Г. Исич, С. Н. Терехов КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ГРАФЕН-НАНОЧАСТИЦЫ СЕРЕБРА- ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ	261
Д. В. Хацук, В. А. Ковтун-Кужель, А. П. Самородов ВЫЯВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА В СВЧ-ПОЛЕ	263

Е.В.Шабуня-Клячковская, С.В.Гапоненко, О.С.Кулакович, Д.В.Гузатов ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НЕОРГАНИЧЕСКИМИ МИКРО-И НАНОКРИСТАЛЛАМИ: ОТ ИССЛЕДОВАНИЙ К ПРАКТИЧЕСКИМ ПРИМЕНЕНИЯМ	265
Е.Б. Шершнев, Ю.В. Никитюк, С.И. Соколов ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 266 НМ	267
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ	
В.И. Архипенко, А.В. Казак, А.А. Кириллов, Л.В. Симончик, А.Н. Мигун, А.П. Чернухо КИНЕТИКА КОНВЕРСИИ ЭТАНОЛА В СИНТЕЗ-ГАЗ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ	271
А. Н. Чумаков, И. С. Никончук, О. О. Кузнечик ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО ТИТАНА В ВОЗДУХЕ	273
А. Н. Чумаков, И. С. Никончук, О. О. Кузнечик ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ ПОРИСТОГО ТИТАНА С ОБРАЗОВАНИЕМ ОКСИДОВ	275
В. С. Бураков, В. В. Кирис, Е. А. Невар, М. И. Неделько, Р. А. Пахоменко, Н.В. Тарасенко ФОРМИРОВАНИЕ НИКЕЛЬ-УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ	277
А.В. Буцень, Е. А. Шустова, С. Т. Пашаян, Н. В. Тарасенко СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР ОКСИДОВ МЕДИ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТИ	279
Ф.М.Трухачев, О.Ф. Петров, М. М. Васильев, Н.В. Герасименко ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПЫЛЕАКУСТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА	281
<ul> <li>Н. В. Тарасенко, В. С. Бураков, А. В. Буцень, М. И. Неделько,</li> <li>Н.Н. Тарасенко, А. А. Невар</li> <li>ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ БИНАРНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ</li> <li>СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ</li> </ul>	283

Ф.М. Трухачев, Е.З. Гусаков, Л.В. Симончик, Н.В. Герасименко ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОМЕРНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	284
В. А. Люшкевич, И. И. Филатова, В.В. Ажаронок, Н. И. Чубрик, С.В. Гончарик, А. Г. Жуковский, Н.А. Крупенько, Н. А. Поплавская, Наджиб-ур-Рехман ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА ПРИ ПРЕДПОСЕВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА СЕМЕНА ПШЕНИЦЫ	286
А.Н. Чумаков, Н.И. Мухуров, С.В. Денисюк, А.А. Шевченок, Л.В. Баран, А.Г. Кароза, Т.Ф.Райченок, Н.А. Босак, А.А. Иванов ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПЛЕНОК ZnO+10% ITO, СФОРМИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ НА ПОДЛОЖКАХ Al2O3, И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	288
П. И. Веренич, А. Н. Чумаков, Н. А. Босак ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА БИХРОМАТИЧЕСКУЮ ЛАЗЕРНУЮ АБЛЯЦИЮ КРЕМНИЯ В ВОЗДУХЕ	290
С. В. Васильев, А. Ю. Иванов, Е. О. Семенчук ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗЕЦ, НАХОДЯЩИЙСЯ В ЖИДКОСТИ	292
А.В. Казак, Е.Н.Вабищевич, Л. В. Симончик, О. А. Емельянова, Н.В.Дудчик, О.М. Степанова, М.Э. Пинчук ПРИМЕНЕНИЕ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДЛЯ ИНАКТИВАЦИИ КЛИНИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ	294

### БИОФИЗИКА

И. В. Шелаев, Ф. Е. Гостев, Т. В. Выгодина, С. В. Лепешкевич,	
Б.М. Джагаров	
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЦИТОХРОМ С ОКСИДАЗЫ:	299
ВНУТРИГЕМОВОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ	
Е. А. Дикусар, А.Л. Пушкарчук, В.И. Поткин, Т.В. Безъязычная,	
Е.Г. Косандрович, А. Г. Солдатов, С. А. Кутень, С. Г. Стёпин,	
А.П. Низовцев, С.Я. Килин, Л.Ф. Бабичев	
<b>DFT МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МЕТОТРЕКСАТ-</b>	301
ФУЛЛЕРЕНОЛОВЫХ АГЕНТОВ ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ	
ЗАБОЛЕВАНИЙ	

В.Я. Черний, И.Н. Третьякова, Я.М. Довбий, В.Н. Кнюкшто, А.С. Старухин, А.В. Горский	
БИСКУРКУМИНАТЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ ЦИРКОНИЯ И ГАФНИЯ – СИНТЕЗ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА	303
Н.В. Белько, М.П. Самцов, А.П. Луговский, А.А. Луговский, Д.С. Тарасов, Е.С. Воропай ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ И ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	
НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ФОРМЫ ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В РАСТВОРАХ	305
А. Старухин, В. Ковгар, Р. Червенец, А. Горский, В. Кнюкшто, А. Матсукович	
ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РЕАБСОРБЦИИ НА ЗНАЧЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПОРФИРИНОВ	307
М. В. Пархоц, С. В. Лепешкевич, Анна Г. Гюльханданян, А. А. Закоян, Арам Г. Гюльханданян, Г. В. Гюльханданян, Б. М. Джагаров	
ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСА ТРАНСФЕРРИНА С КАТИОННЫМ ПОРФИРИНОМ	309
М. Б. Шундалов, Ю. Л. Миндарева, А. С. Мацукович, С. В. Гапоненко СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АДАМАНТАН- СОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ	311
Yousef Ajeeb, Tatiana Karlovich, Vadim Savva, Mikalai Kruk, WimDehaen, Wouter Maes	
TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE CORROLE TAUTOMERIZATION RATE	313
Е.С. Люлькович, С.Г. Пуховская, Ю.Б. Иванова, А.Б. Крылов, А.С. Семейкин, Н.Н. Крук	
АТРОПОИЗОМЕРИЯ 5,10,15,20-ТЕТРАКИС-(3- <i>N</i> -МЕТИЛПИРИДИЛ)- ПОРФИРИНА	315
Dmitry Klenitsky, Mikalai Kruk, Wouter Maes MACROCYCLE STRUCTURE IN PERIPHERICALY CROWDED FREE BASE CORROLES	317
К. О. Макаревич, В. Ф. Миненко, С. А. Кутень К ВОПРОСУ ОЦЕНКИ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ ПРИ	
РЕНТГЕНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ	319

Н. В. Белько, Г.А. Гусаков, М. П. Самцов, Е. С. Воропай НАНОСТРУКТУРИРОВАННАЯ ФОРМА НОВОГО ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ: СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА И МОРФОЛОГИЯ	321
<ul> <li>А. Н. Собчук, Н. А. Немкович, Ю. В. Крученок, Ю. Г. Шанько,</li> <li>А.И. Чухонский</li> <li>ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ</li> <li>РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АДЕНОМЫ ГИПОФИЗА</li> </ul>	323
В. А. Толкачев, А. П. Блохин, В. А. Поведайло, В. В. Шманай, Д. Л. Яковлев ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА И ПРОЦЕССЫ ТУШЕНИЯ КОМПЛЕКСОВ ОЛИГОНУКЛЕОТИД-ФЛУОРОФОР, КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ ЛИНКЕРОМ	325
A.A. Denisov, P.M. Bulai, T.N. Pitlik, P.G. Molchanov, V.A. Kulchitsky, S.N. Cherenkevich MULTICHANNEL SYSTEM FOR RECORDING AND STIMULATION OF ELECTRICAL ACTIVITY OF NEURONS IN VITRO	327
С.В. Лепешкевич, А.Ю. Панарин, М.В. Пархоц, А.Ф. Чайковский, Б.М. Джагаров ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ РАЗРЫВ СВЯЗИ Fe-O2 В ОКСИГЕМОГЛОБИНЕ: КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ДИССОЦИАЦИИ, ВОЗБУЖДЕННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ГЕМА, РЕЛАКСАЦИОННЫЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОБРАТНАЯ РЕАКЦИЯ АССОЦИАЦИИ КИСЛОРОДА	329
<ul> <li>Т. С. Ананич, Ю. В. Крученок, В. М. Катаркевич, В. В. Керопян,</li> <li>В.Н. Кнюкшто, И. А. Леусенко, П. А. Мазманян, Г. Г. Маргарян,</li> <li>А.В. Микулич, Л. Г. Плавская, В. Ю. Плавский, А. Н. Собчук,</li> <li>А.И. Третьякова</li> <li>НОВЫЕ ПОДХОДЫ К СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ ТЕХНОЛОГИЙ</li> <li>ФОТОТЕРАПИИ ЖЕЛТУХИ НОВОРОЖДЕННЫХ ДЕТЕЙ</li> </ul>	331
<ul> <li>В. Ю. Плавский, А. В. Микулич, А. И. Третьякова, И. А. Леусенко,</li> <li>Л.Г. Плавская, О. А. Казючиц, И. И. Добыш, Т. П. Красненкова, Н.А. Юдина,</li> <li>Н. Н. Пиванкова</li> <li>ПОДАВЛЕНИЕ РОСТА МИКРОБНЫХ КЛЕТОК ЛАЗЕРНЫМ</li> <li>ИЗЛУЧЕНИЕМ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА</li> </ul>	333
К.А. Жуков, К.Н. Борисов, И.В. Яковец, В.П. Зорин ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ АРИЛЗАМЕЩЕННЫХ ПОРФИРИНОВ С β-ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ	335

Т.Е. Зорина, И.В. Янковский, И.Е.Кравченко, Т.И.Ермилова, Т.В.Шман, М.В. Белевцев, В.П.Зорин ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ И ВЫВЕДЕНИЯ ЭТЕРИФИЦИРОВАННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ХЛОРИНА Е <sub>6</sub> И ИХ ЛИПОСОМАЛЬНЫХ ФОРМ В КЛЕТКАХ С РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ	336
Е.В. Королик, А.А. Иванов, Н.И. Инсарова, В.Г. Лещенко МЕТОД ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В ОЦЕНКЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ОСНОВНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ СИСТЕМ ПЛАЗМЫ КРОВИ БОЛЬНЫХ С РАЗЛИЧНЫМИ ФОРМАМИ ЛЕЙКЕМИИ	338
А. А. Загороднюк, С. А. Кутень, В.Ф. Миненко, К.А. Веренич, Г.В. Гацкевич ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ВНЕШНЕЙ ЗАЩИТЫ ПАЦИЕНТА ВО ВРЕМЯ СЕАНСА ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ	340
И. И. Жолнеревич, Н. Г. Крылова, И. В. Липневич, В. П. Егорова, Г.В. Грушевская КОМПЛЕКСЫ МУНТ/ДНК КАК ПЛАТФОРМА ДЛЯ ДОСТАВКИ ПРОТИВООПУХОЛЕВЫХ ХИНОНОВ	342
Л.В. Кухаренко, С.А. Чижик, Е.С. Дрозд, М.В. Гольцев, Л.Г. Гелис, Е.А. Медведева, И.В. Лазарева АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНУТРИСОСУДИСТОЙ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ У ЛИЦ С ИШЕМИЧЕСКОЙ БОЛЕЗНЬЮ СЕРДЦА	344
Э. И. Зенькевич ФОТОФИЗИКА ХЛОРОФИЛЛА IN VIVO: КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ РАСТВОРЫ И САМООРГАНИЗОВАННЫЕ НАНОАНСАМБЛИ	346
Э. И. Зенькевич, А. П. Ступак, Т. Блаудек, S. Краузе, К. фон Борцисковски ФОРМИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТУШЕНИЕ ФОТОЛЮМИНСЦЕНЦИИ В НАНОКОМПОЗИТАХ «ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ КВАНТОВАЯ ТОЧКА – МОЛЕКУЛА КРАСИТЕЛЯ»	348
А.И. Кубарко, В.Л. Казущик, В.А. Мансуров, Л.Д. Рагунович ИЗМЕНЕНИЕ БИОИМПЕДАНСА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКЕ	350
Д. Г. Щербин, М. Брышевска БИОМЕДИЦИНСКИЕ ДЕНДРИМЕРЫ	352

375

И.В. Яковец, К.Н.Борисов, К.А.Жуков, И.В. Янковский, Т.Е.Зорина, L.Bonotine, В.П.Зорин СРАВНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССОВ НАКОПЛЕНИЯ И ВЫВЕДЕНИЯ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ИЗ ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК	354
А.А. Суходола АННИГИЛЯЦИОННАЯ ЗАМЕДЛЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ТРИПТОФАНА	356
И.Г. Тарутин, Е.В. Титович МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ	358
А. В. Абакшонок, А. Ю. Панарин, С. Н. Терехов СПЕКТРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСОВ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ВОДОРАСТВОРИМЫМИ ПОРФИРИНАМИ	360
М. С. Терехова, А. Ю. Кохан, Д. В. Григорьева, И. В. Горудко, А.В. Соколов, О. М. Панасенко, С. Н. Черенкевич ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ БЕЛКОВ ПЛАЗМЫ КРОВИ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ В УСЛОВИЯХ ГАЛОГЕНИРУЮЩЕГО СТРЕССА	362
И.И. Хлудеев, В.П. Зорин, М.П. Самцов СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ ПОЛИМЕТИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРАТОРОВ В ПЛАЗМЕ КРОВИ	364
ФИЗИКА И ИНФОРМАТИКА	
И.В.Станишевский ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ АЛГЕБРАИЧЕСКИМИ И ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОЙ МАТЕМАТИКИ	369
А. А. Рыжевич, И. В. Балыкин ПРОГРАММНОЕ СРЕДСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КАЧЕСТВА БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НУЛЕВОГО ПОРЯДКА	371
В.В. Гордийчук, Т. В. Смирнова ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ	373
СА Гришин ВВ Климентовский АА Бунчук ВА Селянтьев АН Буй	

С.А. Гришин, В.В. Климентовский, А.А. Бунчук, В.А. Селянтьев, А.Н. Буй, Д.А. Ягодников, В.И. Лапицкий ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ

ИНФОРМАТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ОГНЕВЫХ ИСПЫТАНИЯХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ	
В. С. Вихренко, Я. Г. Грода КИНЕТИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА НА ПРОСТОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ С БЛОКИРОВАННЫМИ УЗЛАМИ	377
Я. Г. Грода, Э. Э. Бильданов ПАРАМЕТР ПОРЯДКА И КРИТИЧЕСКИЙ ПАРАММЕТР РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА С SALR-ПОТЕНЦИАЛОМ НА ПЛОСКОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ	379
Т. К. Пыжик, А. А. Денисов МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБУЧЕНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЯХ В СБАЛАНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ	381
В.В.Митянок О КОМПЬЮТЕРНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ И ВЕРИФИКАЦИИ ЛИЧНОСТИ ПО ГОЛОСУ	383
А. В. Сидоренко ШИФРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ	385

# РОЛЬ ФИЗИКИ В ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА И ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ПО ФИЗИКЕ. ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

М. В. Гольцев, Л. В. Кухаренко, М. В. Гольцева	
ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРАКТИВНЫХ И ДИСТАНЦИОННЫХ ФОРМ	
ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ МЕТОДАМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ	389
МИКРОСКОПИИ	
Л.В.Танин, С.Н. Гинак, Е.Ю. Слепцов, Д.Л. Танина, А.Л. Толстик,	
Е.А. Мельникова	
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ НАГЛЯДНЫЕ УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ НОВОГО	391
ПОКОЛЕНИЯ В ОБРАЗОВАТЕЛЬНОМ ПРОЦЕССЕ	
Н. А. Никоненко, А. К. Сутурин	
СОСТОЯНИЕ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ВЫСШЕЙ НАУЧНОЙ	202
КВАЛИФИКАЦИИ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ	393
В. И. Шупляк, М. Б. Шундалов	
НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРЕПОДАВАНИЯ ОБЩЕГО	395
КУРСА АСТРОНОМИИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ	

Maria V. Makarova, Ivan A. Kovalew and Dmitry W. Serow WADA BASINS AND EYE OF HURRICANE (ONCE UPON A TIME IN THE WEST)	397
С.Н. Сытова, А.П.Дунец, А.Н. Коваленко, А.Л. Мазаник, Т.П.Сидорович, С.В. Черепица ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТЕНТА УЧЕБНО-НАУЧНОГО ПОРТАЛА ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ BELNET	399
С. Н. Сытова ВЕРИФИКАЦИЯ И ВАЛИДАЦИЯ ПРОГРАММЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ	401
С.А. Гришин РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ МОНИТОРИНГА СЛОЖНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ	403
Е.А. Ушаков ПОСТРОЕНИЕ КУРСА «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА» НА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОСНОВЕ	405
М. В. Гольцев, Л. В. Кухаренко, М. В. Гольцева, И. А. Гузелевич ИСПОЛЬЗОВАНИЕ LMS MOODLE В СИСТЕМЕ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ БИОФИЗИКЕ В ВЫСШЕМ МЕДИЦИНСКОМ ОБРАЗОВАНИИ	407

Организаторы выражают благодарность за спонсорскую помощь: Национальной академии наук Беларуси Белорусскому Республиканскому фонду фундаментальных исследований ЗАО «Солар ЛС» ООО «Магия света» ЗАО «Голографическая индустрия» Научно-техническому центру «ЛЭМТ "БелОМО»









ЛАЗЕРЫ В ЭКОПОГИИ. МЕДИЦИНЕ, ТЕХНОПОГИИ




# ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

## ИМПУЛЬСНЫЕ ҮАС ЛАЗЕРЫ

- Энергия в импульсе до 1,5 Дж
- П-образный профиль луча
- Частота следования импульсов до 100 Гц
- Все гармоники от 1064 нм до 213 нм





#### ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

- Длительность импульса до 120 фсек
- Выходная мощность до 10 Вт
- Генераторы гармоник
- Диодная накачка

#### ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ

- Ti:Sapphire лазеры, DFG-преобразователи и ПГС
- Перестройка длины волны от 0,2 до 20 мкм
- Ширина линии генерации до 0,1 см-1
- Энергия в импульсе до 100 мДж





# ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

- Компактный и "сухой" промышленный дизайн
- Встроенные генераторы гармоник
- до 200 мДж в импульсе при частотах до 100 Гц
- до 3 Вт на 355 нм при частотах до 50 кГц



ЗАО «СОЛАР Лазерные Системы» Тел: +375 (17) 2019490, e-mail: info@solarls.eu, sales@solarls.eu, www.solarlaser.com

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

### МОНОХРОМАТОРЫ/СПЕКТРОГРАФЫ

- Одинарные и двойные
- Фокусное расстояние от 44 мм до 830 мм
- Широкий выбор детекторов и аксессуаров





#### КОМПАКТНЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

- Спектральный диапазон от 190 нм до 2600 нм
- Высокая чувствительность
- Многоволоконный ввод

# ИЗМЕРИТЕЛИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРОВ И ДИОДОВ

- Спектральный диапазон от 190 нм до 1800 нм
- Точность определения длины волны ±3 пм
- Анализ полуширины и формы спектральной линии





# ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ КСЕНОНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

- Диапазон перестройки от 250 нм до 2500 нм
- Спектральное разрешение до 0,1 нм

ЗАО «СОЛАР Лазерные Системы» Тел: +375 (17) 2019940, e-mail: info@solarls.eu, spectral@solarls.eu, www.solarlaser.com



Научное издание

VI Конгресс физиков Беларуси Минск, Беларусь, 20 – 23 ноября 2017 г.

Сборник научных трудов

Редакционная коллегия

Килин С.Я. (главный редактор), Курочкин Ю.А.(заместитель главного редактора), Анищик В.М., Ануфрик С.С, Апанасевич П.А., Гапоненко С.В., Джагаров Б.М., Казак Н.С., Олехнович Н.М., Орлович В.А., Поклонский Н.А., Пенязьков О.Г., Рабинович О.С., Симончик Л.В., Танин Л.В., Томильчик Л.М., Федосюк В.М., Шепелевич В.В. Максименко С.А. Усачёнок М.С.(ответственный секретарь), Шёлковый Д.В., Сивцов И.А., Невар Е.А.

Ответственный за выпуск \_\_Усачёнок М.С.\_\_\_

Подписано в печать 10.11.2017. Формат 60х84<sup>1/16</sup>. Бумага офсетная. Печать цифровая. Усл. печ. л. 15,4. Уч. изд. л. 15,1. Тираж 210 экз. Заказ 19.

> Институт физики НАН Беларуси Пр. Независимости, 68-2, 220072 г. Минск

# дополнение

#### УДК 573.6.086.83:579.66

A.A. Denisov<sup>1, 2</sup>, P.M. Bulai<sup>1</sup>, T.N. Pitlik<sup>1</sup>, P.G. Molchanov<sup>1</sup>, M.O. Dosina<sup>2</sup>, Y.P. Stukach<sup>2</sup>, S.G. Pashkevich<sup>2</sup>, T.O. Nechaeva<sup>1</sup>, D.I. Krivenchuk<sup>1</sup>, V.A. Kulchitsky<sup>2</sup>, S.N. Cherenkevich<sup>1</sup>

## ELECTRICAL ACTIVITY OF BIOLOGICAL NEURAL NETWORK IN VITRO

 <sup>1</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus, Nezalezhnasti av., 4, 220030
<sup>2</sup> Institute of Physiology NASB, Minsk, Belarus, Akademicheskaya st., 28, 220072 <u>an.denisov@gmail.com</u>

Cultured dissociated neurons forming network in vitro is a unique system representing living biological neural network developing in fully artificial conditions. This is a promising model for study of basic mechanisms of the brain functioning that requires special tools for interfacing. We have developed a set of devices and techniques for culturing of neural network on the surface of microelectrode sensor and registered an electrical activity of the living neural network *in vitro*.

Dissociated neurons of the rat cortex were seeded on surface of a microelectrode array (64 electrodes) in recording chamber and placed in cell incubator. Microelectrode array consists of glass substrate with transparent indium-tin-oxide electrodes, thus allowing observation of neurons by means of an inverted microscope. Cells formed dense network of interconnecting neurites after three weeks in culture as shown at the Figure 1. Dark spots on the picture are electrodes coated with opaque layer of electrodeposited conducting polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene) in order to reduce electrode impedance and recording noise.

Amplified extracellular activity of



Figure 1 – A fragment of the neural network growing on the surface of microelectrode array (distance between electrodes – 0.3 mm)

neurons was digitized and recorded to the hard disk of computer during experiments. The rate of data stream is about 10 gigabytes per hour in our case of 64 recording channels and 20 KHz sampling frequency so that specialized high-performance software tools for data processing are required. We used customized open-source module «Tridesclous» for spike detection and classification. Spikes were distinguished from background noise on the basis of threshold crossing and then classified into clusters by principal component analysis.

Example of recorded multichannel neuronal electrical activity is shown at the Figure 2. Each channel corresponds to different electrode of the array. Marks denote spikes divided into different clusters on the basis of amplitude and shape so that even different neurons near one electrode can be distinguished.



Figure 2 – Bursting activity of the neural network Left axis – recording channel number; bottom axis – time in seconds

Background activity on the recording is represented by single sparse spikes. A group of neurons at the channel 33 generated intense burst of spikes starting from 8.2 second. Burst is composed by sum of repeating spikes of nearby neurons. Amplitude of spikes is different because of different distance from electrode to neurons. This burst was followed by the burst at the channel 63 and then less intense bursts and single spikes at the other channels. Therefore, activity generated by «pacemaker» group of neurons at the channel 33 propagates via synaptic connections over the network.

This type of activation is typical for the network but number of spikes in individual channels, exact timing of spikes and number of channels involved in network activation are different in sequential network bursts. This variability of the response is due to complex nature of biochemical processes running in living cells and thus constantly changing properties of individual neurons and synapses.

Biological neural network *in vitro* is considered as a promising model for study of the mechanisms of learning and our work is directed towards inducing such processes by application of appropriate stimulating patterns via electrodes. Several tasks are being solved for this purpose such as development of techniques for analysis of complex spatiotemporal patterns of network activation in order to detect response features induced by learning protocols.

This work is supported by "Science around us" foundation (London).