



V КОНГРЕСС ФИЗИКОВ БЕЛАРУСИ

СБОРНИК
НАУЧНЫХ ТРУДОВ



27-30 октября 2015 г.
Минск

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

**V КОНГРЕСС ФИЗИКОВ
БЕЛАРУСИ**
(посвященный Международному году света)

Минск, Беларусь,
27-30 октября 2015 г.

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Минск
«Ковчег»
2015

Редакционная коллегия

Килин С.Я. (главный редактор), Курочкин Ю.А., Анищик В.М.,
Ануфрик С.С., Апанасевич П.А., Гапоненко С.В., Джагаров Б.М.,
Казак Н.С., Олехнович Н.В., Орлович В.А., Поклонский Н.А.,
Рабинович О.С., Томильчик Л.В., Шепелевич В.В., Усачёнок М.С.,
Ковгар В.В., Шёлковский Д.В.

V Конгресс физиков Беларуси (27-30 октября 2015): Сборник научных трудов. / редкол.: С.Я. Килин (гл.ред.) [и др.]. – Минск : Ковчег, 2015. – 280 стр.

Данный сборник содержит материалы докладов V Конгресса физиков Беларуси.

ISBN 978-985-7137-40-4

© Институт физики НАН Беларуси, 2015

© Оформление, ООО «Ковчег», 2015

Организационный комитет

Председатель	Курочкин Ю.А.
Представитель дирекции Института физики НАН Беларуси	Машко В.В.
Заместитель председателя	Симончик Л.В.
Ученый секретарь	Ковгар В.В.
Ученый секретарь	Ершов-Павлов Е.А.

Баран А.В., Богданович Я.И., Гаркуша С.Н., Длугунович В.А., Дудко И.Г.,
Леоненя М.С., Манько А.Ю., Мельник А.С., Наumenко А.В., Насенник
Л.Н., Рапинчук Г.И., Редьков В.М., Русов С.Г., Стефанов В.П., Товпеко
Т.В., Усаченок М.С., Холенков А.В., Шелковый Д.В., Ясюченко Е.П.

Круг вопросов:

**ФИЗИКА XXI ВЕКА: СВЕТ И СВЕТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В НАУКЕ И
ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА:**

- Ⓢ Физика фундаментальных взаимодействий, теоретическая физика
- Ⓢ Оптика и спектроскопия
- Ⓢ Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом.
преобразование световых пучков
- Ⓢ Физика плазмы
- Ⓢ Биофизика
- Ⓢ Физика наноструктур, твердого тела и полупроводников
- Ⓢ Физика и информатика

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

ФИЗИКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ,
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.04

В. Г. Барышевский

ЯДЕРНАЯ ОПТИКА

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская 11., 220050 Минск, Беларусь
bar@inp.bsu.by

Явления интерференции, дифракции и преломления света хорошо известны даже школьникам. Длившаяся столетиями дискуссия, является ли свет волной или частицей, в конечном итоге привела к созданию квантовой механики и распространению волновой концепции на поведение любых частиц. Как результат, понятия интерференции, дифракции и преломления были введены для описания взаимодействия частиц с веществом, ядрами и друг с другом.

Изучение взаимодействия света с веществом показало, что помимо частоты и направления распространения световая волна характеризуется поляризацией. Первый эксперимент, в котором наблюдалось явление, обусловленное поляризацией света, был проведен Е. Vartholin в 1669 году. В результате было открыто явление двулучепреломления света в исландском шпате.

В настоящее время хорошо известно, что в случае двулучепреломления света, стационарными состояниями в среде являются состояния с линейной поляризацией параллельной или перпендикулярной оптической оси кристалла. Эти состояния имеют разные показатели преломления и движутся в веществе с разными скоростями. Как результат, например, циркулярная поляризация света превращается в линейную и наоборот.

Другая серия экспериментов была осуществлена D.F. Arago в 1811 году и J.V. Biot в 1812 году. Они открыли явление оптической активности, в котором плоскость поляризации света вращается при прохождении света через вещество.

В 1817 году А. Fresnel установил, что в оптически активной среде, вращающей плоскость поляризации, стационарными являются состояния с левой и правой циркулярной поляризацией, которые, как он обнаружил в 1823 году, движутся с разными скоростями (т.е. обладают разными показателями преломления). Напомним также, что позднее был открыт эффект Фарадея, т.е. поворот плоскости поляризации света в веществе, помещенном в магнитное поле, и эффект Керра (эффект двулучепреломления в веществе, помещенном в электрическое поле).

Микроскопический механизм, приводящий к оптической анизотропии вещества, обусловлен связями, наложенными на электроны в атомах и молекулах. При выходе за оптический диапазон (в рентгеновский и γ -диапазон), когда частота фотона становится много большей характерных атомных частот, такими связями можно пренебречь и эффекты оптической анизотропии исчезают. Более того, длина волны фотона в этом случае оказывается много меньше расстояния между атомами и, на первый взгляд, явления связанные с преломлением также пропадают. Тем не менее, и в γ -диапазоне существует эффект поворота плоскости поляризации света, обусловленный квантово-электродинамическими эффектами рождения электрон-позитронных пар (В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц 1965). При еще больших энергиях (сотни ГэВ и ТэВ)

существует эффект двулучепреломления γ -квантов в кристаллах, обусловленный эффектами рождения виртуальных пар электронов и позитронов в электрическом поле кристаллов (В.Г.Барышевский 1979).

Эффекты, аналогичные оптической анизотропии вещества существуют и для других типов частиц. Прежде всего отметим, что, например, если нейтрон пролетает границу вакуум-вещество, то возникает эффект преломления волны Де Бройля, также как и в случае фотонов, характеризующийся показателем преломления (Ферми 1944). В этом случае эффект преломления определяется ядерными взаимодействиями.

Исследования ядерно-оптической активности вещества стартовало с работы В.Г. Барышевского и М.И. Подгорецкого выполненной в 1965, в которой было показано, что при прохождении через мишень с поляризованными ядрами возникает вращение спина нейтрона, являющееся кинематическим аналогом эффекта поворота плоскости поляризации света благодаря эффекту Фарадея. Замечательно, что для частиц со спином единица существует эффект аналогичный двулучепреломлению света (Барышевский 1992). Эффект обусловлен внутренней анизотропией частиц, имеющих спин 1 и более. Подробное рассмотрение этой новой развивающейся интересной области исследований дано в [1].

- [1] Baryshevsky V. G. High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles. / V. G. Baryshevsky // World Scientific. – 2012.

УДК 53

Mats Larsson

FREE ELECTRON LASERS – THE NEW TOOL IN THE NATURAL SCIENCES

Stockholm University, SE-106 91 Stockholm, Sweden

[*ml@fysik.su.se*](mailto:ml@fysik.su.se)

Wilhelm Röntgen was awarded the first Nobel Prize in Physics (1901) for the discovery of “the remarkable rays subsequently named after him” and more than sixty years (1964) later Charles Townes, Nicolay Basov and Aleksandr Prokharov received the physics prize for the maser-laser principle. For many years, Röntgen rays and lasers in the visible region were two very different tools to the researchers in the natural sciences. The invention by John Madey of the free electron laser, and the subsequent realization of such lasers in the Röntgen regime of the electromagnetic spectrum by means of clever ideas of people such as Evgeny Saldin and Claudio Pellegrini, and the impressive work by many accelerator physicists, the first Röntgen free electron lasers have now been constructed and made available to researchers. They deliver extremely bright coherent Röntgen pulses of extremely short duration.

In this talk, I will give a brief history of free electron lasers, describe its working principle, exemplify with a real user facility, and give a few examples of what type of science can be done with free electron lasers.

УДК 53.19

О.Д.Скоромник¹, Д.Феранчук²

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА С ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

¹ *Институт ядерной физики Макса Планка, Гейдельберг, Германия*
olegskor@gmail.com

² *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
iferanchuk@bsu.by

Электромагнитные процессы в поле сильной лазерной волны обычно рассматриваются на основе точного решения уравнения Дирака в классическом поле плоской электромагнитной волны.

В работе представлен анализ влияния квантованного характера поля на такие процессы. Построена операторная форма точного решения уравнения Дирака в поле квантованной одномодовой электромагнитной волны. На основе этого решения показано, что квантовые эффекты проявляются в поляризации пучка электронов при его взаимодействии с полем монохроматической лазерной волны. В эволюции такой системы возникает явление коллапса-восстановления, аналогичное тому, которое имеет место в эволюции двухуровневого атома [1].

Во второй части работы исследуется область применимости приближения, в котором взаимодействие электрона с лазерным импульсом конечной длительности и ограниченных размеров заменяется на взаимодействие с полем монохроматической волны. Построено каноническое преобразование операторов поля, которое позволяет рассмотреть ограничения на интенсивность лазерного импульса и его параметры, при которых такая замена возможна. Вычислены также эффективные параметры монохроматической волны в зависимости от параметров реального импульса [2].

[1] Skoromnik O.D. Collapse-and-revival dynamics of strongly laser-driven electrons / O.D.Skoromnik, I.D.Feranchuk, C.H.Keitel // Phys.Rev.A. – 2013. – V.87. – P.052107.

[2] Skoromnik O.D. Justification of the single-mode approximation for a finite-duration laser pulse interacting with an electron/ O.D.Skoromnik, I.D.Feranchuk // J. of Phys. B. – 2014. – V.47. – P.115601.

УДК 535+539.1

Э.Ауфрей¹, О.В.Буганов², М.В.Коржик³, С.А.Тихомиров²,
А.А.Федоров³, А.Д.Широканов²**ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ КАК НОВЫЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ
СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ВРЕМЕННЫХ МЕТОК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С
ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ**¹ЦЕРН, Женева 23, Швейцария²Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь s.tik@dragon.bas-net.by³НИИ ядерных проблем БГУ, Беларусь

Развитие экспериментов на коллайдерах заряженных частиц в настоящее время является магистральной линией в экспериментальной физике высоких энергий. Временная селекция продуктов взаимодействия в коллайдере достигается путем использования детекторов с высоким временным разрешением, однако среди имеющегося арсенала детекторов, применяемых в физике высоких энергий, подавляющее большинство не обеспечивает временного разрешения лучше 50-70 пс. Ограничительным фактором временного разрешения большинства современных детекторов является спонтанный механизм развития отклика детектора на ионизирующее излучение. Разгорание люминесценции формирующегося ансамбля возбужденных центров может достигать долей наносекунды и более [1]. Прохождение ионизирующего излучения в среде сопровождается упругими явлениями, которые приводят практически к мгновенным локальным изменениям состояния атомов в решетке. Это, прежде всего, упругая поляризация среды, возникающая вследствие ионизации, приводящей к образованию дырок во внутренних электронных оболочках атомов и горячих электронов. Дырки и электроны формируют ансамбль диполей, локализованный в треке частицы, поэтому возмущение решетки происходит во всем объеме трека. Принципиально важным является малое время появления упругой поляризации. Таким образом, упругая поляризация, возникающая при взаимодействии ионизирующего излучения с материалом детектора и сопровождающаяся локальными изменениями электронной структуры, что может проявляться в спектрах двухфотонного поглощения, представляется перспективным эффектом для формирования временной метки взаимодействия ионизирующего излучения с сцинтиллятором.

В качестве объекта исследования был выбран широко используемый сцинтилляционный кристалл вольфрамата свинца $PbWO_4$ (PWO) [2]. Ширина запрещенной зоны E_g PWO при комнатной температуре составляет 4,33 эВ, поэтому бездефектный кристалл PWO не поглощает в видимом диапазоне спектра.

Эксперименты проводились на фемтосекундном спектрометре по методике возбуждение-зондирование. Зондирование изменений оптической плотности осуществлялось в диапазоне 400-1100 нм. В качестве возбуждающего излучения служили импульсы с $\lambda_{\text{макс}}=395\text{нм}$ (3,15эВ).

Использовались ориентированные по кристаллографическим осям образцы с контролем положения поляризации накачивающего и зондирующего лазерного излучения относительно осей. Образцы с размерами 10x10 мм по осям **а,в** и толщиной

1 мм по оси c изготавливались из монокристалла PWO. Пучки лазерного излучения распространялись вдоль направления, близкого к оси a под малыми углами к плоскости \mathbf{v}, c . Поляризация накачивающего пучка была либо параллельна, либо перпендикулярна поляризации зондирующего излучения. Поляризация зондирующего излучения была всегда направлена по оси \mathbf{v} . Источник ионизирующего излучения ^{57}Co (122 кеВ, 2mCi) устанавливался в 1 см от площадки кристалла 10x10мм. Измерения проводилось при комнатной температуре с источником и без источника. Выбранные размеры кристалла в использованной геометрии обеспечивали поглощение 90% энергии гамма квантов. В области перекрытия возбуждающих и зондирующих импульсов во всей спектральной области регистрации наблюдался сигнал, имеющий характерный вид наведенного поглощения (рис. 1). Мы интерпретируем его как отражение процесса двухфотонного поглощения с участием одного фотона накачки и одного фотона зонда.

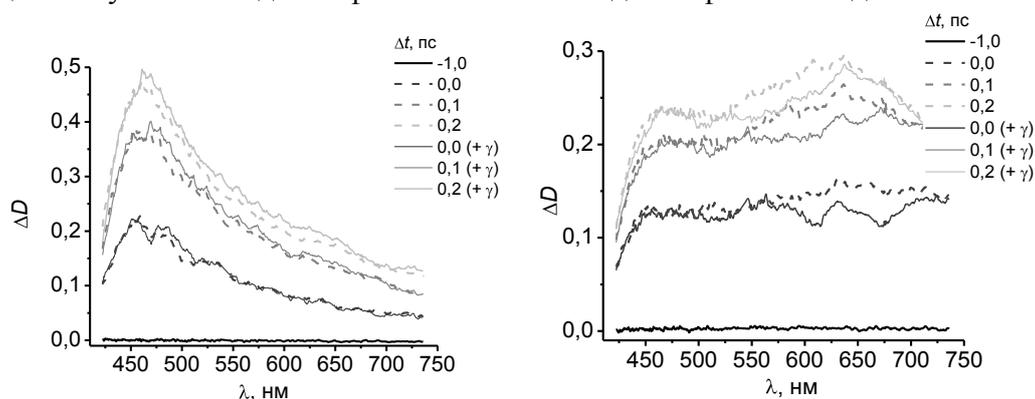


Рис. 1. Скорректированная на дисперсию групповой скорости в образце спектральная зависимость двухфотонного поглощения, измеренная при параллельной (1) и при перпендикулярной (2) оси \mathbf{v} поляризации накачивающего пучка без источника (прерывистые линии) и с источником гама-излучения (сплошные линии). Плотность энергии импульса накачки 500 мкДж/см^2 . Справа указана временная задержка зондирующего импульса.

В геометрии измерений, когда основным наблюдаемым пиком является полоса с максимумом вблизи 460 нм видимых отличий в спектральных зависимостях без и при использовании источника ионизирующего излучения не обнаружено. При использовании схемы эксперимента с ориентацией поляризации возбуждающего излучения перпендикулярно к оси \mathbf{b} образца в условиях его облучения гамма-источником в регистрируемом спектре двухфотонного поглощения наблюдаются заметные искажения в области длинноволновой полосы.

При детектировании ионизирующего излучения обнаруженное явление может применяться совместно с регистрацией фотонов сцинтилляции. В этом случае двухфотонное поглощение будет использоваться для временной фиксации начала взаимодействия ионизирующего излучения с веществом детектора, а сцинтилляция – для измерения поглощенной энергии. Для кристалла вольфрамата свинца в качестве возбуждающего и зондирующего импульсов можно использовать одну длину волны около 480 нм, обеспечивающую суммарную энергию двух квантов 5,2 эВ. При этом эффект двухфотонного поглощения можно наблюдать при перекрытии падающих и отраженных на торце детекторного элемента лазерных импульсов.

- [1] Lecoq, P., Annenkov, A., Gektin, A., Korzhik, M., Pedrini. Inorganic Scintillators for Detector Systems. Springer, 2006.
 [2] A. Annenkov, M. Korzhik, P. Lecoq. Lead tungstate scintillation material. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 2002, Vol. 490, P. 30-50.

УДК 539.12, 530.1

Н. В. Максименко¹, Е. В. Вакулина², С. М. Кучин²

ДИПОЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ И ГИРАЦИИ ЧАСТИЦ СПИНА ЕДИНИЦА В ФОРМАЛИЗМЕ ДАФФИНА – КЕММЕРА-ПЕТЬЮ

¹ Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

² Филиал Брянского государственного университета им. академика И.Г. Петровского, Новозыбков, Россия
elvakulina@yandex.ru

В представленной работе в рамках ковариантного теоретико – полевого подхода, используя метод из работ [1, 2], получен лагранжиан и амплитуда комптоновского рассеяния на частицах спина единица в формализме Даффина – Кеммера – Петью с учетом их поляризуемостей и гираций.

Эффективный лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля с частицей спина единица с учетом поляризуемостей в рамках теоретико-полевого ковариантного подхода имеет вид [26]:

$$L = -\frac{\pi}{2m} \bar{\psi} [\beta_\nu \hat{L}_{\nu\sigma} \vec{\partial}_\sigma + \hat{L}_{\nu\sigma} \beta_\nu \vec{\partial}_\sigma] \psi. \quad (1)$$

В определении лагранжиана (1) тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}$ выражается через поляризуемости и гирации следующим образом:

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\alpha, \chi_E) = \hat{L}_{\nu\sigma}(\alpha_1) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\bar{\alpha}) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\alpha_2) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_E), \quad (2)$$

$$\hat{L}_{\nu\sigma}(\alpha, \chi_M) = \hat{L}_{\nu\sigma}(\beta_1) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\bar{\beta}) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\beta_2) + \hat{L}_{\nu\sigma}(\chi_M), \quad (3)$$

В определениях (2) и (3) α_1 и β_1 – скалярные дипольные электрические и магнитные поляризуемости, $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ – тензорные поляризуемости, α_2 и β_2 – спиновые дипольные поляризуемости, а χ_E и χ_M – электрические и магнитные гирации. Вследствие требования перекрестной симметрии α_2 , β_2 и χ_E , χ_M вносят отличный от нуля вклад в амплитуду комптоновского рассеяния в третьем порядке по энергии фотонов. Определим теперь спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина единица с учетом вкладов поляризуемостей и гираций на основе лагранжиана (1) следуя работе [3]

$$\langle k_2, p_2 | \hat{S} | k_1, p_1 \rangle = \frac{im\delta(k_1+p_1-k_2-p_2)}{(2\pi)^2 \sqrt{4\omega_1\omega_2 E_1 E_2}} M, \quad (4)$$

где M – амплитуда комптоновского рассеяния, которая является суммой вкладов поляризуемостей и гираций в соответствии с (2) и (3).

Спиновая структура $M(\alpha, \beta)$ в (4) имеет вид:

$$M(\alpha, \beta) = \left(-\frac{2\pi i}{m}\right) \left\{ \alpha \left[F_{\nu\mu}^{(2)} F_{\mu\sigma}^{(1)} + F_{\nu\mu}^{(1)} F_{\mu\sigma}^{(2)} \right] + \beta \left[\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_{\mu\sigma}^{(1)} + \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} \tilde{F}_{\mu\sigma}^{(2)} \right] \right\} P_\sigma \bar{\psi}^{(r_2)}(p_2) \beta_\nu \psi^{(r_1)}(p_1). \quad (5)$$

В свою очередь структура $M(\bar{\alpha}, \bar{\beta})$ определяется следующим образом:

$$M(\bar{\alpha}, \bar{\beta}) = \left(-\frac{\pi i}{m}\right) \left\{ \bar{\alpha} \left[F_{\nu\mu}^{(2)} F_{\mu\sigma}^{(1)} + F_{\nu\mu}^{(1)} F_{\mu\sigma}^{(2)} \right] + \bar{\beta} \left[\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_{\mu\sigma}^{(1)} + \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} \tilde{F}_{\mu\sigma}^{(2)} \right] \right\} P_\sigma \bar{\psi}^{(r_2)}(p_2) [\beta_\nu \{ \hat{W}_\mu, \hat{W}_\rho \} + \{ \hat{W}_\mu, \hat{W}_\rho \} \beta_\nu] \psi^{(r_1)}(p_1). \quad (6)$$

В уравнениях (5) и (6) введены обозначения: $F_{\nu\mu}^{(2)} = k_{2\nu} e_\mu^{(\lambda_2)*} - k_{2\mu} e_\nu^{(\lambda_2)*}$, $F_{\mu\sigma}^{(1)} = k_{1\mu} e_\sigma^{(\lambda_1)} - k_{1\sigma} e_\mu^{(\lambda_1)}$, в свою очередь $\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} = \frac{i}{2} \delta_{\nu\mu\kappa\delta} F_{\kappa\delta}^{(2)}$, $P_\sigma = \frac{1}{2} (p_1 + p_2)_\sigma$, p_1 и p_2 – импульсы начальной и конечной частицы спина единица.

Спиновая структура $M(\alpha_2, \beta_2)$ имеет вид:

$$M(\alpha_2, \beta_2) = \frac{\pi}{m} (k_1 + k_2)_\lambda \delta_{\mu\rho\lambda\kappa} \{ \alpha_2 [F_{\nu\mu}^{(2)} F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\nu\mu}^{(1)} F_{\rho\sigma}^{(2)}] + \beta_2 [\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} \tilde{F}_{\rho\sigma}^{(2)}] \} \bar{\psi}^{(r_2)}(p_2) [\beta_\nu \hat{W}_k + \hat{W}_k \beta_\nu] P_\sigma \psi^{(r_1)}(p_1). \quad (7)$$

Амплитуда (7) в системе покоя мишени и в пренебрежении отдачи частицы мишени сведется к выражению:

$$M(\alpha_2, \beta_2) = 4i\pi(\omega_1 + \omega_2)\omega_1\omega_2 \vec{\lambda}^{(r_2)*} \cdot \{ \alpha_2 (\vec{S} [\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}]) + \beta_2 (\vec{S} [\vec{n}_2 \vec{e}^{(\lambda_2)*}]) [\vec{n}_1 \vec{e}^{(\lambda_1)}] \} \vec{\lambda}^{(r_1)} \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует, что дипольные спиновые поляризуемости α_2 и β_2 вносят вклад в амплитуду комптоновского рассеяния на частице спина единица в третьем порядке по энергии фотонов и, при этом, выполняются условия перекрестной симметрии и сохранение четности относительно инверсии пространства.

Используя вышеприведенный метод построения ковариантных блоков эффективного лагранжиана с учетом перекрестной симметрии и несохранения четности, получим следующее амплитуды, которое определяется вкладами электрической и магнитной гирациями:

$$M(\chi_E, \chi_M) = \frac{2\pi i}{m^2} (k_1 + k_2)_\lambda \delta_{\mu\rho\lambda\kappa} \{ \chi_E [F_{\nu\mu}^{(2)} F_{\rho\sigma}^{(1)} - F_{\nu\mu}^{(1)} F_{\rho\sigma}^{(2)}] + \chi_M [\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_{\rho\sigma}^{(1)} - \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} \tilde{F}_{\rho\sigma}^{(2)}] \} P_k P_\sigma \bar{\psi}^{(r_2)}(p_2) \beta_\nu \psi^{(r_1)}(p_1). \quad (9)$$

Если в уравнении (9) воспользуемся приближением $\vec{P} = 0$, то есть когда частица покоится, и пренебрегаем импульсом ее отдачи, то из (9) в этом случае следует:

$$M(\chi_E, \chi_M) = 4\pi\omega_1\omega_2 (\vec{\lambda}^{(r_2)*} \vec{\lambda}^{(r_1)}) \{ \chi_E (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) [\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}] + \chi_M (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) [\vec{\Sigma}_2 \vec{\Sigma}_1] \},$$

где $\vec{\Sigma}_2 = [\vec{n}_2 \vec{e}^{(\lambda_2)*}]$, $\vec{\Sigma}_1 = [\vec{n}_1 \vec{e}^{(\lambda_1)}]$.

Таким образом, определены вклады в низкоэнергетическую амплитуду комптоновского рассеяния поляризуемостей с учетом спиновых степеней свободы частиц путем преобразования тензора поляризуемостей, который удовлетворяет условию эрмитовости, алгебры операторов спинов, а также инвариантности относительно инверсии пространства.

Установлена релятивистски-ковариантная форма вкладов спиновых и тензорных поляризуемостей, а также гираций в амплитуду комптоновского рассеяния в формализме ДКП.

Путем теоретико-полевого релятивистского обобщения получен эффективный лагранжиан, который отражает особенности спиновых структур относительно инверсии пространства и перекрестной симметрии амплитуды комптоновского рассеяния на частице спина единица в формализме ДКП и выполнено согласование с низкоэнергетическими теоремами этой амплитуды.

- [1] Вакулина Е. В. Поляризуемость пиона в формализме Даффина–Кеммера / Е.В. Вакулина, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – №. 3. – С. 16-18.
- [2] Maksimenko N.V. Spin1 Particle Polarizability in the Duffin–Kemmer–Petiau Formalism / N.V. Maksimenko, E.V. Vakulina, S.M. Kuchin // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2015. – Vol. 12, №. 7, P. 807–812
- [3] Богуш А.А. Введение в калибровочную полевою теорию электрослабых взаимодействий / А.А. Богуш. – Минск: Наука и техника, 1987. – 359 с.

УДК 531.19

П. Аргиракис¹, В. С. Вихренко², П. Гиазитзидис¹, Я. Г. Грода²

**ПАРАМЕТР ПОРЯДКА РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА С ОТТАЛКИВАНИЕМ
БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ НА ПЛОСКОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С
БЛОКИРОВАННЫМИ УЗЛАМИ**

¹ Университет имени Аристотеля, 54124, Салоники, Грецияpanos@auth.gr, pgiazi@auth.gr² Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», ул. Свердлова, 13а, 220006 Минск, Беларусьvvikhre@gmail.com, groda@belstu.by

Рассматриваемая в работе модель представляет собой решеточный флюид на плоской квадратной решетке, часть узлов которой заблокирована, т.е. недоступна для частиц флюида. В свою очередь, частицы, занимающие ближайшие соседние узлы, взаимодействуют друг с другом с энергией J , причем $J > 0$, что соответствует отталкиванию между частицами. Данная модель может, например, использоваться для описания поведения атомарного кислорода или водорода на вольфрамовой подложке [1]. В этом случае заблокированные узлы соответствуют микрозагрязнениям подложки.

В работе [2] для такой системы было предложено квазихимическое приближение (КХП). При этом исходная решетка была представлена в виде системы двух идентичных подрешеток (условно подрешеток A и B), концентрации частиц на которых могут различаться. В этом случае в рамках КХП для свободной энергии решеточного флюида может быть записано следующее выражение

$$\beta F = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=A}^B \sum_{i=-1}^1 c_i^\alpha (\ln c_i^\alpha - z \ln \eta_\alpha) - \frac{z}{2} \ln (X_0^A X_0^B), \quad (1)$$

где $\beta = (k_B T)^{-1}$; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; z – число ближайших соседей (для плоской квадратной решетки $z = 4$); c_1^α , c_0^α и $c_{-1}^\alpha = c_\alpha$ – концентрации заблокированных, вакантных и занятых частицами узлов на подрешетке α ;

$$\eta_\alpha = -\frac{c_\beta + c_\alpha - 1 - W(c_\beta - c_\alpha)}{2(1 - c_\alpha)} + \sqrt{\left(\frac{c_\beta + c_\alpha - 1 - W(c_\beta - c_\alpha)}{2(1 - c_\alpha)}\right)^2 + \frac{c_\alpha W}{1 - c_\alpha}}; \quad (2)$$

$$W = \exp(-\beta J); \quad X_0^A X_0^B = 1 - c_\alpha + \frac{c_\alpha}{\eta_\alpha}, \quad \alpha, \beta = A, B, \quad \alpha \neq \beta. \quad (3)$$

Для описания возможной макроскопической упорядоченности системы в работе [2] был использован параметр порядка

$$\delta c = \frac{c_A - c_B}{2}. \quad (4)$$

В этом случае для концентрации частиц на каждой из подрешеток получим

$$c_A = c + \delta c, \quad c_B = c - \delta c. \quad (5)$$

Величина параметра порядка δc определяется путем численного решения уравнения, полученного из условия экстремальности свободной энергии, которое эквивалентно условию равенства химических потенциалов на обеих подрешетках

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \delta c}\right)_T = 0, \quad \mu_A = \mu_B. \quad (6)$$

Знание свободной энергии позволяет в дальнейшем определить ее равновесные характеристики: химический потенциал μ , термодинамический фактор χ_T и вероятность двум ближайшим узлам быть занятыми частицами $F(1; 1)$:

$$\beta\mu = \left(\frac{\partial(\beta F)}{\partial c}\right)_T, \quad \chi_T = \frac{\partial(\beta\mu)}{\partial \ln c}, \quad F(1;1) = \frac{2}{z} \left(\frac{\partial F}{\partial J}\right)_T. \quad (7)$$

Сопоставление результатов аналитических расчетов по соотношениям (1)–(7) с данными компьютерного моделирования по методу Монте-Карло (МКМ) показало, что в рамках КХП удастся достаточно хорошо воспроизвести как термодинамические, так и структурные свойства модели, за исключением параметра порядка. Трудности при определении последнего объясняются тем, что наличие в системе заблокированных узлов нарушает ее глобальную упорядоченность, в результате чего решетка распадается на отдельные упорядоченные домены, положение и размер которых определяется положением заблокированных узлов.

Для преодоления отмеченных трудностей может быть предложен алгоритм вычисления параметра порядка по данным МКМ, согласно которому частица, имеющая два или более соседей второго порядка, считается принадлежащей к преимущественно заполненной подрешетке. Частицы, являющиеся ближайшими соседями к ней, напротив, принадлежат к преимущественно вакантной подрешетке. Разность в количестве частиц, отнесенная к полному числу решеточных узлов, определяет параметр порядка системы.

Данный алгоритм расчета может использоваться только в той области термодинамических параметров, где существует ярко выраженная упорядоченная фаза, и является непригодным для точной локализации точек фазовых переходов. При концентрации частиц, превышающей 0.5, целесообразным является подсчет параметра порядка, основанный не на подсчете числа частиц на решетке, а на подсчете числе вакантных и заблокированных узлов. Результаты сопоставления данных моделирования и аналитических расчетов представлены на рис. 1 для системы, имеющей 10% заблокированных узлов при $\beta J = 2.94$. В целом можно утверждать, что КХП адекватно воспроизводит зависимость параметра порядка от концентрации.

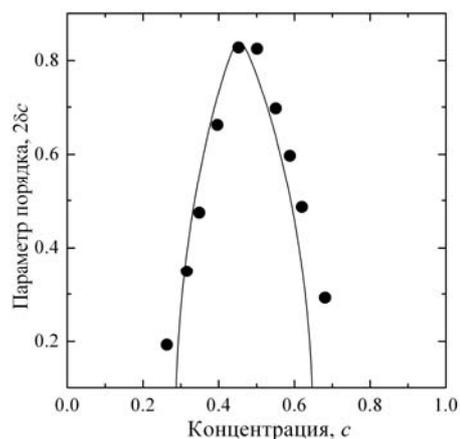


Рис. 1. Зависимость от концентрации параметра δc при $\beta J = 2.94$ и $c_1 = 0.1$

- [1] Tringides, M. A Monte Carlo study of oxygen diffusion on the (110) plane of tungsten / M. Tringides, R. Gomer // Surface Science. – 1984. – Vol. 145, no. 1. – P. 121–144.
- [2] Аргиракис, П. Термодинамические и структурные свойства решеточного флюида на плоской квадратной решетке с заблокированными узлами: квазихимическое приближение / П. Аргиракис, П. Гиазитзидис, Я. Г. Грода // Труды БГТУ. – 2015. – № 6 (179): Физ.-мат. науки и информатика. – С. 48-52.

УДК 53.072

А. А.Хрушинский¹, С. А.Кутень¹, Ф.А. Сперанский², Л. Ф. Бабичев³**РАЗБРОС АМПЛИТУД ИМПУЛЬСОВ ИОНИЗАЦИИ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ РАЗБРОСОМ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U ПО Z, M, E**

¹ *Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,
ул. Бобруйская, 11, 220072 Минск, Беларусь*

chr@inp.bsu.by

² *Департамент по ядерной и радиационной безопасности Министерства по
чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь (Госатомнадзор), ул. Берсона, 16,
220030 Минск, Беларусь*

Speransky@gosatomnadzor.gov.by

³ *ГНУ "ОИЭЯИ-Сосны" НАН Беларуси ул. А.К.Красина, 99, 220109 Минск, Беларусь*

В целях непрерывного контроля мощности реактора по нейтронному потоку и исследования характеристик нейтронного поля как внутри активной зоны, так и вне ее пределов широко применяют ионизационные камеры (ИК) [1], нейтронно-чувствительные элементы которых содержат бор, гелий или делящиеся нуклиды. В последнем случае эти камеры называют ионизационными камерами деления (ИКД) [2].

Наибольшее применение в ядерной энергетике получили ИКД, содержащие в качестве радиатора (электрод, покрытый делящимся веществом) изотопы урана, и ионизационные камеры нейтронов с твердым борным радиатором. Здесь будет рассмотрена только камера деления на основе урана, обогащенного по ^{235}U изотопу, работающая в импульсном режиме. Рабочим газом, как правило, является аргон или аргон с небольшой примесью азота, что принято в качестве одного из начальных условий при построении модели.

Принцип работы такой ИКД заключается в регистрации импульсов тока, обусловленного фрагментами деления ^{235}U , ионизирующими рабочий газ. Изменение спектра падающих нейтронов вызывает изменение характеристик фрагментов деления ^{235}U , вызывая, в свою очередь, изменения величины собранного заряда, которая определяется ионизацией, созданной фрагментом вдоль трека. Величина собранного заряда определяется зарядом (Z), массой (M) и энергией (E) фрагмента, а также свойствами рабочего газа.

Для генерации осколков деления использовалась программа GEF [3], а для расчета пробега и функции ионизационных потерь программа SRIM [4]. Были рассмотрены случаи, когда падающие нейтроны имеют моноэнергетический спектр в области тепловых энергий, спектр Ватта и спектр нейтронов, характерный для реактора типа ВВЭР-1000.

Кратко опишем алгоритм расчета, реализованный на языке Mathematica:

С помощью программы GEF рассчитываются два упомянутых выше распределения (Z, M и M, E) для вынужденного деления ядра урана-235 под действием нейтронов с соответствующим спектром. Оба распределения существенно отличны от нуля в двух областях по Z, M и M, E. Эти области аппроксимируются параллелограммами;

Из области определения распределения по Z и M на интервале (Z_{\min}, Z_{\max}) выбрасывается случайным образом Z (предполагается равномерное распределение на указанном отрезке для этого Z из отрезка $(M_{\min}(Z), M_{\max}(Z))$ выбрасывается M в соответствии с равномерным распределением);

Для выбранного значения M из области определения распределения по M и E выбрасывается случайным образом одно из возможных значений E из интервала $(E_{\min}(M), E_{\max}(M))$ в соответствии с равномерным распределением;

Значения функций, рассчитанных в GEF в точках (Z, M) и (M, E) определяются как веса этих точек $P(Z, M)$ и $P(M, E)$, соответственно;

Затем выбранная тройка параметров (Z, M, E) передается в программу SRIM, которая рассчитывает значения выделенной на единицу длины энергии (StoppingPower) и пробег как функции энергии;

По этим величинам рассчитывается количество пар ионов на единицу длины как функции пробега и полное число ионных пар (N_p) на весь трек;

В бин гистограммы добавляется величина $P(Z, M, E) = P(Z, M)P(M, E)$, соответствующая значению $N_p(Z, M, E)$;

Организуется цикл по всем точкам обоих распределений, суммы, полученные в бинах гистограммы, делятся на полную сумму весов, строится гистограмма распределения вероятности амплитуд импульсов ионизации.

Результаты показывают (рисунок 1), что в случае регистрации ИКД нейтронов с моноэнергетическим спектром на распределении амплитуд импульсов ионизации присутствуют два максимума. Для спектра Ватта и спектра нейтронов, характерного для реактора типа ВВЭР-1000, на функции распределения присутствует только один максимум и он сдвинут в область больших значений суммарной ионизации вдоль трека. Такой результат является следствием симметричности распределения фрагментов деления ядра ^{235}U по M и E .

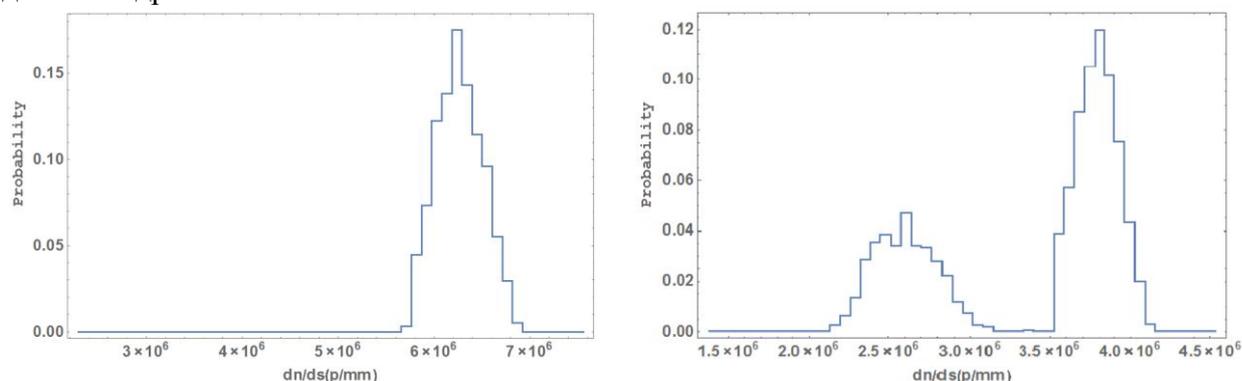


Рис. 1. Распределение амплитуд импульсов ионизации для моноэнергетического потока нейтронов с $E=2.5 \cdot 10^{-8}$ (справа), и для падающего потока нейтронов со спектром Ватта (слева).

- [1] Е.К.Малышев, Ю.Б. Засадыч, С.А.Стабровский, Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов, Москва, Энергоатомиздат, 1991, С. 161.
- [2] А.Б.Дмитриев, Е.Н.Малышев, Н.А.Реформатская, Малогабаритные импульсные камеры деления, ПТЭ, №4, 1966, С. 55.
- [3] Karl-Heinz Schmidt, Beatriz Jurado, Charlotte Amouroux, "General description of fission observables", GEF, Part 1, GEF model, DSM-Saclay, France, 2014.
- [4] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM – The stopping and range of ions in matter, NIM, В ,268, 1818–1823, 2010.

УДК 539.172

А. Ю. Манько¹, Р. Г. Шуляковский²**ДВУХФОТОННОЕ РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОНОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ В НЕЛИДИРУЮЩЕМ ПОРЯДКЕ.**¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*andrej.j.manko@gmail.com, andrej.j.manko@mail.ru² *Институт прикладной физики НАН Беларуси ул. Академическая, 16, 220072, Минск, Беларусь*shulyakovsky@iaph.bas-net.by

В данной работе изучается механизм двухфотонного рождения лептонов в приближении эквивалентных фотонов (приближение Вайцеккера - Вильямса)[1] в нелидирующем порядке. 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 SLIC(PLC) 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 γ --квантов для протона дается формулой[1]:

$$\gamma(x) = \frac{\alpha}{\pi x} \left(1 - \frac{1}{x}\right) \left(\varphi\left(\frac{q_{max}^2}{q_0^2}\right) - \varphi\left(\frac{q_{min}^2}{q_0^2}\right) \right), \quad (1)$$

где x – доля импульса протона, уносимого γ – квантом, $q_0^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$, $q_{max}^2 = 2 \text{ GeV}^2$, $q_{min}^2 = \frac{m_p^2 x^2}{1-x} \text{ GeV}^2$, m_p – масса протона и функция φ имеет вид [1]:

$$\varphi(\xi) = (1+ay) \left(\sum_{k=1}^3 \frac{1}{k(1+\xi)^k} - \ln(1+\xi^{-1}) \right) - \frac{(1-b)y}{4\xi(1+\xi)^3} + c \left(1 + \frac{y}{4} \right) \left(\ln \left[\frac{1+\xi-b}{1+\xi} \right] + \sum_{k=1}^3 \frac{b^k}{k(1+\xi)^k} \right), \quad (2)$$

где $a = 7.16$, $b = -3.96$, $c = 0.028$, $y = \frac{x^2}{(1-x)}$. Плотность γ --квантов для кварков и фермионов имеет вид[1]:

$$f_q(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{q^2}{m_q^2} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right), \quad (7)$$

где m_q – масса кварка или лептона, q – переданный импульс кварка или лептона γ – кванту. Для получения полных и дифференциальных сечений использовались ограничения для адронных ускорителей представленные в таб. №1. Для ATLAS(LHC) и в таб. №2 для Tevatron. На рис. 1. Представлены результаты моделирования дифференциального сечения для LHC в зависимости от инвариантной массы лептонной пары и псевдобыстроты лептона при полной энергии сталкивающихся

протонов $\sqrt{s} = 8.0$ ТэВ. Получено что полные и дифференциальные сечения в нелидирующем порядке меньше чем полные и дифференциальные сечения в лидирующем порядке.

Таблица 1. Ограничения для Tevatron.

Ограничение	Значение
$m_{e^-e^+}$	10 ГэВ
E_t	5 ГэВ
$ \eta $	2.0
Форвард детектор $ \eta_p $	$3.6 < \eta_p < 5.2$

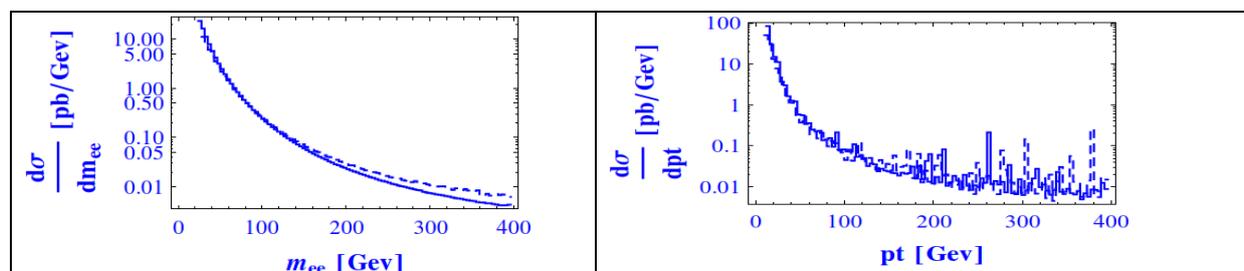
Таблица 2. Ограничения для ATLAS(LHC).

Ограничение	Значение
$m_{e^-e^+}$	24 ГэВ
p_t	12 ГэВ
$ \eta $	2.4
Форвард детектор $ \eta_p $	$4.3 < \eta_p < 4.9$

Таблица 3. Полные сечения для адронных ускорителей.

Ускори- тель	Tevatron $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ	LHC $\sqrt{s} = 7.0$ ТэВ	LHC $\sqrt{s} = 8.0$ ТэВ	LHC $\sqrt{s} = 13.0$ ТэВ	LHC $\sqrt{s} = 14.0$ ТэВ
LO σ pb	1.7013(54)	5.5327(13)	6.088(11)	7.825(17)	8.205(16)
NLO σ pb	1.647(11)	4.123(14)	4.469(15)	5.847(69)	6.089(23)

Рисунок 1. Дифференциальное сечение в зависимости от инвариантной массы электрон-позитронной пары (слева) и псевдобыстроты лептона (справа) для ATLAS(LHC) при $\sqrt{s} = 8.0$ ТэВ.



- [1] Budnev V.M. The two—photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation/ V. M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Melin, V.G. Serbo // Phys. Rep. –1975. – no. 15 –p. 181—282.
- [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] Denner A. Techniques for Calculation of Electroweak Radiative Corrections at the One— Loop Level and Results for W-physics at LEP200./A. Denner //Fortschritte der Physik –1993. – no. 4 –vol. 41. –p. 307—420.

УДК 530.12., 531.51

С. Л. Черкас¹, В. Л. Калашников²**КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА ПОЗВОЛЯЕТ ЗАДАВАТЬ НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ
В КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ СИНГУЛЯРНОСТИ: ПРИМЕР МОДЕЛИ ГОУДИ**

¹ *Институт Ядерных Проблем при Белорусском Государственном Университете, ул.
Бобруйская 11, 220050 Минск, Беларусь
cherkas@inp.bsu.by*

² *Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham B4 7ET, UK
v.kalashnikov@aston.ac.uk*

Сингулярность является одной из важнейших проблем космологии. В то время, как инфляционная парадигма позволяет решить проблемы горизонта, плоскостности и описать величину начальных флуктуаций плотности вещества, проблема начальных условий для инфляции обычно считается задачей квантовой космологии. В классической космологии, чтобы задать начальные условия для эволюции вселенной, необходимо отступить от сингулярности на некоторый промежуток времени, и задавать начальные значения динамических переменных и их импульсов в этот момент времени. Эволюция в сторону увеличения времени описывает расширение вселенной, в то время как эволюция в обратном направлении приводит к сингулярности в силу теоремы Пенроуза. Задавать начальные условия в самой сингулярности невозможно, поскольку динамические переменные обращаются в сингулярности в бесконечность. Считается, что квантование гравитации может привести к исчезновению сингулярности. Некоторые модели квантовой космологии действительно приводят к так называемому “отскоку” однако, в большинстве квантовых моделей сингулярность сохраняется.

В данной работе на примере модели Гоуди показано, что квантовая механика предлагает несколько иное решение проблемы сингулярности, состоящее в задании начальных условий в самой сингулярности. Несмотря на то, что динамические величины в сингулярности бесконечны, их импульсы принимают конечные значения. Принцип неопределенности позволяет избежать необходимости задавать значения динамических переменных в сингулярности, поскольку волновой пакет может быть построен из конечных импульсов. В переложенной в данной работе схеме квантования, квантовая эволюция вселенной полностью определяется заданием импульсного волнового в сингулярности.

В работе проанализировано влияние заданных таким образом начальных условий на дальнейшую эволюцию вселенной, когда полевые осцилляторы начинают осциллировать и можно говорить о возникновении вакуумного состояния. Показано, что задание волнового пакета в сингулярности всегда сопровождается рождением некоторого количества материи над вакуумом.

[1] Cherkas S.L., Kalashnikov V.L. Quantum mechanics allows setting initial conditions at a cosmological singularity: Gowdy model example, arXiv: 1504.06188 .

УДК 53.043; 537.87

А. И. Сытов^{1,2,3}, В. В. Тихомиров^{1,2}
V. Guidi³, E. Bagli³, L. Bandiera³, G. Germogli³, A. Mazzolari³

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

¹*Институт ядерных проблем Белгосуниверситета,
ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь*

²*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь*

³*INFN Sezione di Ferrara & Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra Università degli
Studi di Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy
alex_sytov@mail.ru, yvtikh@mail.ru, guidi@fe.infn.it*

Изогнутые кристаллы обладают широкой областью применения в физике высоких энергий. В частности, они позволяют отклонять заряженные частицы [1] в режиме плоскостного каналирования и объемного отражения. Эти эффекты активно изучались на многих ускорителях и для положительных, и для отрицательных частиц. Помимо этого проводилось исследование эффектов отклонения частиц в полях изогнутых кристаллических осей, в частности в режиме осевого каналирования, многократного объемного отражения (МОО) и каналирования в наклонных плоскостях [2].

В работе мы проводим моделирование перечисленных эффектов для электронов и позитронов, отклоненных в изогнутом кристалле кремния. Моделирование проводится при помощи программы CRYSTAL [3], позволяющий моделировать траектории заряженных частиц в усредненном поле кристаллических плоскостей или осей. При этом моделируется также однократное и многократное рассеяние частиц на ядрах и электронах кристалла.

На рисунке 1а приведено распределение углов частиц после прохождения изогнутого кристалла кремния, полученного при моделировании отклонения электронов энергией 855 МэВ, соответствующей энергии микротрона МАМИ (Майнц, Германия). Кристалл вырезан в направлении плоскостей (111). Длина кристалла — 15 мкм, угол изгиба — 1500 мкрад, что лежит на грани существующих технологий по изготовлению кристалла. Наблюдаются эффекты каналирования и объемного отражения.

Также проведено моделирование отклонения электронов и позитронов энергией 120 ГэВ изогнутым кристаллом кремния, вырезанным в направлении плоскостей (110), длиной 2 см и углом изгиба 170 мкрад. Подобная энергия соответствует энергии вторичных пучков, полученных при помощи выведенного протонного пучка из ускорителя SPS в ЦЕРН. При моделировании учтено также рассеяние частиц на детекторах, расположенных перед кристаллом для измерения входных углов частиц. Полученные результаты представлены в виде двумерных распределений частиц по углам отклонения и углам падения частиц на кристалл на рисунках 1б и 1в. Каналирование наблюдается и для электронов, и для позитронов.

Аналогичное моделирование было проведено для этого же кристалла кремния

сориентированного в направлении осей $\langle 111 \rangle$. Результаты приведены на рисунке 1г в виде распределения отклоненного пучка по горизонтальным и вертикальным углам отклонения. Наблюдаются эффекты осевого каналирования, многократного объемного отражения и каналирования в наклонных кристаллических плоскостях.

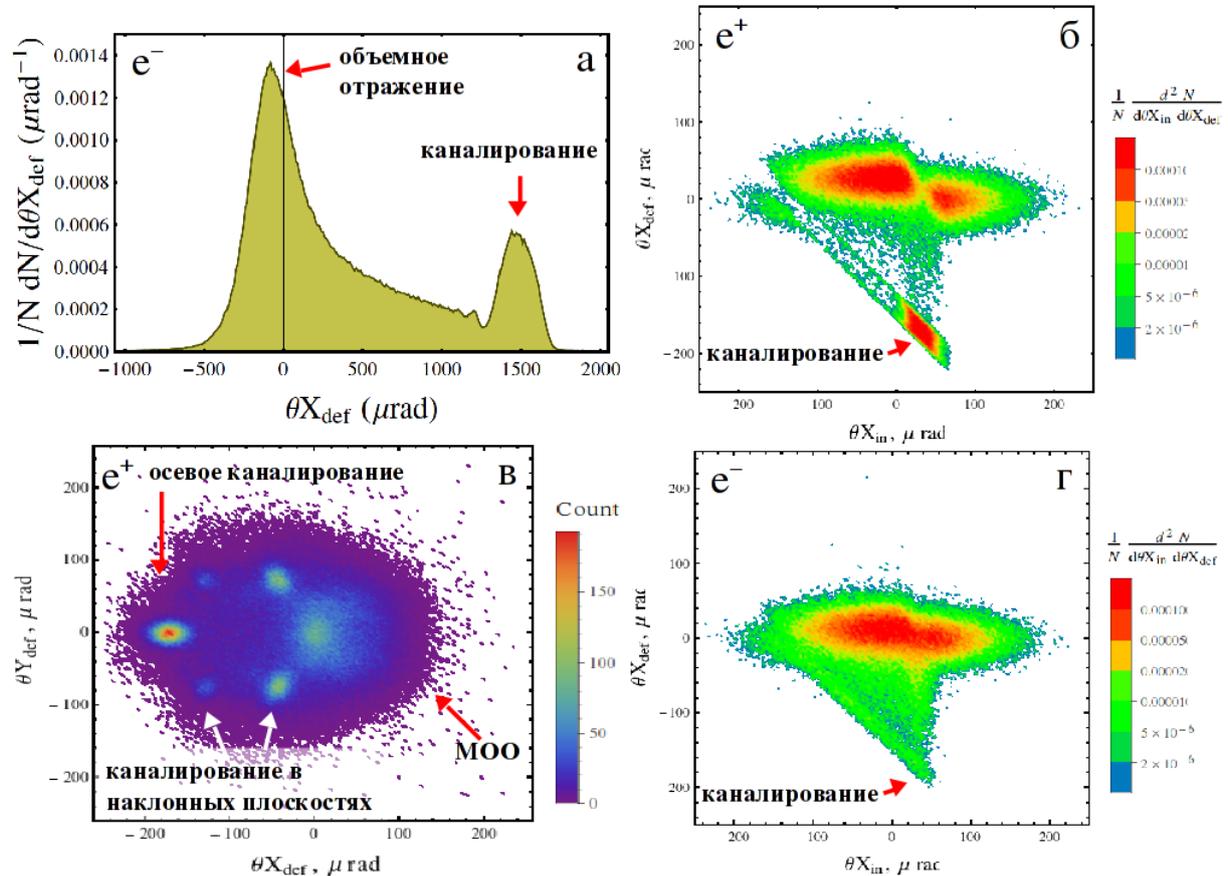


Рис. 1. а: угловое распределение отклоненного пучка электронов энергией 855 МэВ; б, г: распределение пучка энергией 120 ГэВ по углам отклонения и входным углам для позитронов (б) и электронов (г); в: распределение пучка энергией 120 ГэВ по углам вертикальным и горизонтальным отклонения.

Таким образом, в рамках проведенного моделирования было показано, что возможно наблюдение эффекта каналирования электронов при различных энергиях. Также наблюдался эффект осевого каналирования, многократного объемного отражения и каналирования в наклонных изогнутых плоскостях. Полученные угловые частицы по углам отклонения после прохождения изогнутого кристалла будут использованы для объяснения соответствующих экспериментальных результатов.

- [1] Tsyganov E. Some aspects of the mechanism of a charge particle penetration through a monocrystal / E. Tsyganov // Tech. Rep. (Fermilab, 1976) preprint TM-682. – 1976.
- [2] Guidi V. On the observation of multiple volume reflection from different planes inside one bent crystal/ V. Guidi, A. Mazzolari and V.V. Tikhomirov// J. of Appl. Phys. – 2010. – Vol. 107. – P. 114908.
- [3] Sytov A.I. CRYSTAL simulation code and modeling of coherent effects in a bent crystal at the LHC/ A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. – 2015. – Vol. 355. – P. 383–386.

УДК 531.19

И. И. Наркевич, Г. С. Бокун, В. С. Вихренко

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА НАНОЧАСТИЦ В РАМКАХ ДВУХУРОВНЕВОГО МОЛЕКУЛЯРНО-СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

*Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова, 13а,
220006 Минск, Беларусь
inarkevich@mail.ru, vvikhre@gmail.com*

Для изучения наночастиц, состоящих из небольшого числа атомов, широко используется анализ поверхностей потенциальной энергии [1], что позволяет исследовать возможные трансформации и конфигурационные переходы в них фактически лишь при нулевых температурах. Для учета температурных эффектов, а также для рассмотрения наночастиц больших размеров, необходимо привлечение статистико-механических подходов. В настоящей работе развивается статистический подход, который позволяет получить явное выражение для функционала свободной энергии наночастиц, и на его основе изучать их структуру и свойства при ненулевых температурах.

Для описания наноструктурированных систем, которые являются существенно неоднородными объектами, оказывается эффективным двухуровневый молекулярно-статистический подход [2], позволяющий реализовать учет неоднородного распределения средних чисел заполнения n_i микроячеек объемами ω_i метода условных распределений Л. А. Ротта [3], форма и размеры которых претерпевают существенные изменения вблизи границ наночастицы. При этом используется основное F_{11} -приближение метода, учитывающее множество наиболее вероятных состояний конденсированной системы из N молекул в объеме V , причем в каждой микроячейке может содержаться не более одной частицы. Количество микроячеек M превышает число частиц, так что некоторые микроячейки могут быть вакантными, средние числа заполнения меньше единицы, и поле их распределения по системе будет отражать неоднородность наночастицы.

Для вычисления конфигурационного интеграла наночастицы используем его разложение по модифицированным майеровским функциям [4]

$$f_{ij}^{\mu\nu} = \exp\left\{-\beta\left[\Phi(|\mathbf{q}_i^\mu - \mathbf{q}_j^\nu|) - \varphi_{ij}(\mathbf{q}_i^\mu) - \varphi_{ji}(\mathbf{q}_j^\nu)\right]\right\} - 1, \quad (1)$$

где $\Phi(q)$ – межмолекулярный потенциал, $\beta = (k_B T)^{-1}$ – обратная температура, а в качестве базисной системы используется конденсированная среда, каждая молекула которой находится в поле, описываемом искомыми одночастичными потенциалами $\varphi_{ij}(\mathbf{q}_i^\mu)$ средних сил взаимодействия этой молекулы с молекулами, которые статистически распределены в соседней ячейке j . Верхние индексы определяют сорта частиц $\mu, \nu = a, b$, причем индекс a соответствует реальным частицам, а индекс b – вакансиям.

В результате приходим к представлению конфигурационного интеграла в виде:

$$Q_N = Q_N^0 \left[1 + \sum_{i \neq j=1}^M \sum_{\mu, \nu = a, b} n_i^\mu n_j^\nu \int_{\omega_i} \int_{\omega_j} f_{ij}^{\mu\nu} d\mathbf{q}_i^\mu d\mathbf{q}_j^\nu + \dots \right], \quad (2)$$

$$Q_N^0 = \prod_{\mu=a,b} \prod_{i=1}^M (Q_i^\mu)^{n_i^\mu} / (n_i^\mu)^{n_i^\mu}, \quad K_i^\mu = 1/[1 + (\omega_i - 1)\delta_{\mu b}],$$

$$Q_i^\mu = K_i^\mu \int_{\omega_i} \exp\left\{-\beta \sum_{\mu=a,b} \sum_{j \neq i}^M \varphi_{ij}(\mathbf{q}_i^\mu)\right\} d\mathbf{q}_i^\mu \quad (3)$$

где Q_i^μ – нормировочный коэффициент одночастичной функции распределения.

Ограничиваясь в разложении конфигурационного интеграла первым слагаемым и приравнявая нулю его вариацию по отношению к вариации средних потенциалов [4], приходим к системе уравнений, определяющей последние:

$$\begin{aligned} \exp\{-\beta \varphi_{ij}(\mathbf{q}_i^\mu)\} = \\ = \sum_{v=a,b} \frac{n_j^v}{Q_j^v} \int_{\omega_j} \exp\{-\beta[\Phi(|\mathbf{q}_i^\mu - \mathbf{q}_j^v|) + \sum_{k \neq i,j}^M \varphi_{jk}(\mathbf{q}_j^v)]\} dq_j^v. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение этих уравнений определяет потенциалы средних сил как функционалы поля чисел заполнения и, как следствие, конфигурационный интеграл системы $Q_N \cong Q_N^0$.

Равновесные поля чисел заполнения n_i^μ , а также набора параметров ячеек, измененных за счет релаксации решетки вблизи поверхности наночастиц, можно находить с помощью принципа экстремальности для соответствующих термодинамических функционалов. В простейшем случае, когда имеется поле средних чисел заполнения ячеек и учитывается изменение только их объемов ω_i (без учета изменения их формы), получим систему вариационных уравнений:

$$\frac{\partial \ln Q_N}{\partial n_i} + \beta \mu = 0, \quad \frac{\partial \ln Q_N}{\partial \omega_i} - \beta p = 0, \quad i = 1, 2, \dots, m. \quad (5)$$

Здесь μ и p – множители Лагранжа, учитывающие сохранение общего числа N молекул однокомпонентной системы и ее объема V :

$$\sum_{i=1}^M n_i^\mu = N_\mu, \quad \mu = a, b; \quad \sum_{i=1}^M \omega_i = V. \quad (6)$$

Для численного решения системы уравнений (5) можно использовать различные методы решения систем нелинейных алгебраических уравнений. В частности, можно использовать естественное стремление неравновесной физической системы к равновесному состоянию посредством возникающих в ней потоков, имеющих диффузионный характер:

$$I_{n_i} = D_n(\mu_{i+1} - \mu_i), \quad I_{\omega_i} = D_\omega(p_{i+1} - p_i). \quad (7)$$

Записанные выражения для потоков входят в уравнения баланса

$$\delta n_i = I_{n_i} - I_{n_{i+1}}, \quad \delta \omega_i = I_{\omega_i} - I_{\omega_{i+1}}, \quad (8)$$

причем при реализации численного алгоритма значения коэффициентов D_n и D_ω подбираются так, чтобы оптимизировать процесс сходимости к равновесному решению.

Реализация разрабатываемого подхода обеспечивает описание структуры и термодинамических характеристик наночастицы посредством функций распределения на молекулярных масштабах, и дискретных полей чисел заполнения по ее объему.

[1] Берри, Р. С. Моделирование конфигурационных переходов в атомных системах / Р. С. Берри, Б. М. Смирнов // УФН. - 2013. - Т. 183. – С. 1029.

[2] Наркевич, И. И. Молекулярно-статистическая теория неоднородных конденсированных сред: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / И. И. Наркевич. – СПб., 1993. – 223 л.

[3] Ротт, Л. А. Статистическая теория молекулярных систем. Метод коррелятивных функций условных распределений / Л. А. Ротт. – М., 1979. -280 с.

[4] Bokun, G. S. The self-consistent diagram approximation for lattice systems / G. S. Bokun et al. // Eur. Phys. J. B. – 2000. – V. 15. – P. 297.

УДК 530.182

М. А. Князев

НОВОЕ РЕШЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА

Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013
Минск, Беларусь
maknyazev@bntu.by

Уравнение Бюргерса может быть получено при помощи процедуры предельного перехода для широкого класса нелинейных уравнений в частных производных [1]. В рамках этой процедуры само уравнение Бюргерса получается при учете только первого порядка приближения. Учет более высоких порядков аппроксимации приводит к так называемому возмущенному уравнению Бюргерса. Данное уравнение описывает нелинейные волны в жидких средах при наличии в них пузырьков [2].

Рассмотрим это уравнение в упрощенной форме [3]:

$$u_t - 3(uu_x)_x + 3\bar{\alpha}u^2u_x + u_{xxx} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\bar{\alpha}$ – константа. В случае распространяющихся волн известно решение уравнения (1) в виде кинка

$$u(x,t) = \frac{-3 \pm \sqrt{9 - 8\bar{\alpha}}}{2\bar{\alpha}} \sqrt{D} \tanh[D(z - z_0)], \quad (2)$$

где $z = x - C_0t$; C_0 – скорость, z_0 – начальное положение кинка; $D = \frac{2C_0\bar{\alpha}}{9 - 3\sqrt{9 \mp 8\bar{\alpha}} - 4\bar{\alpha}}$.

Новое решение уравнения (1) можно построить, используя метод Хироты. Если применить к уравнению (1) преобразование Коула-Хопфа вида $u = \sigma F_x / F$, где $F = F(x, t)$ – неизвестная функция, а σ – константа, которая должна быть определена дополнительно, и потребовать дополнительно выполнения условия $\bar{\alpha}\sigma^2 + 3\sigma + 2 = 0$, то уравнение (1) можно записать следующим образом

$$F_{xt}F^2 + F_{xxx}F^2 - F_xF_tF - AF_{xx}^2F - BF_xF_{xxx} + CF_x^2F_{xx} = 0. \quad (3)$$

Здесь $A = 3(\sigma + 1)$, $B = 3\sigma + 4$, $C = 15\sigma + 3\bar{\alpha}\sigma^2 + 12$. Допустимые значения σ находятся из дополнительного условия, приведенного выше.

Запишем функцию F в виде формального ряда

$$F = 1 + \varepsilon f_1 + \varepsilon^2 f_2 + \dots, \quad (4)$$

где $f_i = f_i(x, t)$, $i = 1, 2, \dots$ – новые неизвестные функции, а ε , вообще говоря, не малый параметр. Подставив соотношение (4) в уравнение (3), получим бесконечную систему линейных уравнений в частных производных. Решая последовательно эту систему уравнений, можно в принципе найти все f_i . Для наших целей достаточно использовать только первые два уравнения этой системы. Они имеют вид

$$f_{1,xt} + f_{1,xxx} = 0, \quad (5)$$

$$f_{2,xt} + f_{2,xxx} = f_{1,xt}f_{1,t} + Af_{1,xx}^2 + Bf_{1,x}f_{1,xxx}. \quad (6)$$

Представим функцию f_1 в виде $f_1 = \exp(kx - \omega t + \eta_0)$. Постоянные k и ω будут определены дополнительно. Параметр η_0 , описывающий начальное положение решения, без потери общности можно положить равной нулю. Подставив выражение для f_1 в уравнение (5), получим дисперсионное соотношение вида $\omega = k^3$. В соответствии с методом Хироты подставим выражение для f_1 в правую часть уравнения (6) и приравняем её нулю. Получим соотношение $\omega = (A + B)k^3$, которое согласуется с дисперсионным соотношением, если $A + B = 1$. Это возможно в том случае, когда $\alpha = 1$, что согласуется со значением, полученным в [3].

Теперь решение можно записать следующим образом:

$$u = \sigma \frac{f_{1,x}}{f_1} = -\frac{k}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{kx - k^3 t + \eta_0}{2}\right) \right], \quad (7)$$

где k – произвольная постоянная. Видно, что новое решение сдвинуто относительно решения (2) в виде кинка, приведенного выше. Непосредственной подстановкой соотношения (7) в уравнение (1) можно убедиться, что оно является решением этого уравнения. При $\alpha = 1$ уравнение (1) совпадает с уравнением Шармы-Тассо-Олвера. Последнее уравнение было решено ранее при помощи метода Хироты и получено решение, подобное решению (7) [4].

- [1] Додд Р. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. / Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис. – М.: Мир, 1988. – 694 с.
- [2] Kudryashov, N.A. Nonlinear waves in bubbly liquids with consideration for viscosity and heat transfer. / N.A. Kudryashov, D.I. Sinelshchikov // Phys. Lett. A. –2010. – V. 374. – P. 2011.
- [3] Kudryashov, N.A. Analytical and numerical studying of the perturbed Burgers equation. / N.A. Kudryashov, D.I. Sinelshchikov // <http://xxx.lanl.gov> (arXiv:1409.6703).
- [4] Князев, М.А. Состояния типа кинков в модели Шармы-Тассо-Олвера. / М.А. Князев // Известия вузов. Физика. – 2011. – № 3. – С. 111.

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

А. П. Блохин, В.А. Поведайло, В.А. Толкачев, Д.Л. Яковлев

МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА «АНОМАЛЬНОЙ» ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЦИС-АЗОАЛКАНОВ

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, просп. Независимости, 68,
220072, Минск, Беларусь
lsfm@imaph.bas-net.by

У цис-азоалканов симметрии C_{2v} с зеркальной плоскостью ортогональной $N = N$ -связи спектры флуоресценции из n, π^* -возбужденного состояния диффузные существенно шире спектров поглощения, имеют заметную колебательную структуру только в коротковолновой части. Например, полуширина спектра флуоресценции 2,3-дизабцикло[2.2.2]окт-2-ена (ДБО) в 3,2 раза больше, чем спектра поглощения, 1,4-дивинил-ДБО – в 4 раза [1]. Причинами необычной ширины спектров флуоресценции предполагался составной характер их испускания из различных возбужденных состояний или два вида испускания из того же возбужденного состояния, механизм которого авторы не смогли предложить [2]. Гипотеза перекрытия спектров флуоресценции и фосфоресценции отвергалась из-за слабой зависимости формы такого спектра испускания от агрегатного состояния, температуры, растворителя, где должны были существенно изменяться их парциальные вклады. Вопрос оставался открытым почти полвека. Предположение, что n, π^* -возбуждение, делокализованное симметрично на весь $-N = N$ -фрагмент согласно МО подходу, все же асимметрично относительно атомов азота «из-за кулоновского притяжения возбужденного электрона к локализованной на исходном азоте «несвязующей положительной дырке»» [3], подтвержденное в [4] не было распространено на механизм флуоресценции цис-азоалканов. Такая асимметрия возможна в двух квазистационарных конфигурациях, обратимая конверсия которых, их туннелирование между азотами рассматриваются в спектральных проявлениях.

Функция состояния молекулы ψ при туннелировании асимметрии возбужденного синглетного n, π^* -состояния между квазистационарными «стартовым» (функция состояния φ_1) или соседнем (φ_2) азотами $-N = N$ -группы, представляется их линейной комбинацией

$$\psi = a_1(t)\varphi_1 + a_2(t)\varphi_2. \quad (1)$$

Решение временного уравнения Шредингера для ψ с учетом условий (1), $|a_1(t)|, |a_2(t)| \leq 1$, $\langle \psi | \psi \rangle = \langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle = \langle \varphi_2 | \varphi_2 \rangle = 1$, энергии состояний $E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \varphi_1 | H | \varphi_1 \rangle = \langle \varphi_2 | H | \varphi_2 \rangle$, стационарности обменного интеграла (недиагонального матричного элемента гамильтониана) M как $\langle \varphi_1 | H | \varphi_2 \rangle = \langle \varphi_2 | H | \varphi_1 \rangle = M \leq E$, и интеграла перекрытия S мигрирующих квазистационарных состояний φ_1, φ_2 как $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle = \langle \varphi_2 | \varphi_1 \rangle = S \leq 1$, дает [5]: $\psi = \exp(-it(E + \Delta E(1 - S)/2)/\hbar)(\varphi_1 + \varphi_2)/2 + \exp(-it(E - \Delta E(1 + S)/2)/\hbar)(\varphi_1 - \varphi_2)/2. \quad (2)$

Обменное взаимодействие n, π^* -состояний φ_1 и φ_2 приводит к представлению системы двумя подуровнями на расстоянии $\Delta E = 2(M - ES)/(1 - S^2)$ с асимметричным относительно E расщеплением. Относительная заселенность P туннелирующих состояний равна $P(\varphi_1) = (1 + \cos(t\Delta E/\hbar))/2$ и $P(\varphi_2) = (1 - \cos(t\Delta E/\hbar))/2$, а амплитуды заселенности подуровней: $P_0(\varphi_1 + \varphi_2) = (1 + S)/2$, и $P_0(\varphi_1 - \varphi_2) = (1 - S)/2$.

Состояние $\varphi_1 + \varphi_2$ симметрично относительно направления туннелирования, а $\varphi_1 - \varphi_2$ - антисимметрично и, соответственно, поляризация их флуоресценции противоположна по знаку.

Интенсивность испускания из (n, π^*) -возбужденного состояния ψ , в основное ψ_0 пропорциональна $|\langle \psi | \vec{d} | \psi_0 \rangle|^2 = 0.25(|\vec{d}_+|^2 + |\vec{d}_-|^2 + 2\text{Re}(\vec{d}_+ \vec{d}_-^*) \cdot \cos(t\Delta E/\hbar) + 2\text{Im}(\vec{d}_+ \vec{d}_-^*) \cdot \sin(t\Delta E/\hbar))$, (3)
где $|\vec{d}_+|^2 = |\langle \varphi_1 + \varphi_2 | \vec{d} | \psi_0 \rangle|^2$, $|\vec{d}_-|^2 = |\langle \varphi_1 - \varphi_2 | \vec{d} | \psi_0 \rangle|^2$.

Итак, интенсивность интегральной флуоресценции модулируется частотой $\Delta E / \hbar$, а глубина модуляции связана с направлением дипольного момента перехода, поляризацией.

Корреляционная функция $B(t)$ квадрата дипольного момента перехода с испусканием (3) для рассмотренного регулярного туннелирования имеет вид:

$$B(t) = 0.125 \cdot (\text{Re}(d_+ d_-^*)^2 + \text{Im}(d_+ d_-^*)^2) \cdot \cos(t \Delta E / \hbar). \quad (4)$$

Такой процесс [6] имеет неслучайную амплитуду, распределение фазы с постоянной плотностью $1/2\pi$ в интервале $[-\pi, \pi]$ и частотный спектр:

$$G(\omega) = 2 \int_0^{\infty} B(t) \cdot \exp(-i\omega t) \cdot dt = G(\omega) \cdot \delta(\omega - \Delta E / \hbar). \quad (5)$$

Если туннелирование – аperiodический стохастический процесс, значения M , S и ΔE могут быть функциями каждого последующего полупериода τ стохастического туннелирования, при каждом изменении направления туннелирования, что дает $\Delta E(\tau)$ и $\omega(\tau)$, добавочное спектральное уширение $G(\Delta E(\tau) / \hbar)$ которое определяется спектром τ .

И еще одно следствие миграции возбуждения. Из $\psi = C \cdot \exp(-itE / \hbar)$, где C - постоянная, и соотношения (2) следует условие для модуляции волновых состояний подуровней:

$$\exp(-it\Delta E(1-S)/2\hbar)(\varphi_1 + \varphi_2) + \exp(it\Delta E(1+S)/2\hbar)(\varphi_1 - \varphi_2) = 2C. \quad (6)$$

Периоды модуляции волновых функций верхнего и нижнего подуровней и их уширение различаются. Верхний подуровень модулируется частотой $\Delta E(\tau) \cdot (1-S(\tau)) / 2\hbar$, а нижний - $\Delta E(\tau) \cdot (1+S(\tau)) / 2\hbar$. Если асимметрия n, π^* -системы низка ($1-S \ll 1$), то распределение τ будет почти симметричным, а средние частоты флуоресцентных 0-0-переходов с подуровней $\bar{\omega}_+$ и $\bar{\omega}_-$ будут близки к случаю регулярного туннелирования: $\bar{\omega}_+ \cong \omega_0 + \Delta E(1-S) / 2\hbar$ и $\bar{\omega}_- \cong \omega_0 - \Delta E(1+S) / 2\hbar$. При почти неразличимых состояниях φ_1 и φ_2 ($(1-S) \ll 1$) $\omega_0 - \bar{\omega}_-$ почти равно $\Delta E / \hbar$.

Недавние исследования авторов [7] показали, что и при струйном охлаждении длинноволновая часть спектра флуоресценции ДБО остается диффузной, в то время как коротковолновая становится линейчатой. Длительность флуоресценции этого вещества в твердом растворе при 77^0K около 1 мкс, но спектр флуоресценции и степень поляризации, положительная в коротковолновой части и отрицательная в длинноволновой, остаются одинаковыми даже на всех этапах затухания. Это согласуется с выводами предлагаемой модели. То же наблюдается и для флуоресценции 1,4-диметил-ДБО [8]. По измеренной анизотропии флуоресценции ДБО и 1,4-диметил-ДБО в предположении, что, как следует из модели, соответствующие осцилляторы ортогональны, рассчитаны коротковолновая и длинноволновая парциальные составляющие спектра флуоресценции и оказалось, что ортогонально поляризованная диффузная составляющая смещена в длинноволновую сторону приблизительно на 2000 см^{-1} . Поскольку такое смещение близко к среднему расстоянию ΔE между подуровнями, то для полупериода модуляции состояния $(\varphi_1 - \varphi_2)$ можно получить величину порядка фемтосекунд, что объясняет диффузность длинноволновой части спектра флуоресценции.

Итак, туннелирование асимметрии n, π^* -системы проявляется во флуоресценции свойствами, моделируемыми механизмом образования двух подуровней, флуоресценция с которых обладает различающимися вышеуказанными спектральными свойствами. Симметричное возмущение n, π^* -системы может изменять частоту модуляции и соответствующие ей характеристики. Механизм локализован на $-N = N -$ группе, т. е. в субнаномасштабе.

- [1]. Engel P S., Nalepa Ch J 1980 *Pure & Applied Chem.*, **52** 2621-32.
 [2]. Solomon B S, Thomas T F, Steel C, 1968 *J. Amer. Chem. Soc.* **90** 2249-58.
 [3]. El-Sayed M, Robinson G W 1961 *J. Chem. Phys.* **35** 1896-7.
 [4] Harris R.A., Falicov L.M. 1971 *J. Chem. Phys.* **55** 2931-6.
 [5]. Толкачев В.А. 2014 *Журн. Прикл. Спектроск.*, **81** 632-4; 2014 *J. Appl. Spectrosc.* **81** 688-90.
 [6]. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С., 1981 *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (Москва, Наука)
 [7]. Луговский А П, Поведайло В.А., Толкачев В.А., Яковлев Д.Л., 2013 *Опт.и спектроск.*, **114** 390-5; 2013 *Opt. and Spectrosc.* **114** 353-8.
 [8]. Луговский А.П., Поведайло В.А., Яковлев Д.Л., 2014 *Журн. Прикл. Спектроск.* **81** 356-60; 2014 *J. Appl. Spectrosc.* **81** 377-80.

UDC 535.37

A. Starukhin¹, V. Kouhar¹, R. Czerwieniec², A. Gorski³, T. Raichonok¹, V. Kniukshto¹**INTERNAL HEAVY ATOM EFFECT FOR METALLOCOMPLEXES OF OCTAETHYLPORPHYRIN**¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences, Nezalejnosti pr., 68, 220072 Minsk, Belarus*starukhin@ifanbel.bas-net.by²*Institut für Physikalische und Theoretische Chemie, Universität Regensburg, Universitätsstraße 31, 93053 Regensburg, Germany*³*Institute of Physical Chemistry, Polish Acad. of Sci., Kasprzaka 44/52, 01-224 Warsaw, Poland*

Metallocomplexes of porphyrins are quite interesting from many viewpoints: they can serve as synthetic analogous of biological systems, to explore and clarify the mechanisms of ligand and charge transfer as well as being as platform for modeling of photophysical and photochemical processes upon absorption and conversion of light like as in photosynthesis. Photophysical parameters of metallocomplexes of macrocyclic compounds depend on the molecular structure of organic core and nature of central ions. Specific combination of different ligands and metals leads to construction of complexes with spectral features promising in terms of intramolecular energy transformation and spectral features.

In this contribution we report the results of study of heavy atom upon changing of metallic ions (Zn(II), In(IV), Sn(IV), Ti(IV)) in the center of 2,3,7,8,12,13,17,18 – octaethylporphyrin (OEP). Absorption, fluorescence, excitation fluorescence spectra has been recorded for above mentioned compounds in toluene(Tol) and tetrahydrofuran (THF) at ambient temperature. Fluorescence lifetime were determined upon excitation by radiation of fast photodiode with $\lambda_{exc.}=340$ nm and results presented in Table1.

Table 1. Fluorescence lifetime for metallocomplexes of OEP

Compound	Toluene			Tetrahydrofuran		
	Optical density ($\lambda_{exc.}=340$ nm)	$\lambda_{det.}$, nm	τ , ns	Optical density ($\lambda_{exc.}=340$ nm)	$\lambda_{det.}$, nm	τ , ns
TiO-OEP	0.06	580	2.55	0.06	580	2.6
Zn-OEP	0.06	580	1.74	0.05	580	1.98
Sn-OEP	0.03	580	0.92	0.08	580	0.93
In-OEP	0.06	585	0.2	0.1	585	0.15

Evolution of the spectral features with changing of nature of metallic ion from Ti(IV) ion to In(IV) leads to noticeable changes in the spectral and photophysical properties.

As evidently from Table 1 the values of lifetime for compounds in toluene and tetrahydrofuran have similar values, but for Zn-OEP value of lifetime in THF increases. This dependency may be interpreted as result of formation of *dome* conformation of porphyrin macrocycle upon attachment of THF as additional ligands [1].

The absolute values of quantum yields (QY) of fluorescence have been measured for above mentioned compounds and are shown in Table 2. The QY were measured using a Hamamatsu system for absolute fluorescence quantum yield measurements (type C9920-02) equipped with an integrating sphere with Spectralon inner surface coating. The measurements of absolute QY of fluorescence for above mentioned compounds were carried out upon excitation of fluorescence in the maximum of absorption band of metallocomplexes of OEP and the value of optical density were less than 0,1.

Table 2. Values of absolute quantum yields for metallocomplexes of OEP

Toluene				Tetrahydrofuran		
Compound	Optical density	$\lambda_{exc.}$, nm	QY, %	Optical density	$\lambda_{exc.}$, nm	QY, %
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

Based on the data of measurements of the fluorescence QY's and lifetime for and presented in Table 1 and 2, we can state that, replacement of metallic ions from Ti- to In- in the center of porphyrin core vary proportionally; i.e., the rate constant of the radiative transition $S_1 \rightarrow S_0$ is approximately preserved. Earlier [3] the measurement of QY for Sn-OEP in 2-methyltetrahydrofuran was measured as (QY =0.78 %) and results of our experiments shows similar value. Data from the Table 2 shows that the leads to lowering the values of QY's and fluorescence lifetime in a factor about 14, that well correlated with manifestation of internal heavy effect.

For a complete understanding and creation full scheme of internal heavy atom effect need additional data about enhancement of spin-orbital coupling for set of our compounds and these data will be detected upon experiments at low temperatures. In particular, phosphorescence lifetime and absolute QY will be realized for metallocomplexes of OEP.

This work was supported by the Foundation for Fundamental Research of Republic of Belarus (project Ph14MC-014) and the H2020-MSCA-RISE-2014-RISE-645628 - METCOPH project.

- [1] Cullen, D.L. The crystal and molecular structure of 2,3,7,8,12,13,17,18-octaethylporphinatomonopyridinezinc(II) / Cullen D.L., E.F. Meyer // Acta Crystallogr. - 1976B, - Vol. 32. - P. 2259.
- [2] Старухин, А.С. Тонкоструктурные спектры металлокомплексов порфина в тетрагидрофуране. Проявление эффектов непланарности / А.С. Старухин, А.М. Шульга // Опт. и спектр. - 2005. - Т. 98. - С. 850.
- [3] Gouterman M. Porphyrin XXVII. Spin-orbit coupling and luminescence of Group IV complexes / M. Gouterman, P. Fr. Schwarz, P.D. Smith, D. Dolphin // J. Chem. Phys.. - 1973. - Vol. 59. - P. 676.

UDC 535.37

A. Starukhin,¹ V. Kniukshto,¹ T. Raichonok,¹ V. Chernii,² M. Kijak,³ S. Gawinkowski,³
A. Gorski,³

QUANTUM CHEMICAL AND PHOTOPHYSICAL STUDY OF CHROMOPHORE-LIGAND INTERACTION IN PHTHALOCYANINES METALLOCOMPLEXES WITH OUT-OF-PLANE LIGANDS

¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences, Nezalejnosti pr., 68,
220072 Minsk, Belarus*

starukhin@ifanbel.bas-net.by

²*V.I.Vernadskii Institute of General and Inorganic Chemistry National Academy of Sciences
of Ukraine, Palladin Av. 32/34, 03680, Kyiv, Ukraine*

³*Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224
Warsaw, Poland*

The spectral properties of metallocomplexes of macrocyclic compounds depend on the molecular structure of organic ligand, parent chromophore (phthalocyanine-core) and the nature of central ions. Specific combination of different ligands, parent chromophores and metals leads to construction of complexes with spectral features promising in terms of intramolecular energy transfer and containing a potential for sensing applications. The above-mentioned compounds exhibits rare electrochromic properties and stay an object of primary interest to the relationship between the molecular structure and photophysical or spectroscopic parameters.

In this work we are discussing new spectroscopic and photophysical data obtained for the set of phthalocyanines: Zn(II)-phthalocyanine (ZnPc), Ti(IV)Cl₂-phthalocyanine (TiCl₂Pc), Zr(IV)Cl₂-phthalocyanine (ZrCl₂Pc), Hf(IV)Cl₂-phthalocyanine (HfCl₂Pc), as well as Zr(IV)Dbm₂-phthalocyanine (ZrDbm₂Pc, Fig. 1.) and Hf(IV)Dbm₂-phthalocyanine (HfDbm₂Pc) at ambient and liquid nitrogen temperatures in the solid state and in various solvents.

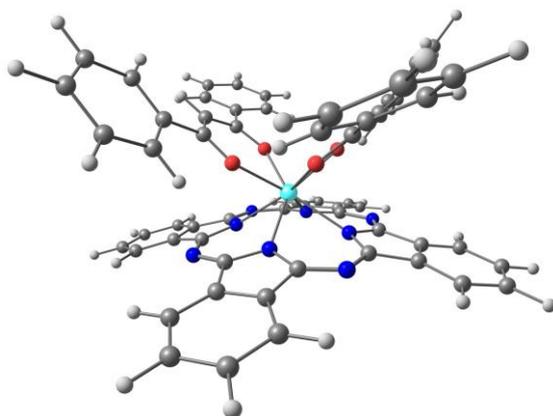


Fig. 1. ZrDbm₂-phthalocyanine

Evolution of the spectral data with changing of nature of metallic ion from Zn(II) to Ti(IV), Zr(IV) and Hf(IV) leads to noticeable changes in the photophysical properties. For

example, the experimentally obtained values of lifetime and quantum yields of fluorescence of ZnPC and TiCl₂Pc are 3,09 ns and 3,53 ns, respectively. The changing inner ions to Zr or Hf caused the decrease of lifetimes and quantum yields more than 35 times. Based on the data for ZrCl₂Pc and ZrDbm₂Pc (HfCl₂Pc and HfDbm₂Pc) it was presumed that additional out-of-plane Cl and Dbm ligands should exhibit similar influence on photophysical parameters of metallophthalocyanine complexes which is rather weak compare to the heavy atom effect. The latter conclusion was validated by quantum chemical calculations and resonance Raman experiments.

The ground state geometry, normal modes frequencies and Raman intensities of above-mentioned metallocomplexes were obtained using density functional theory with the B3LYP functional and def2SVP basis set in the Gaussian03 suite of programs. The comparison of the calculated vibrational frequencies and intensities with results of resonance Raman experiments (Fig. 2) was done for all compounds. The manifestation of the Raman signal of out-of-plan ligand is significantly lower than the experimental manifestation of parent chromophore. The result allow us to suggest a rather weak interaction of the parent core and ligands. Nevertheless, to shed light on the nature of the ligands-parent chromophore interactions additional investigations is required.

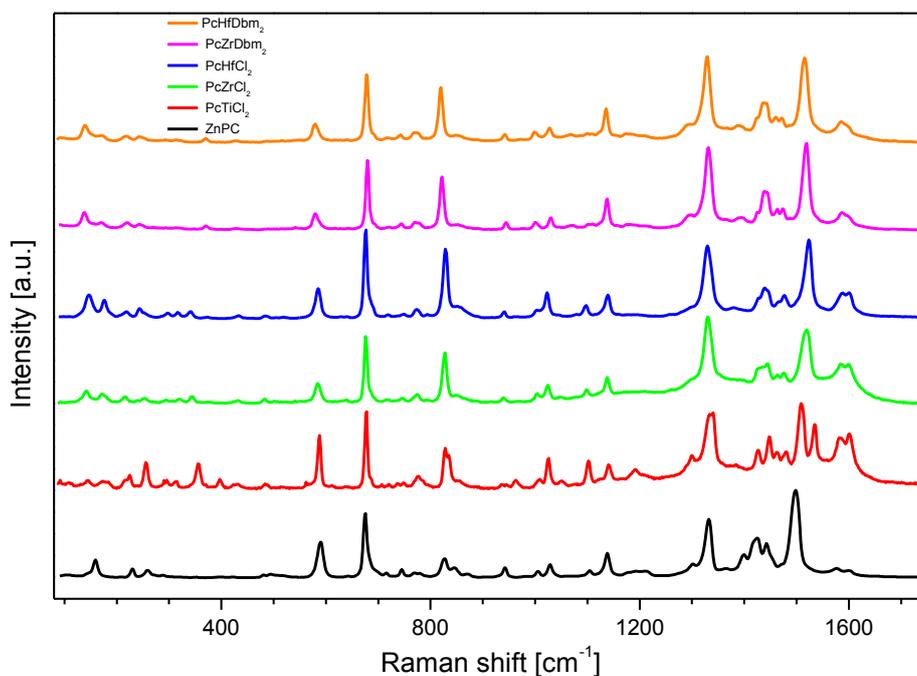


Fig. 2. Raman spectra of six metallocomplexes in solid crystal powder upon $\lambda_{exc} = 532$ nm.

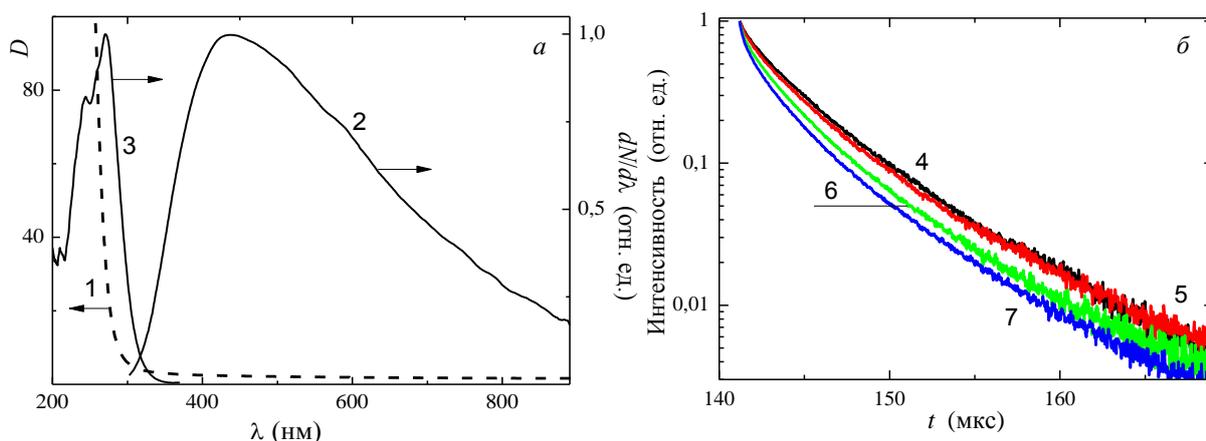
This work was supported by the H2020-MSCA-RISE-2014-RISE-645628 - METCOPH project.

УДК 535.37

Г. Е. Малашкевич¹, В. В. Ковгар¹, Т. Г. Хотченкова¹, К. А. Акиншев¹, А. А. Суходола¹,
В. Н. Сигаев², Н. В. Голубев², М. З. Зиятдинова²СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Sb-СОДЕРЖАЩИХ
ХАНТИТОПОДОБНЫХ СТЕКОЛ¹ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68,
220072 Минск, Беларусьg.malashkevich@ifanbel.bas-net.by² Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Миусская пл.,
9, 125047 Москва, Россияvlad.sigayev@gmail.com

Ионы Sb^{3+} в оксидных матрицах характеризуются интенсивным поглощением в разрешённой правилами отбора полосе $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, расположенной в «солнечно-слепом» УФ-диапазоне (ССУФ), и эффективной широкополосной люминесценцией в частично разрешённой спин-орбитальным взаимодействием полосе $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ с максимумом в голубой области спектра [1]. Это даёт возможность использовать их в качестве самостоятельных активаторов либо сенсibilизаторов люминесценции ионов лантаноидов в таких матрицах. С целью более полного выяснения «спектроскопического потенциала» Sb^{3+} в настоящей работе исследованы близкие по составу к хантитоподобному кристаллу $YAl_3(BO_3)_4$ иттрийалюмоборатные стекла, которые легировались Sb сверх 100%.

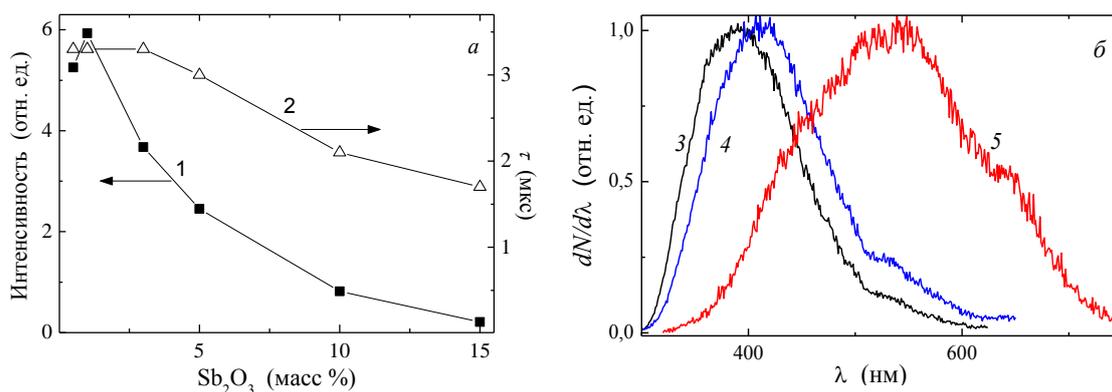
Как видно из рис. 1, эти стекла интенсивно поглощают при $\lambda \leq 300$ нм и люминесцируют в широкой полосе с $\Delta\lambda \approx 300$ нм и $\lambda_{max} \approx 440$ нм (рис. 1а), а кинетика затухания их люминесценции описывается неэкспоненциальным законом (рис. 1б). Средняя длительность последнего процесса $\bar{\tau}$ при увеличении концентрации Sb_2O_3 с



$$\lambda_{возб} = 266 \text{ нм (2, 4-7)}, \lambda_{рег} = 440 \text{ нм (3)}.$$

Рис. 1. Спектры (а) поглощения (1), люминесценции (2) и её возбуждения (3) стекла состава (мол. %) $10Y_2O_3-60B_2O_3-30Al_2O_3 + 1Sb_2O_3$ и кинетика затухания люминесценции Sb^{3+} (б) при концентрации Sb_2O_3 равной 0,5 (4), 3 (5), 5 (6), 10 (7).

0,5 до 10 мол. % уменьшается с 3,3 до 2,1 мкс, однако интенсивность люминесценции вначале немного растёт, а затем снижается приблизительно в 6 раз (рис. 2а), что мы объясняем главным образом гашением люминесценции Sb^{3+} примесью оксокомплексов $Sb(IV)$ и $Sb(V)$. Имеет место и более чем трёхкратное увеличение значения $\bar{\tau}$ при смещении $\lambda_{рег}$ в длинноволновую сторону от λ_{max} . Записанные, с целью выяснения такой ситуации, «мгновенные» спектры люминесценции выявили наличие по крайней мере двух типов оптических центров, существенно различающихся своими спектрами (рис. 2б). Примечательно, что несмотря на это интегральный спектр люминесценции практически не изменяется в зависимости от $\lambda_{возб}$.



$\lambda_{возб} = 266$ нм (1–5), $\lambda_{рег} = 435$ нм (1); $T_{рег}$, мкс: 1–5 (3а), 4–9 (4а), 40–44 (5а).

Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности люминесценции и длительности её затухания от концентрации Sb_2O_3 (1а, 2а) и «мгновенные» спектры люминесценции стекла системы $Y_2O_3-B_2O_3-Al_2O_3$ (3б–5б).

Следует отметить, что дополнительное легирование исследованного стекла тербием либо иттербием при возбуждении в полосе поглощения ионов Sb^{3+} сопровождается многократным ослаблением их люминесценции и появлением люминесценции Tb^{3+} и Yb^{3+} .

Приведенные результаты свидетельствуют, что слаболегированные Sb-содержащие хантитоподобные стёкла благодаря интенсивной и широкой полосе люминесценции, возбуждаемой в области «солнечно-слепого» ультрафиолета, могут использоваться (1) в качестве визуализаторов такого излучения, (2) стандартов для коррекции регистрируемых спектров люминесценции в ближней ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра и (3) матрицы для соактивации редкоземельными ионами.

Работа выполнена при частичной поддержке Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника» (задание 2.2.11), БРФФИ (грант №Ф14Р-073), РФФИ (грант №14-03-90038) и Минобрнауки России (грант №14.Z50.31.0009).

[1] The site-selective excitation and the dynamical electron-lattice interaction on the luminescence of $YBO_3:Sb^{3+}$ / L. Chen [et al.] // J. Solid State Chem. – 2013. – V. 201. – P. 229.

УДК 535.37

Г. Е. Малашкевич¹, Г. Ю. Шахгильдян², В. В. Ковгар¹, В. И. Савинков²,
В. Н. Сигаев², А. А. Суходола¹, П. П. Першукевич¹

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА НА СПЕКТРАЛЬНО- ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Eu-СОДЕРЖАЩЕГО ФОСФАТНОГО СТЕКЛА

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

g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by

² Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Миусская пл.,
9, 125047 Москва, Россия

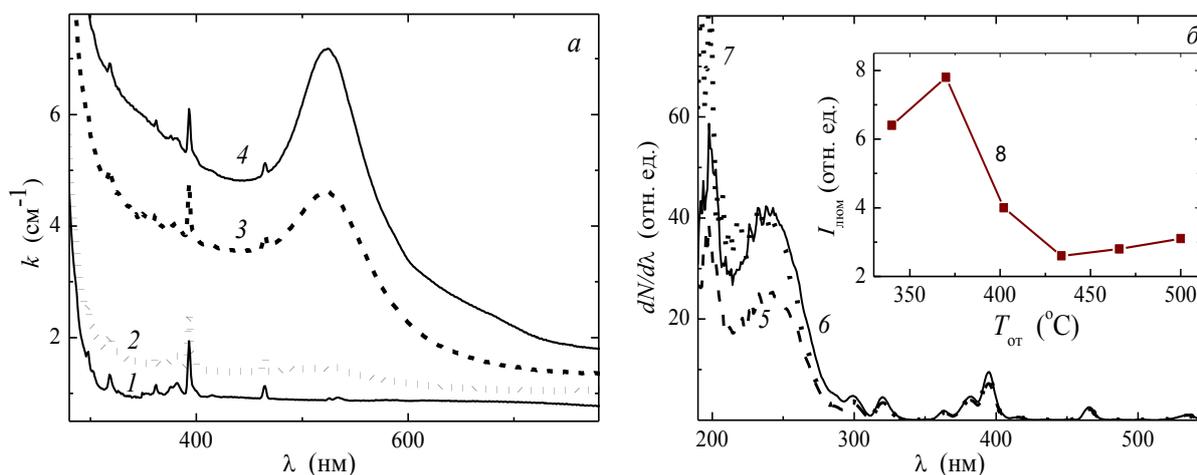
vlad.sigaev@gmail.com

Согласно теоретическим расчетам [1] в присутствии нанотел скорости дипольных переходов активаторов могут увеличиваться на несколько порядков. Имеются и экспериментальные работы [2, 3], в которых сообщается об увеличении интенсивности люминесценции Ln^{3+} вблизи наночастиц $(\text{Ag}^0)_n$ в различных матрицах и в качестве причины указывается электромагнитное взаимодействие между редкоземельным ионом и серебряной наночастицей. Однако $(\text{Ag}^0)_n$ в оксидных матрицах проявляют достаточно интенсивную люминесценцию и могут сенсibilизировать люминесценцию Ln^{3+} [4]. Поэтому основной целью настоящей работы являлось выяснение влияния на спектрально-люминесцентные свойства ионов Eu^{3+} в многокомпонентном фосфатном стекле наночастиц $(\text{Au}^0)_n$, люминесценция которых многократно слабее люминесценции $(\text{Ag}^0)_n$.

Золото вводилось в шихту в виде золь наночастиц для предотвращения сегрегации на этапе подготовки шихты и достижения гомогенного распределения по всему объему при варке. Укрупнение наночастиц $(\text{Au}^0)_n$ в полученных бесцветных стеклах осуществлялось путём последующей термообработки при различных температурах $T_{\text{от}}$ и контролировалось абсорбционными, микроскопическими и рентгенографическими методами.

Установлено, что легированное золотом фосфатное стекло характеризуется слабой широкополосной рекомбинационной люминесценцией наночастиц $(\text{Au}^0)_n$ с $\lambda_{\text{max}} \approx 550$ нм, возбуждаемой в полосе с $\lambda_{\text{max}} \approx 260$ нм. Ионы Eu^{3+} как в однолегированном, так и в солегированном золотом стекле формируют два типа оптических центров, различающихся кинетикой затухания люминесценции в переходах ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_j$. По мере укрупнения наночастиц $(\text{Au}^0)_n$, которое спектрально проявляется увеличением интенсивности полосы поверхностного плазмонного поглощения (рис. 1а), интегральная интенсивность люминесценции $I_{\text{люм}}$ ионов Eu^{3+} вначале незначительно возрастает, а затем снижается (см. вставку на рис. 1б), что можно объяснить влиянием внутреннего фильтра. При этом заметного изменения кинетики затухания люминесценции Eu^{3+} в зависимости от концентрации и размера $(\text{Au}^0)_n$ не наблюдается; невелико и изменение интенсивности сверхчувствительных полос ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_2$ и ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$. Расчёт среднестатистического расстояния Au – Eu в исследованных образцах стекла показывает, что в проведенном эксперименте оно

изменяется от 0,8 до 4 нм. В спектрах возбуждения люминесценции Eu^{3+} , снятых на образцах толщиной 0,15 мм и нормированных по магнитодипольной полосе ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_1$ (рис. 1б), при формировании $(\text{Au}^0)_n$ наблюдается значительное увеличение интенсивности полос при $\lambda \leq 300$ нм, которое можно объяснить увеличением концентрации структурных дефектов матрицы, сенсibiliзирующих люминесценцию редкоземельного активатора.



$\lambda_{\text{возб}} = 393$ нм (8); $\lambda_{\text{рег}} = 612$ нм (5–7). $T_{\text{от}}$, °C: 300 (1, 5); 340 (2, 6); 420 (3); 480 (4, 7).

Рис. 1. Спектры поглощения (а) и возбуждения люминесценции Eu^{3+} (б) фосфатного стекла, легированного 1 мол % Eu_2O_3 и 0,05 масс % Au; вставка – зависимость интенсивности люминесценции Eu^{3+} от температуры отжига стекла.

Приведенные результаты свидетельствуют о проблематичности реализации в оксидных стеклах эффекта увеличения вероятности оптических переходов редкоземельных активаторов вблизи наночастиц благородных металлов и о возможности сенсibiliзации их люминесценции структурными дефектами матрицы, создаваемыми при формировании этих наночастиц.

Работа выполнена при частичной поддержке Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника» (задание 2.2.11), РФФИ (грант 14-03-90038) и Минобрнауки России (грант 14.Z50.31.0009).

- [1] Климов, В.В. Спонтанное излучение атома в присутствии нанотел. / В.В. Климов, М. Дюклуа, В.С. Летохов // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 7. – С. 569.
- [2] Nabika, H. Surface-enhanced luminescence from Eu^{3+} complex nearby Ag colloids. / H. Nabika, S. Deki // Eur. Phys. J. D. – 2003. – Vol. 24. – P. 369.
- [3] Marques, A.C. Er photoluminescence enhancement in Ag-doped sol-gel planar waveguides. / A.C. Marques, R.M. Almeida // J. Non-Cryst. Solids. – 2007. – Vol. 353. – P. 2613.
- [4] Влияние химического состояния серебра на спектрально-люминесцентные свойства плёнок системы $\text{GeO}_2\text{--Eu}_2\text{O}_3\text{--Ag}$. / Г. Е. Малашкевич, [и др.] // ФТТ. – 2007. – Т. 49. – С. 1804.

УДК 535.34

М. Б. Шундалов¹, Г. А. Пицевич¹, А. А. Минько¹,
С. В. Гапоненко^{1,2}, А. С. Мацукович², Д. Н. Меняйлова¹

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ И НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ МНОГО-ОПОРНЫХ МЕТОДОВ

¹ Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

shundalov@bsu.by

² Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Много-опорные (multi-reference) методы расчёта электронной структуры (такие, например, как Complete Active Space SCF/Extended Multi-Configuration Quasi-Degenerate Perturbation Theory, CASSCF/XMCQDPT [1]) обеспечивают адекватное описание свойств как сложных органических соединений, которые характеризуются внутримолекулярным переносом заряда, так и неорганических соединений, включающих в свой состав атомы тяжёлых металлов. В данной работе рассматривается применение много-опорных методов для интерпретации УФ спектра поглощения органического адамантан-содержащего соединения, а также для расчётов нижних электронных состояний полярных двухатомных молекул KRb, YbRb и YbCs.

Предполагается, что синтезированное недавно [2] соединение *N'*-(адамантан-2-илиден) бензогидразид (C₁₇H₂₀N₂O, или АИБГ) является антибактериальным агентом, однако механизм его биологической активности окончательно не установлен. Измерен электронный спектр поглощения АИБГ в этаноле. В приближении ВЗLYP/cc-pVDZ с учётом влияния растворителя в рамках РСМ установлено существование четырёх устойчивых конформеров. Первый из них (*cis*-) соответствует *cis*-положению С=О и N–Н связей (рис. 1, *a*), а три других (*trans*-, *trans-left*- и *trans-right*-) – *trans*-положению С=О и N–Н связей и различному взаимному расположению молекулярного «остова» и адамантиловой группы (вращению вокруг N–Н связи). Далее для каждого из устойчивых конформеров в приближении CASSCF(2,8)/XMCQDPT2 вычислялись энергии возбуждённых электронных состояний, а также интенсивности переходов (рис. 1, *b*). Установлено, что длинноволновая (280 нм) полоса поглощения отвечает $S_1 \leftarrow S_0$ переходам «боковых» *trans*-конформеров, а коротковолновая (248 нм) – $S_2 \leftarrow S_0$ и $S_1 \leftarrow S_0$ переходам «боковых» *trans*- и «центральных» конформеров соответственно.

Расчёты нижних синглетных и триплетных термов молекулы KRb выполнялись в приближении CASSCF(2,14)/XMCQDPT2. Результаты вычислений спектроскопических параметров основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ KRb весьма успешно согласуются с экспериментальными данными [3] (рис. 2, *a*). Разности экспериментальных и рассчитанных колебательных частот для $X^1\Sigma^+$ молекулы ³⁹K⁸⁵Rb не превышают 1 см⁻¹ (рис. 2, *b*). Это наилучшее согласие среди других квантово-химических расчётов [4, 5].

Расчёты нижних электронных состояний молекулы YbRb выполнялись в приближении CASSCF(3,18)/XMCQDPT2 с учётом спин-орбитального взаимодействия

(COV). Энергии нижних возбуждённых состояний YbRb в диссоциационном пределе, отнесённые к энергии основного состояния, равны: 12578.9 и 12816.5 см^{-1} с величиной COV расщепления 237.6 см^{-1} ; 17288.5, 17992.0 и 19710.4 см^{-1} с величинами COV расщепления 703.5 и 1718.4 см^{-1} [6]. Соответствующие рассчитанные значения равны: 12614.5, 12852.6 и 238.1 см^{-1} ; 16929.5, 17643.8, 19059.8, 714.3 и 1416.0 см^{-1} .

Аналогичные вычисления выполнены также для молекулы YbCs.

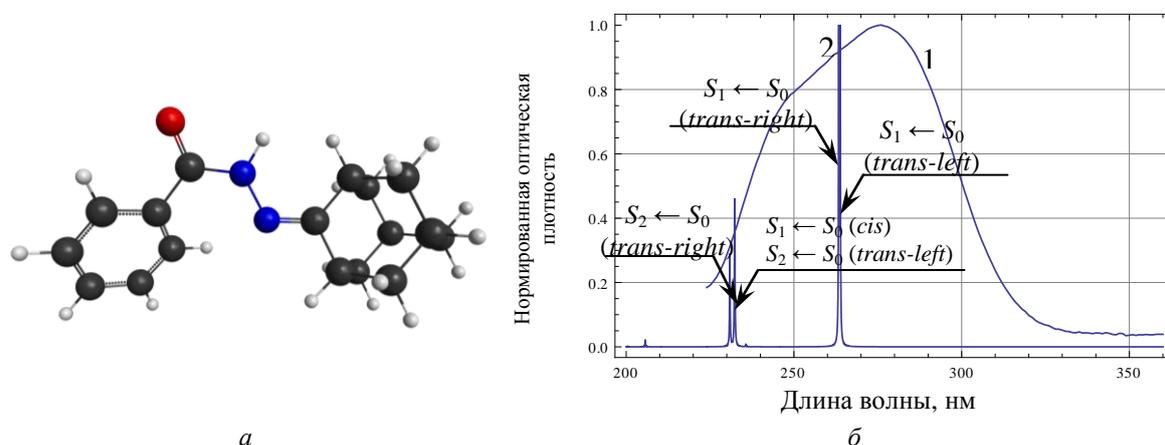


Рис. 1. *Cis*-конформер АИБГ (а), экспериментальный спектр поглощения раствора АИБГ в этаноле (1) и рассчитанные в приближении CASSCF/XMCQDPT2 полосы поглощения АИБГ (2) (б)

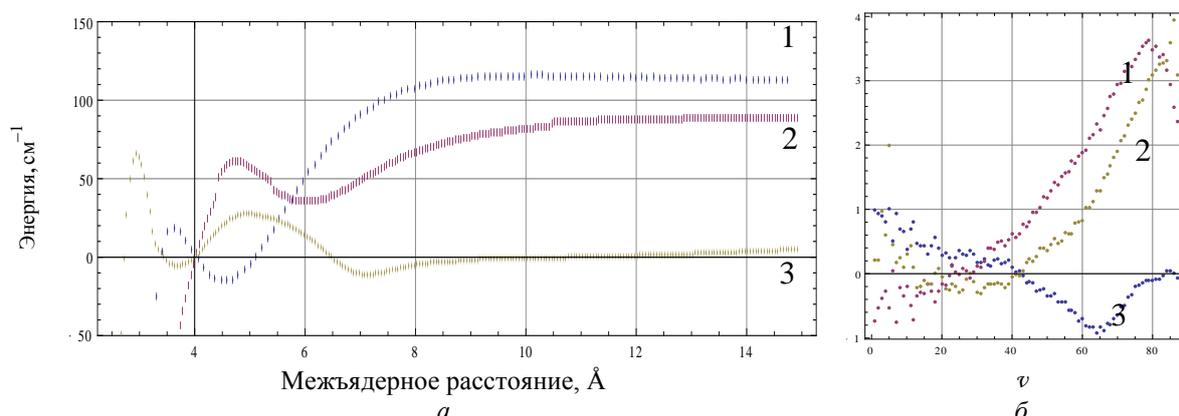


Рис. 2. Разности экспериментальных и рассчитанных энергий (а), разности экспериментальных [3] и рассчитанных колебательных частот (б) для основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ молекулы $^{39}\text{K}^{85}\text{Rb}$: [4] (1), [5] (2) и данная работа (3)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственного комитета по науке и технологиям Республики Беларусь (проект № Ф14ЛАН-060).

- [1] A.A. Granovsky. J. Chem. Phys. **134** (2011) 214113.
- [2] M.S. Almutairi, A.A. El-Emam, N.R. El-Brollosy, M. Said-Abdelbaky, S. Garcia-Granda. Acta Cryst. **E68** (2012) o2247.
- [3] A. Pashov, O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, H. Knöckel, E. Tiemann. Phys. Rev. A. **76** (2007) 022511.
- [4] S. Rousseau, A.R. Allouche, M. Aubert-Frécon. J. Mol. Spectrosc. **203** (2000) 235.
- [5] K. Chen, C.-L. Yang, M.-S. Wang, X.-G. Ma, W. Liu. Spectrochim. Acta A. **99** (2012) 57.
- [6] NIST Atomic Spectra Database, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.

УДК 535.37+541.65+543.4

Н. Н. Крук, И. В. Вершиловская

**ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ
СМЕШАННЫХ 5,10,15,20-ТЕТРААРИЛПОРФИРИНОВ**

*Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова 13а,
220006 Минск, Беларусь
m.kruk@belstu.by*

Совокупность полученных к настоящему времени экспериментальных данных показывает, что физико-химические свойства и оптические характеристики тетрапиррольных соединений и супрамолекулярных систем, включающих тетрапиррольные хромофоры, в которых тетрапиррольные макроциклы связываются с соседними молекулярными фрагментами посредством арильных спейсеров, существенно зависят от степени свободы ароматических арильных заместителей. Показано, что, варьируя количество заместителей (спейсеров) и/или их тип, можно добиться плавного изменения фотофизических и люминесцентных характеристик молекул в требуемом направлении. Особенно это важно в случае формирования протонированных форм тетрапиррольных молекул, поскольку их формирование сопряжено с существенным искажением планарности макроцикла и формированием так называемых неплоских конформеров седлообразного типа. Для арильных заместителей, характеризующихся высокой степенью стерических взаимодействий с макроциклом из-за наличия объемных групп в одном или обоих *para*-положениях арильных фрагментов, степень седлообразного искажения макроцикла оказывается существенно ниже [1]. При этом становится возможным стабилизировать монопротонированную форму порфирина, в отличие от молекулы 5,10,15,20-тетрафенилпорфирина, для которого формирование монопротонированной формы в обычных условиях не наблюдается. Очевидно, что в случае замещений, обеспечивающих смешанное стерически затрудненное и стерически свободное вращение арильных заместителей, следует ожидать более сложную спектральную картину [2]. Вместе с тем, последовательное изменение величины стерических взаимодействий в таких системах может обеспечить условия для плавного изменения их кислотно-основных, фотофизических и спектрально-люминесцентных характеристик. Введение стерически затрудненных арильных заместителей окажет влияние на синергизм взаимного влияния наклона пиррольных колец и поворота арильных колец на величину и характер седлообразных искажений тетрапиррольного макроцикла [3].

Для установления закономерностей влияния вращательной степени свободы арильных заместителей на флуоресцентные характеристики и кислотно-основные свойства *мезо*-замещенных порфиринов нами выбрана серия смешанных 5,10,15,20-тетраарилпорфиринов, со строением A_4 , A_3B , A_2B_2 -*цис*, A_2B_2 -*транс*, AB_3 и B_4 , где А – фенил, В – мезитил (2,4,6-метил-фенил). Исследование флуоресцентных характеристик порфиринов данной серии показало, что форма спектров флуоресценции и ее

квантовый выход близки для свободных оснований, однако для моно- и дважды протонированных форм наблюдаются существенные различия (Таблица 1).

Таблица 1. Флуоресцентные характеристики свободных оснований, моно- и дважды протонированных форм смешанных 5,10,15,20-тетраарилпорфиринов.

Архитектура	Форма	$\lambda_{\text{фл}}^{\text{макс}}$, нм		$\Phi_{\text{фл}} \times 10^2$
		$Q_x(0,0)$	$Q_x(1,0)$	
A ₄	H ₂ П	651,0	717,0	9,0
	H ₃ П ⁺	-	-	-
	H ₄ П ²⁺	687,0	~750,0	10,5
A ₃ B	H ₂ П	649,0	717,0	7,0
	H ₃ П ⁺	666,0	~715,0	6,0
	H ₄ П ²⁺	676,0	~740,0	10,2
A ₂ B ₂ - <i>цис</i>	H ₂ П	649,0	717,0	6,6
	H ₃ П ⁺	656,0	~710,0	10,0
	H ₄ П ²⁺	667,0	~725,0	17,6
A ₂ B ₂ - <i>транс</i>	H ₂ П	649,0	717,0	6,6
	H ₃ П ⁺	653,0	~710,0	13,5
	H ₄ П ²⁺	667,0	~720,0	21,0
AB ₃	H ₂ П	649,0	717,0	7,1
	H ₃ П ⁺	647,0	694,0	13,0
	H ₄ П ²⁺	657,0	715,0	21,5
B ₄	H ₂ П	649,0	717,0	8,9
	H ₃ П ⁺	638,0	693,0	22,3
	H ₄ П ²⁺	649,0	705,0	16,5

Представленные результаты показывают, что тенденции изменения флуоресцентных характеристик смешанных 5,10,15,20-тетраарилпорфиринов могут быть предсказаны на основании архитектуры периферического замещения. Увеличение количества *орто*-замещенных арильных фрагментов приводит к стабилизации монопротонированной формы и росту квантового выхода флуоресценции моно- и дважды протонированных форм.

- [1] Presselt, M. Quantum chemical insights into the dependence of porphyrin basicity on the *meso*-aryl substituents: thermodynamics, buckling, reaction sites and molecular flexibility / M. Presselt [et al.] // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2015. - V. 17, № 21. – p. 14096 – 14106.
- [2] Вершиловская, И. В. Кислотно-основные и фотофизические свойства асимметричных дендримеров с порфириновым ядром / И. В. Вершиловская, Н. Н. Крук // Труды БГТУ, Химия и технология органических веществ, материалов и изделий. – 2015. – № 4 (177). – с. 19 - 23.
- [3] Kruk, M. M. Influence of macrocycle protonation on the photophysical properties of porphyrins / M. M. Kruk, A. S. Starukhin, W. Maes // Macroheterocycles. – 2011. - V. 4, № 2. – p. 69 – 79.

УДК 543.42:544.531:004.413

Н. Н. Курьян, С. С. Ануфрик

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ЖИВОПИСИ ЛАЗЕРНО-ЭМИССИОННЫМ
МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА***Гродненский Государственный Университет имени Янки Купалы, БЛК-5, 230009**Гродно, Беларусь*[*kurian90@mail.ru*](mailto:kurian90@mail.ru)

Проверка и установка подлинности объектов художественной и исторической ценности являлась и является актуальным направлением при исследовании различных объектов мирового культурного наследия. В силу этого искусствоведческая экспертиза становится все более востребованным направлением в деятельности различных специалистов, которые занимаются исследованием такого рода объектов. Как правило, цель искусствоведческой экспертизы – определение ценности объекта, его исторической эпохи, степени сохранности и авторской принадлежности.

Специалисты выделяют два вида экспертиз: (1) *атрибуция* – исследование объекта с целью определения его ключевых характеристик, классификации и стоимости; (2) *искусствоведческая экспертиза* – установка подлинности объекта, т.е. соответствие исследуемого объекта некоторому заявленному набору характеристик (как правило, данный вид экспертизы подтверждает или опровергает результаты атрибуции).

Для проведения искусствоведческой экспертизы использовался лазерно-эмиссионный метод спектрального анализа, в частности портативный лазерный анализатор элементного состава (LIBS), разработанный в ГНУ «Институт физики им Б. И. Степанова НАНБ». Параметры излучения: длина волны 1064 нм, стабильность энергии $\pm 3\%$, длительность импульса 7 - 8 нс, частота повторения импульсов генерации 15 Гц. Диаметр пучка составляет 1-3 мм, расходимость 0,8 мрад. Область спектральной чувствительности 200 - 1060 нм.

В качестве объектов исследования были взяты три произведения живописи: два произведения «Сдача крепости Абас-Аббад», (1832 г., холст, масло) и «Сдача крепости Эрзерум 27 июня 1829» (1834 г., холст, масло), местонахождение – г. Гомель, принадлежат известному художнику XIX века Януарию Суходольскому (19.09.1797-20.03.1875), а авторство Суходольского для третьего произведения («Эпизод восстания 1830-1831 гг.», Польша, середина 19 ст., местонахождение – г. Гродно) необходимо было установить или опровергнуть. Таким образом, целью исследования являлось подтверждение или опровержение авторства Януария Суходольского, определение возможных временных границ создания исследуемого произведения.

Спектральный анализ объектов живописи проводился в художественных музеях различных городов Республики Беларусь («Государственный историко-археологический музей» г. Гродно и «Дворцово-парковый ансамбль» г. Гомель).

Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром ~ 1 мм. Исследования проводились при работе прибора в двухимпульсном режиме. Первый импульс формировал лазерно-плазменный факел, а второй – его дополнительно возбуждал.

Задержка между импульсами составляла 6 мс, частота следования лазерных импульсов 5 Гц. Ток накачки лазера составлял 22 А, что соответствует энергии сдвоенного лазерного импульса 28 мДж. Импульсное лазерное воздействие на картины производилось по краскам различных цветов, после чего данные отображались на компьютере в окне программы QSp Client. Полученные спектры красок, исследуемой картины неизвестного автора, сравнивались со спектрами красок подлинных образцов живописи Януария Суходольского [2].

Исходя из полученных данных, можно утверждать, что в качестве белой краски для написания всех картин были использованы свинцовые белила с добавлением мела. На спектрограммах также видны следы меди, которые могли попасть на картины в процессе транспортировки при плотном контакте с объектами, изготовленными или включающие в свой состав медь. Итак, спектрограммы, полученные в ходе исследования белого красочного слоя, идентичны.

Кроме того, были проанализированы также образцы красок присутствующих на всех трех исследуемых картинах: темно-зеленый, черный и красный. Темно-зеленый фон красочного слоя исследуемых объектов свидетельствует о присутствии большого количества хрома, что указывает об использовании в качестве зеленого пигмента смеси на основе оксида хрома (Cr_2O_3). Данный пигмент (Cr_2O_3 или $\text{Cr}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) в качестве художественной кроющей краски стал применяться в XIX веке. Наличие цинка в полученных спектрах указывает на присутствие в красочной пасте цинковых белил ZnO , которые в масляной живописи стали использоваться с середины XIX века. Кроме того, в красочной пасте обнаружены также примеси, содержащие магния (Mg) и кальция (Ca). Исследование черного красочного слоя всех трех картин показало, что среди элементов, входящих в его состав, значительно доминирует кальций и присутствует магний. Поэтому, можно сделать вывод о том, что в качестве черной краски использована слоновая кость. В сравнительно небольших количествах регистрируется также и медь, т.е. возможна добавка черного пигмента – оксида меди (CuO). Для пигментов красного цвета основной красочный слой содержит ртуть – киноварь (HgS), разбавленную свинцовыми белилами и мелом с добавлением небольших количеств магния и алюминия.

Лазерно-эмиссионные спектры, полученные в ходе исследования, оказались идентичными. Исключением является лишь факт различия в интенсивностях спектральных линий отдельных спектрограмм, что может быть вызвано расхождением в концентрациях химических соединений, которые входят в состав пигмента краски.

Итак, исходя из проведенного физико-технологического исследования, можно сделать вывод о времени создания исследуемого произведения – приблизительно середина XIX века. Таким образом, результаты искусствоведческого исследования подтверждают авторство художника Януария Суходольского.

- [1] Burakov, V.S. Quantitative analysis of alloys and glasses by a calibration-free method using laser-induced breakdown spectroscopy // V.S. Burakov, S.N. Raikov / Spectrochimica Acta. Part B. – 2007. – V. 62. – P. 217–223.
- [2] Рудикова, Л.В. О разработке системы для поддержки лазерной экспрессной экспертизы. Монография / Л.В. Рудикова. – LAP LAMBERT Academic Publishing, 2014. – 134 с.
- [3] Рудикова, Л.В. Особенности архитектурной реализации системы визуализации и обработки результатов спектрального анализа // Л.В. Рудикова / Доклады БГУИР. – Мн.: БГУИР, 2015.— №1 (87) – С.47-53.

УДК 535.37+541.65+543.4

Д. В. Кленицкий, Н. Н. Крук

РОЛЬ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫХ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ КИНЕТИКИ ФЕДИНГА ФЛОУРЕСЦЕНЦИИ

*Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова 13а,
220006 Минск, Беларусь
m.kruk@belstu.by*

Разработка новых доступных способов определения квантовых выходов безызлучательной интеркомбинационной конверсии является весьма актуальной задачей. К настоящему времени предложен ряд методов определения параметров интеркомбинационной конверсии, каждый из которых имеет свои достоинства и ограничения [1]. Одной из возможностей на этом пути, как нам кажется, может стать изучение кинетики затухания флуоресценции при возбуждении растворов световыми импульсами с длительностью, превышающей время жизни триплетного состояния. В работе [2] было показано, что интенсивность флуоресценции растворов красителей испытывает релаксацию и при достаточно больших временах стремится к некоторой постоянной величине. Процесс релаксации получил название фединг (англ. fading – затухание, замирание) флуоресценции. В данной работе изучается влияние триплетного состояния на закон затухания флуоресценции в случае, когда импульс возбуждающего излучения имеет прямоугольную форму и во много раз превосходит длительность изучаемых процессов.

Из системы трех кинетических дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих изменение населенностей основного S_0 , первого возбужденного S_1 и триплетного T_1 состояний, пренебрегая процессами переноса энергии между молекулами и учитывая закон сохранения частиц, следует, что населенность N_2 первого возбужденного уровня удовлетворяет неоднородному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами:

$$d^2 y / dt^2 + a dy / dt + by = c, \quad (1)$$

где $y = N_2/N_0$ (N_0 – концентрация молекул) удовлетворяет начальным условиям $y(0) = 0$, $y'(0) = k_{12}$, а коэффициенты определяются соотношениями:

$$a = k_{12} + k_{21} + k_{21}^d + k_{31} + k_{31}^d + k_{23}^d, \quad (2)$$

$$b = k_{12}(k_{31} + k_{31}^d + k_{23}^d) + (k_{31} + k_{31}^d)(k_{21} + k_{21}^d + k_{23}^d), \quad (3)$$

$$c = k_{12}(k_{31} + k_{31}^d). \quad (4)$$

где k_{12} – константа скорости фотовозбуждения из S_0 в S_1 ; k_{21} и k_{21}^d – константы скорости излучательных (флуоресценция) и безызлучательных переходов $S_1 \rightarrow S_0$; k_{31} и k_{31}^d – константы скорости излучательных (фосфоресценция) и безызлучательных переходов $T_1 \rightarrow S_0$.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$y = C_1 e^{-\alpha_1 t} + C_2 e^{-\alpha_2 t} + y_0, \quad (5)$$

где постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются начальными условиями уравнения; α_1 , α_2 и y_0 – зависят от коэффициентов (2) - (4). На рис. 1 показана зависимость населенности первого возбужденного уровня от времени, для различных значений константы скорости k_{12} фотовозбуждения (параметры указаны на рисунке). Сразу же после включения фотовозбуждения наблюдается резкое нарастание, а затем относительно быстрый спад населенности к постоянному значению.

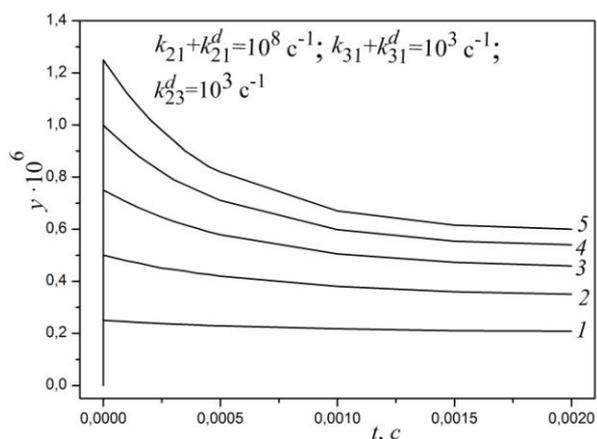


Рис. 1. Зависимость населенности S_1 состояния от времени
 $1 - k_{12} = 250 \text{ c}^{-1}$, $2 - k_{12} = 500 \text{ c}^{-1}$, $3 - k_{12} = 750 \text{ c}^{-1}$, $4 - k_{12} = 1000 \text{ c}^{-1}$, $5 - k_{12} = 1250 \text{ c}^{-1}$

Стационарные значения населенности определяются по формуле:

$$y_0 = \frac{c}{b} = \frac{k_{12}(k_{31} + k_{31}^d)}{k_{12}(k_{31} + k_{31}^d + k_{23}^d) + (k_{31} + k_{31}^d)(k_{21} + k_{21}^d + k_{23}^d)}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что при достаточно больших значениях плотности потока фотонов возбуждающего излучения (больших значениях величины k_{12}) наблюдается насыщение – населенность перестает зависеть от k_{12} . При этом стационарные значения населенности зависят от константы скорости интеркомбинационной конверсии k_{23}^d и параметра $k_{31} + k_{31}^d$, который определяет суммарную константу скорости дезактивации триплетного состояния. От этих параметров зависит время жизни триплетного состояния и квантовый выход интеркомбинационной конверсии. Так как интенсивность флуоресценции пропорциональна населенности первого возбужденного состояния, то она также будет определяться этими же параметрами. Поэтому, по нашему мнению, фединг флуоресценции можно использовать для определения данных параметров.

[1] Крук Н. Н. Методы определения квантового выхода образования триплетного состояния тетрапиррольных молекул / Н. Н. Крук // В кн.: Успехи химии порфиринов. – СПб.: НИИ химии СПбГУ. – 2007. – Т. 5. – С. 236.

[2] Avarmaa R. Fluorescence detection study of molecular triplet states in chlorophyll and related compounds / R. Avarmaa // Molecular Physics: An International Journal at the Interface Between Chemistry and Physics. – 1979. – V. 37. – Issue 2. – p. 441.

УДК 535.37+541.65+543.4

Н. Н. Крук, Д. В. Кленицкий

**АНАЛИЗ ХАРАКТЕРА НЕПЛОСКОСТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ
МАКРОЦИКЛА СВОБОДНЫХ ОСНОВАНИЙ КОРРОЛОВ**

*Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова, 13а,
220006 Минск, Беларусь*
m.kruk@belstu.by

Новые материалы, основанные на использовании особенностей фотофизических и физико-химических свойств корролов, интенсивно исследуются с целью использования их при разработке новых оптических сенсоров и оптоэлектронных устройств. В последние два десятилетия исследование корролов получило новый импульс в силу развития новых эффективных методов их синтеза. Как известно, в макроцикле корролов отсутствует один из атомов углерода в мезо-положении, вследствие чего два пиррольных фрагмента соединены непосредственно C_a-C_a связью. Это приводит к изменению контура π -сопряжения и характера альтернирования связей в макроцикле. В результате молекула свободного основания коррола содержит в ядре три протона, а не два, как молекулы свободных оснований порфиринов. Расстояние между протонами, присоединенными к атомам азота на противоположных пиррольных кольцах, оказывается близким к сумме их Ван-дер-Ваальсовских радиусов, что приводит к нарушению плоскостности макроцикла. Вместе с тем, уменьшение расстояния между парой соседних пиррольного и пирроленинового колец создает условия для формирования внутримолекулярной водородной связи, которая является фактором, способствующим планаризации макроцикла. Таким образом, молекулярная конформация макроцикла коррола определяется как результат одновременного воздействия нескольких факторов, вклад которых может изменяться как под влиянием внешних условий (физико-химические свойства микроокружения молекулы), так и в зависимости от молекулярной структуры коррола (типа периферического замещения).

В основе анализа неплоскостных искажений лежит расчет величины отклонений атомов от средней плоскости макроцикла, которая определяется как плоскость с наименьшим среднеквадратичным отклонением скелетных атомов макроцикла. Следовательно, результаты анализа будут зависеть от выбора этой плоскости. Для корролов выбор средней плоскости макроцикла затруднен, так как из-за асимметрии молекулы не все атомы макроцикла эквивалентны. Кроме этого, средняя плоскость макроцикла должна быть одной и той же для двух NH таутомеров, т.е. должна оставаться инвариантной при NH таутомеризации. В результате проведенного анализа молекулярной структуры двух NH таутомеров (T1 и T2) 5,10-мезитил-15-2,6-дихлоропиримидинил-коррола (AB₂ коррола), полученной в результате квантово-химических расчетов [1], было показано, что 7 атомов углерода C1, C4, C5, C6, C9, C16, C19 практически остаются в одной плоскости для двух таутомеров (нумерация согласно номенклатуре IUPAC). Поэтому в качестве средней плоскости макроцикла

использована плоскость, определяемая минимальными среднеквадратичными отклонениями атомов C1, C4, C5, C6, C9, C16, и C19 (7C плоскость).

Нами показано, что оба NH таутомера характеризуются неплоскостными искажениями волнообразного типа относительно средней плоскости макроцикла, амплитуды отклонений отдельных атомов макроцикла для них существенно различаются. В качестве меры неплоскостных искажений сокращенного макроцикла корролов, содержащего 23 скелетных атома, мы ввели величину Δ_{23} :

$$\Delta_{23} = \sqrt{\frac{1}{23} \sum_{i=1}^{23} \Delta z_i^2},$$

где Δz_i – отклонение i -го атома макроцикла от средней плоскости макроцикла. Анализ рассчитанных величин Δ_{23} показывает, что оба NH таутомера АВ₂ коррола обнаруживают одинаковые в пределах ошибки неплоскостные искажения (0,200 и 0,198 Å для таутомеров T1 и T2 соответственно). Подобный анализ выполнен для 5,10,15-фенил-18-нитро-коррола (А₃ коррола), для которого методами рентгеноструктурного анализа установлена молекулярная структура таутомера T1 [2]. Нами найдено небольшое увеличение величины $\Delta_{23} = 0,215$ Å. По нашему мнению, данное изменение величины Δ_{23} может быть объяснено различием во вращательной степени свободы арильных заместителей в *мезо*-положениях макроцикла у двух исследованных корролов. Действительно, в первом случае все заместители имеют объемные атомы (группы) в каждом *орто*-положении арильных колец (либо метильные группы, либо атомы хлора). Это препятствует свободному вращению заместителей. Во втором случае во всех *мезо*-положениях присоединены фенильные группы, у которых нет стерических ограничений для вращения, что позволяет молекуле коррола сформировать конформер с существенно меньшими двугранными углами между плоскостями фенильных групп и средней плоскостью макроцикла. Это согласуется с рассчитанными величинами двугранных углов для двух корролов. Таким образом, можно предложить, что степень непланарности макроцикла коррола зависит от типа заместителей в *мезо*-положении.

Нами обнаружена еще одна характерная черта молекулярной конформации NH таутомеров корролов, которая заключается в том, что асимметричный характер неплоскостных искажений макроцикла аналогичен асимметричному искажению макроцикла порфиринов, у которых объемные периферические заместители локализованы на одной половине макроцикла. Но молекула порфирина формирует конформер седлообразного типа, у которого все атомы азота остаются в средней плоскости макроцикла. А в случае корролов атомы азота трех пиррольных колец находятся вне средней плоскости макроцикла по одну сторону от нее. В результате формируется волнообразно искаженная молекулярная структура макроцикла. Следует отметить, что направление данного волнообразного искажения остается неизменным при NH таутомеризации.

- [1] Beenken, W. Molecular Structures and Absorption Spectra Assignment of Corrole NH tautomers / W. Beenken, [et al] // Journal of Physical Chemistry A. – 2014. – V. 118. – №3. – P. 862.
- [2] Paolesse, R. β -Nitro-5,10,15-tritolyllcorroles / R. Paolesse [et al.] // Inorganic Chemistry. – 2012. – V. 518. – P. 6928.

УДК 621.3.038.825.2

Барашкова М.Б.¹, Горбаченя К.Н.¹, Ясюкевич А.С.¹, Кисель В.Э.¹,
Курильчик С.В.¹, Кулешов Н.В.¹, Павлюк А.А.²

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛА КАЛИЙ ИТТРИЕВОГО ВОЛЬФРАМАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНА ЭРБИЯ

¹НИЦ Оптических материалов и технологий, Белорусский национальный технический университет, пр-т Независимости 65, Минск, Республика Беларусь, 220013

marsha.barashkova@gmail.com

²Институт неорганической химии имени А. В. Николаева СО Российской академии наук, пр-т Академика Лаврентьева 3, Новосибирск, Россия, 630090

niic@niic.nsc.ru

Эрбиевые лазеры являются условно безопасными для зрения и находят многочисленные применения в системах оптической локации и дальнометрии. В последнее время для эрбиевых сред находит все большее применение накачка в области около 1.5 мкм (так называемая резонансная накачка). В этом случае осуществляется прямое возбуждение ионов Er^{3+} непосредственно на верхний лазерный уровень $^4\text{I}_{13/2}$. Данный подход позволяет существенно снизить тепловыделение в активной среде.

Целью данной работы является исследование спектроскопических и лазерных характеристик кристаллов $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ с концентрациями ионов Er^{3+} (1% и 2%).

Были проведены измерения спектров поглощения в поляризованном свете. На основе полученных измерений, были рассчитаны поперечные сечения поглощения (рис.1) и стимулированного испускания кристалла $\text{Er}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (рис.2).

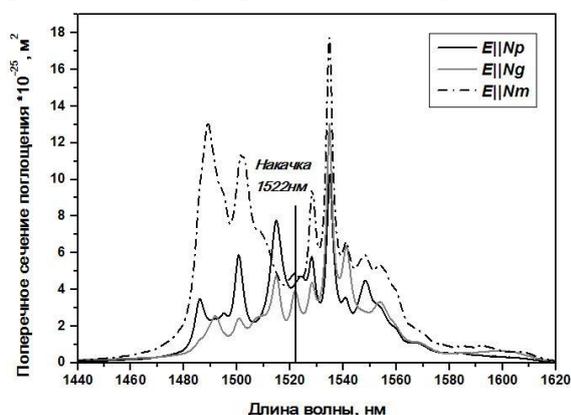


Рис.1. Спектры поперечных сечений поглощения кристалла $\text{Er}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в поляризованном свете

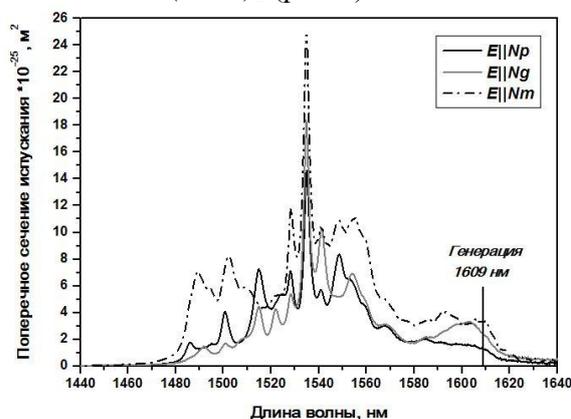


Рис.2. Спектры поперечных сечений вынужденного излучения кристалла $\text{Er}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в поляризованном свете

В качестве источника резонансной накачки $\text{Er}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ лазеров использовался $\text{Er}, \text{Yb}:\text{YAB}$ лазер [1]. Максимальная выходная мощность составила 1 Вт на длине волны 1522 нм.

Для оценки параметров фокусировки излучения накачки и моды резонатора было проведено моделирование непрерывного режима генерации $\text{Er}:\text{KYW}$ лазера с резонансной накачкой в рамках системы балансных уравнений [2]. По результатам моделирования определены оптимальные в отношении достижения выходной

мощности лазера значения перетяжек излучения накачки и генерации. Для обоих кристаллов эти значения составили 40-45 мкм.

Лазерные эксперименты в непрерывном режиме генерации проводились в трёхзеркальном резонаторе, схема которого приведена на рисунке 3.

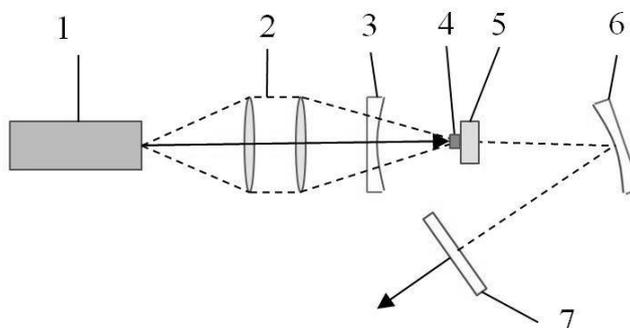


Рис.3. Схема экспериментальной установки для исследования генерационных характеристик лазера на кристалле $Er:KY(WO_4)_2$ с резонансной накачкой

1 – лазер на кристалле $Er,Yb:GdAB$ с диодной накачкой; 2 – фокусирующая система линз; 3,6 – сферические зеркала; 4 – активный элемент; 5 – медный теплоотвод; 7 – плоское выходное зеркало

Основные генерационные характеристики кристалла $Er:KY(WO_4)_2$ в условиях резонансной накачки в спектральной области 1.5 мкм приведены в таблице.

Таблица – Результаты лазерных экспериментов с кристаллом $Er:KY(WO_4)_2$

$Er(1\%):KY(WO_4)_2$					$Er(2\%):KY(WO_4)_2$				
T, %	$\lambda_{ген}$, нм	$P_{пор}$, мВт	$\eta_{диф}$, %	$P_{вых.макс}$, мВт	T, %	$\lambda_{ген}$, нм	$P_{пор}$, мВт	$\eta_{диф}$, %	$P_{вых.макс}$, мВт
1	1609	101	25	74	1	1609	190	20	27
2		155	40	110	2		210	36	47
3		167	28	73	3		215	32	42

Полученные результаты показывают, что кристалл $KY(WO_4)_2$, активированный 1% Er^{3+} , имеет дифференциальную эффективность и выходную мощность выше, чем кристалл $Er(2\%):KYW$. Это не согласуется с результатами моделирования, так как расчеты показывают большие значения выходной мощности для второго кристалла. Такое несоответствие мы связываем с влиянием ап-конверсии при увеличении концентрации ионов эрбия. При проведении лазерных экспериментов с кристаллом $Er(2\%):KYW$ наблюдалось интенсивное зеленое свечение (переход $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$), которое отсутствовало при работе лазера на основе $Er(1\%):KYW$.

В результате выполнения работы проведено исследование спектральных и генерационных характеристик $Er:KYW$ лазера при резонансной накачке в спектральной области 1.5 мкм. Была получена лазерная генерация в кристалле $Er(1am. \%):KY(WO_4)_2$ и $Er(2am. \%):KY(WO_4)_2$ в непрерывном режиме работы лазера на длине волны 1609 нм с выходной мощностью 110 мВт и дифференциальным КПД – 40%.

1. Tolstik N. A. et al. Efficient 1 W continuous-wave diode-pumped Er, Yb: $YAl_3(BO_3)_4$ laser //Optics letters. – 2007. – Т. 32. – №. 22. – С. 3233-3235.
2. McCumber D. E. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra //Physical Review. – 1964. – Т. 136. – №. 4A. – С. A954.

УДК 621.315.592

Х. Сохраби Анараки¹, Н. В. Гапоненко¹, А. И. Кулак², Т. Ф. Райченко³, С. А. Тихомиров³

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ ПЛЕНОК ТИТАНАТА СТРОНЦИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
П. Бровки, 6, 220013, Минск, Беларусь
nik@nano.bsuir.edu.by

²Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, Сурганова 9/1, 220072,
Минск, Беларусь

³Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68,
220072, г. Минск, Беларусь

Титанат стронция является широкозонным полупроводником, который представляет интерес для электронной техники благодаря высокой диэлектрической проницаемости, отрицательной нелинейной зависимости емкости от напряжения, переключению сопротивления из высокоомного состояния в низкоомное и фотопроводимости. Пленки титаната стронция могут быть сформированы на подложках из кремния и диоксида кремния (кварца), для чего используются методы молекулярно-лучевой эпитаксии, осаждение из жидкой фазы, лазерная абляция, магнетронное распыление и золь-гель метод [1-5]. Золь-гель метод, как известно, обладает низкой себестоимостью. Оптические и электрофизические свойства пленок зависят в первую очередь от используемой технологии, толщины и температуры термообработки.

В данной работе приведены оптические спектры пропускания пленок титаната стронция, приготовленные золь-гель методом, и на основании их анализа определена ширина запрещенной зоны в зависимости от числа слоев, составляющих пленку, и температуры термообработки.

Пленки титаната стронция формировали на кварцевых подложках золь-гель методом по методике наших предыдущих работ с использованием центрифугирования со скоростью 2700 мин⁻¹ золь на основе тетраизопророксида титана, ацетата стронция Sr(CH₃COO)₂, уксусной кислоты, монометилового эфира этиленгликоля и ацетона [3]. Для приготовления пленок после центрифугирования сначала проводилась сушка первого слоя, после чего наносились последующие слои с сушкой каждого слоя. Затем следовала заключительная термообработка образцов при температурах 400-750°C. Для измерения ширины запрещенной зоны исследовали спектры пропускания сформированных пленок (рис 1). На рисунке 1 приведены спектры, полученные для двух образцов, содержащие 1 и 5 слоев, прошедшие последовательно термообработку. Толщина однослойной пленки составляет около 50 нм, пятислойной - 220 нм.

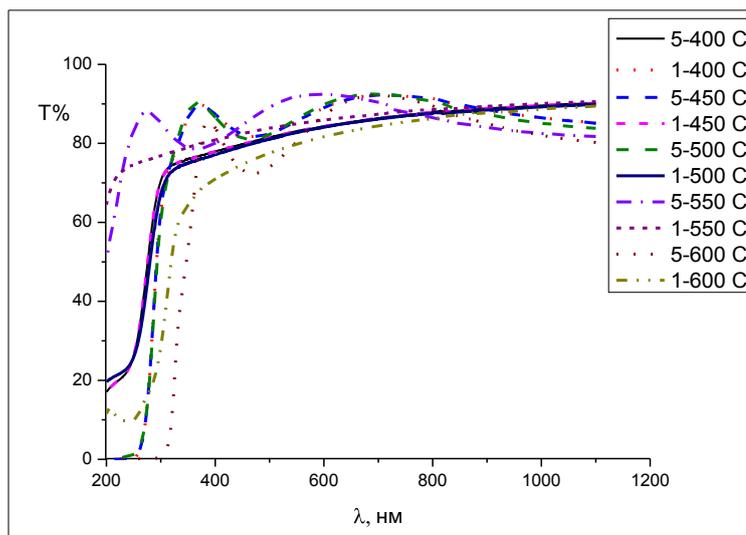


Рис. 1. Спектры пропускания однослойных и пятислойных пленок титаната стронция на кварце после отжига при температурах 400 – 600 °С. На вставке символами (1) и (5) обозначены кривые, относящиеся к однослойным и пятислойным пленкам соответственно

С использованием соотношения $(\alpha h\nu)^2 = C(h\nu - E_g)$, связывающего коэффициент оптического поглощения (α) с энергией квантов ($h\nu$) из полученных спектров пропускания была определена ширина запрещенной зоны (E_g) пленок титаната стронция. Согласно полученным спектрам пропускания (рисунок 1), значение ширины запрещенной зоны для пленок титаната стронция после отжига в диапазоне температур 400-600 °С изменяется от 4,33 до 3,86 эВ. Для других образцов, подвергнутых термообработке при температуре 750 °С ширина запрещенной зоны составляет 3,57 эВ для трехслойной и 3,77 эВ для пятислойной пленки соответственно. Полученные данные представляют интерес для формирования гетероструктур с перспективой применения в качестве детекторов излучения, фотокатализаторов и др.

- [1] Hofman W. Dopant influence on dielectric losses, leakage behavior, and resistance degradation of SrTiO₃ thin films / W. Hofman, S. Hoffmann, R. Waser // Thin solid Films. – 1997. – Vol. 305. – P. 66–73.
- [2] Tang M. H. Bipolar and unipolar resistive switching behaviors of sol–gel-derived SrTiO₃ thin films with different compliance currents / M. H. Tang, Z. P. Wang, J. C. Li, Z. Q. Zeng, X. L. Xu, G. Y. Wang, L. B. Zhang, Y. G. Xiao, S. B. Yang, B. Jiang, J. He // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 26. – P. 075019 (1–4).
- [3] Сохраби Анараки Х. Синтез пленок титаната стронция золь-гель методом и перспективы их применения в электронной технике / Х. Сохраби Анараки, Н.В. Гапоненко, М.А. Руденко, А.Ф. Гук, С.М. Завадский, Д.А. Голосов, Б.С. Колосницын, В.В. Колос, А.Н. Петлицкий, А.С. Турцевич // ФТП. – 2014. – Т. 48(12). – С. 140–142.
- [4] Сохраби Анараки Х. Низкоомные и высокоомные состояния в пленках титаната стронция, сформированных золь-гель методом / Х. Сохраби Анараки, Н.В. Гапоненко, В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин, В.В. Колос, А.Н. Петлицкий, В.А. Иванов // ФТТ. – 2015. – Т. 57, № 10. – С. 1977–1980.
- [5] Сохраби Анараки Х. Фототок в ксерогелях титаната стронция / Х. Сохраби Анараки, Н.В. Гапоненко, В.А. Иванов // ЖПС. – 2015. – Т. 82, № 5. – С. 799–802.

УДК 542.42; 546.791

Д.С. Умрейко, А.П. Зажогин, А.И. Комяк

**ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА ПРОЦЕССЫ
ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ УРАНА
ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В РАСТВОРАХ
УРАНИЛПЕРХЛОРОТА В АЦЕТОНЕ**

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: zajogin_an@mail.ru

В работе [1] было показано, что модельные жидкие радиоактивные органические отходы (ЖРОО), содержащие кетонные растворители (ацетон) и уранил могут, при оптическом облучении в области 400-420 нм, переведены в желеобразные, содержащие продукты поликонденсации кетонов и уран в различных валентных состояниях. Ионы уранила могут служить на свету либо окислителями, либо сенсibilизаторами реакции окисления другими окислителями, в частности молекулярным кислородом (автоокисление). В связи с наложением этих двух явлений результаты фотохимических исследований в случае наличия доступа воздуха к системе могут быть разнообразными.

Для исследования влияния кислорода воздуха и физико-химических свойств растворов на процессы фотохимического образования комплексов урана нами были использованы спектры электронного поглощения. В качестве объектов исследования нами были выбраны растворы уранилперхлората в ацетоне с добавлением нитрата кальция (2,5 мл 0,45 М УПХА + 125 мкл раствора $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ (2М) в ацетоне).

Регистрация спектров электронного поглощения в области 335-1000 нм осуществлялась на автоматическом спектрофотометре ПВА (производитель СП «Солар ТИИ»).

Облучение проводилось в герметичных кюветах с доступом воздуха (в), с ограниченным доступом воздуха (пг) и без доступа (г). Совместные результаты для сравнения для всех исследованных систем представлены на рис. 1.

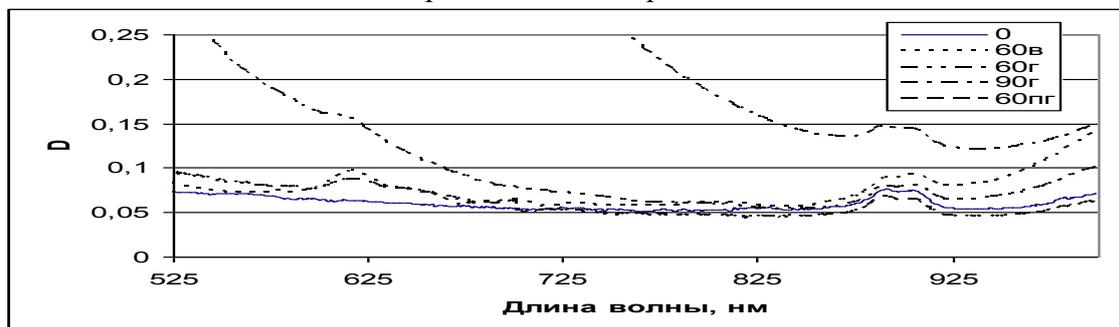


Рис. 1. Спектры поглощения комплексов урана переменной валентности в различных растворах: 60в и 60пг – с доступом воздуха; 60г и 90г – без доступа воздуха (время облучения в мин)

Сравнение спектров свидетельствует о различии видов образующихся комплексов четырех- и пятивалентного урана и их координационного окружения. Видно, что в системах с доступом кислорода воздуха при облучении в области 625-650 нм появляются

новые полосы, принадлежащие комплексам четырех и пятивалентного урана, а около 900 нм обнаруживается поглощение комплексов трехвалентного урана.

В системах без доступа воздуха слабая полоса 625 нм при облучении в течение 60 мин появляется на фоне сильного увеличения поглощения продуктами поликонденсации ацетона. В дальнейшем (90 мин), на фоне сильного поглощения света продуктами поликонденсации, она практически не наблюдается.

Результаты настоящих исследований можно объяснить следующим образом. Характерной особенностью реакций ионов уранила с органическими соединениями на свету является очевидное сочетание процесса прямого фотохимического окисления органических соединений ионами уранила с сенсibilизированным разложением органического соединения при котором ионы U(VI) остаются без изменений [2, 3]. Можно предположить, что в реакциях такого типа возбужденные светом ионы уранила окисляют одну часть органической молекулы, а затем снова окисляются другой ее частью до U(VI). Таким образом, ионы уранила выступают как катализаторы дисмутации, активируемой светом. Реакции обоих типов могут иметь место в отсутствие кислорода. В присутствии же последнего становится возможной реакция третьего типа – сенсibilизированное автоокисление органического восстановителя и сопутствующее восстановление U(VI) до U(V) и U(IV).

При восстановлении UO_2^{2+} в неводных средах, где, как правило не содержится лабильных протонов, комплекс UO_2^+ может сохраняться так, в [4] на примере уранилнитрата исследованы полярографические характеристики восстановления U(VI) → U(V) и связь их с некоторыми свойствами органических растворителей. Авторами [2] показано, что по величине $2,303 RT/\alpha F$ (α – число электронов, принимающих участие в электродной реакции, F – число Фарадея, R – газовая постоянная) можно судить о процессе восстановления урана в формамиде и диметилсульфоксиде (ДМСО). В этом случае упомянутая реакция обратима и $\alpha = 1$, что соответствует одноэлектронному процессу. В других растворителях (ацетонитриле, метаноле, этаноле, ацетоне) величина α несколько меньше 1, что связано с некоторой необратимостью, более отчетливо выраженной для процесса восстановления в ацетоне.

В заключение отметим, что введение дополнительно к основному электролиту небольших содержаний электролитов иной природы, по-видимому, позволит влиять на изменение фотохимических свойств системы более тонким смещением равновесия в нужном направлении, что, в свою очередь, может отразиться на расширении возможностей утилизации ЖРОО.

- [1] Зажогин А.П. Фотопреобразование и фотокаталитическая активность уранила в ацетоновых растворах. / А.П. Зажогин, А.А. Зажогин, А.И. Комяк, Д.С. Умрейко. // Журн. прикл. спектр. - 2007. - Т. 74, № 5. - С. 565–568.
- [2] Бучаченко А. Л. Фотохимия уранила: спиновая селективность и магнитные эффекты. /А. Л. Бучаченко, И. В. Худяков. // Усп. хим. - 1991. - Т. 60 №6. - С. 1105–1127.
- [3] Е. Рабинович, Р. Белфорд. Спектроскопия и фотохимия соединений уранила. М.: Атомиздат. - 1968. - С. 218-316.
- [4] Каневский, Е. А. Полярографическое восстановление урана (VI) в органических растворителях. / Е. А. Каневский, Б. В. Ренгович, Г. Р. Павловская // Радиохимия. – 1975. – Т. 17, № 4. – С. 534-535.

УДК 535.343+535.375.5

С.М. Качан,¹ А.Ю. Панарин,² П. Мойзес,³ С.Н. Терехов²**Настройка поверхностного плазмонного резонанса для максимального усиления сигнала ГКР серебряными наноструктурами на подложках анодного оксида алюминия**

¹ *Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь*
smkachan@gmail.com

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072*
Минск, Беларусь

a.panarin@ifanbel.bas-net.by

³ *Институт физики, Карлов Университет, Прага, Чешская Республика*

Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) характеризуется высокой чувствительностью и информативностью, что открывает широкие возможности использования данного метода в аналитической химии, биомедицине, мониторинге окружающей среды [1]. Эффективное усиление сигнала КР реализуется для молекул, расположенных вблизи поверхности металлических наноструктур преимущественно благородных металлов, так называемых ГКР-активных субстратов. При поглощении наночастицами металла света возбуждается локализованный поверхностный плазмонный резонанс (ППР), в результате чего появляются локальные области с чрезвычайно высоким уровнем электромагнитного поля.

Контроль усиления ГКР плазмонными наноструктурами представляет большой интерес с точки зрения практического применения данного спектрального метода. В этой связи важным является установление корреляции между частотой ППР, длиной волны возбуждения и интенсивностью сигнала ГКР. Эта задача является достаточно сложной, поскольку характеристики ППР зависят от целого ряда факторов, таких как природа металла, размер и форма наночастиц, их концентрация и топология наноструктуры, определяющие характер взаимодействия наночастиц, и др. Для установления взаимосвязи между ППР и эффективностью усиления ГКР используются два основных подхода [2]: первый заключается в настройке частоты плазмонного резонанса при постоянной длине волны возбуждения; во втором длина волны возбуждающего излучения изменяется, в то время как частота ППР остается фиксированной.

Целью данной работы являлась оптимизация усиления сигнала ГКР серебряными наноструктурами на поверхности анодного оксида алюминия (Ag-АОА) с использованием первого подхода. Металлизированные нанокомпозиты на основе АОА часто используются в качестве ГКР-активных субстратов. Недавно нами было показано, что серебряные наноструктуры, сформированные на подложках АОА путем термического вакуумного напыления обладают высоким уровнем усиления сигнала ГКР и при этом характеризуются хорошей воспроизводимостью и низкой стоимостью изготовления [3].

В настоящей работе изменение спектрального положения ППР для Ag-АОА осуществлялась путем вариации массовой толщины h слоя серебра (в диапазоне 15 –

150 нм), осажденного методом вакуумного напыления на поверхность АОА. Для полученных таким образом образцов исследовалось влияние изменения параметра h на спектры экстинкции и ГКР-активность. В качестве анализа использовался водорастворимый катионный Cu(II)-тетраakis(4-N-метилпиридил) порфирин (CuTMpyP4), адсорбированный на подложках Ag-АОА.

Была обнаружена немонотонная зависимость усиления сигнала ГКР от толщины слоя серебра на поверхности АОА: при возбуждении на длине волны 441.6 нм для интенсивностей линий ГКР CuTMpyP4 наблюдались максимумы при адсорбции порфирина на поверхности образцов с толщиной серебряного покрытия 15 и 120 нм. Сравнительный анализ данных ГКР со спектрами экстинкции показал, что эффективность усиления ГКР возрастает с уменьшением разности между частотой возбуждения и максимумом полосы ППР.

Для объяснения немонотонной зависимости усиления ГКР от толщины слоя Ag было теоретически проанализировано влияние топологических изменений наноструктур Ag-АОА на трансформацию полос ППР в спектрах экстинкции соответствующих образцов. Расчет спектров экстинкции плотноупакованных слоев металлических наночастиц проводился в квазикристаллическом приближении статистической теории многократного рассеяния волн [4]. Посредством деконволюции спектров на отдельные лоренцианы были идентифицированы делокализованные и локализованные моды ППР, включая высшие порядки. Установлено, что оптимальные условия усиления ГКР на образцах Ag-АОА реализуются при согласовании частоты возбуждения спектра ГКР с частотой наиболее интенсивной коллективной моды ППР, обладающей нерадиационным характером распада при данных параметрах серебряной наноструктуры.

Таким образом, при выборе оптимальных условий для наиболее эффективного ГКР необходимо согласовывать частоту интенсивных коллективных нерадиационных ППР мод металлической наноструктуры с частотой возбуждения. При этом мы демонстрируем возможность частотной перестройки соответствующих мод путем вариации размера и концентрации наночастиц в слое серебряного покрытия. Полученные результаты могут быть использованы для разработки высокочувствительных практических приложений ГКР.

Работа выполнена в рамках задания ГПНИ “Электроника и фотоника 2.3.06” и the Czech Science Foundation (P208/10/0941).

- [1] Aroca R. Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy. / R. Aroca. Chichester: J. Wiley, 2006. – 260 p.
- [2] Guillot N. The electromagnetic effect in surface enhanced Raman scattering: Enhancement optimization using precisely controlled nanostructures. / N. Guillot, M. Lamy de la Chapelle // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 2012. – V. 113. – P. 2321-2333.
- [3] A comparative study of surface-enhanced Raman scattering from silver-coated anodic aluminum oxide and porous silicon / S.N. Terekhov [et al.] // J. Raman Spectrosc. – 2011. – V. 42. – P. 12-20.
- [4] Kachan S. M. Spectral properties of close-packed monolayers consisting of metal nanospheres/ S. M. Kachan and A. N. Ponyavina // J. of Phys. Cond. Matter. – 2002. – V.14. —P.103-111.

УДК 535.4; 53.5

В. В. Шепелевич¹, А. В. Макаревич¹, П.И. Ропот², С.М. Шандаров³

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ
ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ ОТ ТОЛЩИНЫ
КРИСТАЛЛА СИЛИКОСИЛЕНИТА ВИСМУТА**

¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь

vasshep@inbox.ru

²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь

p.ropot@dragon.bas-net.by

³Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
пр. Ленина, 40, 634034 Томск, Россия

stanislavshandarov@gmail.com

Голограммы, записанные в фоторефрактивных кристаллах, находят применение в различных областях (см., например, [1, 2]). Известно, что *дифракционная эффективность* таких голограмм зависит, в частности, от пространственной ориентации кристалла относительно плоскости взаимодействия записывающих световых пучков, от поляризации этих пучков, а также от толщины фоторефрактивного образца. Наименее изученным на сегодняшний день остаётся вопрос об экспериментальном исследовании зависимости *дифракционной эффективности* голограмм от толщины используемого для их записи кристаллического образца.

Для проведения такого исследования нами применялась трапециевидная геометрия перекрытия в кристалле световых пучков с плоским волновым фронтом, предложенная в работах [3, 4], где была показана возможность теоретического и экспериментального изучения зависимости *двухволнового взаимодействия* от толщины кристаллов силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с фиксированными толщинами 2 мм и 10 мм соответственно. Однако изучение *перекачки энергии* в [3, 4] осуществлялось лишь для двух пространственных ориентаций кристаллов, при которых открытый в 1986 году (см. [1]) 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 ($\vec{K} \perp [001]$). В частности, в [3, 4] использовались кристаллы срезов $(\bar{1}10)$ и $(1\bar{1}0)$.

Ниже (см. рисунок) мы представляем результаты экспериментального исследования зависимости *дифракционной эффективности* η голограмм от ориентационного угла θ и *эффективной толщины* d кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ для двух азимутов линейной поляризации считывающего пучка $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$, а также проводим теоретическую интерпретацию экспериментальных данных с учетом ПЭФ [1, 2]. Толщина использованного образца составляла 8 мм. Все условия и методика проведения эксперимента, представлены в работе [5].

Как видно из рисунка теоретические зависимости $\eta(\theta, d)$, учитывающие ПЭФ, имеют хорошее качественное и количественное соответствие с экспериментальными данными, что подтверждает правильность теоретической модели для описания процессов дифракции света на голографических решетках в исследованном кристалле.

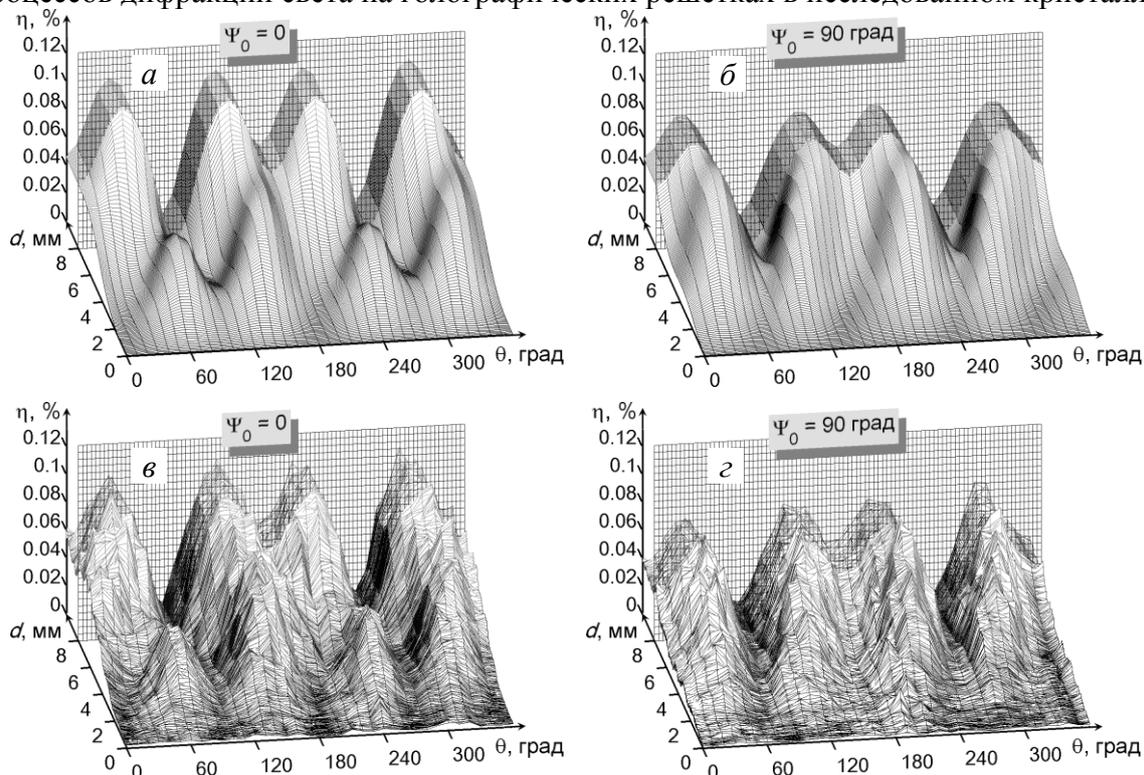


Рис. Зависимость дифракционной эффективности η голограмм, записанных в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ от ориентационного угла θ и эффективной толщины кристалла d : а и б – теоретические зависимости $\eta(\theta, d)$ с учетом ПЭФ; в и г – экспериментальные зависимости $\eta(\theta, d)$

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 2.2.18 Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника») и БРФФИ (проект Ф15-154), а также Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части Госзадания на 2015 год.

- [1] Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах: монография / С.М. Шандаров [и др.]. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.
- [2] Шепелевич, В.В. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах: монография / В.В. Шепелевич. – Минск: Изд. центр БГУ, 2012. – 254 с.
- [3] Dynamic holography with none plane waves in sillenites / E. Shamonina [et al.] // Opt. Quant. Electron. – 1996. – Vol. 28. – P. 25–42.
- [4] Optical activity in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / E. Shamonina [et al.] // Opt. Comm. – 1998. – Vol. 146. – P. 62–68.
- [5] Экспериментальное исследование ориентационной зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм от толщины кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / А.В. Макаревич [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41, № 19. – С. 46–54.

УДК 535.42

Ю.Ю.Адамович, Е.А.Мельникова, А.Л.Толстик

**УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОВО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
ЭЛЕМЕНТОВ***Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,**Беларусь*ylia_adamovich@mail.ru

Разработка оптоэлектронных устройств, позволяющих изменять фазовую и пространственно-поляризационную структуру светового пучка, является одним из перспективных направлений применения жидкокристаллических (ЖК) элементов. Сфера их использования существенно расширилась после разработки новых технологий создания в объеме жидкого кристалла доменов с различными ориентациями директора, позволяющими формировать световые поля с необходимыми фазово-поляризационными характеристиками.

В представленной работе для этой цели использовалась технология создания многодоменных ЖК ориентированных слоев на основе фотоориентации нематических жидких кристаллов с использованием специально разработанного фотополимерного ориентанта. Фотополимер наносился на стеклянные подложки, покрытые прозрачным токопроводящим слоем окиси индия. Под действием поляризованного УФ излучения в объеме фотополимерного материала и на его поверхности наводилась оптическая анизотропия, в результате чего поверхность приобретала свойства ЖК ориентанта. Для задания необходимого направления ориентации жидкого кристалла производилось натирание обоих слоев в перпендикулярных направлениях с дальнейшим экспонированием слоев неполяризованным УФ излучением. Один из слоев засвечивался через предварительно рассчитанную маску-транспарант на кварцевом стекле, представляющую собой классическую дифракционную решетку либо более сложную дифракционную структуру. Слои полимера ориентировали молекулы жидкого кристалла таким образом, чтобы в нем формировалась модулированная твист-структура и необходимая анизотропия показателя преломления. Выбор такой топологии ЖК элемента объясняется существенной зависимостью дифракционной эффективности от типа ЖК структуры. При одинаковом направлении директора жидкого кристалла в засвеченной области фотополимера на штрихах ориентирующей решетки и поверхности второй подложки межмолекулярные взаимодействия приводят к частичной ориентации молекул и в промежутках между штрихами. В объеме среды формируется частично ориентированная ЖК структура со сравнительно небольшой пространственной модуляцией директора ЖК слоя. В то же время, при формировании закрученной структуры конкуренция влияния на молекулы жидкого кристалла ориентантов обеих подложек приводит к созданию в объеме среды пространственно модулированной твист-структуры, которая отвечает заметно большей глубине модуляции показателя преломления ЖК слоя [1,2]. Экспериментально была измерена

зависимость дифракционной эффективности от напряжения и показано, что существует оптимальное напряжение (порядка несколько вольт), которое зависит от толщины ЖК ячейки и при котором дифракционная эффективность ЖК элемента может достигать ~ 30 %, что близко к предельному значению для тонких фазовых голограмм.

При исследовании поляризационных характеристик дифракционных ЖК решеток было обнаружено, что поляризация излучения, дифрагировавшего в четные и нечетные порядки, ортогональна, причем соотношение интенсивностей дифрагированных пучков зависит не только от подаваемого электрического напряжения, но и от поляризации падающего светового пучка. Такая закономерность является характерной для дифракции света на анизотропных решетках.

На основе проведенных исследований также был разработан и создан ряд оптических элементов для управления пространственно-поляризационными и фазовыми характеристиками световых пучков. В случае, если одна подложка с фотоориентантом засвечивается линейно поляризованным светом, а вторая разбита на сектора, в каждом из которых направление засветки меняется по кругу или отвечает направлению к центру пучка, то при засветке такой структуры линейно поляризованным светом на выходе получаем излучение с азимутальной или радиальной поляризацией.

Для создания элементов, формирующих сингулярные оптические пучки, нами использована амплитудная маска-транспарант на кварцевом стекле, через которую производилось экспонирование одного из слоев ориентирующего фотополимера. Профиль транспаранта был рассчитан заранее и представлял собой картину интерференции пучка с плоским волновым фронтом и сингулярного светового пучка с заданным топологическим зарядом. Анализ зависимости дифракционной эффективности от приложенного электрического напряжения показал, что для ЖК элемента, формирующего сингулярный пучок, также существует оптимальное напряжение ~ 2 В при толщине ячейки 20 мкм, при котором дифракционная эффективность близка к 20%.

Таким образом, в представленной работе продемонстрированы возможности использования электрически управляемых ЖК элементов для формирования световых пучков с заданной фазово-поляризационной структурой. Экспериментально подтверждена работоспособность схемы электрического управления дифрагированными пучками, схемы формирования световых пучков с азимутальной или радиальной поляризациями, а также сингулярных пучков с различными топологическими зарядами. Указанные схемы представляют практический интерес при разработке систем формирования световых пучков с заданными пространственно-поляризационными и фазовыми характеристиками, используемыми в разнообразных лазерно-оптических устройствах, включая лазерные пинцеты, системы контроля фазовых неоднородностей, диагностики турбулентности и т.д.

- [1] Kazak A.A. Controlling light fields by means of liquid-crystal diffraction elements / Kazak A.A., Tolstik A.L., Melnikova E.A. // *Journal of Optical Technology*. – 2010. – V. 77, No. 7. – P. 72 – 74.
- [2] Kazak A.A. Operation with laser radiation by using of liquid crystal elements / Kazak A.A., Melnikova E.A., Tolstik A.L., Komar A.A. // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. – 2013. – V. 16, No. 3. – P. 302 – 308.

УДК 535.4; 53.5

А. В. Макаревич¹, В. В. Шепелевич¹, С.М. Шандаров²

**ВЛИЯНИЕ УГЛА БРЭГГА НА ПОЛЯРИЗАЦИОННО ОПТИМИЗИРОВАННЫЕ
ЗНАЧЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СМЕШАННЫХ
ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНОСИЛЛЕНИТА
ВИСМУТА**

¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь

vasshep@inbox.ru

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
пр. Ленина, 40, 634034 Томск, Россия

stanislavshandarov@gmail.com

В работе [1] было показано, что для удовлетворительной теоретической интерпретации экспериментальных данных, получаемых при исследовании ориентационной зависимости дифракционной эффективности голограмм в кристалле титаносилленита висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, необходимо принимать во внимание вклад в дифракционную эффективность не только *фазовой*, но и *амплитудной* составляющей *смешанной* голографической решетки. На основании полученных результатов была проведена теоретическая оптимизация процесса восстановления голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ исследованного среза за счет выбора азимута линейной поляризации $\Psi_{0\eta}^{\max}$ считывающего пучка, при котором для фиксированных значений ориентационного угла кристалла θ и угла Брэгга φ_0 (вне кристалла), достигается максимальное (поляризационно оптимизированное) значение дифракционной эффективности голограммы $\eta_{\Psi_0}^{\max}$. Толщина кристалла выбиралась равной 5 мм.

Теоретический анализ проводился на основании системы линейных дифференциальных уравнений связанных волн, параметров кристалла и условий считывания голограммы (выбор направлений отсчета ориентационного угла кристалла и азимута линейной поляризации пучков) из [1]. Также для такого рода расчетов использовались значения концентрации акцепторов N_t и статической диэлектрической проницаемости ϵ_{st} кристалла из [2] при температуре, равной 293 К. Оптическая активность учитывалась при записи и считывании голограммы [3]. Принимались во внимание также френелевские отражения считывающего пучка R на лицевой и дифрагированного пучка S' на тыльной гранях кристалла. Дифракционная эффективность голограммы определялась как $\eta = I_{S'}/I_R \times 100\%$, где I_R и $I_{S'}$ – соответствующие интенсивности пучка R на входе в кристалл и пучка S' на выходе из кристалла. Отношение интенсивностей световых пучков $I_{S'}/I_R$ при записи голограммы выбиралось равным 1/10. Полученные зависимости $\eta_{\Psi_0}^{\max}(\theta, \varphi_0)$ и соответствующие им значения $\Psi_{0\eta}^{\max}(\theta, \varphi_0)$ для случаев чисто *фазовых* и *смешанных* голограмм, представлены на рисунке.

Из рисунка видно, что в случаях чисто *фазовых* (рисунки *a* и *a'*) и *смешанных* голограмм рисунки (*б* и *б'*) указанные зависимости имеют качественное и количественное различия, что должно быть принято во внимание при оптимизации условий считывания голографических решеток в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

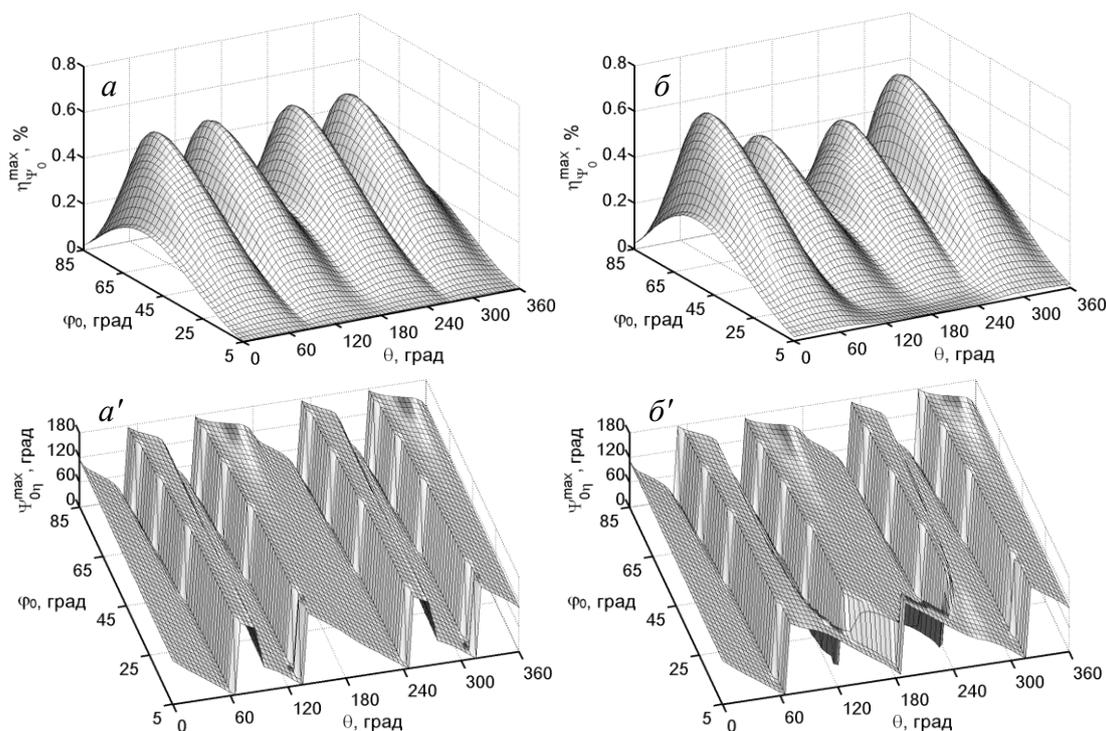


Рис. Зависимости максимальных значений дифракционной эффективности $\eta_{\Psi_0}^{\max}$ голограмм и соответствующих значений азимута линейной поляризации считывающего пучка $\Psi_{0\eta}^{\max}$ от ориентационного угла кристалла θ и угла Брэгга φ_0 вне кристалла: *a* и *a'* – в случае чисто *фазовых* голограмм; *б* и *б'* – в случае *смешанных* голограмм

При этом монотонное убывание значений дифракционной эффективности голограмм на рисунках *a* и *б* при угле Брэгга вне кристалла φ_0 , превышающем приблизительно 66° , обусловлено сравнительно большими френелевскими отражениями считывающего и дифрагированного пучков на гранях кристалла.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 2.2.18 Государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника») и БРФФИ (проект Ф15-154), а также Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части Госзадания на 2015 год.

- [1] Шепелевич, В.В. Смешанные пропускающие голограммы в фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / В.В. Шепелевич, А.В. Макаревич, С.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 22. – С. 83–89.
- [2] Optical activity in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / E. Shamonina [et al.] // Opt. Comm. – 1998. – Vol. 146. – P. 62–68.
- [3] Шепелевич, В.В. К процессу формирования голографических решеток в плоскопараллельном гиротропном слое / В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1983. – Т. 54. – № 5. – С. 1064–1071.

УДК 621.382: 535.376

В. М. Стецик, В. С. Пунтус, Б. А. Оразов, В. К. Кононенко

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И МОЩНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОДИОДОВ EPISTAR

Белорусский государственный университет, ул. Курчатова, 5, 220064 Минск, Беларусь
vklavik@gmail.com

В работе была измерена спектральная характеристика белого светодиода типа Epistar тайванской фирмы. Светодиоды, состоят на базе синего светодиода GaInN-GaN, покрытого желтым люминофором типа Lumiramic YAG: Ce³⁺. Типичные излучатели достигают световой мощности до 10 Вт, светоотдача составляет порядка 150 лм/Вт. Структура светодиодов соответствует разработанному дизайну флип-чип, используемому для широкоприменяемых белых светодиодов типа Cree и Rebel [1].

Измерения мощностных и спектральных характеристик светодиодов проводились при увеличении силы тока накачки от 100 до 500 мА. При этом наблюдался небольшой, довольно малый сдвиг максимума свечения голубой части спектра в коротковолновую область от 440 до 437 нм.

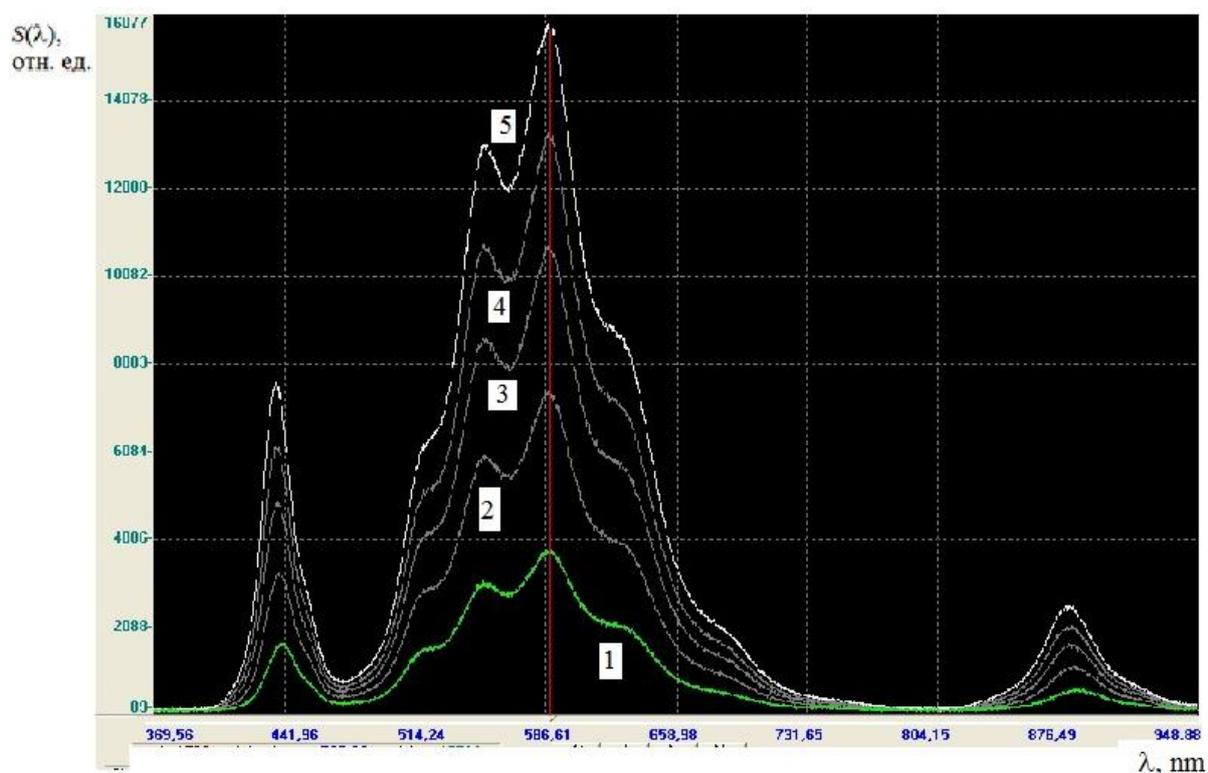


Рисунок. - Интенсивность голубой полосы $\lambda = 439$ нм, ток накачки $I = (1) 100, (2) 200, (3) 300, (4) 400$ и $(5) 500$ мА, широкая полоса люминофора YAG: Ce³⁺ на длинах волн $\lambda = 480\div 730$ нм, инфракрасная полоса в области $\lambda = 882$ нм

С увеличением тока накачки интенсивность голубой полосы увеличивается, и максимум сдвигается в сторону коротковолновой части спектра. При увеличении

температуры наблюдается противоположенный эффект. Если рассматривать весь спектр излучения светодиода Epistar, то увеличение тока влияет практически на голубую полосу излучения. На широком спектре люминофора в области на длинах волн $\lambda = 480\div 730$ нм наблюдаются интерференционные эффекты, которые обусловлены пленочной структурой люминофора. В инфракрасной области имеется слабая полоса при $\lambda = 882$ нм. Температура светодиодов по измерениям термопары составляла $T = 10, 20, 30$ и 40 °С.

Оценки и определение хроматических координат цветности спектра светодиода Epistar дают значения $x = 0.361$, $y = 0.287$, $z = 0.352$ (CIE 1931). Согласно CIE 1976, хроматические координаты цветности равны $u' = 0.253$, $v' = 0.451$. Это соответствует фактически спектральной цветности белых светодиодов. Соответствующие значения составляют $X = 126$, $Y = 100$, $Z = 123$, при этом $x+y+z = 1$. Наблюдаемая в инфракрасной области спектра люминофора полоса 882 нм не дает вклада в цветность излучателей.

Так как коэффициент отношения хроматических координат равен $n = 0.287$ и, соответственно, цветовая температура излучения светодиодов составляет $T_c = 3\,842$ К. Поэтому цветность излучения светодиодов Epistar близка и соответствует к нейтральным белым источникам – свечение Neutral White (NW).

Расчеты световой эффективности различных люминофоров белых светодиодов с учетом кривой видности для дневного света показывают, что значение эффективности известных люминофоров может достигать от 200 до 500 лм/Вт. Предельная эффективность светодиодов Epistar составляет величину почти 400 лм/Вт. На практике получают значения порядка 150 лм/Вт, т. е. возможно дальнейшее улучшение эффективности преобразования излучения полупроводниковой нитридной гетероструктуры в свечение люминофора путем использования новых конструктивных особенностей структуры светодиодов.

Отметим, в частности, что биологическая активность таких излучателей не вызывает особой, потенциальной угрозы с точки зрения мелатонинового фактора. Биологический эквивалент светодиодов Epistar получается обычно низким (оценка применения - * безопасно, порядка 119 %).

- [1] Zakgeim A. L. Comparative analysis of the thermal resistance profiles of power light-emitting diodes Cree and Rebel types. / A. L. Zakgeim, A. E. Chernyakov, A. S. Vaskov, V. K. Kononenko, V. S. Niss // Proc. 14th Int. Conf. on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, EuroSimE 2013. - Wroclaw, 2013. - P. 1/7–7/7.

УДК 535.342

Г. А. Пицевич, А. Е. Малевич, Е. З. Шаламберидзе.

**РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ИНТЕНСИВНОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСЫ
ПОГЛОЩЕНИЯ ν_2 МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ В АРГОНОВОЙ МАТРИЦЕ**

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

pitsevich@bsu.by

Методы матричной изоляции играют важную роль в исследовании свойств отдельных молекул и их кластеров. Считается, что небольшие размеры молекулы воды позволяют ей находиться в возбужденных вращательных и колебательно-вращательных состояниях внутри матрицы в случае не очень больших значений J'' и J' . Состояние молекулы, которая может рассматриваться как ассиметричный волчок с некоторыми эффективными значениями вращательных постоянных ($A_{\nu_1\nu_2\nu_3}, B_{\nu_1\nu_2\nu_3}, C_{\nu_1\nu_2\nu_3}$), может быть описано с помощью следующего набора квантовых чисел ($\nu_1\nu_2\nu_3, J_{k_a k_c}$), где ν_1, ν_2, ν_3 - колебательные квантовые числа, характеризующие симметричное валентное, деформационное и антисимметричное валентное колебания О-Н связей соответственно, а $J_{k_a k_c}$ - стандартный набор квантовых чисел для описания вращательного состояния ассиметричного волчка. Интересным фактом является наличие в литературе двух наборов вращательных постоянных [1,2], которые существенно различны, особенно для возбужденного колебательного состояния. Интенсивность полосы поглощения колебательно-вращательного перехода может быть рассчитана по формуле:

$$I_{i \rightarrow f} = \frac{(2\pi)^3 N \tilde{\nu}_{if} g_{s(i)} \left[e^{-\frac{E_i}{kT}} - e^{-\frac{E_f}{kT}} \right]}{4\pi\epsilon_0 3hcQ(T)} \left(3 \langle \Psi_{\nu_i} \Psi_{r_i} | \mu_z | \Psi_{\nu_f} \Psi_{r_f} \rangle \right)^2 \quad (1)$$

где i, f обозначения исходного и конечного состояний, N - концентрация исследуемых молекул, $\tilde{\nu}_{if}$ - волновое число перехода, $g_{s(i)}$ - кратность вырождения исходного состояния по спину, E_i, E_f - энергии исходного и конечного состояний, $Q(T)$ - статистическая сумма по состояниям, $\Psi_{\nu_i}, \Psi_{r_i}, \Psi_{\nu_f}, \Psi_{r_f}$ - колебательная и вращательная функции в исходном и конечном состояниях, μ_z - Z компонента оператора дипольного момента в лабораторно-фиксированной системе координат с началом в центре масс молекулы. В соответствии с симметрией молекулы H₂O ось z молекулярно-фиксированной системы координат направлена вдоль оси симметрии второго порядка, а ось y находится в плоскости молекулы. В выражении (1) экспонентой с энергией в конечном состоянии при температурах ниже 50 К можно пренебречь. Волновая функция ассиметричного волчка может быть представлена в виде линейной комбинации волновых функций симметричного волчка:

$$J_{k_a k_c} = \sum_{K=-J, 1, J} C_K^{J_{k_a k_c}} |JKM\rangle; \quad (2)$$

Относительные интенсивности компонент тонкой структуры колебательной полосы поглощения ν_2 , могут быть рассчитаны в соответствии с:

$$I_{i \rightarrow f} = \frac{Const \cdot N \tilde{\nu}_{if} g_{s(i)} e^{-\frac{E_i}{kT}}}{Q(T)} (2J''+1)(2J'+1) \left[\sum_{K=-\text{Min}\{J'',J'\}, 1, \text{Min}\{J'',J'\}} C_K^{J'' k_a k_c} \cdot C_K^{J' k_a k_c} \cdot \begin{pmatrix} J'' & 1 & J' \\ K & 0 & -K \end{pmatrix} \right]^2; \quad (3)$$

В практических расчетах в случае равновесной населенности уровней N также следует включать в $Const$. В противном случае ситуация оговаривается дополнительно. Энергии вращательных состояний и коэффициенты $C_K^{J k_a k_c}$ определяются путем диагонализации матрицы Гамильтониана, которая имеет ленточно-диагональную структуру. Диагональные элементы матрицы определяются по формуле:

$$\langle JKM | CJ_c^2 + AJ_a^2 + BJ_b^2 | JKM \rangle = \frac{A+C}{2} [J(J+1) - K^2] + BK^2; \quad (4)$$

а недиагональные по формуле:

$$\langle JKM | CJ_c^2 + AJ_a^2 + BJ_b^2 | JK + 2M \rangle = \frac{C-A}{4} [J(J+1) - K(K+1)]^{\frac{1}{2}} [J(J+1) - (K+1)(K+2)]^{\frac{1}{2}}; \quad (5)$$

Собственные значения матрицы Гамильтониана определяют энергии вращательных состояний, а собственные вектора – соответствующие наборы коэффициентов $C_K^{J k_a k_c}$. Функция $Q(T)$ для равновесного состояния и заданной температуры T определена как:

$$Q(T) = \sum_{J'' k_a k_c} (2J''+1) \cdot 3^{(k_a''+k_c'') \text{Mod}_2} e^{-\frac{E_{J'' k_a k_c}}{kT}} \quad (6)$$

Рассчитаны значения энергий колебательно-вращательных уровней молекулы воды в аргоновой матрице а также частоты и интенсивности переходов по данным [1,2] о значениях вращательных постоянных.

- [1] 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 H₂O trapped in solid argon: hindered rotation and RTC satellite / X. Michaut, A.M. Vasserot, L. Abouaf-Marguin // Vibr.Spectr. – 2004. – V. 34. – P. 83.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ
ПУЧКОВ

УДК 53

С. Н. Курилкина, Н. С. Казак, В. Н. Белый, Н. А. Хило

**ЭВАНЕСЦЕНТНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ И ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ
В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ И МЕТАМАТЕРИАЛАХ**

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь
s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by*

Среди принципиальных задач современной лазерной физики особое место занимает разработка принципов создания нового класса устройств, характеризующихся значительно меньшим, отвечающим задачам нанотехнологий, порогом разрешения и малыми габаритными размерами. Один из путей решения данной проблемы – использование эванесцентных и плазмон-поляритонных световых полей в фотонных кристаллах и метаматериалах.

В настоящей работе развита теория генерации эванесцентных вихревых (и, в частности, квазибездифракционных бесселевых) световых пучков в одномерных и двумерных фотонных кристаллах и метаматериалах. Получены и проанализированы аналитические выражения, определяющие поляризационные и энергетические характеристики световых полей, генерируемых как внутри, так и вне слоя данного вещества в условиях полного внутреннего отражения на его границах. Установлено, что генерируемый эванесцентный вихревой пучок имеет первый максимум в радиальном распределении продольного энергетического потока с шириной, меньшей длины волны. Показана возможность управления формируемыми в структуре энергетическими потоками путем изменения поляризации падающего пучка. Обнаружены свойства подавления боковых колец при интерференции эванесцентных бесселевых световых пучков

Показано, что в результате суперпозиции эванесцентных вихревых бесселевых пучков с одинаковыми по величине, но противоположными по знаку порядками фазовых дислокаций формируется световое поле нового типа – квазибездифракционный эванесцентный мультипучок, отличительной особенностью которого является наличие ярко выраженных, симметрично расположенных в приосевой области сверхузких максимумов, общее число которых равно удвоенному порядку фазовой дислокации. На основании этого предложен виртуальный бесселев мультисонд для ближнепольной оптической микроскопии.

Развита теория генерации плазмон-поляритонных полей особого типа – бесселевых плазмон-поляритонов (БПП) и их суперпозиций в метаматериале на основе слоистой металлодиэлектрической структуры, расположенной между подложкой и внешней средой. Впервые показана возможность возбуждения двух типов бесселевых плазмон-поляритонов, отличающихся симметрией распределения поля в металлической пленке, и проанализированы их свойства. Установлена зависимость энергетической структуры генерируемого бесселева плазмон-поляритона от оптических свойств и толщины окружающих метаматериал диэлектрических слоев. Обнаружено, что за счет внедрения между подложкой и слоем метаматериала дополнительного слоя оказывается возможным усиление бесселева плазмон-поляритона на три порядка.

Показана возможность и получены условия генерации нового типа плазмонного поля – бесселева мультиплазмона, характеризуемого наличием цилиндрически расположенных максимумов субволнового размера.

Развита теория генерации квазибездифракционных плазмон-поляритонов на границе изотропной среды и гиперболического метаматериала (ГММ) – металлодиэлектрического композита, который в приближении эффективной среды может рассматриваться как одноосный материал, описываемой тензором диэлектрической проницаемости с главными значениями, различающимися знаком. Найдено условие возбуждения бесселевых плазмон-поляритонов на границе ГММ с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Показано, что, в отличие от традиционных поверхностных плазмон-поляритонов, БПП представляет собой локализованное плазмон-поляритонное вихревое поле с амплитудой, экспоненциально убывающей по обе стороны границы раздела сред. Установлена зависимость размера центрального темного пятна такого плазмон-поляритона от топологического заряда. Показано, что бесселев плазмон-поляритон сохраняет неизменным размер приосевой части при удалении от границы раздела. Обнаружено, что поглощение метаматериала обуславливает возможность изменения радиального энергетического потока в БПП, возбуждаемом на границе «изотропная среда – метаматериал с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью».

Проанализированы особенности генерации бесселевых плазмон-поляритонов в симметричной структуре «диэлектрик – метаматериал с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью – диэлектрик». Показана возможность возбуждения единственного типа БПП в такой структуре независимо от толщины слоя ГММ. Установлено, что данный бесселев плазмон-поляритон характеризуется значительными поперечной компонентой вектора магнитной напряженности и продольной компонентой вектора электрической напряженности.

Показана возможность квазибездифракционного переноса энергии эванесцентных световых пучков в узких каналах внутри метаматериала с близким к нулю значением диэлектрической проницаемости. Предсказано явление просачивания квазибездифракционного светового пучка через слой метаматериала.

Предложена и реализована схема суперлинзы, позволяющей достичь разрешения до 30 нм в ближнем поле и до 100 нм в дальнем поле, что обеспечивается вовлечением в процесс формирования изображения эванесцентных световых полей, усиливаемых в метаматериале.

Предложена схема ближнепольного оптического микроскопа на основе циркулярно поляризованных эванесцентных квазибездифракционных световых пучков, который перспективен для использования в различных областях науки и технологий для изучения свойств материалов с субволновым расширением, в частности, для исследования неоднородных материалов и свойств поверхностей в микроэлектронике, а также биологических систем. Обоснована перспективность использования в микроскопии радиально поляризованных эванесцентных квазибездифракционных световых пучков и предложена схема ближнепольного оптического микроскопа на их основе.

УДК 535.3

Н.В. Кулешов¹, В.А. Орлович², В.Э. Кисель¹, В.И. Дашкевич²

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ НОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ

¹НИЦ оптических материалов и технологий БНТУ, пр. Независимости 65,
220013, Минскnkuleshov@bntu.by²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68,
220072, Минск, Беларусьv.orlovich@dragon.bas-net.by

Определены спектроскопические характеристики новых лазерных кристаллов $\text{Eu}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{Eu}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$, и $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ и впервые получена импульсная, квази-непрерывная и непрерывная лазерная генерация на переходе $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_4$ европий-легированной среды. Лазеры генерируют при комнатной температуре на длине волны ~ 703 нм. Накачка кристаллов осуществляется на длине волны 533.6 нм второй гармоникой $\text{Nd}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2/\text{КТР}$ лазера. В данном лазере достигнуты рекордные мощностные характеристики излучения. Мощность непрерывной и квази-непрерывной генерации составляет 1.1 и 2.7 Вт, соответственно. При этом, при непрерывном режиме распределение интенсивности в круглом пучке второй гармоники является гауссовым. Мощность непрерывной генерации на основной частоте лазера ($\lambda=1067.2$ нм) достигает 10 Вт. При квази-непрерывной накачке дифференциальный КПД генерации 77.4 % близок к квантовому пределу (82.4 %).

Впервые реализован режим пассивной модуляции добротности в лазерах на кристалле $\text{Er}, \text{Yb}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ в спектральной области 1.5 - 1.6 мкм при диодной накачке в полосу поглощения ионов Yb^{3+} около 980 нм. В непрерывном режиме выходная мощность лазера составила 1.7 Вт на длине волны 1550 нм с дифференциальной эффективностью 30%. В режиме пассивной модуляции добротности с использованием насыщающегося поглотителя на основе кристалла $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ получены лазерные импульсы с энергией от 4.5 до 44 мкДж и длительностью 5-14.5 нс при частоте повторения 5-100 кГц.

В лазере на кристалле $\text{Yb}(5\%):\text{KGW}$ достигнута рекордная эффективность генерации в режиме пассивной синхронизации мод с использованием затворов на основе специально разработанных полупроводниковых InGaAs наноструктур (SESAM). Для Np -поляризации выходного излучения средняя мощность генерации достигала 8.8 Вт при длительности импульсов 162 фс, частоте следования 62 МГц и энергии импульсов 142 нДж. В лазере с Np -поляризацией длительность импульсов составляла 142 фс со средней выходной мощностью 8.6 Вт. Оптическая эффективность для лазера с Np -поляризацией равнялась 37.5%, что, согласно нашим данным, является самым высоким показателем для фемтосекундных Yb -лазеров.

Впервые создан регенеративный усилитель фемтосекундных лазерных импульсов на основе кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{YVO}_4$. Использовалась новая схема «вне-осевой» накачки активного элемента. В задающем генераторе на кристалле $\text{Yb}^{3+}:\text{YVO}_4$ длительность импульсов, используемых в качестве затравки усилителя, составляла 120 фс. Выходная мощность усилителя достигала 4.2 Вт при длительности импульсов после компрессора 200 фс на частоте повторения 200 кГц. Максимальная энергия импульсов 140 мкДж была получена при частоте 25 кГц на длине волны 1018 нм.

УДК 539.122.2

В. В. Тихомиров

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ В ОСВОЕНИИ ЖЕСТКОГО ГАММА-ДИАПАЗОНА

*Институт ядерных проблем Бедгосуниверситета, ул.Бобруйская, 11, 220030
Минск, Беларусь
vytikh@mail.ru*

Помимо разнообразия оптических явлений, фундаментальность и плодотворность концепции свободно распространяющихся электромагнитных колебаний неоспоримо демонстрируется расширением области ее применения более, чем на двадцать порядков по длине волны или частоте. При этом продвижение в жесткую часть спектра в земных условиях было существенно облегчается использованием кристаллов для получения, преобразования и детектирования гамма-излучения. Существенную роль в открытии этих возможностей сыграл проф. В.Г. Барышевский и его ученики.

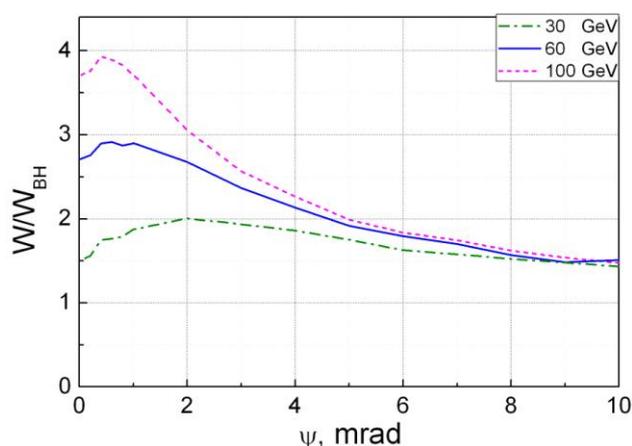
В Природе гамма-излучение с энергией вплоть до тераэлектронвольт и выше обильно генерируется в процессах излучения высокоэнергетичных электронов в интенсивных полях, возникающих при коллапсе и столкновениях нейтронных звезд и черных дыр. Возможность исследования аналогичных процессов в квазиоднородном эффективном поле кристаллических осей и плоскостей была предсказана нами в начале 80-х годов [1]. Впервые было показано, что совместное действие близких к внутриатомным усредненных полей кристаллических осей (плоскостей) и релятивистского эффекта увеличения напряженности поперечного электромагнитного поля в системе покоя ультрарелятивистских частиц позволяет реализовать в земных условиях квантовое магнитотормозное излучение и магнитотормозное образование гамма-квантами электрон-позитронных пар, родственных аналогичным процессам в интенсивных полях нейтронных звезд. Эти эффекты были обнаружены в ЦЕРН и исследуются там уже тридцать лет [2]. Знаменательно, что открытие магнитотормозных процессов в кристаллах также расширило до энергий фотонов порядка тераэлектронвольта и выше область проявления классических оптических эффектов дихроизма и двулучепреломления, позволяющих создать дихроичный поляризатор и четвертьволновую пластину, открывающих широкие возможности получения, преобразования и анализа поляризованного гамма-излучения сверхжесткого диапазона.

Космическое гамма-излучение десятки лет исследуется космическими лабораториями, такими как ныне функционирующий гамма-телескоп Ферми и разрабатываемая в РФ установка Гамма-400, обе которые используют для спектрометрии гамма-излучения кристаллические калориметры. Ориентационную чувствительность обоих гамма-телескопов можно существенно повысить за счет использования резкой зависимости вероятности образования пар от угла падения гамма-квантов на кристаллические оси и плоскости [3].

Жесткое электромагнитное излучение не только несет уникальную информацию об экстремальных свойствах поля и вещества, проявляющихся в плотных астрофизических объектах, но и может быть использовано для поиска тончайших

фундаментальных свойств пространства Вселенной, таких как отклонение от лоренц-инвариантности, проявление квантовой гравитации и присутствие неизвестных полей. Эти эффекты способны оказывать влияние на поляризацию гамма-квантов и быстро нарастают с увеличением энергии последних [4]. При этом благодаря огромному пробегу, который может составлять миллиарды парсек, и росту набега фазы гамма-излучения с частотой, новые эффекты могут быть обнаружены даже при очень малых масштабах их проявления. Для их поиска мы предлагаем использовать анализаторы поляризации гамма-квантов на основе эффектов дихроизма и двулучепреломления в жестком гамма-диапазоне [1].

Ориентационная зависимость излучения и образования пар должна также сказываться на функционировании кристаллических калориметров. В частности, проявление этих эффектов в кристаллах вольфрамата свинца, составляющих электромагнитный калориметр детектора CMS, может явиться причиной отличия масс бозона Хиггса, измеренных детекторами ATLAS ($125,98 \pm 0.50$ ГэВ) и CMS ($124,70 \pm 0.34$ ГэВ) Большого адронного коллайдера.



Зависимость вероятности образования электрон-позитронных пар гамма-квантами с энергией 30, 60 и 100 ГэВ от направления их падения на ось кристалла PWO_4

Увеличение скорости потерь энергии электронами (позитронами) и вероятности образования пар в кристаллических сцинтилляторах позволит также сократить толщину электромагнитных калориметров, рассчитываемых на особенно высокие энергии.

- [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, E. Bagli, V. Guidi, A. Mazzolari, A. Berra, D. Lietti, M. Prest, E. Vallazza, D. De Salvador, and V.Tikhomirov // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111. – 255502.
- [3] Тихомиров В. В. О возможности применения кристаллов в гамма-астрономии. / В. В. Тихомиров // Доклады НАН Беларуси. Т. 59. – 2015. С. – 41.
- [4] Mitrofanov I. G. A constraint on canonical quantum gravity? / I.G. Mitrofanov. // Nature. – 2003. – Т. 159. – P. 426.

УДК 535:530.182

Д. В. Новицкий

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В НЕЛИНЕЙНЫХ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь
dynovitsky@gmail.com*

Интерес к проблеме распространения электромагнитных волн в случайных средах связан прежде всего с явлением андерсоновской локализации, которое было впервые предсказано для волн материи в разупорядоченной кристаллической решетке [1]. К настоящему времени андерсоновская локализация света в неупорядоченных средах является надежно установленным экспериментальным фактом [2]. Одно из направлений исследований в данном разделе оптики связано с анализом влияния нелинейности на локализацию света в случайных средах и структурах. В настоящей работе изучены некоторые вопросы, касающиеся нелинейно-оптических эффектов при распространении сверхкоротких импульсов света в разупорядоченных фотонных кристаллах.

Рассматриваемая в работе структура представляет собой одномерный фотонный кристалл, т.е. набор периодически чередующихся слоев двух типов. Беспорядок вносится в структуру за счет случайной вариации толщины слоев. Основным инструментом анализа является численное моделирование распространения импульсов света в указанных слоистых структурах. Используемый метод решения волнового уравнения был описан в работе [3].

Прежде всего, было исследовано влияние мгновенной кубической нелинейности на взаимодействие света с разупорядоченным фотонным кристаллом. О режиме взаимодействия можно судить по зависимости интенсивности прошедшего света от времени: диффузионный режим характеризуется экспоненциальным затуханием «хвоста» импульса, тогда как отклонение от экспоненты трактуется как переход в режим локализации. Результаты расчетов показывают, что чем больше уровень беспорядка, тем более сильная нелинейность требуется для наблюдения отклонений в поведении «хвоста» от линейного случая. Справедливо и обратное: большое значение коэффициента нелинейности означает необходимость сильнее увеличивать степень беспорядка, чтобы наблюдать отклонения от поведения более упорядоченных систем. Это позволяет сделать вывод о том, что нелинейность и беспорядок являются конкурирующими факторами: большой уровень беспорядка подавляет проявления нелинейности на больших временах и наоборот.

Следующим шагом было введение релаксации нелинейности по модели Дебая. Расчеты, проведенные в этом случае, подтвердили конкурирующий характер факторов нелинейности и беспорядка. Показано, что влияние релаксации нелинейности мало в тех случаях, когда факторы беспорядка и нелинейности оба слабы или сильны. Чтобы увидеть изменение поведения «хвоста» или профиля импульса за счет ненулевого

времени релаксации, следует взять или сильную нелинейность и слабый беспорядок, или наоборот.

Как было показано в работе [3], в фотонном кристалле с инерционной нелинейностью возможно наблюдение эффекта самозахвата импульса. Было исследовано влияние беспорядка на этот эффект и показано, что самозахват сохраняется при достаточно слабом беспорядке, однако типичные распределения интенсивности по структуре изменяются принципиальным образом. При увеличении беспорядка происходит сначала увеличение пропускания системы, а затем переход в режим локализации, когда преобладает отражение.

Наконец, была предсказана возможность наблюдения захвата излучения, усиленного столкновениями импульсов в разупорядоченных фотонных кристаллах с инерционной кубической нелинейностью. Поскольку существует оптимальное значение беспорядка для наблюдения этого эффекта, данное явление может быть названо индуцированным беспорядком захватом света. При очень низких и очень высоких уровнях беспорядка вероятность эффективного захвата света мала, т.е. доля реализаций, в которых структуру покидает практически вся энергия падающего излучения, близка к 1. Другим условием индуцированного беспорядком захвата является не слишком большое значение коэффициента нелинейности, так чтобы самозахват не имел места в полностью упорядоченной структуре. При выполнении этих условий (оптимальные значения степени беспорядка и коэффициента нелинейности) возможность захвата возникает уже в случае одиночного импульса, однако в схеме столкновения последовательных или встречных импульсов вероятность такого исхода резко возрастает. Важно, что захват отсутствует при столкновении импульсов в упорядоченном фотонном кристалле, так что обсуждаемый эффект не может быть объяснен простым увеличением интенсивности излучения внутри структуры.

Детали проведенных исследований можно найти в статьях [4, 5]. Работа была поддержана БРФФИ (проект № Ф13М-038).

- [1] Anderson P. W. Absence of diffusion in certain random lattices / P. W. Anderson // *Phys. Rev.* – 1958. – Vol. 109, № 5. – P. 1492—1505.
- [2] Segev M. Anderson localization of light / M. Segev, Y. Silberberg, D. N. Christodoulides // *Nat. Phot.* – 2013. – Vol. 7. – P. 197–204.
- [3] Novitsky D. V. Pulse trapping inside a one-dimensional photonic crystal with relaxing cubic nonlinearity / D. V. Novitsky // *Phys. Rev. A.* – 2010. – Vol. 81. – P. 053814.
- [4] Novitsky D. V. Pulse propagation in one-dimensional disordered photonic crystals: interplay of disorder with instantaneous and relaxing nonlinearities / D. V. Novitsky // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2014. – Vol. 31, № 6. – P. 1282-1289.
- [5] Novitsky D. V. Disorder-induced light trapping enhanced by pulse collisions in one-dimensional nonlinear photonic crystals / D. V. Novitsky // *Opt. Commun.* – 2015. – Vol. 353. – P. 56-62.

УДК 535.36

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. В. Хомич

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АЭРОЗОЛЯ ИЗ СИГНАЛОВ
МНОГОЧАСТОТНОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ
ИНФОРМАЦИОННОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ**

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

Атмосферный аэрозоль является одной из наиболее изменчивых составляющих земной атмосферы, влияющих на радиационный баланс планеты, климат и качество окружающей среды. Наиболее эффективным средством исследования аэрозолей является лидар, принцип действия которого основан на регистрации света импульсного лазера, обратно рассеянного разными участками атмосферы. Однако на практике получение пространственных распределений микрофизических параметров аэрозоля в атмосфере по данным лидарного зондирования осложняется необходимостью проведения дополнительных измерений к лидарным измерениям.

В докладе описывается метод получения пространственных распределений взвешенных частиц атмосфере (PM – от английского Particulate Matter) в по данным многочастотного лидарного зондирования без привлечения каких-либо дополнительных измерений оптических и микрофизических параметров исследуемой среды. Для уменьшения влияния информационной неопределенности на результаты обработки лидарных сигналов предлагается использование устойчивых регрессионных соотношений между оптическими и микрофизическими характеристиками аэрозоля, доопределяющих систему лидарных уравнений. Отличительной особенностью разработанного метода является использование в нем принципиально нового помехоустойчивого алгоритма обращения лидарных сигналов, заключающегося в одновременной обработке всех их спектрально-временных отсчетов и извлечении из них профилей линейно-независимых параметров спектра аэрозольного ослабления, тесно коррелированных с концентрациями PM. Сокращение количества неизвестных величин в лидарных уравнениях без потери их информативности о микроструктуре аэрозоля, делает матрицу решаемой системы лидарных уравнений переобусловленной, за счет чего повышается устойчивость решения обратной задачи к погрешностям калибровки и непостоянству аэрозольной индикатрисы обратного рассеяния по трассе зондирования. Численное решение системы уравнений, составленных из спектрально-временных отсчетов лидарных сигналов, позволяет в значительной степени нивелировать известный недостаток аналитических методов решения лидарного уравнения, заключающийся в сильной зависимости значения оптической характеристики аэрозоля, восстановленной в некоторой точке трассы, от погрешностей восстановления данной характеристики на предшествующем участке трассы.

Авторами разработаны методы калибровки многочастотного лидара, не

требующие привлечения дополнительных измерений для тех трасс зондирования, которые включают однородный участок или два неоднородных участка со схожим пространственным ходом аэрозольного коэффициента ослабления. Предложены алгоритмы поиска таких участков на трассе, основанные на анализе спектрально-временной структуры лидарного сигнала и установленных регрессионных соотношениях между спектральными коэффициентами аэрозольного ослабления.

Первый метод сводит задачу выделения однородного участка на зондируемой трассе к задаче поиска минимума функционала, в котором первое слагаемое представляет собой среднеквадратичное отклонение логарифмов сигналов на рабочих длинах волн лидара λ_i относительно линейных зависимостей, справедливых для однородного участка трассы, а второе характеризует соответствие коэффициентов $\varepsilon(\lambda_i)$, найденных по скорости убывания соответствующих им сигналов на анализируемом участке, свойству мультиколлинеарности, выраженной в форме уравнения множественной регрессии. Используемая регрессия получена в рамках оптической модели городского аэрозоля, принятой Всемирной метеорологической организацией, при широкой вариации модельных параметров, характеризующих распределение частиц по размерам и комплексный показатель преломления аэрозольного вещества.

Обратная задача аэрозольного светорассеяния решается на основе устойчивых регрессионных соотношений между концентрациями респирабельных фракций аэрозоля и параметрами аппроксимации его спектра ослабления $\varepsilon_a(\lambda_i)$. Сравнение статистических связей между оптическими и микроструктурными параметрами аэрозоля, полученных нами в модельном приближении, с независимыми расчетными и экспериментальными данными позволяет говорить о возможности использования полученных соотношений, как для сельской местности, так и для регионов с высоким содержанием антропогенных частиц. Очевидными преимуществами такого подхода к определению параметров микроструктуры аэрозоля, по сравнению с численными методами решения обратных задач аэрозольного светорассеяния, являются возможность быстрой обработки большого массива данных, соответствующего различным точкам трассы зондирования, отсутствие необходимости использования априорной информации о комплексном показателе преломления аэрозольных частиц и допущений о принадлежности решения к определенному виду распределения по размерам.

На основе численных экспериментов по лазерному зондированию аэрозоля проведено сравнение данного метода с ранее предложенным авторами, в котором для устранения произвола в выборе средних по трассе зондирования индикатрис обратного рассеяния $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ учитывается мультиколлинеарность спектральных коэффициентов $\varepsilon_a(\lambda_i)$, а в качестве оптимальных значений $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ выбираются те, которые обеспечивают наилучшее соответствие восстановленных профилей $\varepsilon_a(\lambda_i)$ регрессионному соотношению между $\varepsilon_a(\lambda_i)$. При заданных значениях $g_{\pi,a}(\lambda_i)$ лидарные уравнения для каждой λ_i решаются аналитически независимо друг от друга. Показано, что для длин волн зондирующего излучения, для которых аналитические решения лидарного уравнения являются наиболее чувствительными к неточности априорного задания $g_{\pi,a}$ и погрешности определения калибровочных констант, численный метод решения лидарных уравнений дает существенный выигрыш в точности.

УДК 535; 537.8

V.N. Kapshai, A.A. Shamyna

THE RAYLEIGH-GANS-DEBYE MODEL OF SHG FROM THE FINITE CYLINDER IN CASE OF NORMAL INCIDENCE OF A PLANE WAVE

*Francisk Skorina Gomel State University, Sovietskaja str., 104, 246019 Gomel, Belarus,
kapshai@rambler.ru, anton.shamyna@gmail.com*

The exact solution of the problem of second-harmonic generation (SHG) by surfaces of particles requires a lot of computations. So the generalized nonlinear Rayleigh-Gans-Debye approximation [1] is used to find the solution. It is applicable for parameters of the media $\{|\xi - 1|, |\eta - 1|\} \ll 1; \xi = n^{2\omega} / n^\omega; \eta = n_p / n_m$, where $n_{p,m}^{\omega,2\omega}$ are the refractive indices of the material of the particle (p) and surrounding media (m) for the frequencies of electromagnetic waves ω and 2ω .

A cylindrical particle (height and radius of the base are h and a accordingly) coated with nonlinear material (of the thickness d_0) is placed at the origin of the Cartesian coordinate system in such a way that the center of the particle coincides with the origin and the axis of the cylindrical particle coincides with the Oz -axis. Equations for an incoming plane wave \vec{E}^{in} propagating along Ox -axis and the nonlinear polarization $\vec{P}^{2\omega}$ are

$$\vec{E}^{in}(\vec{r}) = \vec{e}^{in} E_0 \exp(ik^\omega x - i\omega t); P_i^{2\omega}(\vec{x}) = \chi_{ijk}(\vec{x}) E_j^{in}(\vec{x}) E_k^{in}(\vec{x}), \quad (1)$$

where \vec{e}^{in} is the unit vector of polarization of the wave, E_0 is the magnitude of the wave,

$$\chi_{ijk} = \chi_1 n_i n_j n_k + \chi_2 n_i \delta_{jk} + \chi_3 (n_j \delta_{ki} + n_k \delta_{ij}) \quad (2)$$

is the nonlinear susceptibility tensor of the second order depending on the components of the normal vector of the surface and anisotropy coefficients χ_1, χ_2, χ_3 . The scheme of the problem is presented in fig. 1.

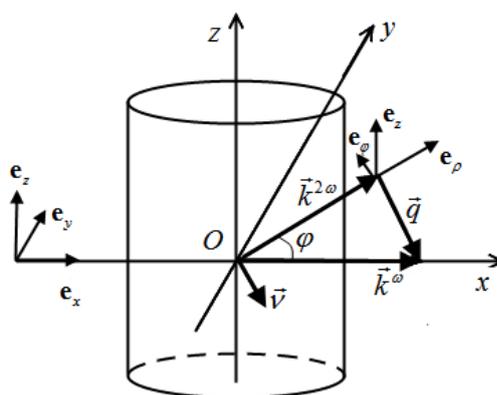


Fig. 1 The scheme of the problem

Then the electric intensity vector of the second harmonic generated by the lateral surface of the cylinder in the far zone is

$$\vec{E}_l(\vec{r}) = -2\pi i \mu^{2\omega} \left[(2\omega)^2 / c^2 \right] \left[\exp(ik^{2\omega} r) / r \right] d_0 a h E_0^2 \times \times (1 - \mathbf{e}_r \circ \mathbf{e}_r) \left[\sin(q_{||} h / 2) / (q_{||} h / 2) \right] \vec{f}_l, \quad (3)$$

where $\mu^{2\omega}$ is the magnetic permeability of the surrounding media and

$$\vec{f}_l = \vec{v} \left[(\vec{e}_\perp^{\text{in}} \vec{v})^2 \Gamma_1^{(J)}(q_\perp a) - (\vec{e}^{\text{in}} \vec{e}^{\text{in}}) \Gamma_2^{(J)}(q_\perp a) - (\vec{e}_\perp^{\text{in}} \vec{e}_\perp^{\text{in}}) \Gamma_4^{(J)}(q_\perp a) \right] - 2\vec{e}^{\text{in}} (\vec{e}_\perp^{\text{in}} \vec{v}) \Gamma_3^{(J)}(q_\perp a) - 2\vec{e}_\perp^{\text{in}} (\vec{e}_\perp^{\text{in}} \vec{v}) \Gamma_4^{(J)}(q_\perp a) \quad (4)$$

is the vector that characterizes spatial distribution of the second harmonic wave. It depends on the auxiliary functions based on cylindrical Bessel functions $J_i(z)$

$$\Gamma_1^{(J)}(z) = \chi_1 J_3(z); \quad \Gamma_2^{(J)}(z) = \chi_2 J_1(z); \quad \Gamma_3^{(J)}(z) = \chi_3 J_1(z); \quad \Gamma_4^{(J)}(z) = \chi_1 (J_1(z) + J_3(z)) / 4 \quad (5)$$

The unit vector \vec{v} is directed along the scattering vector \vec{q} :

$$\vec{q} = 2\vec{k}^\omega - \vec{k}^{2\omega}; \quad q_\parallel = (\vec{q} \mathbf{e}_z); \quad q_\perp = |\vec{q} - (\vec{q} \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z|; \quad \vec{v} = \frac{\vec{q} - (\vec{q} \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z}{|\vec{q} - (\vec{q} \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z|}. \quad (6)$$

The electric intensity vector due to the butt-end of the cylinder is

$$\vec{E}_b(\vec{r}) = 2\pi i \mu^{2\omega} \frac{(2\omega)^2 \exp(ik^{2\omega} r)}{c^2 r} d_0 a^2 E_0^2 \times \sin(q_\parallel h / 2) (J_0(q_\perp a) + J_2(q_\perp a)) (1 - \mathbf{e}_r \circ \mathbf{e}_r) \vec{f}_b, \quad (7)$$

$$\vec{f}_b = \chi_1 (\vec{e}^{\text{in}} \mathbf{e}_z) (\vec{e}^{\text{in}} \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z + \chi_2 (\vec{e}^{\text{in}} \vec{e}^{\text{in}}) \mathbf{e}_z + 2\chi_3 (\vec{e}^{\text{in}} \mathbf{e}_z) \vec{e}^{\text{in}}. \quad (8)$$

The radiation patterns for SHG are presented in fig. 2. The parameters are

$$\vec{e}^{\text{in}} = -\mathbf{e}_y; \quad \xi = 1.015; \quad \chi_1 = 0; \quad \chi_2 = 1; \quad \chi_3 = 0; \quad h = 0.075\pi; \quad k^\omega a = 1.0. \quad (9)$$

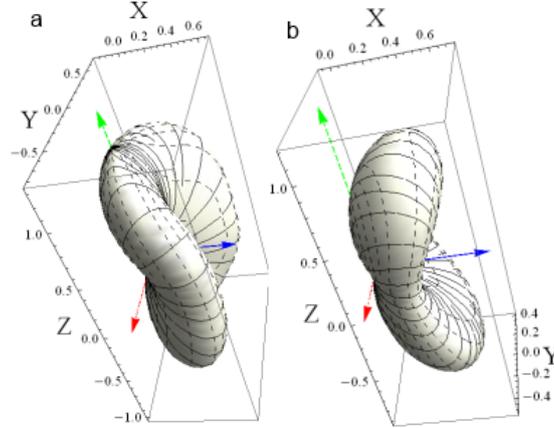


Fig. 2 The radiation patterns for SHG by the lateral surface of the cylindrical particle (a) and the butt-ends of the particle (b)

The solid arrow (along Ox) represents the direction of propagation of the incident wave, the dashed arrow (along Oz) coincides with the axis of the particle, the dotted arrow (opposite Oy) represents the direction of the polarization vector. The polarization of the generated wave is linear. The solid lines on the surface of the radiation patterns represent the projection of the polarization vector of the second harmonic wave on the surface of the corresponding pattern.

- [1] Viarbitskaya, S. Size dependence of second-harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya, V. Kapshai, P. van der Meulen, T. Hammson // Phys. Rev. A – 2010. – № 81. – P. 053850-1–053850-12.

УДК 535.016

Г.С. Митюрин, Е.В. Черненко, В. В. Свиридова, А.Н. Сердюков

ФОТОТЕРМИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПЛОТНОМ СЛОЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

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

Гомель, Беларусь

[*george_mityurich@mail.ru*](mailto:george_mityurich@mail.ru)

Углеродные нанотрубки (УНТ), свойства которых активно и широко исследуются в последние годы, являются одним из перспективных материалов для создания объектов наноэлектроники. Следует отметить, что современные методы синтеза наноматериалов не в полной мере дают возможность получения УНТ с заданными длиной, диаметром и хиральностью, которые во многом определяют физические свойства нанотрубок. Поэтому одной из важнейших задач является дальнейшая разработка и совершенствование методик измерения теплофизических, проводящих, оптических, диссипативных и геометрических параметров углеродных нанотрубок.

В последнее время свойства УНТ, наряду с традиционными методиками, исследуются с помощью фотоакустических методов, суть которых заключаются в термооптическом возбуждении акустического сигнала, вследствие гармонически модулированного или импульсного расширения образца, при поглощении последним лазерного пучка. Использование в качестве возбуждающего звука излучение поляризационных мод бесселевых световых пучков (БСП) является весьма перспективным, так как дает возможность реализации управления амплитудой фотоакустического сигнала [1].

В настоящей работе рассмотрено явление возникновения фотодефлекционного сигнала в плотном слое поглощающих углеродных нанотрубок под действием амплитудно-модулированного квазибездифракционного светового пучка. Для случая трансверсальной геометрии взаимодействия методом функции Грина получены выражения для амплитуды фотодефлекционного отклика от слоя хиральных нанотрубок и нанотрубок типов zigzag и armchair. Установлено, что величина фотодефлекционного отклика зависит от диссипативных, геометрических и теплофизических параметров нанотрубок, а также параметра хиральности УНТ, энергетически-временных и поляризационных свойств БСП.

Графический анализ показал, что амплитуда фотодефлекционного сигнала является сильно осциллирующей функцией радиальной координаты ρ , при различных временах облучения и для разных параметров УНТ (Рис.1), что связано с модулирующим воздействием функции Бесселя на распределение тепловых полей, возникающих вследствие поглощения ТЕ- или ТН- мод БСП, в исследуемых образцах. Величина результирующего отклика также весьма существенно зависит от угла конусности БСП при различных значениях параметра хиральности УНТ (Рис.2).

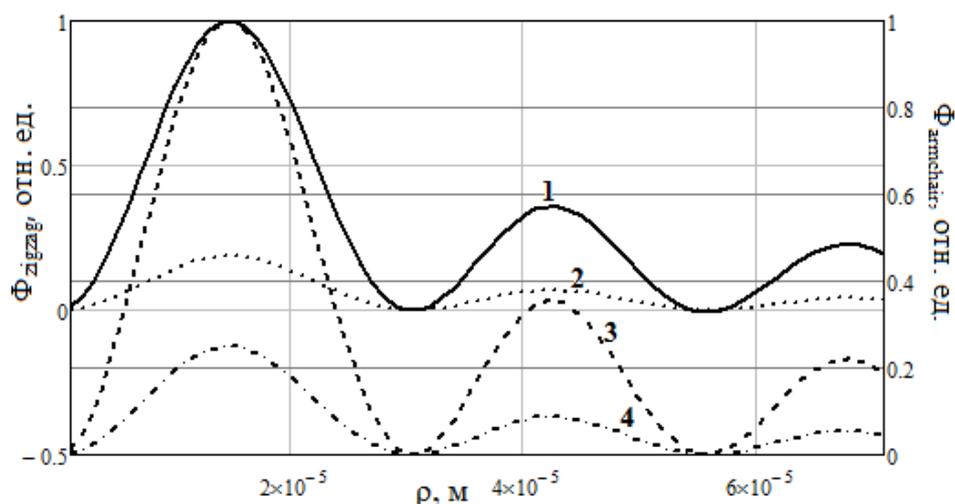


Рис. 1. Зависимость амплитуды фотодефлекционного сигнала от радиальной координаты ρ для разных параметров УНТ: 1 – (3,0); 2 – (6,0); 3 – (3,3); 4 – (6,6)

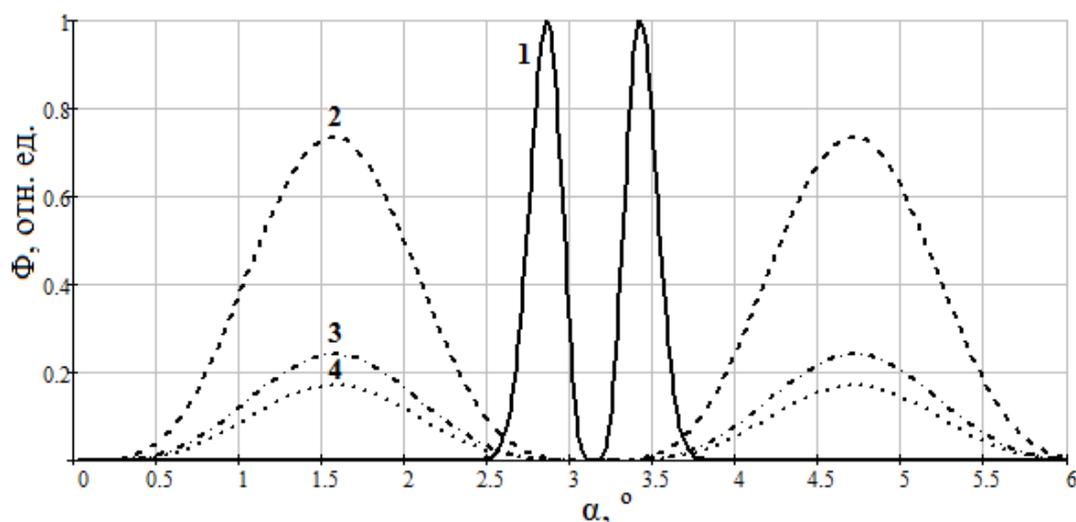


Рис. 2. Зависимость амплитуды фотодефлекционного сигнала от угла конусности бесселева светового пучка α для разных параметров УНТ: 1 – (5,0); 2 – (5,1); 3 – (5,3); 4 – (5,5)

Показана возможность управления амплитудой фотодефлекционного сигнала, возбуждаемого квазибездифракционным излучением в плотном слое углеродных нанотрубок, что достигается созданием быстродействующих электрооптических схем формирования требуемых поляризационных мод бesselевых световых пучков.

Предложен метод определения основных параметров углеродных нанотрубок с помощью экспериментально измеренных значений амплитуды фотодефлекционного отклика, выполненных для разных углов конусности БСП и на различных частотах амплитудной модуляции.

- [1] Устройство управляемой термооптической генерации акустической волны: пат. 10757u Респ. Беларусь, МПК(2006.01) G10K 11/00 / Митюрин Г.С., Черненко Е.В., Сердюков А.Н. №и 20150083, заявлено 09.09.2015; опубликовано 30.08.2015 // Афіцыйны бюл. / Нац. Центр інтэлектуальнай уласнасці. –2015.

УДК 543.422.3

А. Л. Уласевич, А. А. Кузьмук

ПРИМЕНЕНИЕ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ В ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГАЗОВЫХ СРЕД

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

Минск, Беларусь

a.ulasevich@dragon.bas-net.by

В настоящее время во всем мире уделяется повышенное внимание проблемам определения содержания различных химических соединений в газообразных средах, используемых в промышленных технологических процессах, медицине, экологии, в сфере безопасности. Среди существующих подходов к детектированию малых концентраций газов особое место занимает метод лазерной оптико-акустической (ОА) ИК-спектроскопии. Последние достижения в этой области связаны с разработкой миниатюрными резонансных ОА камер, внутренний объем которых может достигать нескольких кубических миллиметров [1]. При этом для возбуждения акустических волн традиционно применяются гауссовы лазерные пучки.

Пространственно-инвариантные пучки света уже получили широкое распространение в диагностики различных материалов. Профиль самого простого пучка можно описать функцией Бесселя первого рода нулевого порядка, поперечное распределение интенсивности которого выглядит как центральное пятно с системой концентрических колец. На практике бесселевые пучки получают в результате интерференционных явлений при прохождении стандартного гауссова пучка через коническую линзу (аксикон). Такие пучки распространяются без изменения интенсивности, обладают свойством самовосстановления поперечного распределения амплитуды и фазы за препятствием, а также восстановлением потерь энергии в центральном максимуме за счет потока энергии из боковых максимумов пучка, причем диаметр центрального пятна определяется углом аксикона. При этом реальные бесселевые пучки имеют конечную длину бездифракционного распространения, которая зависит от диаметра поперечного сечения исходного пучка [2]. Практическое применение лазерные бесселевые пучки нашли в устройствах для манипулирования микрообъектами (оптических пинцетах) [3].

Применение в качестве возбуждающего излучения ОА камеры квазибездифракционных бесселевых пучков потенциально открывает новые возможности по созданию лазерных ОА газоанализаторов и позволяет расширить области их практического применения. При выборе определенной конфигурации акустической моды резонатора камеры ОА отклик при возбуждении камеры бесселевым пучком может быть больше чем при возбуждении гауссовым пучком. Такими модами являются радиальные моды цилиндрических резонаторов, распределение амплитуды которых по радиусу камеры выражаются функциями Бесселя первого рода, отдельные диагональные моды ОА камер [4], и моды некоторых других типов резонансных камер. Также это позволяет добиться снижения фоновых сигналов

при поглощении излучения окнами камеры, что приводит к повышению чувствительности ОА анализа.

Для проверки возможности использования бесселевых лазерных пучков для возбуждения ОА резонансной камеры в оптическую схему классического ОА газоанализатора аммиака был добавлен формирователь квазибездифракционного бесселевого пучка – аксикон из стекла К8 с малым углом при вершине. Измерения ОА сигнала проводились при фиксированных концентрации аммиака в потоке азота и длине волны лазера с точностью до величины потерь энергии излучения при отражениях от поверхностей аксикона. При воздействии лазерного излучения возбуждалась продольная мода ν_2 резонатора трапециевидной ОА камеры [1]. Было продемонстрирована возможность эффективного применения бесселевых пучков для ОА детектированию примесей в газовых средах.

- [1] A miniaturized prototype of resonant banana-shaped photoacoustic cell for gas sensing / A.L. Ulasevich, A.V. Gorelik, A.A. Kouzmouk, V.S. Starovoitov // *Infrared Physics & Technology*. – 2013. – Vol. 60. – P. 174-182
- [2] 95. Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 58. – P. 1499-1501
- [3] McGloin, D. Bessel beams: Diffraction in a new light / D. McGloin, K. Dholakia // *Contemporary Physics*. – 2005. – Vol. 46. – P. 15-28
- [4] 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 535:530.182

Д. В. Новицкий

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧИРПИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА С ПЛОТНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ СРЕДОЙ

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

Минск, Беларусь

dvnovitsky@gmail.com

Квантовая двухуровневая среда является одной из базовых моделей нелинейной оптики и лазерной физики [1]. Поэтому исследование взаимодействия света с такими средами представляет интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Такие исследования позволили не только глубже понять основы взаимодействия света с веществом, но и открыть ряд новых эффектов, таких как самоиндуцированная прозрачность, оптическая бистабильность, влияние локального поля на формирование солитонов и оптическое переключение, столкновения солитонов и т.д. В последние годы особенно активно изучается случай чрезвычайно коротких импульсов, содержащих всего лишь несколько периодов колебания оптического поля или даже менее одного периода [2, 3].

В настоящей работе рассматриваются некоторые аспекты взаимодействия сверхкоротких чирпированных импульсов с двухуровневыми средами; используется методика, описанная в работе [3]. Исследуется случай линейного чирпа, когда частота излучения изменяется линейно со временем. В центре внимания находятся три основных вопроса – проверка справедливости приближения вращающейся волны (ПВВ), компрессия импульсов и столкновения встречных импульсов. Изучается взаимодействие со средой двух типов импульсов – длинных импульсов, содержащих много периодов оптических колебаний, и сверхкоротких импульсов, содержащих лишь один период колебаний (однопериодические импульсы).

Численное моделирование распространения длинных импульсов позволило получить прямое свидетельство того, что ПВВ не дает корректного описания взаимодействия чирпированных импульсов с двухуровневой средой. При наличии чирпа необходимо пользоваться исходной системой уравнений Блоха, не прибегая к этому приближению. Что касается компрессии, то наличие чирпа позволяет сжимать длинные импульсы до более высоких пиковых интенсивностей, тогда как в случае однопериодических импульсов справедлива обратная зависимость: лучше сжимаются импульсы без чирпа.

Расчеты столкновений импульсов направлены на исследование возможности управления пропусканием одного импульса («сигнального») с помощью другого («контрольного»); предыдущие результаты можно найти в [4, 5]. Если сталкиваются два длинных чирпированных импульса, то имеется лишь слабая зависимость пропускания сигнального импульса от интенсивности контрольного. Напротив, если сигнальный импульс не обладает чирпом, а контрольный обладает, то пропускание первого можно существенно изменять с помощью второго. Чирп при этом выступает в

качестве дополнительного параметра, позволяющего управлять процессом, что может быть использовано в системах оптической логики и других приложениях. Столкновения же однопериодических импульсов не приводят к сколь либо значительным вариациям их пропускания. Однако взаимодействие между такими сверхкороткими импульсами можно использовать для локального управления состоянием самой двухуровневой среды. Чирп в данной ситуации является инструментом, который позволяет получать необходимый уровень возбуждения среды в требуемом узком пространственном интервале или желаемым образом изменять распределение инверсии вдоль направления распространения света.

Детали проведенных исследований можно найти в статье [6].

- [1] Аллен Л. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Дж. Эберли. – М.: Мир, 1958.
- [2] Frantzeskakis D. J. Nonlinear optics of intense few-cycle pulses: An overview of recent theoretical and experimental developments / D. J. Frantzeskakis, H. Leblond, D. Mihalache // *Rom. J. Phys.* – 2014. – Vol. 59. – P. 767-784.
- [3] Novitsky D. V. Propagation of subcycle pulses in a two-level medium: Area-theorem breakdown and pulse shape / D. V. Novitsky // *Phys. Rev. A.* – 2012. – Vol. 86. – P. 063835.
- [4] Novitsky D. V. Controlled absorption and all-optical diode action due to collisions of self-induced-transparency solitons / D. V. Novitsky // *Phys. Rev. A.* – 2012. – Vol. 85. – P. 043813.
- [5] Novitsky D. V. Ultrashort pulses in an inhomogeneously broadened two-level medium: soliton formation and inelastic collisions / D. V. Novitsky // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2014. – Vol. 47. – P. 095401
- [6] Novitsky D. V. Compression and collisions of chirped pulses in a dense two-level medium / D. V. Novitsky // *Opt. Commun.* – 2016. – Vol. 358. – P. 202-207.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

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

Воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на наноструктуры открывает широкие возможности исследования физических процессов, протекающих в них на сверхкоротких временных масштабах. Так, нагрев металлических наночастиц или тонких пленок под действием фемтосекундных лазерных импульсов приводит к возбуждению их термоупругих колебаний, частоты которых определяются размерами поглощающей структуры и скоростью распространения звука в материале. Распространение таких акустических импульсов через слоистые наноструктуры (фотонные, фононные кристаллы) индуцирует когерентные изменения толщины слоев с терагерцовой частотой, что может быть использовано для разработки новых сверхбыстрых устройств нанофотоники [1] и наноакустики [2].

В данной работе представлены результаты численного моделирования процессов возбуждения акустических импульсов при поглощении энергии сверхкоротких лазерных импульсов в металлических наноструктурах (тонких пленках). Нагрев металлов описывается в рамках двухтемпературной модели для электронного газа и ионной решетки. Пространственно-временная динамика возбуждения и распространения акустических колебаний исследуется на основе численного решения уравнений движения сплошных сред в форме Лагранжа [3].

Уравнения Лагранжа для плоского движения сплошной среды имеют вид:

$$V = V_0 \left(\frac{R}{r} \right) \frac{\partial R}{\partial r}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left(\frac{R}{r} \right) \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u, \quad (3)$$

где R, r – эйлерова и лагранжева координаты; t – время; P – давление; $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$ – начальный и текущий удельные объемы, ρ_0, ρ – соответствующие плотности.

Нагрев металлов под действием коротких лазерных импульсов рассматривается в рамках двухтемпературной модели для электронного газа и ионной решетки:

$$\rho_e C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_T^e \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + Q_S - \gamma(T_e - T_i); \quad (4)$$

$$\rho_i C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i). \quad (5)$$

Здесь величины ρ (плотность), C (теплоемкость), T (температура), k_T (коэффициент теплопроводности) с индексом “e” относятся к электронной подсистеме, с индексом “i” – к ионной. Параметр γ определяет скорость релаксации энергии от электронного газа к ионам кристаллической решетки. Величина $Q_S = I(r, t)k$ в уравнении (4) определяется источником энерговыделения, где $I(t, r) = I_0 f_t(t) f_r(r)$ – интенсивность светового пучка в момент t в точке пространства с координатой r , k – коэффициент поглощения металла.

Для аппроксимации уравнения состояния металлической пленки будем использовать уравнение Ми – Грюнайзена, которое с учетом выделения двух подсистем (электронной и ионной) принимает вид [3]:

$$P = \rho_{i0} u_0^2 \left(1 - \frac{V_i}{V_{i0}} \right) + \Gamma_i \frac{C_i (T_i - T_0)}{V_i} + \Gamma_e \frac{C_e (T_e - T_0)}{V_e} \quad (6)$$

где $\Gamma_{i,e}$ – коэффициенты Грюнайзена, u_0 – скорость звука в металле. В качестве уравнения состояния окружающей среды также использовалось уравнение Ми – Грюнайзена в его двучленном виде.

Совместное решение системы уравнений (1) – (6) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения как в металлической наноструктуре, так и в окружающей ее среде.

В качестве примера рассчитаны профили возбуждаемых акустических импульсов при поглощении энергии лазерного импульса с длительностью 100 фс в золотой (Au, рис.1, а) и алюминиевой (Al, рис.1, б) пленках толщиной 10 нм на поверхности GaAs.

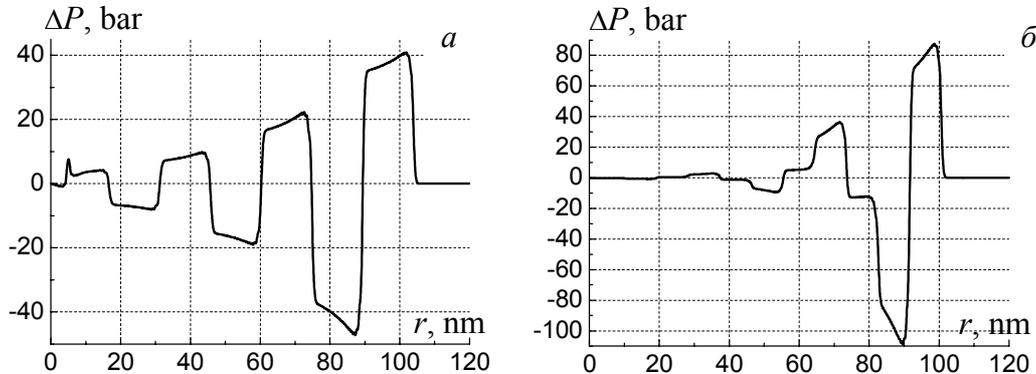


Рис. 1. Амплитуда акустического импульса в объеме кристалла GaAs через время $t = 20$ пс после начала действия лазерного импульса.

- [1] Akimov A. V. Hypersonic Modulation of Light in Three-Dimensional Photonic and Phononic Band-Gap Materials / A. V. Akimov, Y. Tanaka, A. B. Pevtsov, S. F. Kaplan, V. G. Golubev, S. Tamura, D. R. Yakovlev, M. Bayer // PRL – 2008 – V.101 – P.033902.
- [2] Huynh A. Subterahertz Phonon Dynamics in Acoustic Nanocavities / A. Huynh, N. D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand, B. Perrin, A. Fainstein, M. F. Pascual-Winter, E. Peronne, A. Lemaître // PRL – 2006 – V.97 – P.115502
- [3] Романов О. Г. Термомеханическое воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на одномерные металлические наноструктуры / О.Г. Романов, Г.С. Романов // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т. 78, № 12 – С. 1588.

УДК 535:135; 621.378.325

Д. В. Новицкий, В. М. Катаркевич, Т. Ш. Эфендиев

КИНЕТИКА ГЕНЕРАЦИИ РОС-ЛАЗЕРА НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СУБНАНОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси,
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
dynovitsky@gmail.com*

Одним из наиболее важных достоинств лазеров на красителях с динамической (светоиндуцированной) распределенной обратной связью (РОС) является возможность получения перестраиваемых по спектру одиночных пикосекундных импульсов как при пикосекундном, так и наносекундном возбуждении [1, 2]. Последний способ является особенно привлекательным, так как позволяет значительно упростить и удешевить лазерную систему. Для возбуждения активной среды лазера с динамической РОС, как правило, используются два сходящихся пучка излучения с *S*-поляризацией. В результате интерференции указанных пучков имеет место пространственно-периодическое изменение интенсивности поля накачки по длине активной среды, что приводит к формированию в ней динамической амплитудно-фазовой решетки. Вместе с тем, генерация излучения на основе РОС может быть получена и при однородной по длине активной среды интенсивности поля возбуждения, если при этом обеспечено пространственно-периодическое изменение состояния его поляризации [3, 4]. Последнее может быть достигнуто при накачке раствора красителя с помощью двух сходящихся ортогонально поляризованных пучков, результатом чего является формирование в нем динамической решетки дихроизма усиления (поляризационной решетки). Применительно к использованию РОС-лазера для целей получения одиночных пикосекундных импульсов при наносекундной накачке инициирование РОС с помощью поляризационной решетки представляется особенно привлекательным. Это связано с тем, что решетка такого типа является значительно менее инерционной, чем «традиционная» амплитудно-фазовая, что обусловлено полным отсутствием формирования в активной среде тепловой фазовой решетки.

В настоящей работе впервые теоретически и экспериментально исследована кинетика излучения РОС-лазера на поляризационной решетке, индуцируемой в растворе красителя с помощью двух сходящихся ортогонально поляризованных пучков (*S*- и *P*-поляризация, соответственно) излучения субнаносекундной длительности, и показана возможность получения в нем одиночных пикосекундных импульсов.

Численное моделирование генерационных характеристик осуществлялось на основе впервые предложенной теоретической модели РОС-лазера на поляризационной решетке, формируемой в активной среде двумя сходящимися плоскими волнами ортогональной поляризации. Модель основана на рассмотрении решеток возбуждения для молекул различных ориентаций с последующим усреднением по методике, предложенной в [5]. Основные уравнения динамики генерации представляют собой полуфеноменологические балансные (скоростные) уравнения для плотности

возбужденных молекул различных ориентаций и концентрации фотонов двух взаимно ортогональных поляризаций. Их совместное численное решение позволяет описать динамику мощности генерации, а также ее поляризационные и энергетические характеристики. При расчетах были использованы параметры, соответствующие экспериментальным условиям возбуждения РОС-лазера с помощью излучения второй гармоники ($\lambda_p = 532$ нм; $\Delta\lambda_{0.5} < 0.003$ нм) субнаносекундного ($\tau_{0.5} \approx 0.5$ нс) твердотельного *Nd:LSB* микролазера с диодной накачкой *STA01SH-500* (Standa Ltd., Литва): концентрация красителя (родамин 6Ж в этаноле) $C_d = 0.23$ ммоль/л; длина зоны возбуждения $L_{DFB} = 1$ см; соотношение интенсивностей пучков накачки $I_S/I_P = 2/1$; длина волны генерации $\lambda_L = 565$ нм (максимум контура усиления активной среды).

Результаты выполненных расчетов свидетельствуют о том, что временной ход интенсивности излучения РОС-лазера в общем случае представляет собой цуг пикосекундных импульсов. При этом число импульсов в цуге зависит от уровня накачки $\gamma = E_n/E_{пор}$ (где E_n – энергия накачки, а $E_{пор}$ – порог генерации), уменьшаясь с его понижением. При незначительных превышениях порога генерируется одиночный пикосекундный импульс. Так, например, если в диапазонах уровня накачки $2.25 < \gamma < 3.0$ и $1.5 < \gamma < 2.25$ выходное излучение РОС-лазера представляет собой цуг из трех и двух импульсов, соответственно, то при $1 < \gamma < 1.5$ в нем остается лишь один импульс.

Результаты экспериментальных исследований кинетики излучения РОС-лазера, выполненных с использованием электронно-оптической камеры «Агат-СФ3» (временное разрешение до ~ 2 пс), показали, что в общем случае в нем генерируется цуг пикосекундных импульсов, а при незначительных превышениях порога – одиночные импульсы. Так, например, генерации цуга, состоящего из трех и двух импульсов, наблюдалась при $2.2 < \gamma < 3.0$ и $1.7 < \gamma < 2.2$, соответственно. В диапазоне уровня накачки $1 < \gamma < 1.7$ РОС-лазер генерировал одиночные пикосекундные импульсы. При этом наиболее короткие импульсы с длительностью $\tau_{0.5} \approx 37$ пс и шириной линии $\Delta\lambda_{0.5} \approx 0.008$ нм (произведение длительности импульса $\tau_{0.5}$ на ширину полосы частот $\Delta\nu_{0.5}$ составляет ~ 0.3), наблюдались при уровне накачки $\gamma \approx 1.7$, соответствующем порогу появления второго импульса РОС-лазера.

Сравнение результатов теоретической модели с полученными опытными данными позволяет сделать вывод об их хорошем качественном соответствии.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект Ф15-042).

- [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_2 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] Lo D. Distributed feedback laser action by polarization modulation / D. Lo, C. Ye, J. Wang // Appl. Phys. B. – 2003. – Vol. 76, No. 6. – P. 649-653.
- [4] Катаркевич В. М. Субнаносекундный лазер на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью на основе пространственной решетки дихроизма усиления / В. М. Катаркевич, А. Н. Рубинов, Т. Ш. Эфендиев // Сб. науч. тр. IV Конгресса физиков Беларуси, 24–26 апреля 2013, Минск. – Минск, 2013. – С. 84-85.
- [5] Рубинов А.Н. Поляризационная динамика РОС-лазера на красителях // А. Н. Рубинов [и др.] // Журн. прикл. спектр. – 2000. – Т. 67, № 6. – С. 721-724.

УДК 535.33, 533.9, 543.423.1

К.Ф. Ермалицкая, Е.С. Воропай, Ф.А. Ермалицкий

ДВУХИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОАНАЛИЗ ПОРИСТЫХ И ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

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

ermalitskaia@gmail.com, voropay@vsu.by, f.ermalitski@gmail.com

Использование сдвоенных импульсов при лазерной абляции за счет дополнительного возбуждения эрозионной плазмы позволяет существенно (до 2-х раз) снизить деструкцию поверхности образца без уменьшения аналитического сигнала. Данная особенность позволяет использовать двухимпульсную ЛАЭС для исследования пористых и хрупких объектов, как металлов, так и неметаллов и полупроводников. Целью данной работы было создание методик послойного анализа, в том числе и с субмикронным разрешением, кремниевых пластин с Ti- и Zr-покрытием, хрупких серебряно-медных образцов и стеклянных артефактов субмиллиметровой толщины.

Исследования проводились на лазерном спектрометре LSS-1, производства совместного белорусско-японского предприятия «LOTIS-ТП» (Минск). Источник испарения вещества образца и возбуждения спектров атомов – двухимпульсный Nd:YAG-лазер с активной модуляцией добротности (длина волны – 1064 нм; частота следования импульсов – 10 Гц; длительность на полувывоте – 15 нс; энергия 10÷75 мДж). Для возбуждения спектров могут использоваться как одиночные импульсы, так и сдвоенные импульсы, временной интервал Δt между которыми может быть от 0 до 100 мкс (шаг 1 мкс). При фиксированных значениях энергии накачки и межимпульсного интервала энергия обоих импульсов одинакова. Нулевой межимпульсный интервал соответствует одновременному воздействию на поверхность двух лазерных импульсов, что можно рассматривать как одиночный лазерный импульс, мощность которого равна суммарной мощности сдвоенных импульсов. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном давлении без предварительной химической и механической подготовки поверхности образца к анализу. Деструкция поверхности образца контролировалась с помощью встроенного микроскопа с увеличением 100X и микроинтерферометра Линника МИИ-4 с увеличением 300X.

Объектом исследования были старинные Ag-Cu (XIV-XVI вв.), обнаруженные при раскопках в д. Гнивань (Украина). Образцы находились в кладе, т.е. в непрерывном контакте с землей, водой и др. агрессивными средами, на протяжении 400 лет. Визуальное исследование монет показало, что часть из них значительно легче (в 1,5-1,8 раза), кроме того, более легкие монеты оказались очень хрупкими. Двухимпульсный лазерный микроанализ позволил определить, что в более легких и хрупких образцах присутствуют поры, размером 0,5 – 2 мкм. При воздействии лазерных импульсов данные точки в объеме исследуемых образцов наблюдается значительное падение интенсивности спектральных линий Ag (рис. 1), и абсолютно синхронное с ним падение интенсивности спектральных линий

Cu. В более массивных и твердых монетах падение аналитического сигнала при сканировании монеты по глубине не превышает 5-10 %, причем снижение концентрации Ag в определенной точке обязательно совпадает с повышением содержания Cu в ней.

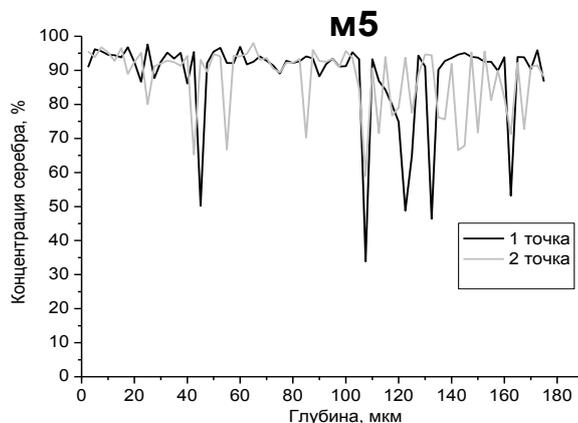


Рис. 1. Динамика концентрации серебра по глубине серебряно-медной «пористой» монеты

Исследовалась также Si пластина, на которую наносилось покрытие из Ti и Zr методом конденсации с ионной бомбардировкой. Данная система подвергалась воздействию совмещенных и одиночных плазменных потоков, формируемых в вакуумно-дуговых разрядах. Ток дуги составлял 100 А, отрицательное опорное напряжение – 120 В, толщина покрытия – 1-2 микронметров. Пластина дополнительно обрабатывалась потоками азотной плазмы (КПП) из магнитно-плазменного компрессора, с различным числом плазменных импульсов (от 1 до 5). Длительность воздействия ~ 100 мкс. Эксперименты проводились в режиме «остаточной атмосферы», при котором в предварительно откаченную камеру вводили плазмообразующее вещество – азот – до давления 400 Па. Плотность мощности потока изменялась в диапазоне $(1,5 \div 3,5) \cdot 10^5$ Вт/см², что было достаточно для расплавления поверхностных слоев и легирования стали материалами покрытия и плазмообразующим веществом (азот) с возможностью образования нитридных фаз, твердых растворов и интерметаллидов. В результате была сформирована многослойная структура, толщиной 10÷15 мкм. Проведенные эксперименты показали, что воздействие сдвоенных лазерных импульсов, как сфокусированных на поверхности, так и расфокусированных не приводит к разрушению кремниевой основы. Обработка плазмой приводит к тому, что атомы однородного микронного покрытия диффундируют вглубь основы, в результате чего на поверхности образца образуется двухкомпонентная система, толщиной несколько микронметров.

Малая длительность импульсов (~ 15 нс), высокая плотность мощности излучения, малая площадь воздействия позволяет использовать двухимпульсную ЛАЭС для исследования стеклянных образцов субмиллиметровой толщины, как современных, так и старинных. Исследовался фрагмент свинцового стекла 3×6 мм, являвшегося основой старинного зеркала (предположительно X в.). Кратер на поверхности объекта после воздействия лазерного излучения заметен, однако деструкции образца не происходит. Помимо элементного состава двухимпульсный лазерный микроанализ позволил определить толщину образца – 0,45 мм.

УДК 535.37

Е.В. Вилейшикова¹, П.А. Лойко¹, В.И. Дашкевич², В.А. Орлович², А.А. Корниенко³,
Е.Б. Дунина³, А.С. Ясюкевич¹, К.В. Юмашев¹, Н.В. Кулешов¹, А.А. Павлюк⁴

**СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОВОГО
ЛАЗЕРНОГО КРИСТАЛЛА: $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$**

¹ *Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь*
vilejshikova@gmail.com

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

³ *Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь*

⁴ *Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия*

В работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристалла калий-лютециевого вольфрамата с ионами европия, $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, который является перспективной активной средой для красных лазеров [1]. Кристалл $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, допированный 3 ат.% Eu^{3+} , был выращен при помощи раствор-расплавного метода в СО РАН.

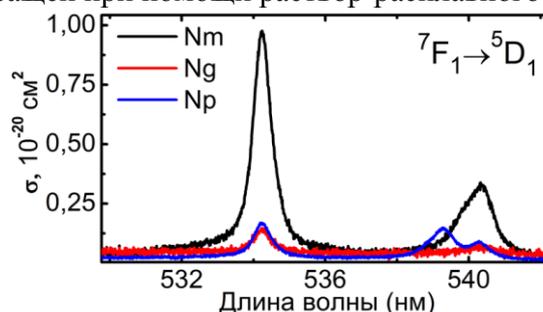


Рис. 1. Анизотропия поглощения кристалла $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, обусловленного переходом ${}^7\text{F}_1 \rightarrow {}^5\text{D}_1$, для поляризаций света $E \parallel N_p, N_m$ и N_g .

В спектрах поглощения кристалла обнаружены сильно поляризованные узкие пики, связанные с электронными переходами иона Eu^{3+} из состояний ${}^7\text{F}_{0,1}$. На рис. 1 приведена структура полосы поглощения, используемой для возбуждения люминесценции, относящаяся к электронным переходам иона Eu^{3+} ${}^7\text{F}_1 \rightarrow {}^5\text{D}_1$, в области длин волн 532 – 540 нм. Для поляризаций света $E \parallel N_m$ и $E \parallel N_g$ она состоит из двух компонент со спектральным положением при 534.2 и 540.3 нм. Максимум пикового значения сечения поглощения $\sigma_{\text{abs}} = 0.95 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ достигается для поляризации $E \parallel N_m$ на длине волны 534.2 нм. Для поляризации света $E \parallel N_p$, полоса расщепляется на три компоненты: с максимумами при 534.2, 539.3 и 540.3 нм, что согласуется с представлениями о симметрии локального окружения иона Eu^{3+} в кристалле $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ (точечная группа C_2).

Для количественного описания интенсивностей переходов в поглощении и испускании в кристалле было применено традиционное приближение Джадда-Офельта, которое предполагает, что сила линии характеризуется линейной зависимостью от трех параметров $\Omega_{2,4,6}$. Определенные методом наименьших квадратов их оптимальные значения ($\Omega_2 = 20.7$, $\Omega_4 = 5.3$, $\Omega_6 = 2.3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$) дали достаточно большое среднеквадратичное отклонение оценки сил осцилляторов переходов, наблюдаемых в поглощении, rms dev. = 0.847. В то же время, использование модифицированной теории Джада-Офельта для систем с аномально сильным конфигурационным взаимодействием (ASCI), в котором учи-

тывается влияние возбужденных конфигураций, приводит к существенно меньшим значениям $\text{rms dev.} = 0.159$. Оптимальные значения параметров в теории ASCI составили: $O_{d2} = 3.48$, $O_{d4} = 1.80$, $O_{d6} = 1.39$, $O_{c2} = -0.21$, $O_{c4} = 0.18$, $O_{c6} = -0.05 \times 10^{-10}$ см, $\Delta_d = 92010$, $\Delta_{c1} = 25480$ см $^{-1}$ и $\Delta_{c2} = 27140$ см $^{-1}$. В рамках приближения ASCI были определены радиационные времена жизни τ_{rad} возбужденных состояний Eu^{3+} : ${}^5\text{D}_0$ (450 мкс), ${}^5\text{D}_1$ (426 мкс), ${}^5\text{D}_2$ (427 мкс) и ${}^5\text{L}_6$ (400 мкс).

Наиболее интенсивные полосы люминесценции для кристалла $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ наблюдаются в области длин волн ~ 610 и 700 нм и относятся к переходам $\text{Eu}^{3+} {}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ и ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$, соответственно. Кривые затухания люминесценции в этих каналах имеют моноэкспоненциальный характер. При этом измеренное время жизни состояния ${}^5\text{D}_0$ составляет ~ 445 мкс, рис. 2(а). Измеренное значение времени жизни ${}^5\text{D}_0$ в совокупности с оцененным теоретически значением (450 мкс) говорит о высоком квантовом выходе люминесценции из этого состояния ($>98\%$).

На рисунке 2(б) приведен спектр поперечных сечений вынужденного испускания, определенный при помощи уравнения Фюхтбауэра-Ландебурга для перехода ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$. Наблюдаемая структура линий согласуется с низкой симметрией локального окружения иона Eu^{3+} (C_2). В спектре наблюдаются два узких (FWHM ~ 1 нм) пика при 703.5 и 706.8 нм для поляризации света $E \parallel N_m$, и один при 705.0 нм для поляризации света $E \parallel N_p$. Наибольшее значение сечения $\sigma_{\text{SE}} = 1.78 \times 10^{-20}$ см 2 соответствует длине волны 703.5 нм для света, поляризованного вдоль направления оси N_m . Последним следует руководствоваться при ориентации кристалла как активного элемента.

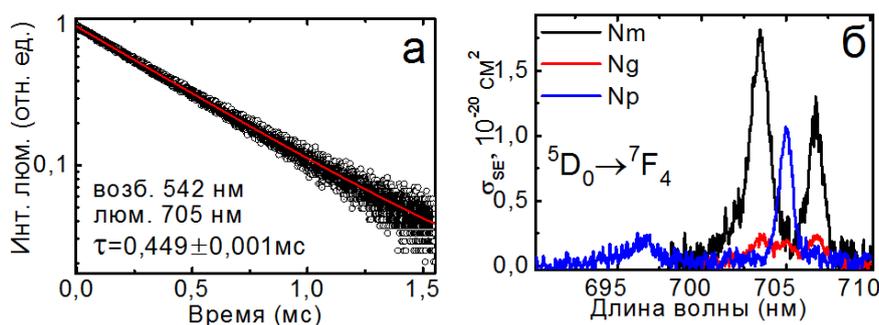


Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции ионов Eu^{3+} (а) ($\lambda_{\text{возб}} = 533$ нм, $\lambda_{\text{люм}} = 705$ нм) и спектр поперечных сечений вынужденного испускания (переход ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$) (б) для кристалла 3 ат.% $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$.

Оценка сил осцилляторов переходов в поглощении из возбужденного состояния ${}^5\text{D}_0$ показала, что ионы Eu^{3+} характеризуются интенсивным поглощением в канале ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^5\text{F}_2$ на длине волны ~ 610 нм, близкой к полосе люминесценции $\text{Eu}^{3+} {}^7\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$. Последнее может оказаться определяющим ограничением для получения лазерной генерации на переходе ${}^7\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ (610 нм) по причине перекрытия соответствующих полос поглощения из возбужденного состояния и люминесценции.

Наибольшим потенциалом для получения лазерной генерации обладает переход ${}^7\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$. Высокая эффективность возбуждения долгоживущей люминесценции в канале ${}^7\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$ делает кристалл $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ перспективной активной средой для лазеров, генерирующих в красной области спектра на длине волны 702 нм.

[1] Spectroscopic characterization and pulsed laser operation of $\text{Eu}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ crystal / P.A. Loiko, V.I. Dashkevich, S.N. Bagaev, et al. // Laser Physics. – 2013. – Vol. 23. – P. 105811.

УДК 535: 621.373

Л.П. Свирина

ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ АНИЗОТРОПНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ

Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013

Минск, Беларусь

lsvirina57@yandex.ru

В настоящее время в лазерах с анизотропными резонаторами известно два физических механизма, приводящих в отсутствие какого-либо внешнего, зависящего от времени, воздействия на систему к неустойчивости стационарных режимов генерации и возникновению автоколебательных режимов, которые при изменении управляющих параметров способны развиваться в более сложные режимы, включая хаотические и стохастические колебания. Это линейная связь волн генерации, вызывающая неустойчивость фазовых характеристик генерируемых волн, (см., напр, [1]), и конкуренция анизотропии нелинейной активной среды и анизотропии резонатора, вызывающая неустойчивость поляризационных характеристик этих волн [2].

Отличие от нуля эллиптичности электромагнитной волны приводит к появлению дополнительного, зависящего от поляризации, сдвига фазы этой волны (см., напр., [3]), что в условиях нестационарной генерации может сопровождаться возникновением эффектов поляризационно-фазовой динамики.

Впервые эффект поляризационно-фазовой динамики был обнаружен при описании результатов эксперимента по наблюдению поляризационной неустойчивости в *He-Ne* лазере с эллиптической поляризацией мод резонатора, работающем на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм [4]. В случае электромагнитного излучения с изменяющимися во времени поляризационными характеристиками экспериментально регистрируемый сигнал представляет собой результат когерентного сложения x (y) компонент векторов Джонса двух генерируемых волн в линейном базисе регистрации или σ_+ (σ_-) компонент этих волн в циркулярном базисе и поэтому зависит от разности фаз волн генерации. При переходе от линейного к циркулярному базису регистрации свет проходит через преобразующие поляризацию элементы, и в соответствии с [3], появляется дополнительная, зависящая от поляризации, разность фаз генерируемых волн.

В четырехчастотном кольцевом газовом лазере эффект поляризационно-фазовой динамики в режиме автоколебаний обнаружен при изучении зависимостей от отстройки интенсивностей и разностей фаз встречных волн. В случае линейной поляризации генерируемых волн, задаваемой анизотропией резонатора, в зависимостях интенсивностей встречных волн от отстройки переключения интенсивностей при переходе из области отрицательных в область положительных отстроек наблюдались вблизи центра линии. Генерация электромагнитной волны с ненулевой эллиптичностью сопровождается появлением дополнительного, зависящего от эллиптичности и азимута, сдвига фазы волны, определяемого на основании [3]. Если в качестве начальных значений для разностей фаз выбрать их величины, задаваемые эллиптической поляризацией мод резонатора, то переключение интенсивностей происходит при

симметричных относительно центра отстройках вблизи крыльев линии [5].

Обнаружение отдельных эффектов нелинейной динамики, обусловленных влиянием поляризации электромагнитной волны на ее фазу, обуславливает актуальность разработки моделей лазерных систем, учитывающих возможность существования неустойчивостей обоих типов. На основе матричного метода выведены уравнения генерации одномодового четырехчастотного кольцевого газового лазера с произвольной величиной и типом анизотропии резонатора, в котором возможна поляризационная неустойчивость, и с учетом линейной связи встречных волн за счет обратного рассеяния на неоднородностях среды и резонатора, что обеспечивает возможность возникновения фазовой неустойчивости [6].

Данная модель открывает перспективы для систематических исследований поляризационно-фазовой динамики лазерных систем, а также регулярной и сложной динамики нелинейных систем высокой размерности, имеющих различную физическую природу.

- [1] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю. Л. Климонтовича. –М.: Наука, 1974.
- [2] Svirina L.P. Competition between active medium and empty cavity anisotropies in gas class A laser // *Quantum and Semiclassical Optics, JEOS, part B.* –1998. – V. 10. – P. 425.
- [3] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир,1981.– 581 с.
- [4] Svirina L.P., Gudelev V.G., and Zhurik Yu.P. // *Phys. Rev. A.* – 1997. – V. 56. – P. 5053.
- [5] Свирина Л.П. Фазовая неустойчивость в четырехчастотном кольцевом газовом лазере с анизотропным резонатором // *Квантовая электроника.* 2008. – Т. 38. – С 1.
- [6] Svirina L. P. Dynamics of anisotropic cavity lasers, in book: “Dynamical Systems. Theory”. /Editors: Jan Awrejcewicz, Marek Kazmierczak, Pawel Olejnik, Jerry Mrozowski. Lodz, Poland, 2013. – P. 153-160.

УДК 621.373.826.038.824

С.С. Ануфрик¹, Г.Г. Сазонко¹, В.В. Тарковский¹, М.М. Асимов²

ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСОВ ВКЛЮЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ФЕНАЛЕМИНА 160 С α - И γ -ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ

¹ Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко, 22,
230023 Гродно, Беларусь

anufrikk@grsu.by

² Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь

m.asimov@dragon.bas-net.by

Возможность дальнейшего улучшения генерационных свойств перестраиваемых лазеров на красителях связана не только с поиском новых красителей, но и с подбором оптимальных растворителей, обеспечивающих улучшение спектральных и лазерных характеристик уже известных. Молекулы циклодекстринов привлекают возможностью их использования для модификации фотофизических и фотохимических свойств большого числа органических веществ путем образования комплексов включения. Циклодекстрины прозрачны во всей видимой спектральной области. Характерной особенностью циклодекстринов является то обстоятельство, что они по внешней сфере гидрофильные, а по внутренней полости - гидрофобные. Следовательно, использование циклодекстрина позволяет повысить, или сделать множество гидрофобных молекул красителей растворимыми в воде.

В данной работе были исследованы генерационные свойства красителя феналемин 160 (FN160) в комплексах включения с α - и γ -циклодекстринами. Приготовление комплексов включения проводилось методом термической активации, при которой водно-этанольный раствор красителей с циклодекстрином нагревался до 60°C с последующим охлаждением. Использовались различные соотношения краситель:циклодекстрин и вода:этанол. Для исследования генерационных характеристик комплексов включения красителей, использовался лазер на красителях с квазипродольным возбуждением и система измерения энергетических и спектральных характеристик генерируемого излучения аналогичная представленной в работе [1]. В качестве источника наносекундной когерентной накачки использовалась 2-я гармоника Nd:YAG-лазера LS-2147, производства Lotis ТП. Параметры излучения накачки: $\lambda=532$ нм, длительность импульсов по полувысоте $\tau=16$ нс. Излучение накачки фокусировалось на кювету с раствором в пятно размером ~ 4 мм. Энергии накачки и генерации регистрировались измерителем ИМО-2Н. Спектры генерации регистрировались при помощи дифракционного спектрографа ДФС-8, для транспортировки излучения использовалось монооптоволокно. Оптические плотности растворов красителей измерялись при помощи спектрофотометра СФ-26 (Таблица 1).

Как видно из представленных в таблице 1 данных, увеличение доли воды в растворе комплекса включения не приводило к заметному смещению спектра генерации как в случае с α -циклодекстрином, а для γ -циклодекстрина спектр генерации

смещался в длинноволновую область на 2-4 нм. Рост концентрации для обоих циклодекстринов не приводил к сколь-нибудь заметному изменению спектра генерации. При соотношении растворителей вода:этанол равном 3:1 (без добавки циклодекстринов) спектр генерации феналемина 160 смещался в длинноволновую область на 3-5 нм.

Таблица 1 - Оптические плотности и спектр генерации активных сред на основе комплексов включения феналемина 160 с α - (α -CD) и γ -циклодекстрином (γ -CD).

FN160: α -CD H ₂ O:C ₂ H ₅ OH	1:1	1:3	1:5	1:0
1:1	D=4.4, $\Delta\lambda=603-618$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=602-619$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=603-619$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=602-615$ нм
3:1	D=4.6, $\Delta\lambda=605-620$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=605-619$ нм	D=4.2, $\Delta\lambda=604-619$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=603-620$ нм
5:1	D=4.2, $\Delta\lambda=606-619$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=606-619$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=606-620$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=604-617$ нм
FN160: γ -CD H ₂ O:C ₂ H ₅ OH	1:1	1:3	1:5	1:0
1:1	D=4.8, $\Delta\lambda=602-616$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=602-616$ нм	D=4.8, $\Delta\lambda=603-617$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=602-615$ нм
3:1	D=4.6, $\Delta\lambda=604-618$ нм	D=4.2, $\Delta\lambda=603-619$ нм	D=4, $\Delta\lambda=603-618$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=603-620$ нм
5:1	D=4.4, $\Delta\lambda=606-620$ нм	D=4.2, $\Delta\lambda=606-620$ нм	D=4.6, $\Delta\lambda=605-619$ нм	D=4.4, $\Delta\lambda=604-617$ нм

При исследовании генерационной эффективности комплексов включения установлено, что добавка α -CD приводила к значительному снижению эффективности генерации феналемина 160 (в два и более раза) при соотношении растворителей 1:1. В случае соотношения растворителей 3:1 и 5:1 добавка α -CD понижала энергию генерации на небольшую величину. При соотношении краситель:циклодекстрин 1:5 была получена наименьшая энергия генерации, но при увеличении доли воды в соотношении растворителей большее количество циклодекстрина было более энергетически выгодным. Для комплекса включения с γ -циклодекстрином рост процентного содержания воды в растворе также приводил к снижению эффективности генерации (с 25 до 14 мДж). Добавка γ -CD также приводила к снижению энергии генерации, однако при росте доли воды в соотношении растворителей снижении энергии было не так значительно.

Установлено, что комплекс включения с α -CD является более эффективным чем γ -CD, несмотря на меньший размер внутренней полости циклодекстрина. Эффективность генерации феналемина 160 с увеличением доли воды в растворе уменьшается, при этом увеличение концентрации циклодекстрина в том же растворе приводит к возрастанию энергии генерации.

Показано, что добавка циклодекстринов (α и γ) приводит к повышению фотостабильности красителя в 1,5-2 раза в зависимости от концентрации циклодекстрина.

[1] Ануфрик, С.С. Влияние вязкости среды на спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики новых кумаринов / С.С. Ануфрик, В.В. Тарковский, Г.Г. Сазонко // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер 2. Матэматыка....- 2012 .- № 2(129).- С.111-119

УДК 535.44

В.К. Павленко¹, Г.А Пашкевич², А.П. Шкадаревич¹

АНАЛОГОВЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР СВЧ СПЕКТРОВ

¹Научно-технический центр «ЛЭМТ» БелОМО, 23, Макаенка, Минск, 220114, Беларусь
valery.pavlenko@gmail.com

²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь
pgena@dragon.bas-net.by

При обработке СВЧ сигналов с шириной анализируемого спектра более 100 МГц перспективным становится применение акустооптических анализаторов спектра (АОС), основную функциональную нагрузку в которых несут акустооптические модуляторы (АОМ), обладающие возможностью обработки информации в реальном масштабе времени, высоким быстродействием, малыми габаритами и незначительной потребляемой мощностью [1]. В работе представлен акустооптический анализатор, который обеспечил спектральный анализ СВЧ сигналов в полосе 500 МГц за 18 мкс на спектр. В качестве акустооптического процессора в анализаторе был использован уникальный и эффективный АО модулятор с возбуждением объемных акустических волн с поверхности кристалла ниобата лития с использованием аподизованного встречно-штыревого преобразователя [2]. Выбор частоты определен из условий последующего эффективного возбуждения объемных сдвиговых волн в акустооптическом модуляторе в полосе частот 1500 – 2000 МГц, с неравномерностью менее 3 дБ. Угловой диапазон сканирования $\Delta\Theta_B$ при дифракции на УЗ волне распространяющейся со скоростью v определяется выражением: $\Delta\Theta = (\lambda / v \cdot \cos \Theta_B) \Delta f$ где Δf — полоса анализируемых ВЧ частот, Θ_B — угол Брэгга. Выражение для разрешающей способности модулятора имеет вид:

$$N = \Delta f D / (v \times \cos \Theta_B) \quad (1)$$

где D — апертура акустооптического взаимодействия.

На рис.1 показана измеренная зависимость внешнего угла дифракции АОМ от частоты УЗ волны в диапазоне изменения частоты 1.5 – 2 ГГц. Таким образом, количество разрешимых положений по критерию Рэля в соответствии с (1) составляет более 1000, что обеспечивает измерение несущей частоты и ширины спектра ВЧ сигнала с необходимой точностью [3].

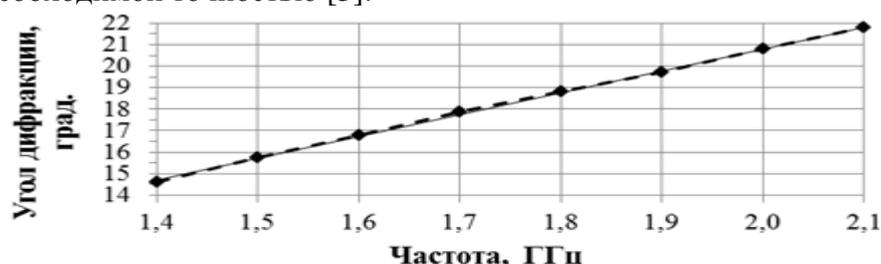


Рис. 1. Измеренная зависимость внешнего угла дифракции АОМ от частоты УЗ волны показана штриховой кривой

На рис.2 приведена зависимость эффективности дифракции в полосе частот Δf .

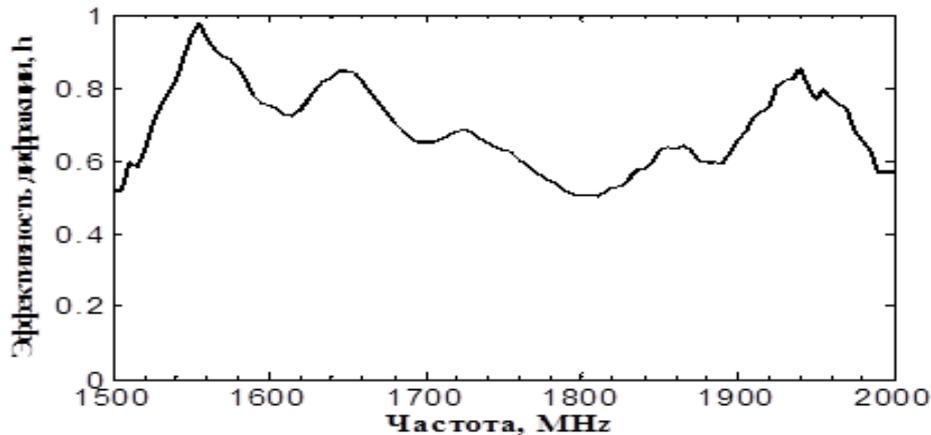


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции от частоты

На рис 3. показан спектр частотно-модулированного СВЧ сигнала.

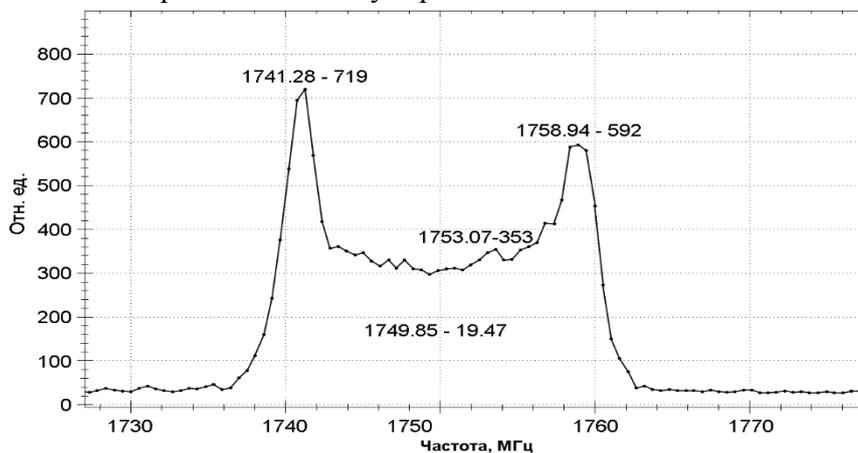


Рис. 3. Несущая частота: 1750 МГц, полоса модуляции: 40 МГц, частота модуляции: 300 кГц

Представленный АОС позволяет получить анализ полосы частот 500 МГц за время 18 мкс, с погрешностью измерения несущей частоты $\pm 0,2$ МГц, имеет частотное разрешение 2 МГц в многосигнальном режиме, минимальную длительность измеряемых импульсов — 0,2 мкс, динамический диапазон уровней входных СВЧ-радиосигналов до 25 дБ.

- [1] Pylypenko M.I. Research and development broadband acousto-optic deflectors with transducer of ultrasound from surface for measuring parameters of microwave radio-signals / M.I. Pylypenko // Manuscript. – Taganrog. – 2008. – P. 23.
- [2] Grygorievsky V.I. Passing an acoustic wave through the gap in the piezoelectric / V.I. Grygorievsky, U.V. Gulyaev, I.M. Koteljansky, G.A. Pashkevich, V.P. Plessky // Acoustic journal. –1987. – Vol. 32. – N 2. – P. 360-362.
- [3] Bogdan A.V. Acousto-optical spectrum analyzer broadband microwave / A.V. Bogdan, V.K. Pavlenko, G.A.Pashkevich, A.P. Shkadarevich // 23rd International Crimean Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2013). – 2013. – Conference Proceedings. –Sevastopol: Weber Publishing. – September 8–13. – 2013. – P. 940-941.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

УДК 537.87; 621.396; 537.52

Л. В. Симончик, М. С. Усачёнок

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КРИСТАЛЛ, УПРАВЛЯЕМЫЙ ПЛАЗМОЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ, ПРИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

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

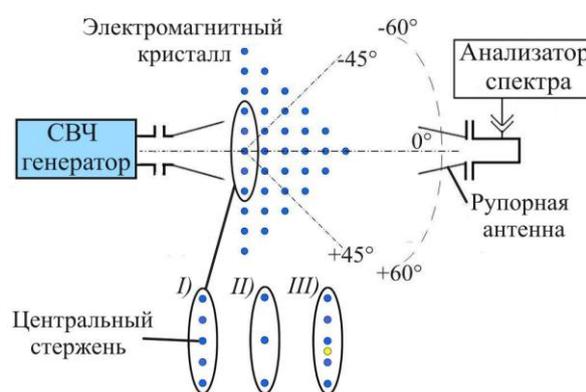
Минск, Беларусь

m.usachonak@dragon.bas-net.by

Электромагнитные кристаллы широко применяются в СВЧ технике [1, 2]. Однако в большинстве случаев они являются нерегулируемыми, что ограничивает их применение в сложных скоростных системах приема-передачи СВЧ излучения, управляемых с помощью компьютера. В [3, 4] продемонстрирована возможность управления распространением излучения СВЧ, проходящего через двумерный электромагнитный кристалл, с помощью плазменных столбов при пониженном давлении. Однако применение разрядов при пониженном давлении в качестве управляющих элементов электромагнитных кристаллов не позволяет динамически управлять распространением мощного излучения вследствие СВЧ-пробоя плазмообразующего газа. В данной работе исследуется распространение мощного (около 50 кВт) СВЧ излучения через двумерный электромагнитный кристалл, управляемый плазмой импульсного разряда при атмосферном давлении.

Треугольный двумерный электромагнитный кристалл представлял собой массив медных стержней (длиной 140 мм и диаметром 5 мм), расположенных в узлах квадратной решетки (постоянная решетки 22 мм) параллельно друг другу (Рис. 1). Вектор напряженности электрического поля падающей из рупора СВЧ волны ориентирован параллельно медным стержням. При отсутствии дефектов в основании кристалла сигнал подавляется в направлениях от -60° до $+60^\circ$ более чем на 30 дБ. При наличии вакансий или дополнительного дефекта (стержня) в его основании (вставки на Рис. 1) в направлениях около $\pm 45^\circ$ наблюдается прохождение падающего излучения [4].

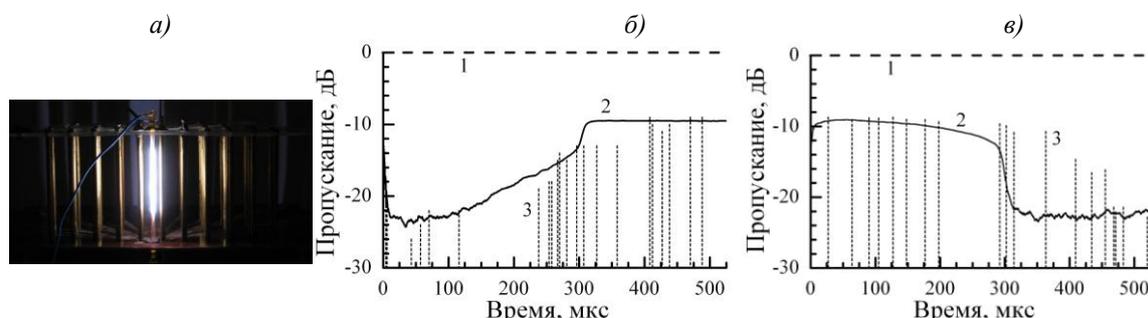
В качестве плазменного дефекта (или компенсатора дефекта) в двумерном электромагнитном кристалле в работе использован импульсный разряд при атмосферном давлении в аргоне, который зажигался в кварцевой трубке внутренним диаметром 3 мм, в межэлектродном промежутке 5,5 см, при потоке аргона 1-2 л/мин (Рис. 2, а). Максимум тока в



I – Кристалл без дефектов, *II* – кристалл с двумя вакансиями, *III* – кристалл с дополнительным дефектом

Рис. 1. Схема эксперимента измерения диаграммы направленности треугольного двумерного электромагнитного кристалла

разряде составляет около 23 А и приходится на 22-ю микросекунду относительно начала разряда. Далее ток плавно уменьшается и к 300-ой микросекунде разряд прекращается. Оценка величины концентрации электронов, выполненная по полуширине контура линии H_{α} , дала максимальное значение $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.



1 - уровень падающего излучения СВЧ; 2 – около 5 мВт; 3 – около 50 кВт;

б) плазма – компенсатор дефекта; в) плазма – дополнительный дефект

Рис. 2. (а) Фотография двумерного электромагнитного кристалла с плазменной неоднородностью и (б, в) временные зависимости его пропускания в направлении 45°

На Рис. 2, б и в сплошными кривыми представлено пропускание электромагнитного кристалла в направлении 45° для обоих типов дефектов. Наибольшее изменение пропускания имеет место в фазе разряда, когда концентрация электронов превышает 10^{16} см^{-3} , и нивелируется к 300-й мкс. На этом же рисунке представлены осциллограммы мощных (около 50 кВт) и коротких (200 нс) СВЧ импульсов (вертикальные штриховые отрезки линий), случайным образом многократно зарегистрированных. Видно, что пропускание восстанавливается (или пропадает) несколько позже, чем при малой мощности (кривые 2 на Рис. 2, б и в). По-видимому, это связано с поддержанием разряда счет столкновительного поглощения в плазме проходящего мощного СВЧ излучения. Следует заметить, что максимальное изменение проходящего сигнала СВЧ в направлении 45° на около 15 дБ, наблюдаемое с 5 мкс до 100 мкс, является таким же, как и в случае использования в качестве дефектов металлических неоднородностей. Таким образом, с помощью разряда при атмосферном давлении в качестве неоднородности двумерного электромагнитного кристалла возможно осуществлять динамическое управление распространением мощного (около 50 кВт) СВЧ излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ-НЦНИ (грант Ф15Ф-004).

- [1] Банков, С.Е. Электромагнитные кристаллы / С.Е. Банков. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 352 с.
- [2] Sakai, O. Plasma as metamaterials: a review / O. Sakai, K. Tachibana // Plasma Sources Sci. Techn. – 2012. – Vol. 21, № 1.- 013001 (18 pp.).
- [3] Lo, J. Reconfigurable electromagnetic band gap device using plasma as a localized tunable defect / J. Lo, J. Sokoloff, Th. Callegari and J. P. Boeuf // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 96, № 25. - 251501 (4 pp.).
- [4] Simonchik, L.V. 2D electromagnetic band gap structure controlled by plasma / L.V. Simonchik, M.S. Usachonak // Proceedings of the 41th EPS Conference on Plasma Physics, Berlin, Germany, 23—27 June 2014. [Electronic resource] / – Mode of access: <http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P2.126.pdf> – Date of access : 01.10.2015.

УДК 539.23

Н. В. Тарасенко, В. С. Бураков, А. В. Буцень,
В.В. Кирис, М. И. Неделько, А. А. Невар

ФИЗИКА ЛАЗЕРНОЙ И ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В ЖИДКОСТИ

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

Минск, Беларусь

n.tarasenko@ifanbel.bas-net.by

В последние годы выявлены перспективы применения плазменных образований, создаваемых лазерным излучением или электрическими разрядами в жидкостях, для решения различных практических задач, включая технологии получения и обработки материалов, синтеза наноразмерных структур, разработки экспрессных методов спектрального анализа. [1,2]. Успешное применение плазмы в жидкости в значительной мере определено уровнем развития представлений о механизмах и кинетике физико-химических процессов в таких средах, степенью разработки эффективных методов получения и диагностики плазмы в жидкости. В частности, крайне важен вопрос контроля термодинамических параметров плазмы: температуры, концентрации основных и примесных элементов, радикалов, электронов и промежуточных продуктов химических реакций с учетом пространственно-временных распределений реагентов.

Несмотря на сложную пространственно-временную структуру, высокую плотность и неоднородность плазмы в жидкостях, спектроскопические диагностики оказались весьма информативными для определения ее параметров. При этом сложный комплекс физических и химических явлений, сопровождающих процессы лазерной абляции и электрические разряды в жидкофазных средах, сопряжен с высокими требованиями к экспериментальным методам исследования и численного моделирования процессов.

В настоящей работе на основе результатов спектроскопической диагностики рассмотрены особенности инициирования и эволюции лазерной и электроразрядной плазмы в жидких средах. Определены параметры плазмы (температура и концентрация электронов, концентрация нейтральных атомов и радикалов) в зависимости от экспериментальных условий создания плазмы. Проведен анализ основных физических факторов, определяющие оптимальные режимы получения плазмы в жидкости для разработки методов лазерно-плазменного формирования наноструктур и контролируемой обработки материалов. Продемонстрирована возможность эффективного инициирования разряда в жидкости и модификации размеров и состава формируемых наночастиц при использовании совместного воздействия лазерного излучения и импульсного электрического разряда на распыляемый материал.

[1] V. S. Burakov, E. A. Nevar, M. I. Nedel'ko, and N. V. Tarasenko // Synthesis and Modification of Molecular Nanoparticles in Electrical Discharge Plasma in Liquids Journal of General Chemistry. – 2015. - Vol. 85.-P.17-30.

[2] В.С. Бураков, Н.В. Тарасенко, А.В. Буцень. Лазерно-индуцированная плазма в жидкости и ее применение для синтеза наночастиц // ЖПС. – 2010. Том 77. - С. 416.

УДК 533.9.03, 533.9.082.5, 543.422; 537.523/527

В. И. Архипенко¹, А. А. Кириллов¹, А. В. Павлова¹, Л. В. Симончик¹,
О. Е. Нежвинская², Н. В. Дудчик²

ИНАКТИВАЦИЯ КОНСОЦИУМОВ МИКРООРГАНИЗМОВ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

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

a.pavlova@dragon.bas-net.by

² Республиканское унитарное предприятие «Научно-практический центр гигиены», ул. Академическая 8, 220012, Минск, Беларусь

n.dudchik@tut.by

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. В работе [4] показано, что наибольшей бактерицидной эффективностью обладают плазменные струи, которые формируются в разряде в воздушной среде. В данной работе исследуется воздействие воздушной плазменной струи на консорциумы микроорганизмов.

В природе микроорганизмы сосуществуют с различными другими микроорганизмами. Между ними устанавливаются взаимосвязи, которые оказывают влияние на биологическую адекватность всех взаимодействующих видов. Как правило, консорциум – естественная ассоциация, но штаммы могут быть выбраны с заранее заданными свойствами [3]. В качестве модельного тест-объекта был выбран консорциум ЦГ/Н-1, состоящий из штаммов *Staphylococcus aureus* ATCC 6538, *Escherichia coli* ATCC 25922, *Pseudomonas aeruginosa* ATCC 9027 в соотношении 1:1:1 с общей концентрацией микроорганизмов 10^5 КОЕ/мл (рис. 1а).

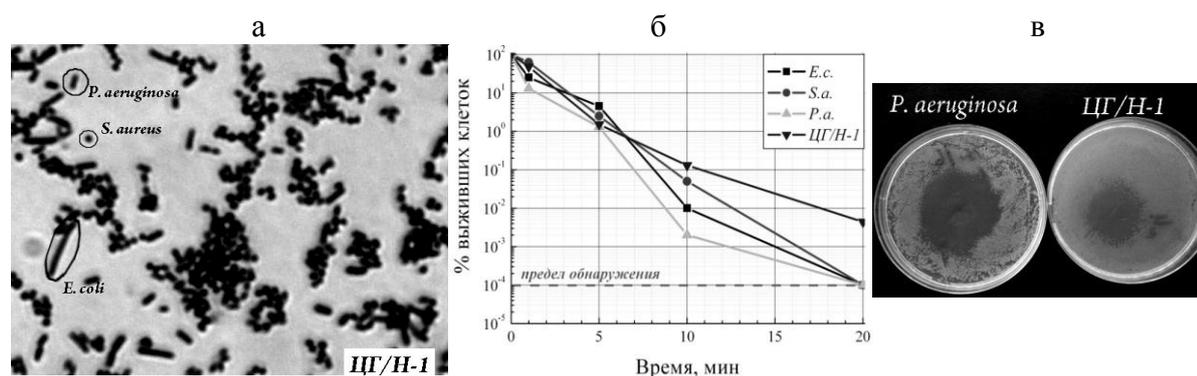


Рис. 1. Фотография ЦГ/Н-1 под микроскопом (а), инактивационные кривые (б) и фотография чашек Петри после 10-ти минутной обработки (в)

Плазменное устройство представляло собой разрядную камеру, в которой соосно располагался закругленный катод и плоский анод с центральным отверстием 1,5 мм, между которыми зажигался тлеющий разряд [4]. Образующаяся в разряде плазма выносится вместе с потоком газа (5 л/мин) в окружающую среду на 1-2 см, при этом

видимый диаметр свечения струи составляет 2-3 мм. Обрабатываемые образцы располагались на расстоянии 4 см от края анода, где температура плазменной струи не превышала 45 °С. Средняя вкладываемая мощность в разряд при этом составила 25 Вт. Концентрации бактерицидных компонент в области воздействия на микроорганизмы составили: NO – 40 ppm, NO₂ – 20 ppm.

Инактивационные кривые обработанных образцов монокультур микроорганизмов и их консорциума при различных временах экспозиции представлены на рис. 1б. Характерные D-времена для монокультур *S. aureus*, *E. coli*, *P. aeruginosa* составляют около 3 мин, для консорциума ЦГ/Н-1 – 4,5 мин. Зоны ингибирования монокультур микроорганизмов и консорциума отличаются в ~2 раза, что говорит о большей устойчивости консорциума микроорганизмов к плазменному воздействию (Рис. 1в).

В качестве примера обработки естественного консорциума микроорганизмов были взяты зубные щетки, которые использовались ежедневно параллельно одним человеком в течение 3 месяцев. При вкладываемой электрической мощности в разряд 75 Вт температура в области обработки щеток составляет 60 °С, а концентрация бактерицидных компонент в этой области достигает для NO – 1100 ppm, NO₂ – 240 ppm, HNO₂ – 150 ppm.

Проводился смыв с рабочих поверхностей щеток фосфатно-буферным раствором и посев смывной жидкости на поверхность питательных сред. При исследовании

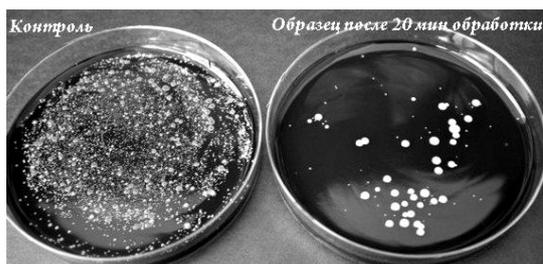


Рис.3. Фотографии чашек Петри с выделенным консорциумом из зубных щеток.

зубных щеток был идентифицирован бактериальный консорциум, состоящий из штаммов, относящихся к родам *Staphylococcus*, *Enterococcus*, *Enterobacter*. Общая концентрация микроорганизмов составила $4,5 \times 10^4$ КОЕ/образец. Штаммы консорциума характеризовались устойчивостью во внешней среде и выраженной способностью к

пленкообразованию. После плазменного облучения в течение 20 минут общая концентрация микроорганизмов снизилась до уровня $1,3 \times 10^2$ КОЕ/образец. В смывах не выявлены бактерии группы кишечной палочки рода *Enterobacter*, выявлены единичные бактерии рода *Staphylococcus*, концентрация жизнеспособных клеток энтерококков уменьшилась на 96,7%. Снизилась способность выживших клеток микроорганизмов к образованию биопленок.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (гранты Ф14СРБ-001 и Ф15РМ-032).

[1] Fridman A., Friedman G. «Plasma Medicine» // New York, Wiley. – 2013.

[2] Navarrete-Bolaños J.L., Jiménez-Islas H., Cardenas M., Conde E. «Communicating Current Research and Educational Topics and Trends in Applied Microbiology». – 2007. – С. 437-449.

[3] Investigation of the properties of the soil microbial consortium as a test objects for estimation of integral toxicity / Dudchik N.V. // Hygiene and sanitation. – 2012. – No 5. – С. 82-84.

[4] Применение плазменной струи тлеющего разряда атмосферного давления на постоянном токе для инактивации *Staphylococcus aureus*/Кириллов А.А., Павлова А.В., Сафронов Е.А., Симончик Л.В., Дудчик Н.В. // Прикладная физика. – 2013. – No 5. – С. 52.

УДК 537.523/527; 533.9.004.14; 544.4

В.И. Архипенко¹, А.А. Кириллов¹, А.В. Павлова¹, Л.В. Симончик¹,
А.Н. Мигун², А.П. Чернухо²

КОНВЕРСИЯ ЭТАНОЛА В СИНТЕЗ-ГАЗ В РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

a.kirillov@dragon.bas-net.by

² *Научно-производственное предприятие "Перспективные исследования и технологии",
ул. Совхозная 1, 223058, пос. Лесковка, Беларусь*

chern@artech.by

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что небольшое добавление водорода и синтез-газа к основному топливу позволяет повысить экономичность двигателей внутреннего сгорания и снизить выброс загрязняющих веществ [1]. Основные преимущества технологий генерации синтез-газа, основанных на использовании плазмы, включают приемлемые режимы работы (атмосферное давление, невысокие газовые температуры, быстрый запуск, компактный размер и т.д.). В работе представлены результаты комплексного экспериментального и теоретического исследования конверсии этанола в синтез-газ в разряде атмосферного давления на постоянном токе с плазменным катодом.

Конверсия этанола осуществлялась в плазмохимическом реакторе (рис. 1), представляющем трехсекционную камеру с конфигурацией электродов катод-анод-

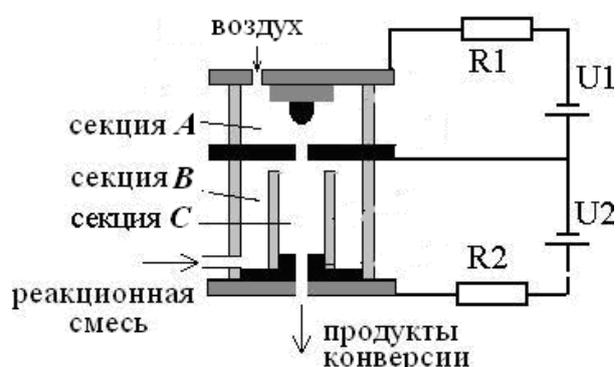


Рис. 1. Схема плазмохимического реактора

анод [2]. В секции А зажигался самостоятельный нормальный тлеющий разряд с током 150 мА – 200 мА, который служил в качестве плазменного катода для несамостоятельного разряда с током 50 мА – 200 мА в секции С (кварцевая трубка диаметром 10 мм и длиной 15 мм). Плазменный катод позволял инициировать разряд в секции С при напряжении на порядок ниже

пробойного и обеспечить его стабильное горение. Падение напряжения в секции С составляло 1100 В – 1400 В. Через секцию А прокачивался воздух с расходом 0,4 л/мин, проходящий через отверстие в аноде в секцию С. В секцию В подавался воздух с расходом 0,4 л/мин и смесь спирта (85%) с водой (15%) с расходом 1,25 мл/мин. Далее пары спирта и воды с воздухом поступали в секцию С, где в плазме несамостоятельного разряда осуществлялись плазмохимические процессы. Суммарная электрическая мощность разрядов менялась в диапазоне 100 Вт – 250 Вт.

Диагностика продуктов конверсии осуществлялась с помощью разработанной на основе ИК абсорбционной спектроскопии методики, позволяющей полностью определить мольные доли как ИК активных, так и ИК неактивных газовых компонент и

параметры конверсии [3]. Основными компонентами синтез-газа являлись H_2 , CO , CH_4 и C_2H_2 . Была достигнута степень конверсии в водород около 90% с содержанием 40% водорода в продуктах конверсии и затратами на одну молекулу H_2 2 эВ. Производительность синтез-газа составляла 2 л/мин.

Численное моделирование проводилось с использованием разработанной двумерной стационарной модели, учитывающей радиальную диффузию и теплопроводность. В качестве кинетической модели применялся механизм А. Коннова [4] без включения специфических плазмохимических реакций с участием заряженных частиц и, следовательно, роль разряда снижена до теплового нагрева газа. Из рис. 2

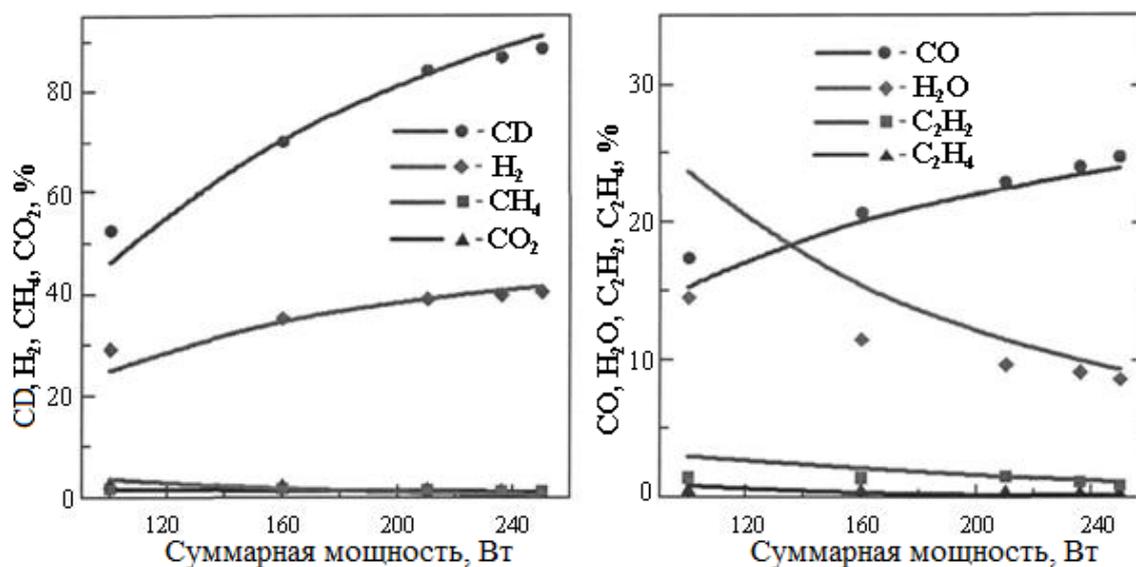


Рис. 2. Зависимость степени конверсии (CD) и концентрации компонентов газа на выходе из реактора от суммарной мощности разрядов. Символы – эксперимент, сплошные линии – расчет

видно, что имеет место хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими данными о составе газовой смеси на выходе из реактора и степени конверсии в водород, что является свидетельством адекватности теоретической модели и подтверждает используемое в модели предположение о тепловой природе конверсии в разряде атмосферного давления на постоянном токе.

- [1] Мигун А.Н. Влияние добавок водорода и синтез-газа на характеристики процесса горения бензиновоздушных смесей в условиях, характерных для двигателей внутреннего сгорания / А.Н. Мигун, А.П. Чернухо, С.А. Жданок // ИФЖ.– 2006. – Т. 79. – № 4. – С. 23–27.
- [2] Atmospheric pressure glow discharge in air used for ethanol conversion: experiment and modeling / V.I. Arkhipenko [et al.]// Open Chemistry. – 2015. – Vol. 13.– № 1. – P. 292 - – 296.
- [3] Диагностика продуктов конверсии этанола с использованием метода абсорбционной ИК спектроскопии / В.И. Архипенко [и др.] // ЖПС.–2012.– Т.80, № 1. – С. 103-107.
- [4] 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 533.924:621.039.6

И. И. Филатова¹, Н. А. Савастенко², В. А. Лющевич¹, С. В. Гончарик¹, Н. И. Чубрик¹,
Т. С. Рамазанов³, М. Т. Габдуллин³, Х.А.Абдуллин³, М.К. Досболаев³

ПОВЫШЕНИЕ АКТИВНОСТИ ФОТОКАТАЛИЗАТОРОВ ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ

¹ *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68,
220072 Минск, Беларусь, filatova@imaph.bas-net.by*

² *МГЭИ им. А.Д.Сахарова БГУ, г. Минск, ул. Долгобродская, 23, 220070 Минск, Беларусь
nataliesavastenko@iseu.by*

³ *Казахский национальный университет им. аль-Фараби, ННЛОТ,
пр. аль-Фараби, 71, 050040 Алматы, Казахстан
gabdullin@physics.kz*

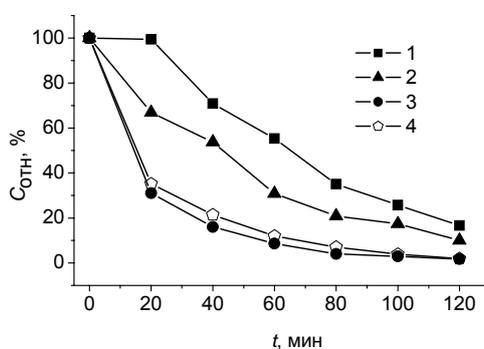
Получение высокоэффективных катализаторов для фотодеградациии красителей под воздействием света является актуальной задачей в связи с существующей проблемой очистки сточных вод от органических примесей, в частности, органических красителей. Одним из наиболее перспективных функциональных материалов, проявляющих значительную фотокаталитическую активность, является оксид цинка (ZnO). В последние годы большое внимание исследователей уделяется разработке методов получения и модификации наноматериалов на основе ZnO, позволяющих оптимизировать их функциональные свойства.

В настоящей работе исследована фотокаталитическая активность нанокристаллических порошков оксида цинка и предложен метод модификации поверхности материала в результате его обработки плазмой высокочастотного разряда в воздухе при пониженном давлении. Исследовали две группы наноматериалов ZnO, полученных различными методами: коммерческий ZnO (ZnO_1, ГОСТ 10262-73) и нанокристаллический оксид цинка (ZnO_2, ZnO_3), полученный гидротермальным методом [1]. Обработку катализаторов проводили в плазме высокочастотного разряда при давлении порядка 100 Па в течение 10 мин. В процессе обработки плазмой частицы порошка перемешивались при воздействии создаваемого в плазме звукового поля, что обеспечивало однородность обработки материала.

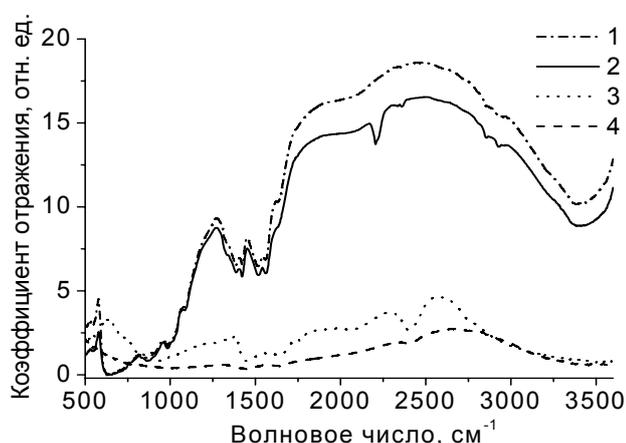
Методика определения фотокаталитической активности исследуемых материалов заключалась в проведении модельной реакции фотокаталитической деградации водного раствора красителя метилового оранжевого (C₁₄H₁₄N₃NaO₃S). Дисперсии катализаторов и водных растворов красителей подвергали воздействию ультрафиолета (УФ). Кинетику фотодеградациии красителя исследовали по изменению его концентрации, которую определяли с помощью спектрофотометра из оценки оптической плотности в максимуме поглощения красителя. Морфологию поверхности образцов до и после обработки исследовали с использованием растрового электронного микроскопа Quanta 200i 3D. ИК - спектры диффузного отражения регистрировали с помощью спектрометра NEXUS Thermo Nicolet FT-IR.

Данные, характеризующие изменение концентрации раствора красителя в процессе его фотодеградациии с участием необработанного и модифицированного плазмой катализатора ZnO, приведены на рисунке 1. Полученные результаты

свидетельствуют о том, что модифицированный плазмой катализатор примерно в 1,5 раза активнее необработанного. Таким образом, плазменная обработка катализаторов на основе оксида цинка является перспективным способом оптимизации их фотокаталитической активности. Материалы, полученные гидротермальным методом, характеризуются большей фотокаталитической активностью по сравнению с коммерческим ZnO. Установлено, что после плазменной обработки в ИК- спектрах диффузного отражения образцов регистрируется новая полоса на длине волны 2205см^{-1} (рис. 2). Это, по-видимому, связано с тем, что до и после плазменной обработки различные вещества могут быть адсорбированы на поверхности ZnO. Обнаруженные существенные отличия в ИК- спектрах материалов могут свидетельствовать о различии механизмов фоторазложения тестируемого органического красителя с участием необработанных и обработанных в плазме коммерческих порошков ZnO и образцов, полученных гидротермальным методом.



1 – контрольный ZnO_1; 2 – обработанный плазмой ZnO_1; 3 и 4 – ZnO_2 и ZnO_3
Рисунок 1 – Изменение концентрации раствора красителя в присутствии ZnO



1 – контрольный ZnO_1; 2 – модифицированный плазмой ZnO_1; 3 – ZnO_2; 4 – ZnO_3
Рисунок 2 – ИК спектры диффузного отражения порошков ZnO

Работа выполнена при поддержке ГКНТ РБ и БРФФИ (проект № Ф14КАЗ-004) и Международной программы Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № 0182/PCF-2015).

[1] Синтез нанокристаллического оксида цинка гидротермальным методом. / Л.В. Подрезова и др. // Вестник КазНТУ.– 2011.– Т. 84, №2.– С. 162.

УДК 533.951: 533.9.08

Е.З. Гусаков¹, Л.В. Симончик², А.В.Томов³ Ф.М. Трухачев⁴, И.А. Черкасова⁴**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

¹ *Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, simon@imaph.bas-net.by*

³ *МГУ им. А.А. Кулешова, ул. Космонавтов, 1, 212000 Могилев, Беларусь*

⁴ *ГУВПО «Белорусско-Российский университет», пр. Мира, 43, 212000 Могилев, Беларусь, ftru@mail.ru*

Параметрические неустойчивости играют важную роль при взаимодействии мощного электромагнитного излучения (волны накачки) со средой. Исчерпывающей теории параметрических неустойчивостей к настоящему времени не существует. Один из подходов анализа линейной конвективной параметрической неустойчивостей развит в [1], где задача решена для двух связанных волновых уравнений. Теоретическая модель линейной абсолютной неустойчивости на базе [1] предложена в [2]. В [3] представлена нелинейная модель конвективной параметрической неустойчивости (трехволновая задача). Получены частные решения, указывающие на истощение накачки, однако, не влияющие на частоты взаимодействующих волн. Аналитические решения являются асимптотическими и не описывают эволюцию волн в окрестности точки распада, также в аналитических решениях не учтено уширение спектра неустойчивости при изменении амплитуды накачки. Численные решения лишены указанных ограничений. В данной работе проведен анализ нелинейной конвективной параметрической неустойчивости в неоднородной среде при численном решении системы трех волновых уравнений – для волны накачки, ионно-звуковой волны и рассеянной ленгмюровской волны в неоднородной плазме.

Результаты численного интегрирования

Вычисления проведены в рамках прямой конечно-разностной схемы с учетом КФЛ условия сходимости. Точку параметрического резонанса расположим около центра пространственной области интегрирования, а источник монохроматической накачки - около правой границы, так, чтобы накачка распространялась к центру. Будем считать, что волны дошедшие до границ области интегрирования затухают. Начальные условия для собственной волновой моды зададим в виде длинного импульса монохроматической ионно-звуковой волны. Как только накачка достигнет точки распада произойдет параметрическое усиление ионно-звуковой волны и возникнет рассеянная ленгмюровская волна. Степень нелинейности будем задавать параметром γ_0 , в соответствии с [3].

Результаты численного интегрирования представлены на рисунке 1, в виде спектров дочерней ионно-звуковой волны для разных значений γ_0 , которые определяют степень нелинейности.

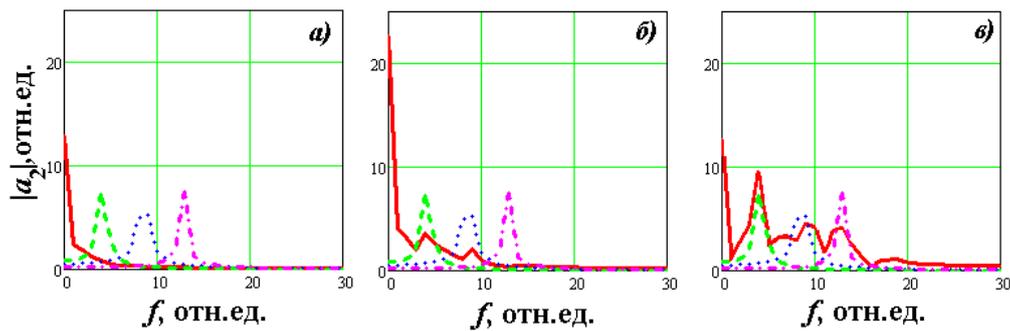
а) $\gamma_0=0.4$; б) $\gamma_0=0.7$; в) $\gamma_0=1$

Рис. 1. Спектр ионно-звуковой волны - сплошная кривая, собственные моды абсолютной неустойчивости с первой по третью – пунктирная, штриховая и штрих-пунктирная кривые соответственно

Как видно из рисунка 1 для случая слабой нелинейности ($\gamma_0=0.4$) возбуждается только основная мода, заданная в начальных условиях численного эксперимента. В остальных случаях, соответствующих сильной нелинейности, в спектре неустойчивости появляются частоты отсутствующие в начальных условиях. По-видимому, возбуждение дополнительных частот связано с ограничением уровня накачки при развитии неустойчивости и росте амплитуды дочерних волн. Указанное явление свойственно усилителям, работающим в режиме ограничения и искажающим входной гармонический сигнал. В случаях представленных на рисунках 1 б, в неустойчивость, по-видимому, переходит в абсолютный режим, о чем свидетельствует тот факт, что трехволновое взаимодействие не прекращается после прохождения начального импульса ионно-звуковой волны через точку распада. При $\gamma_0=0.4$ неустойчивость наблюдается только при условии наличия ионно-звуковой волны в точке распада.

Сравнение спектров соответствующих абсолютному режиму (рис. 1 б, в) с экспериментально полученными спектрами [4] указывает на качественное их согласие.

Заключение

Показано, что учет нелинейных эффектов при анализе параметрической распадной неустойчивости приводит к уширению спектра неустойчивости, а также к развитию абсолютного режима без введения пространственной модуляции фазы (в отличие от [2]).

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ-РФФИ (грант Ф14Р-047).

- [1] Пилия, А.Д. Нестационарная теория распадной неустойчивости в слабонеоднородной плазме / А.Д. Пилия //ЖЭТФ. – 1973.– Т. 64, № 4. – С. 1237 – 1244.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] Suppression and feedback control of anomalous induced backscattering by pump-frequency modulation /V. I. Arkhipenko [et. al.] //Phys. Rev. Letter. – 2008. – Vol. 101. – P. 175004-1 – 175004-4.

СВЯЗЬ ДИНАМИКИ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОЦЕССАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ И В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ФАКЕЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ТИТАНОВУЮ МИШЕНЬ В ВОЗДУХЕ

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

Представлены результаты исследований воздействия квазинепрерывного лазерного излучения ($\lambda = 1.06$ мкм, $\tau \sim 1.5$ мс) на титан (сплав ВТ1-0) в воздухе атмосферного давления. При разных плотностях лазерных потоков ($0.05 \leq q \leq 2$ МВт/см²) экспериментально определено и проанализировано поведение коэффициентов зеркального R_3 , диффузного R_d и полусферического $R = R_3 + R_d$ отражения излучения в течение лазерного импульса, связанное со структурно-фазовыми превращениями в поверхностном слое, с изменением рельефа поверхности и агрегатного состояния мишени в зоне нагрева, а также с горением металла и наличием плазменного слоя вблизи поверхности. Осциллограмма лазерного импульса показана на рис.1. Под q понимается плотность потока излучения, достигаемая на стадии максимума лазерного импульса.



Рис. 1. Временные метки следуют через 0.25 мс

Показано, что при выбранных форме и длительности лазерного импульса нагрев поверхности в условиях $0.08 \leq q \leq 0.4$ МВт/см² приводит к снижению R_3 , R_d и R на начальной стадии, указывающее на растворение кислорода (азота) воздуха в твердом металле. При малых плотностях потоков $q = (0.08-0.17)$ МВт/см² отражение ЛИ на заключительной стадии лазерного импульса определяется очищением поверхности от загрязнений и появлением на ней начальной рутиловой пленки.

В условиях экспериментов плотность потока $q = 0.4$ МВт/см² (рис.2) является пороговой, при которой на стадии $t \geq 0.25$ мс начинается плавление титана ($T_{пл}=1941$ К), а на стадии $t \approx 0.9$ мс появляются признаки экранирования поверхности слоем плазмы, возникающим при запуске реакции гетерогенного горения металла. При этом же q на стадии $t \approx 0.6$ мс в локальных местах зоны облучения достигаются температуры $T \geq 2473$ К, при которых рутил TiO_2 неустойчив и распадается с образованием фаз Ti_3O_5 и Ti_2O_3 .

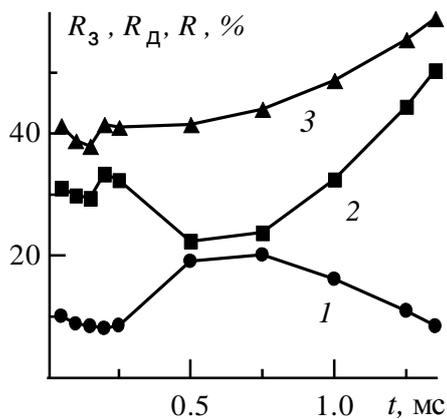


Рис. 2. Зависимости R_3 (1), R_d (2) и R (3) от времени в течение лазерного импульса при $q=0.4 \text{ МВт/см}^2$

При воздействии ЛИ в режимах $q = 0.87 \text{ МВт/см}^2$ и $q = 1.95 \text{ МВт/см}^2$ на средней стадии лазерного импульса оптически плотный слой плазмы сильно экранирует мишень вследствие поглощения и переизлучения части энергии ЛИ, а коэффициенты отражения R_d и R снижаются до своих минимумов. Энергия переизлучения плазмы в спектральном интервале длин волн $0.4 \leq \lambda \leq 4 \text{ мкм}$ при горении титана в условиях $q = 1.7 \text{ МВт/см}^2$ доходит до 24%. В указанных режимах на завершающей стадии воздействия отсутствие на поверхности рыхлого рутила, наличие других более отражающих излучение фаз титана, в том числе фазы TiN, а также движение расплава и снижение экранирующего действия

плазмы приводят к резкому возрастанию R_d и R и падению R_3 .

Выявленные особенности поведения коэффициентов отражения при разных q ЛИ позволяют определить влияние темпа нагрева и роста температуры поверхности на процессы в зоне нагрева мишени [1]. С повышением плотности потока ЛИ в диапазоне $0.4 \leq q \leq 1.95 \text{ МВт/см}^2$ моменты начала плавления мишени, достижения максимума R_3 и минимума R_d , а также моменты появления плазмы и максимума интенсивности ее свечения достигаются раньше, чем при более низких q ЛИ. Часть результатов исследований более подробно представлена в [2–3].

- [1] Войтович Р. Ф., Головки Э.И. Высокотемпературное окисление титана и его сплавов, Киев, Наукова думка (1984) 22–45, 58–65, 214–222
- [2] Nasonov V. I. Proc. of the IX Belarusian-Serbian Symp. "Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas" (PDP-IX'2012), 16–21 September 2012, Minsk, Inst-te Phys. NASB (2012) 118–121
- [3] Nasonov V. I. Contributed Papers I VII Intern. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-VII'2012), 17–21 September 2012 Minsk, Inst-te Phys. NASB (2012) 423–426 and 454–457

УДК 539.23

А.А. Горбачев, В.В. Кирис, Н.В. Тарасенко, О.Н. Третинников

НЕОБРАТИМАЯ ИММОБИЛИЗАЦИЯ И СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЦИНКА НА ПОВЕРХНОСТИ ГИБКОГО ПОЛИМЕРНОГО НОСИТЕЛЯ*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*n.tarasenko@ifanbel.bas-net.byo.tretinnikov@ifanbel.bas-net.by

Синтез наноматериалов с определенной морфологией структурных элементов и химического состава имеют решающее значение для достижения их уникальных свойств привлекательных для различных практических приложений, в том числе в микроэлектронике, медицине, биофотонике, технологии газовых датчиков, гетерогенного катализа и т.д. Для создания наноструктурных устройств необходимы эффективные методы для генерации наночастиц (НЧ) с заданными параметрами и их сборки в организованные структуры. Следует отметить, что синтез однородных НЧ для создания наноструктурированных материалов с новыми функциональными свойствами является одним из основных проблем в области нанотехнологий. Актуальным также является получение тонких слоев плотно упакованных металлических или полупроводниковых наночастиц на поверхности гибких пластиковых (полимерных) носителей, так как это открывает возможности для создания материалов «гибкой» плазмоники, оптоэлектроники и оптической диагностики. При этом одной из важнейших проблем является достижение прочного (необратимого) связывания наночастиц с поверхностью пластиковой подложки.

В данном докладе представлены результаты работ, цель которых заключалась в достижении необратимой иммобилизации наночастиц оксида цинка с высокой плотностью упаковки на поверхности гибкой пластиковой подложки и исследовании свойств этих наночастиц. Наночастицы оксида цинка получали методом электрического разряда над поверхностью электролита [1]. В качестве гибкой пластиковой подложки использовали пленку полипропилена. Для достижения прочного связывания наночастиц с пленкой к ее поверхности прививали функциональный полимер способный необратимо связывать оксид цинка за счет образования прочных координационных комплексов с ионами цинка. Поверхностно-привитой полимер получали методом УФ-индуцированной прививочной полимеризации [2]. Для исследования свойств получаемых наночастиц использовались методы абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии, просвечивающей и сканирующей микроскопии, рентгеновской дифракции. Связывание наночастиц с поверхностно-привитым полимером анализировали методом ИК спектроскопии НПВО.

Проанализированы особенности морфологии, структуры и оптических характеристик наночастиц в зависимости от экспериментальных условий их получения. Показано, что основное влияние на параметры частиц оказывает состав жидкой среды, в которой происходит синтез. Синтезированные в воде наночастицы оксида цинка,

подвергаются частичному гидролизу – в ИК спектре появляется полоса, соответствующая поглощению гидроксильной группы. Спектральные особенности поглощения НЧ вблизи 370 нм указывают на полупроводниковый характер образующихся наночастиц. Ширина запрещенной зоны ($E_g=3,36$ эВ), оцененная из спектра поглощения, подтверждает образование наночастиц ZnO. Использование в качестве рабочей среды 1mM раствора азотной кислоты уменьшает гидролиз, но вместе с тем сильно меняет морфологию синтезируемых наночастиц.

Свойства синтезированных в разряде частиц сравниваются со свойствами осажденных из них наноструктурных слоев на поверхности полимерной подложки.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского Фонда фундаментальных исследований (проекты БРФФИ Ф15МС-024 и Х15М-062).

[1] Burakov V., Kiris V., Nedelko M., Sobolev N., Tarasenko N. Plasma assisted fabrication of zinc oxide based nanostructure // J Plasma Physics and Technology. – 2015. - Vol. 1.-P.127.

[2] Третинников О.Н., Пилипенко В.В., Приходченко Л.К. Патент RU 2 487 146 С1 // Б.И. 2013. № 19.

УДК 533.9.082.5; 621.373.826; 621.793.79

Ходор Баззал, Фадаиян А.Р., Е.С. Воропай, А.П. Зажогин

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИКАЛОВ AlN
В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА
АЛЮМИНИЕВЫЙ СПЛАВ D16T В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА**

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030 Минск, Беларусь
zajogin_an@mail.ru

Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [1, 2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Цель работы состояла в том, чтобы показать возможность и определить условия для получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров AlN для использования в технологиях получения нанокристаллов и напыления тонких пленок.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (изготовитель СП «ЛОТИС ТИИ»). В качестве источника возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер сфокусированного пятна примерно 50 мкм.

Динамика образования одного из продуктов взаимодействия атомов алюминия с азотом радикала AlN изучена нами по эмиссионным спектрам этой молекулы при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевую мишень в атмосфере воздуха. Наиболее интенсивными электронно-колебательными полосами в эмиссионных спектрах являются полосы с длинами волн 508,05 и 512,3 нм.

При проведении экспериментальных исследований установлено, что наибольшая интенсивность полос наблюдается для интервала между импульсами 6-12 мкс. С использованием интервала 8 мкс нами проведено исследование процесса образования радикалов AlN от энергии импульсов в зависимости от расфокусировки их. Данные проведенных исследований приведены на рисунке 1.

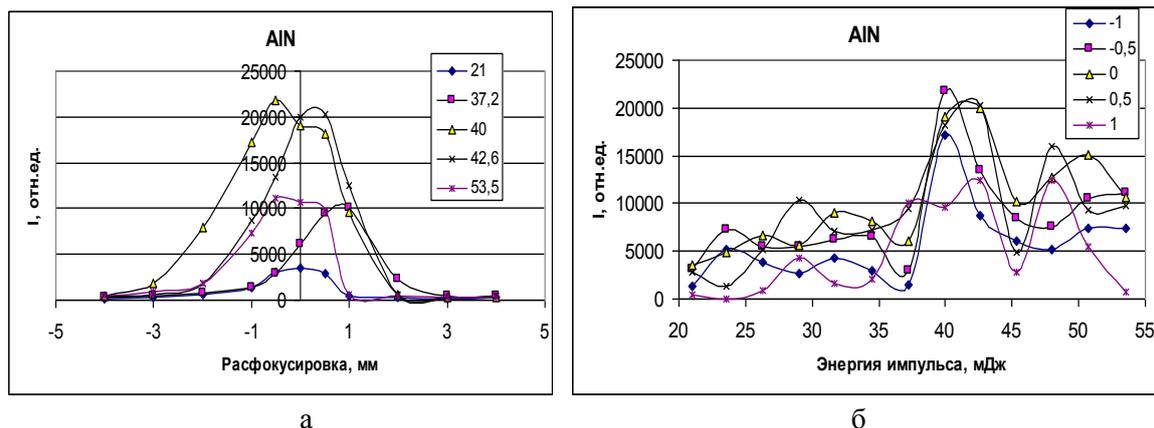


Рис. 1. Зависимость интенсивность полос AIN (512,3 нм), в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов. В рамке: а - энергия, мДж; б – величина расфокусировки, мм

Как видно из полученных данных процесс образования радикалов AIN с увеличением энергии увеличивается, в то же время зависимость от расфокусировки (плотности мощности) неоднозначна.

На рисунке 2 приведены зависимость интенсивность линий Al II (466,3 нм) и Al III (452,92 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов.

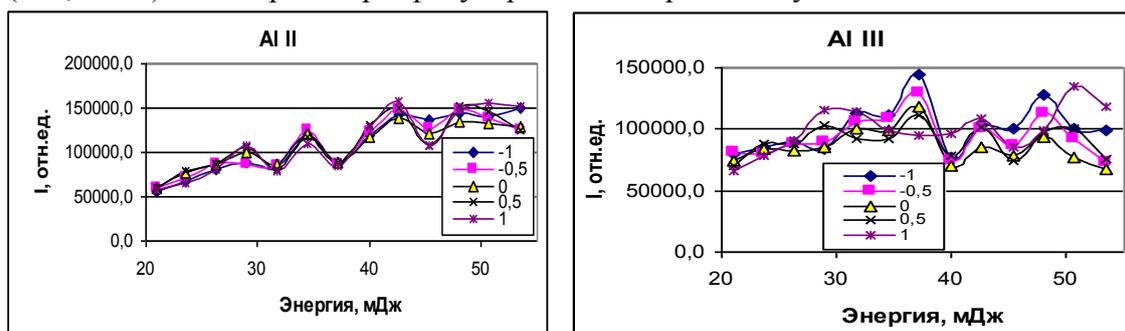


Рис. 2. Зависимость интенсивность линий Al II (466,3 нм) и Al III (452,92 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов (в рамке величина расфокусировки в мм)

При сопоставлении рисунков обращает внимание хорошая корреляция между возрастанием интенсивности полос радикалов и существенным уменьшением интенсивности линии Al III (452,92 нм).

Полученный результат может быть объяснён тем, что наибольшее влияние в данном случае оказывает плотность энергии в месте воздействия излучения на поверхность, а также форма кратера (при расфокусировке вглубь пластины). Следует отметить, что с расфокусировкой лазерного излучения интенсивности ионных линий алюминия уменьшаются значительно медленнее, чем интенсивности линий нитрида алюминия, что говорит о большей зависимости образования молекулярных соединений в плазме от плотности мощности и геометрии кратера.

- [1] Жерихин А.Н.. Лазерное напыление тонких пленок. Итоги науки и техники. Серия: Проблемы лазерной физики. - М. ВИНТИ. 1990. - 107 с.
 [2] Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. - Новосибирск. 1990. –182 с.

БИОФИЗИКА

УДК 535.34; 539.1.047; 543.42

Г. Б. Толсторожев¹, М. В. Бельков¹, О. И. Шадыро²
Г.В. Майер³, В.Я. Артюхов³, О.К. Базыль³

**АНАЛИТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И КВАНТОВАЯ ХИМИЯ:
АНТИВИРУСНЫЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ МОЛЕКУЛЫ В БИМЕДИЦИНСКИХ
ПРИМЕНЕНИЯХ**

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072
Минск, Беларусь*

gbt@imaph.bas-net.by

² *Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030
Минск, Беларусь*

shadyro@open.by

³ *Томский государственный университет, пр. Ленина 36, 634050
Томск, Россия*

president@mail.tsu.ru

Разработка оптико-физических методов анализа и квантово-химическое моделирование электронного строения фармакологически активных органических соединений для медицинских применений относятся к актуальным проблемам фотоники молекул.

Сравнительно недавно выполнен синтез новых типов молекул из класса фенолов и их аналогов, бензальдегидов и ароматических кислот, которые обладают антивирусными и противоопухолевыми свойствами и способны регулировать свободнорадикальные процессы взаимодействия биомолекул и ингибировать размножение вирусов в организме человека [1].

Комплексное междисциплинарное использование спектрально-люминесцентных и ИК спектроскопических экспериментальных методов, а также теоретических квантово-химических расчетов позволяет расширить представления о тех физико-химических свойствах молекул, которые формируют устойчивый антивирусный эффект, выявить новые закономерности в проявлении кислородсодержащими ароматическими соединениями (КАС) конкретного фармакологического действия [2,3].

Экспериментально установлены эмпирические корреляции между электронной структурой, люминесцентными свойствами, ИК Фурье спектрами и фармакологическим действием рассматриваемых КАС, выявлены конкретные спектроскопические признаки биологической эффективности таких соединений. Образование внутримолекулярных водородных связей в изучаемых молекулах сопровождается проявлением их биологической активности.

Квантово-химические расчеты электронной структуры биомолекул показали, что имеет место прямая взаимосвязь между образованием внутримолекулярных водородных связей $O-H\cdots O=C$, $O-H\cdots O-N$ и $O-H\cdots N-N$ с ростом электронной плотности на атомах кислорода гидроксильной группы OH и усилением антивирусной эффективности рассматриваемых молекул.

Внутримолекулярные водородные связи (ВВС) образуются в молекулах КАС, когда фенольная группа OH находится в *орто*-положении к другим электроотрицательным атомам. Наличие в молекулах КАС водородных связей

проявляется в ИК спектрах в снижении интенсивности поглощения в области колебаний свободных ОН-групп и, соответственно, в увеличении поглощения в диапазоне связанных колебаний О–Н.

Для фенилзамещенных аминофенолов, которые проявляют активность против вируса герпеса, характерно образование в молекулах ВВС типа О–Н…N. Антивирусная активность производных 4,6-ди-*трет*-бутил-2-аминофенола усиливается, когда частота связанных колебаний О–Н в ИК спектрах близка к частоте свободных колебаний N–H ($\nu_{\max} = 3425 \text{ см}^{-1}$).

В карбонилсодержащих аминофенолах главным признаком высокой активности против вирусов гриппа и герпеса является преобладание в молекулах N-(3,5-ди-*трет*-бутил-2-гидроксифенил)-ацетамидов сильной ВВС типа О–Н…O=C, что проявляется в ИК спектрах в смещении полосы поглощения колебаний О–Н до $\nu_{\max} = 3060 \text{ см}^{-1}$. Образование водородной связи такого типа обусловлено ростом отрицательного заряда на атоме кислорода фенольной группы ОН.

Квантово-химические расчеты показали, что для антивирусно активных карбонилсодержащих молекул энергия минимума межмолекулярного электростатического потенциала (МЭСП, U_{OH}) всегда выше ($U_{\text{OH}} \geq -400 \text{ кДж/моль}$), а для неактивных молекул – меньше ($U_{\text{OH}} \leq -350 \text{ кДж/моль}$).

Для сульфон-производных аминофенола, проявляющих антивирусную активность в отношении вирусов герпеса, гриппа и ВИЧ-инфекции, характерно образование в молекулах трех типов ВВС с участием ОН-, NH- и SO₂-групп. Согласно теоретическим расчетам протоноакцепторная способность U_{OH} гидроксильной группы противовирусно активных соединений также всегда выше ($U_{\text{OH}} \geq -300 \text{ кДж/моль}$), чем для неактивных соединений ($U_{\text{OH}} \leq -290 \text{ кДж/моль}$). Для проявления анти-ВИЧ активности важна ВВС типа О–Н…O=S=O.

В молекулах производных бензальдегида и ароматических кислот также найдены корреляции между процессами образования водородных связей и наличием у них антивирусных свойств.

Практическая значимость междисциплинарных исследований по установлению связей «Химическое строение ↔ Физика молекул ↔ Практическая биомедицина» обусловлена реальной перспективой внедрения предлагаемых лекарственных препаратов в фармацевтическую промышленность.

- [1] Shadyro O.I. Synthesis and study of anti-viral and anti-radical properties of aminophenol derivatives / O.I. Shadyro, G.A. Ksendsova, G.I. Polosov, L.V. Sorokin, E.I. Boreko, O.V. Savinova, B.V. Dubrovnik, N.A. Bosanko // Bioorganic and Medicinal Chemistry Letters. 2008. V. 18. № 7. P. 2420
- [2] Толсторожев Г. Б. Спектроскопические свойства фармакологически активных фенолов / Г. Б. Толсторожев, И. В. Скорняков, М. В. Бельков, О. И. Шадыро, Г. И. Полозов, В. Л. Сорокин, Г. А. Ксендзова // Опт. и спектр. – 2012. – Т. 112. – С. 783.
- [3] Толсторожев Г. Б. Спектроскопические и протоноакцепторные свойства биологически активных молекул бензойной кислоты и ее производных / Г. Б. Толсторожев, М. В. Бельков, И. В. Скорняков, О. И. Шадыро, С. Д. Бринкевич, С. Н. Самович, О. К. Базыль, В. Я. Артюхов, Г. В. Майер // Опт. и спектр. – 2013. Т. 115 - С. 807.

УДК 577.344

В. Ю. Плавский, Н. В. Барулин, С. Б. Бушук, А. И. Водчиц, И. А. Ходасевич,
Л. Е. Батай, А. С. Грабчиков, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. И. Микулич,
Т. С. Капская, В. А. Орлович, Н. С. Казак

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГИДРОБИОНТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭМБРИОНАЛЬНОМ И КЛЕТОЧНОМ УРОВНЯХ

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь
v.plavskii@ifanbel.bas-net.by*

В настоящей работе в качестве модели для исследования механизмов и закономерностей биологического действия физических полей предложено использовать гидробионты (эмбрионы и сперму рыб, зоопланктон). Привлекательность использования гидробионтов обусловлена, с одной стороны, возможностью выбора большого количества однотипных особей (полученных от одних производителей), а с другой стороны – их хорошей чувствительностью к действию физических полей, воспроизводимостью и высокой достоверностью результатов, а также соответствием данным, получаемым при воздействии излучением на экспериментальные животные.

Кратко полученные результаты состоят в следующем.

1. Зависимость биологического эффекта от дозы воздействующего излучения характеризуется наличием ярко выраженного экстремума (экстремумов), соответствующего максимальному стимулирующему или ингибирующему действию (в зависимости от длины волны излучения). Причем величина фотобиологического эффекта зависит не только от дозы воздействующего излучения, но и от значений плотности мощности и экспозиции, при которой данная доза набиралась. Стимулирующее действие лазерного излучения на гидробионты наблюдается в достаточно узком интервале дозовых нагрузок и интенсивностей. При превышении оптимальных параметров регистрируется ингибирование функциональных характеристик особей. Полученная закономерность указывает на регуляторный (не деструктивный) характер биологического действия физического фактора.

2. Биологическое действие лазерного излучения низкой интенсивности зависит от степени его поляризации. Максимальное стимулирующее действие наблюдается при воздействии линейно-поляризованного излучения. При оптимальных параметрах воздействующих факторов не поляризованное излучение также обладает биологической активностью.

3. Биологической активностью обладает не только монохроматическое лазерное, но и квази- и полихроматическое излучение светодиодных источников. Эффект стимуляции слабо зависит от степени монохроматичности излучения. Поляризованное излучение светодиодных источников с полуширокой спектра 15-20 нм оказывает такое же биологическое действие, как и поляризованное излучение лазерных источников с шириной спектра 0,02-2,0 нм близкой длины волны.

4. При одинаковой средней плотности мощности воздействующего излучения биологический эффект зависит от частоты модуляции. Минимальное стимулирующее действие наблюдается при частоте модуляции 1-2 Гц, максимальное – при частоте 50-60 Гц. Излучение, модулированное с частотой более 100 Гц, обладает тем же биологическим действием, что и непрерывное излучение.

5. При одинаковой средней плотности мощности стимулирующим действием обладает как непрерывное и квазинепрерывное излучение, так и излучение наносекундных и пикосекундных импульсов. Однако, при воздействии излучения нано- и пикосекундной длительности стимулирующее действие отмечается в очень узком дозовом интервале. При увеличении дозовой нагрузки наблюдается ингибирование функциональных характеристик гидробионтов.

6. Фотобиологическое действие на эмбрионы и сперму рыб сильно зависит от длины волны воздействующего излучения. При правильном выборе параметров (плотность мощности, экспозиция, режим облучения) биологический эффект отмечается при использовании излучения любой из длин волн, расположенных в диапазоне от длинноволновой ультрафиолетовой до ближней инфракрасной областей спектра.

7. При воздействии лазерного излучения ближней инфракрасной области спектра качестве акцепторов, определяющих биологическое действие указанного физического фактора, выступают растворенный молекулярный кислород и вода – универсальная биологическая среда, играющая ведущую роль в поддержании и регуляции гомеостаза в живых системах. Учитывая низкое значение коэффициента молярной экстинкции триплет-синглетного перехода для молекулярного кислорода и относительно низкую плотность мощности воздействующего излучения, концентрация $^1\text{O}_2$ в биологической системе достаточно низка, чтобы вызвать заметное деструктивное действие. Скорее всего, его образование в биологической системе способно играть сигнальную (триггерную) функцию, влияющую на протекание биохимических и физиологических процессов в организме, например, таких как запуск апоптоза.

8. При последовательном действии излучения синей и красной областей спектра на гидробионты отмечается наличие четко выраженного синергизма в биологическом эффекте.

9. Постоянное магнитное поле оказывает достоверное влияние на глубину проникновения лазерного излучения в живую ткань (сперматозоиды). Изменение светопропускания биологических тканей, регистрируемое с помощью конфокального микроскопа, под действием приложенного магнитного поля может быть следствием его ориентационного действия на биологические жидкокристаллические структуры. Прямым доказательством жидкокристаллического характера строения сперматозоидов рыб является присущее им двулучепреломление, а также достоверное влияние постоянного магнитного поля на усредненную по времени скорость движения сперматозоидов вдоль его реальной траектории, как она воспринимается в двухмерном пространстве под микроскопом.

10. В зависимости от длины волны воздействующего излучения, его плотности мощности, поляризации за реализацию биологического действия могут быть ответственны различные фотофизические механизмы.

УДК 535.36

С. А. Лысенко¹, В. А. Фираго¹, М. М. Кугейко¹, А. И. Кубарко²,
О. Хотра³, А. Н. Собчук⁴

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БИМЕДИЦИНСКИХ ПАРАМЕТРОВ БУЛЬБАРНОЙ КОНЬЮНКТИВЫ ПО БЕСКОНТАКТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ СПЕКТРА ЕЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030,
Минск, Беларусь*

lisenko@bsu.by

² *Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского, 83,
220116 Минск, Беларусь*

³ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

⁴ *Люблинский технологический университет, Nadbystrzyska str. 38A, 20-618
Люблин, Польша*

Решение проблемы ранней диагностики сосудистых заболеваний требует использования разнообразных диагностических методов. Поскольку сосуды глаза доступны для непосредственного наблюдения, ряд корпораций выпускают дорогостоящие фундус-камеры для получения цифровых изображений сетчатки глаза. Обработывая эти изображения можно оценить ее состояние и определить ряд морфологических параметров сосудистой сети сетчатки [1]. Однако для определения скорости кровотока и оценки изменений параметров кровеносной сети при различных внешних воздействиях на организм человека проще и удобней использовать сосуды бульбарной конъюнктивы, которые более доступны для получения видеозаписей и спектров их диффузного отражения (ДО).

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники Белорусского государственного университета совместно со специалистами Белорусского государственного медицинского университета создан соответствующий компьютерный комплекс [2]. Он состоит из двух персональных компьютеров, высокочувствительного оптоволоконного спектрофотометра, монохромной цифровой видеокамеры и блока импульсной и непрерывной подсветки на основе светодиодной и оптоволоконной техники. Спектрофотометр и цифровая видеокамера имеют USB интерфейс, что позволяет управлять ими через соответствующее программное обеспечение. Монохромная камера IGV-B1410M формирует 10-ти разрядное цифровое изображение, состоящее из 1040 строк и 1392 столбцов с пространственным разрешением 2 мкм. При регистрации спектров диффузного отражения света бульбарной конъюнктивой используется оптоволоконный зонд. Излучение галогенной лампы передается по шести внешним волокнам жгута зонда и фокусируется объективом с фокусным расстоянием 40 мм на поверхности глаза в виде кольца. Рассеянное тканями бульбарной конъюнктивы излучение из неосвещаемой центральной области этого кольца собирается объективом и через центральное волокно жгута передается на входную

щель спектрофотометра. Это позволяет фиксировать только рассеянное тканями конъюнктивы излучение без вклада отраженного от ее поверхности. Расстояние между центрами противоположных пятен кольца освещения составляет примерно 2,06 мм, что позволяет обеспечить информативный объем рассеяния с базой около 1 мм. Наводка поля зрения камеры на интересующий участок сосудов конъюнктивы и фокусировка изображения осуществляются путем сведения двух пучков лазерного излучения, направленных под углом друг к другу, в одно пятно в плоскости фокуса. Используются два маломощных лазерных диода с длиной волны излучения 635 нм, расположенных справа и слева от объектива видеокамеры. Их излучение коллимируется с помощью малогабаритной оптики.

На основе разработанного устройства выполнены измерения спектров ДО конъюнктив нескольких добровольцев и предпринята попытка их количественного анализа с целью определения биомедицинских параметров конъюнктивы. Для ответа на вопрос: «какие параметры конъюнктивы могут быть определены на основе данных измерений?» – проведен численный расчет спектров ДО светорассеивающей среды с включенными в нее кровеносными сосудами. Кровь моделировалась в виде суспензии гемоглобино-содержащих эритроцитов в плазме. Оптические характеристики обескровленной ткани, используемые в расчетах, соответствовали приведенным в литературе данным лабораторных измерений образцов склеры *in vitro*. Для моделирования оптических характеристик эритроцитов использовалась теория рассеяния света несферическими частицами.

Интерпретация рассчитанных спектров выполнялась с использованием разработанных авторами аналитических методов теории светорассеяния и переноса излучения в биотканях и крови. Авторами получено аналитическое выражение, аппроксимирующее зависимость отражательной способности однородной среды от ее коэффициента поглощения, транспортного коэффициента рассеяния, параметра анизотропии рассеяния и показателя преломления. Исходными данными служили результаты моделирования процесса переноса излучения в среде методом Монте-Карло. Погрешность их аппроксимации не превышает 2 % во всей области вариаций оптических параметров среды, характерной для биотканей.

Показано, что по разработанное устройство и методы обработки данных его измерений позволяет надежно определять объемную концентрацию и средний диаметр кровеносных сосудов, степень оксигенации крови, концентрацию билирубина в крови, и концентрацию нейроглобина в соединительной ткани конъюнктивы. Следует отметить, что присутствие полос поглощения нейроглобина в спектре ДО бульбарной конъюнктивы и возможность определения его концентраций ~ 1 мкмоль/л впервые было показано в ходе наших исследований. Это позволяет говорить о возможности объективного контроля уровня нейроглобина в организме человека при разработке новых подходов к лечению заболеваний, связанных с гибелью нервных клеток.

- [1] Лысенко С.А. и др. Оперативный количественный анализ мультиспектральных изображений глазного дна // Оптика и спектр. – 2014. – Т. 117, № 3. – С. 157–162.
- [2] Firago V. et. al. Determination of blood flow velocity in sclera vessels / New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation: proceedings of the 9th International Conference NEET 2015, June 23 - 26, 2015 in Zakopane (Poland), P. 110.

УДК 539.122.04:616-073.75

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

ОЦЕНКА ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ ПРИ ДЕНТАЛЬНЫХ РЕНТГЕНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь
kut@inp.bsu.by

В настоящее время рентгенологическое исследование стало обязательным элементом в диагностике большинства заболеваний зубочелюстной системы в стоматологической практике. Заметный рост количества рентгено-стоматологических исследований в учреждениях здравоохранения республики ведет к нарастанию радиационной нагрузки на население. Такая тенденция развития дентальной рентгенологии заставляет с особым вниманием относиться к соблюдению радиационной безопасности при проведении стоматологических исследований среди пациентов, тем более что действующие нормы радиационной безопасности требуют при проведении рентгенологических исследований практически здоровых лиц не превышать установленные референтные уровни, обеспечивать оптимизацию и контроль доз облучения.

Следует отметить, что на сегодняшний день белорусские рентгенологи проводят определение эффективной дозы облучения пациента с помощью специальных таблиц, которые в самой обобщенной форме оценивают дозу облучения пациента, ориентируясь только на возраст пациента, вид и область облучения. Однако в последние годы в дентальной практике широко используются новые типы рентгеновских аппаратов, которые обладают различной рабочей нагрузкой, анодным напряжением и, соответственно, радиационным выходом. В связи с этим возникает потребность в переоценке распределения радиационных полей в теле пациента и подготовке более адекватных значений дозовых нагрузок, получаемых пациентами при дентальных рентгенологических исследованиях.

Дозовые нагрузки могут быть рассчитаны с достаточной степенью точности при наличии данных об используемой при рентгенологическом обследовании технике. Использование серии референтных воксельных фантомов мужчины и женщины, разработанных с учетом требований Международной комиссии по радиологической защите [1], а также метода Монте-Карло для моделирования процесса переноса рентгеновского излучения в теле пациента, позволяет решить поставленную задачу.

С помощью программы MCNP разработана Монте-Карло модель типичного дентального рентгеновского аппарата, учитывающая такие параметры процедуры облучения как напряжение (U), приложенное к аноду рентгеновской трубки, полная фильтрация (d_{Al}), размеры поля облучения ($X \times Y$), расстояние от источника излучения до поверхности облучаемого объекта (РИП). Необходимые для входного файла спектры излучения рентгеновского источника создаются с помощью специальной программы TASMIP [2].

Геометрия облучения пациента моделировалась в соответствии с правилами проведения соответствующего дентального рентгенологического исследования. Положение источника излучения, а также направление облучения выбирались таким образом, чтобы центральный пучок лучей направлялся на верхушку корня зуба, перпендикулярно к биссектрисе угла, образованного осью зуба и пленкой (правило изометрической проекции), а центральный пучок лучей проходил перпендикулярно к касательной, проведенной к дуге в месте расположения исследуемого зуба (правило касательной). При этом верхушки корней верхних зубов проецировались на кемперовскую горизонталь, а верхушки корней нижних зубов проецировались на линию, расположенную на 0,5 см выше нижнего края челюсти [3].

Проведена адаптация референтных воксельных фантомов к коду программы MCNP [4]. В зону облучения была включена часть фантома, которая непосредственно попадала в поле облучения, и область полутеней на расстоянии до 20 см от края поля.

В качестве выходной величины взят функционал F6, который определяет выделенную энергию в облучаемом объеме, отнесенную к массе данного объема. С точки зрения дозиметрии эта величина имеет смысл поглощенной дозы.

Выполнены вычисления пространственных дозовых распределений, доз облучения отдельных органов и тканей для мужского и женского фантомов взрослого человека и эффективной дозы при контактной рентгенографии зубов. В частности, для прицельной рентгенограммы верхнего резца эффективная доза облучения взрослого человека на единичный радиационный выход рентгеновского аппарата составляет $13 \text{ (мкЗв}\cdot\text{мАс)} / \text{(мГр}\cdot\text{м}^2)$ при следующих типичных значениях параметров: экспозиция 1 мАс, $U=60 \text{ кВ}$, $d_{Al}=2 \text{ мм}$, $X \times Y = 3 \times 4 \text{ см} \times \text{см}$, РИП=20 см.

Полученные данные будут предложены к использованию в учреждениях здравоохранения для уточнения дозовых нагрузок на пациентов при выполнении современных дентальных рентгенодиагностических исследований.

- [1] ICRP Publication 110: Adult Reference Computational Phantoms. // Ann. ICRP. – 2009. – 137 p.
- [2] Boone J. M. An Accurate method for computer-generating tungsten anode X-ray spectra from 30 to 140 keV. // J. M. Boone, J. A. Seibert // Med. Phys. – №24(1). – 1997. – P.1661-1670.
- [3] Васильев Ю. А. Лучевая диагностика в стоматологии: учебное пособие. // Ю. А. Васильев, Ю. И. Воробьев, Н. С. Серова и др. // М.: «ГЭОТАР-Медиа». – 2008. – 176 с.
- [4] MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version B. // Los Alamos. – 1997. – 736 p.

УДК 535.37

С. В. Лепешкевич¹, С. Н. Гилевич², Б. М. Джагаров¹**МИГРАЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА ЧЕРЕЗ КСЕНОНОВЫЕ САЙТЫ ТЕТРАМЕРА ГЕМОГЛОБИНА И ЕГО ИЗОЛИРОВАННЫХ ЦЕПЕЙ**

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

lepeshkevich@imaph.bas-net.by

² *Институт биоорганической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Экспериментально доказано существование каналов миграции молекулярного кислорода (O_2) через ксеноновые сайты тетрамера гемоглобина и его изолированных α и β цепей. Для решения данной задачи был использован метод лазерной наносекундной абсорбционной спектроскопией с применением кювет высокого давления, содержащих наряду с водным раствором белка одну атмосферу воздуха и вплоть до 25 атмосфер инертного газа. Использование кювет высокого давления позволило ввести атомы ксенона внутрь белка и связать их в ксеноновых сайтах. В свою очередь, привлечение техники лазерной кинетической спектроскопии [1, 2] позволило проследить влияние встраивания атомов ксенона на процесс повторного связывания молекулы O_2 с белком после фотодиссоциации.

Показано, что встраивание атомов ксенона приводит к падению квантового выхода бимолекулярной рекомбинации молекулы O_2 с изолированными α цепями и с α субъединицами в составе тетрамера гемоглобина в 1.30 и 3.3 раза, соответственно. Квантовый выход для β цепей не изменяется. Кроме того, в пределах экспериментальной погрешности, так же не происходит изменения бимолекулярной константы скорости ассоциации молекулы O_2 с изолированными цепями и субъединицами в составе тетрамера гемоглобина. Показано, что встраивание атомов ксенона приводит к уменьшению характеристического времени наиболее медленной компоненты геминальной рекомбинации молекулы O_2 с изолированными цепями и с β субъединицей в составе тетрамера гемоглобина. Наблюдаемое уменьшение характеристического времени обусловлено уменьшением внутрибелкового пространства доступного для миграции молекулы O_2 после встраивания атомов ксенона.

Для адекватного объяснения наблюдаемых изменений эмпирических параметров повторного связывания молекулы O_2 с белком, нами была предложена кинетическая модель, описывающая миграцию молекулы O_2 внутри белка по двум альтернативным каналам с последующим повторным связыванием. В рамках данной модели было показано, что константа скорости вхождения молекулы O_2 из растворителя внутрь белка в область первичного сайта связывания (область гемового кармана) превышает на один порядок константу скорости вхождения молекулы O_2 в область вторичных сайтов (ксенон-связывающих областей белка), что подтверждает гипотезу об основном канале входа молекулы O_2 внутрь белка через His(E7) калитку. Кроме того, рассчитана доля молекул O_2 выходящих наружу белка через вторичные сайты в α и β субъединицах как в изолированном состоянии, так и в составе тетрамера гемоглобина. Показано, что в

α субъединицах значительная часть молекул O_2 покидает белок через ксенон-связывающие области. В частности, после фотодиссоциации в α субъединицах тетрамера гемоглобина через ксеноновые сайты выходят две трети молекул O_2 , в изолированных α цепях – одна треть. Существенная доля молекул O_2 выходящих из α субъединиц через ксеноновые сайты говорит об эквивалентности каналов выхода молекулы O_2 как из области гемового кармана, так и из ксенон-связывающих областей внутри белка. В отличие от α субъединиц, молекула O_2 , посещая ксенон-связывающие области в β субъединицах, не покидает матрицу белка. Кроме того, была рассчитана эффективность выхода молекул O_2 из белка через ксеноновые сайты. Найдено, что эффективности выхода молекулы O_2 через ксенон-связывающие области в α субъединицах в составе тетрамера гемоглобина и в изолированных α цепях, в пределах экспериментальной погрешности, совпадают и равняются ~ 0.04 .

Таким образом, экспериментально доказано существование каналов миграции молекулы O_2 через ксеноновые сайты в α и β субъединицах гемоглобина. Каналы миграции в α и β субъединицах различаются. α субъединица, в отличие от β субъединицы, обладает более чем одним каналом выхода наружу белка и, соответственно, более сложной структурой взаимосвязанных полостей, теоретически предсказанной ранее методом молекулярной динамики [3]. В случае встраивания атомов ксенона в белок происходит затруднение миграции лиганда в белке, что отражается на экспериментально измеряемых параметрах повторного связывания гемоглобином молекулы O_2 . В частности, закупорка каналов миграции атомами ксенона уменьшает эффективность выхода молекулы O_2 из α субъединицы гемоглобина после фотодиссоциации и, вследствие этого, уменьшает квантовый выход бимолекулярной рекомбинации.

- [1] Lepeshkevich S. V. Molecular oxygen binding with α and β subunits within the R quaternary state of human hemoglobin in solutions and porous sol-gel matrices. / S. V. Lepeshkevich, M. V. Parkhats, I. I. Stepuro, B. M. Dzhagarov // Biochim. Biophys. Acta – 2009. – V. 1794. – P.1823-1830.
- [2] Lepeshkevich S. V. Photosensitized singlet oxygen luminescence from the protein matrix of Zn-substituted myoglobin. / S. V. Lepeshkevich, M. V. Parkhats, A. S. Stasheuski, V. V. Britikov, E. S. Jarnikova, S. A. Usanov, B. M. Dzhagarov // J. Phys. Chem. A – 2014. – V. 118. – P.1864-1878.
- [3] Lepeshkevich S. V. The kinetics of molecular oxygen migration in the isolated α chains of human hemoglobin as revealed by molecular dynamics simulations and laser kinetic spectroscopy. / S. V. Lepeshkevich, S. A. Biziuk, A. M. Lemeza, B. M. Dzhagarov // Biochim. Biophys. Acta – 2011. – V. 1814. – P.1279-1288.

УДК 53.06

С.В. Черепица, С.Н. Сытова, А.Л. Мазаник, А.Н. Коваленко

МЕТОДЫ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЧЕСТВЕННОГО И КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА ШИРОКОГО СПЕКТРА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЕЩЕСТВ

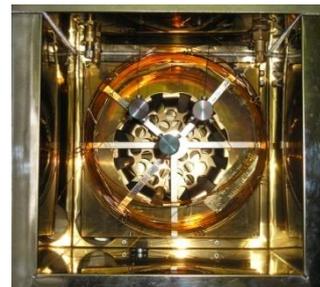
Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь

chere@inp.bsu.by, sytova@inp.bsu.by

Глобализация рынка и в этой связи постоянно возрастающая конкуренция товаропроизводителей обуславливают непрерывное повышение требований к уровню качества и безопасности широкого спектра продукции, включая продукцию пищевой промышленности, фармацевтики, нефтехимии и органического синтеза, а также объектов окружающей среды. В свою очередь эти требования делают актуальными задачи повышения технических характеристик аналитических комплексов, применяемых в контроле качества и безопасности промежуточных и конечных продуктов этих производств. К основным характеристикам измерительных систем относятся минимальные измеряемые величины концентрации компонентов сложных веществ и неопределенности измеряемых величин.

Уменьшение величины предела детектирования аналитического комплекса, как правило, сопряжено с уменьшением уровня шума нулевого сигнала. Системы регистрации малых токов достигли минимального предела в 10^{-17} А. В тоже время минимальные уровни шума современных пламенно-ионизационных детекторов (ПИД) составляют $3 \cdot 10^{-14}$ А. Для существенного уменьшения определяемой минимальной величины концентрации микропримесей в многокомпонентных смесях сложных веществах используется алгоритм модуляции (временного сжатия) аналитического сигнала. Это так называемый метод двумерной хроматографии (GC×GC), который представляет собой новую технологию для существенного увеличения разделительной способности анализа сложных смесей. Данный метод предполагает использование двух капиллярных колонок с резко отличающимися полярностями, установленными последовательно друг за другом. Между первой капиллярной колонкой высокого разрешения, например, с неполярной фазой, обеспечивающей обычный выход компонентов анализируемой смеси в соответствии с их температурой кипения, и второй капиллярной колонкой с высокой полярностью, обеспечивающей разделение компонентов в зависимости от степени их полярности, расположен модулятор газовых потоков. Данное устройство обеспечивает периодическое сжатие в узкие зоны газового потока на выходе из первой колонки и последующий импульсный последовательный ввод сжатых зон во вторую колонку. На выходе второй колонки регистрация выполняется обычным ПИД.

С целью оценки технических характеристик метода GC×GC в лаборатории аналитических исследований Института ядерных проблем БГУ была спланирована и выполнена серия экспериментальных исследований. Метод реализован на серийном газовом хроматографе Кристалл-5000 (см. рисунок, на котором изображена реализация GC×GC в термостате этого хроматографа). В качестве первой



капиллярной колонки взята серийная колонка Rtx-1 длиной 100 м, внутренним диаметром 0,25 мм и толщиной пленки 0,5 мкм. В качестве второй колонки использована серийная колонка Rtx-608 длиной 5 м, внутренним диаметром 0,32 мм и толщиной пленки 0,5 мкм. Газ-носитель – водород. Управление прибором, сбор и обработка данных выполнялось с помощью программы Unichrom.

Для повышения точности измерений в большинстве случаев стремятся использовать метод внутреннего стандарта. Как правило, при анализе количественного химического состава вещества требуется измерить количественное содержание определенных микропримесей, существенно влияющих на качество продукции. Традиционный метод внутреннего стандарта в случае концентраций анализируемых примесей на уровне единиц ppm и менее не представляется выполнимым в рядовых испытательных лабораториях, так как процедура внесения вещества внутреннего стандарта в испытуемый образец требует применения уникальных весов аналитических весов с относительной точностью взвешивания лучше $10^{-5}\%$.

Для решения подобных проблем впервые было предложено использовать широкодиапазонные системы регистрации аналитического сигнала, что позволило реализовать пионерский методический подход с устоявшимся в настоящее время названием «Основной компонент в качестве внутреннего стандарта» [1]. Метод исключает необходимость добавления какого-либо внутреннего стандарта в исследуемый образец. Этот метод был применен для газохроматографического анализа компонентного состава спиртосодержащей продукции. В данном случае в качестве основного компонента используется этанол, содержащийся в этой продукции [1–3]. На базе метода «Этанол в качестве внутреннего стандарта» разработан on-line калькулятор AlcoDrinks <http://inp.bsu.by/calculator/vcalc.htm> корректного расчета количественного содержания летучих компонентов и этанола в спиртосодержащей продукции [3].

Показано, что метод «Основной компонент в качестве внутреннего стандарта» эффективно может использоваться для анализа продукции в других областях, например, табака и сигарет [4].

Ежедневно во всем мире проводятся тысячи миллионы анализов по определению качественного и количественного химического состава широкого спектра многокомпонентных продуктов и веществ. Таким образом, упрощение и ускорение этих процедур, а также повышение их качества, точности и достоверности являются актуальными и важными.

- [1] Charapitsa S. V. Direct Determination of Volatile Compounds in Spirit Drinks by Gas Chromatography. / S.V.Charapitsa, A.N.Kovalenka, N.V.Kulevich et al. // Journal of Agricultural and Food Chemistry. – 2013. – Vol. 61 (12). – P. 2950–2956.
- [2] Черепица С.В. Разработка метода корректного определения компонентного состава спиртосодержащей продукции. / С.В.Черепица, Т.Г.Короткова, Ю.Н.Котов и др.// Известия вузов. Пищевая технология. – 2013. – № 4. – С. 104-107.
- [3] Черепица С.В. Новый метод определения примесей в алкогольной продукции методом газовой хроматографии. / С.В.Черепица, С.Н.Сытова, М.А.Захаров и др. // Вино и виноградарство. – 2014. – № 2. – С. 12-16.
- [4] ISO 10315:2000 – Cigarettes. Determination of nicotine in smoke condensates. Gas Chromatographic method.

УДК 66.081- 032.22 (678.664)

Е.Ю. Бобкова¹, Л.Н. Василевская¹, М.А. Ксенофонов¹, Л.Е. Островская¹,
М.Б. Шундалов²

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСОВ 3-d МЕТАЛЛОВ С ФУНКЦИОНАЛЬНЫМИ ГРУППАМИ ПОЛИУРЕТАНОВ В ПРОЦЕССЕ СОРБЦИИ

¹НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова 7, 220045 Минск, Беларусь
lab_dozator@mail.ru

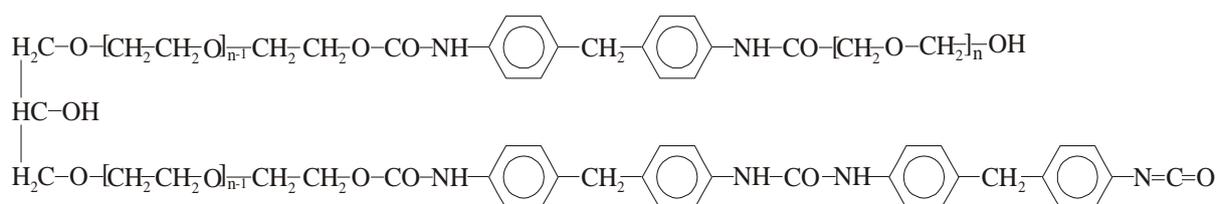
²Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Растущий интерес к пенополиуретановым сорбентам в научных и практических аспектах обусловлен особенностями структуры гидрофобной полимерной матрицы, содержащей полярные группы такие, как уретановая, амидная, эфирная, гидроксильная и др. Пенополиуретановый сорбент, разработанный в НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ [1] обладает высокой сорбционной способностью относительно жидких углеводородов в количествах превышающих вес сорбента в 20–90 раз.

В реальных сточных водах кроме углеводородов и других органических соединений присутствуют такие опасные загрязнители, как ионы тяжелых металлов, остаточная концентрация которых даже после очистки, применяемой на предприятиях, обычно составляет 1–5 и более мг/л при норме содержания их в воде (ПДК) 0,1–0,001 мг/л.

Закономерности сорбции катионов солей 3-d металлов в динамических условиях исследованы спектрофотометрически по оптической плотности линий Co^{2+} – 300 нм, Ni^{2+} – 395 нм и Cu^{2+} – 800 нм и в статических условиях методом атомно-эмиссионного анализа из водных растворов солей. Установлено, что для разработанного сорбента максимальное извлечение катионов Cd^{2+} , Co^{2+} , Fe^{2+} , Zn^{2+} , Cu^{2+} , Ni^{2+} происходит в интервале pH=5–7. Сорбционная емкость сорбента в динамических условиях при исходных концентрациях катионов (500–2500 мг/л) изменяется в пределах 30–460 мг/г; при степени поглощения – 23–70%; в статических условиях при исходных концентрациях катионов 100 мг/л степень поглощения составляет 100%. Полученные результаты свидетельствуют о высоких равновесно-кинетических свойствах сорбента.

Химический состав фрагмента макромолекулы исследованного пенополиуретанового сорбента может быть представлен следующей схемой:



С целью подтверждения вероятности взаимодействия катионов 3-d металлов с уретановой и амидной группами (обладающими наиболее высокой энергией когезии)

проведен квантово-химический расчет с использованием пакета программы GAMESS-US. Моделирование проводили в приближении B3LYP/LANL2DZ ECP (атом Ni) + cc-pVDZ (остальные атомы) с учётом наличия растворителя (воды) в рамках модели PCM. Модели строились из иона никеля и двух фрагментов (I) полиуретановой цепочки (см. рисунок). В результате проведенных расчетов установлено, что комплекс III является более стабильным, энергии комплекса II выше на 240,5 кДж/моль. В обоих комплексах реализуется тетрадентатная координация. В комплексе II полиуретановые фрагменты координируют к иону Ni^{2+} через атом кислорода эфирной группы и атом азота. Межатомные расстояния $r(Ni...O^{ether})$ и $r(Ni...N)$ составляют 1,933 и 1,974 Å соответственно, а порядки связей, рассчитанные по Малликену – 0,462 и 0,523. Структура самого полиуретанового фрагмента при координации меняется незначительно: фенильные группы расположены в почти параллельных плоскостях и вследствие этого формируют плоскую структуру координированных к иону никеля полиуретановых групп. В комплексе III фрагменты полиуретана координируют к иону Ni^{2+} через кислородные атомы карбонильной и гидроксильной групп (см. рисунок). Полученные в расчете межатомные расстояния составляют $r(Ni...O^{carbonyl})=1,871$ Å $r(Ni...O^{hydroxyl})=1,902$ Å, а порядки связей равны 0,644 и 0,548 соответственно. В данном случае вокруг иона также формируется практически плоская структура.

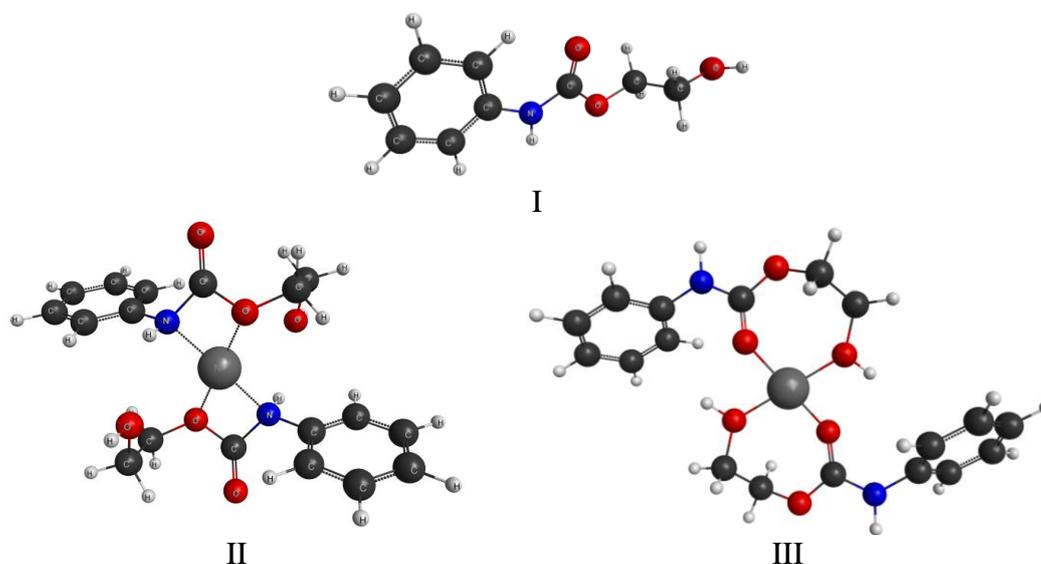


Рис. Способы координации фрагментов ППУ с ионом никеля

Анализ полученных расчетных данных позволяет предположить, что при сорбции из водного раствора в процессе взаимодействия полиуретанового полимера с ионами металла возможно образование координационных связей с различными функциональными группами полимера. При этом в случае координации через кислород карбонила (рисунок, структура III), реализуются более устойчивые межатомные связи.

- [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 // Журнал “Экологический Вестник России”. – 2010. – № 3. – С. 28–30.

УДК 535.34

Г. А. Пицевич, Е. Н. Козловская

АНАЛИЗ ВАЛЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ГИДРОКСИЛЬНОЙ ГРУППЫ В ПРОТОНИРОВАННОМ ДИМЕРЕ ВОДЫ

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

Изучение гидратированного протона в объеме воды или в соединениях, содержащих воду, является важным для многих областей химии и биологии. Протонированный димер воды (H_5O_2^+) является простейшим протонированным водным кластером, изучению которого уделяется достаточно много внимания. Исследования такого рода интересны как для лучшего понимания механизмов переноса протона, так и с точки зрения изучения водородных связей.

Была выполнена оптимизация геометрии H_5O_2^+ (рис. 1).

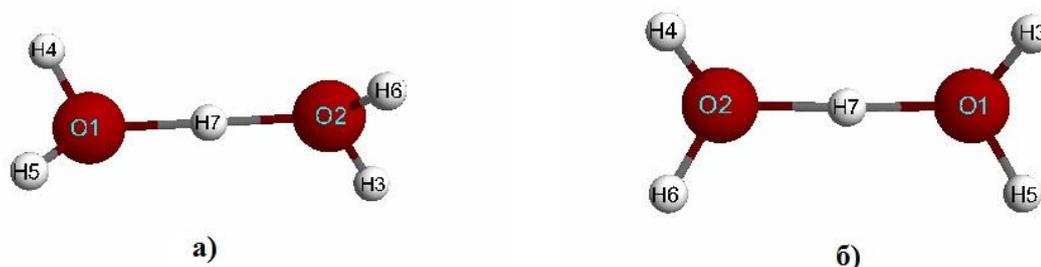


Рис. 1. Оптимизированная геометрия H_5O_2^+ с учетом симметрии а) C_2 , б) C_s .

В результате расчетов с использованием различных приближений (B3LYP – приближение теории функционала плотности, MP2 – приближение теории возмущений Меллера-Плессета второго порядка) и различных базисных наборов (сс-pVDZ, сс-pVTZ, aug-сс-pVTZ) было установлено, что наименьшую энергию имеет конфигурация молекулы с симметрией C_2 , что совпадает с экспериментальными данными [1]. Кроме того, результаты всех расчетов показывают, что протон находится по центру водородного мостика, и длины связей $\text{O}_1\text{-H}_7$ и $\text{O}_2\text{-H}_7$ одинаковы и равны 1.20 \AA , а длина водородного мостика составляет соответственно 2.40 \AA , то есть в молекуле реализуется сильная водородная связь. Известно, что с увеличением силы водородной связи происходит сдвиг частот валентных колебаний O-H группы, участвующей в образовании H-связи, в сторону низких частот [2]. Несмотря на наличие экспериментальных данных о ИК спектрах H_5O_2^+ , согласно которым интересующие нас колебания находятся в области $600\text{-}2000 \text{ см}^{-1}$, надежное отнесение валентных колебаний O-H группы остается открытым вопросом, так как теоретические расчеты спектров H_5O_2^+ проводились в гармоническом приближении, которое в случае сильной водородной связи не может дать адекватных результатов. Таким образом, необходимость дополнительных расчетов, в частности с использованием ангармонического приближения, а также с использованием поверхностей потенциальной энергии, очевидна.

Для выполнения дальнейших расчетов была рассчитана одномерная поверхность потенциальной энергии. Для этого начало координат совмещалось с атомом H_7 , ось X направлялась на атом кислорода (вдоль $O-H$ связи), ось Y располагалась в плоскости, формируемой атомами $O-H\cdots O$, и ось Z дополняла оси X и Y до правой тройки. Предполагалось, что движение атома H_7 происходит при фиксированных положения остальных атомов, а его смещение вдоль оси X ассоциируется с валентным колебанием гидроксильной группы. Аналитическое представление рассчитанной потенциальной энергии, полученное с помощью пакета Mathematica [3], позволило найти частоты валентных колебаний гидроксильной группы путем решения уравнения Шредингера [4].

- [1] Olovsson I. Hydrogen bond studies. XXIX. Crystal structure of perchloric acid dihydrate / I. Olovsson // J. Chem. Phys. – 1968. – V. 49. – P. 1063.
- [2] Наберухин Ю.И. Лекции по молекулярной спектроскопии / Ю.И. Наберухин. – Новосибирск: НГУ, 1973. –182 с.
- [3] Mathematica, Wolfram Research, Inc., <http://www.wolfram.com/mathematica/>
- [4] Pitsevich G.A. Simple method of the formation of the Hamiltonian matrix for some Schrödinger equations describing the molecules with large amplitude motions / G.A. Pitsevich, A.E. Malevich // OPJ. – 2012. – V.2. – P. 332.

УДК 535.8

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЗУБНУЮ ТКАНЬ

¹ Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, ул. Ожешко, 22, 230023
Гродно, Беларусь
a.volodenkov@grsu.by

Выполнено экспериментальное исследование по обработке зубной ткани (эмали и зубного камня) излучением на длине волны 0,53 мкм, 1,06 мкм и по комбинированному воздействию (длина волны 1,06 мкм и 0,53 мкм). Для исследования комбинированного воздействия был использован лазер «Лотис». В выходном излучении лазера «Лотис» (ТП LS2147) присутствует первая и вторая гармоники излучения (длина волны 1,06 мкм и 0,53 мкм). Создана система на основе линз и зеркал, предназначенная для транспортировки излучения лазера «Лотис» (0,53 мкм и 1,06 мкм) и контроля величины энергии. Образцы зубной ткани облучались при использовании частоты повторения импульсов 10 Гц серией из 1000 импульсов.

Исследована зависимость глубины кратера в зубной эмали и в зубном камне в зависимости от плотности энергии излучения и от плотности мощности на длине волны 1,06 мкм (после 1000 импульсов). Полученные результаты представлены на рис.1.

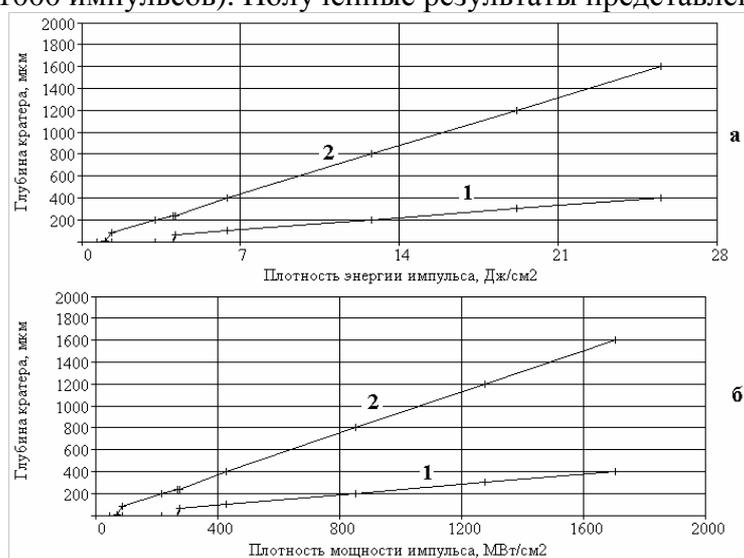


Рис. 1 Зависимость глубины кратера в зубной эмали (1) и зубном камне (2) от плотности энергии (а) и от плотности мощности (б)

Установлено, что порог абляции зубной эмали составляет 12 Дж, а порог абляции зубного камня составляет 3 Дж/см². Зубной камень может эффективно удаляться с поверхности эмали при плотности энергии ~3-12 Дж/см²

Исследована зависимость глубины кратера в зубной эмали и в зубном камне в зависимости от плотности энергии излучения и от плотности и от плотности мощности на длине волны 0,53 мкм (после 1000 импульсов). Полученные результаты представлены на рис.2.

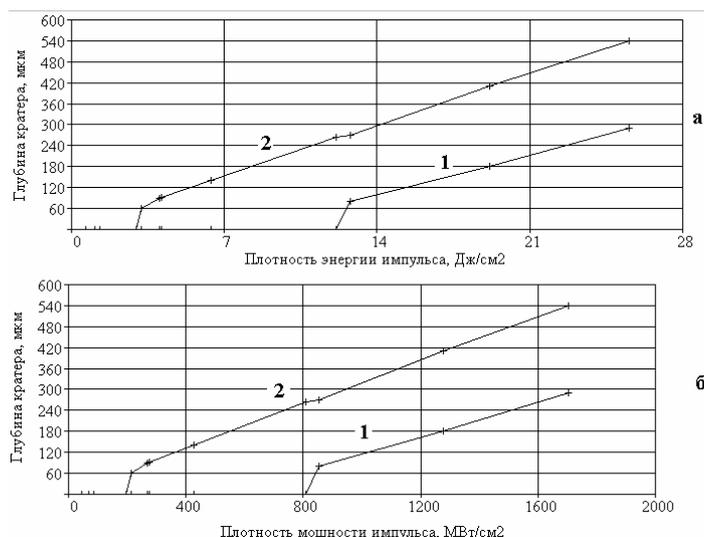


Рис. 2 -Зависимость глубины кратера в зубной эмали (1) и зубном камне (2) от плотности энергии (а) и от плотности мощности (б)

Установлено, что порог абляции зубной эмали составляет 4,1 Дж, а порог абляции зубного камня составляет 1 Дж/см². Зубной камень может эффективно удаляться с поверхности эмали при плотности энергии ~1-4 Дж/см².

При комбинированном воздействии исследована зависимость глубины кратера в зубной эмали и в зубном камне от плотности энергии излучения и от плотности мощности на длине волны 1,06 мкм и 0,53 мкм (после 1000 импульсов). При этом бралось рабочее соотношение между энергиями первой и второй гармоники излучения (в этом случае энергии равны). Полученные результаты представлены на рис.3

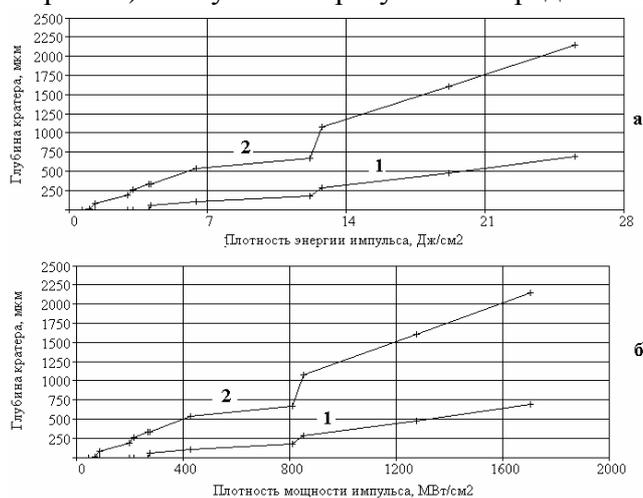


Рис. 3 -Зависимость глубины кратера в зубной эмали (1) и зубном камне (2) от плотности энергии (а) и от плотности мощности (б)

При комбинированном воздействии абляционные кривые получаются практически путем простого суммирования кривых на графиках на рис. 1-2. Это связано с тем, что используются одинаковые длительности импульсов. При комбинированном воздействии зубной камень может эффективно удаляться с поверхности эмали при плотности энергии ~1-4 Дж/см².

УДК 53

С. К. Дик¹, И. И. Хлудеев², Г. Г. Чистякова³, Д. А. Завацкий⁴**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ СПЕКЛ-КАРТИНЫ
СВЕТОВОГО ПОЛЯ ВНУТРИ ЗУБНОГО ФАНТОМА ОТ СКОРОСТИ
ДВИЖЕНИЯ РАССЕИВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ**

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь

sdick@bsuir.by

² Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь

ivan2khl@mail.ru

³ Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского, 83,
220116 Минск, Беларусь

npolon@tut.by

⁴ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь

zavatskida@gmail.com

Центральная область пульпы зуба содержит большое количество кровеносных и лимфатических сосудов, а также нервов. Травма либо инфекция может привести к некрозу пульпы. К тому же микроорганизмы, их токсины, биогенные амины, источником которых является воспаленная некротизированная пульпа, распространившись в периодонт, могут привести к развитию периодонтита. Основываясь на предположении, что наличие и состояние, скорость, кровотока пульпы зуба может быть зарегистрировано посредством анализа спекл-картины лазерного излучения, прошедшего через зуб, был поставлен данный эксперимент.

Контрастность рассчитывалась для спекл-картины образованной при прохождении зубного фантома, удалённого моляре человека, по направлению от корня к коронке которого было сделано сквозное отверстие, а через полученный канал протянута трубка, имитирующая кровоток. В качестве источника света использовался расфокусированный маломощный лазерный диод с длиной волны 660 нм, в роли приёмника изображения выступила цифровая фотокамера Nikon J2 с объективом 1 NIKKOR VR 10-30mm f/3.5-5.6. Источник и приёмник были установлены по разные стороны фантома на одной линии, перпендикулярной трубке. Расстояние от источника до поверхности зуба подбиралось таким образом, чтобы световой пучок не выходил за границы фантома, и составило 73 мм. Расстояние от поверхности зуба до объектива приёмника подбиралось таким образом, чтобы при выбранных значениях экспозиции и диафрагмы не был достигнут максимум динамического диапазона камеры, и было установлено равным 200 мм.

Для оценки изменения контрастности в зависимости от изменения скорости движения рассеивающих центров, снимки производились при четырёх различных условиях: при отсутствии кровотока, при низкой, средней и высокой скорости кровотока в фантоме; для каждого из режимов съёмки: времени интегрирования 50 мс и 10 мс. После чего полученные спекл-фотографии были обработаны в соответствии с алгоритмом LASCA [1]. На заключительном этапе для каждой пары спекл-фотографии

и полученной после обработки матрицы контрастности были вручную определены зоны интереса размером 100 на 100 пикселей. Для каждой из зон произведён расчёт среднего арифметического яркости и контрастности для спекл-фотографии и матрицы контрастности соответственно. Результаты расчётов сведены в таблицу 1.

Таблица 1 – Результаты расчёта яркости и контрастности

Условия съёмки, экспозиция, мс	Среднее значение окна 100×100	
	Яркости	Контрастности, 10 ⁻³
Статика, 50	120	533
Низкая скорость, 50	117	386
Средняя скорость, 50	121	153
Высокая скорость, 50	119	166
Статика, 10	82	526
Низкая скорость, 10	85	451
Средняя скорость, 10	82	333
Высокая скорость, 10	83	285

Таким образом, экспериментально доказана возможность получения спекл-фотографий внутри зубного фантома, кроме того значения контрастности спекл-поля коррелируют со скоростью кровотока пульпы зуба: чем выше скорость движения центров, рассеивающих лазерный луч, тем быстрее меняется спекл-картина, что при неизменном времени интегрирования приёмника излучения приводит к снижению контрастности.

- [1] Briers, J. D. Laser speckle contrast analysis (LASCA): a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow. / J. D. Briers, S. Webster // J. Biomed. Opt. – 1996. – Pp. 174-179.

УДК 539.125.52:614.8.086.5

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

**ФОТОНЕЙТРОНЫ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ ПРИ ЭКСПЛУАТАЦИИ
МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ**

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь
vminenko@list.ru

Все онкологические учреждения Беларуси оснащены медицинскими линейными ускорителями электронов (ЛУЭ) для проведения высокоэффективного лучевого лечения опухолевых заболеваний [1]. ЛУЭ имеют бесспорное преимущество перед гамма-терапевтическими аппаратами с источниками $Co-60$ в том, что способны обеспечивать наиболее щадящий режим облучения окружающих здоровых тканей при максимальном поражении опухолевого очага. Такой эффект достигается за счет применения высокоэнергетичного тормозного излучения с переменной интенсивностью пучка и продолжительностью облучения по разным направлениям. Вместе с тем, к негативным последствиям использования ЛУЭ следует отнести появление нейтронного излучения вокруг ускорителя с максимальной энергией тормозного излучения более 10 МэВ [2]. Нейтроны создают не только дополнительную лучевую нагрузку на пациента во время сеанса облучения, но, проходя через бетонные стены бункера ускорителя, облучают персонал и других лиц за пределами бункера. Оценка эквивалентной дозы для людей от дополнительного облучения с помощью инструментальных средств возможна лишь при измерении энергетического спектра нейтронов, т.к. биологическая эффективность нейтронного излучения сильно зависит от его энергии [3]. Но в связи с необходимостью использования специального оборудования и трудоемкостью измерения спектра нейтронов, особенно в присутствии фотонного излучения, наиболее предпочтительным способом оценки доз облучения от нейтронов считается моделирование их транспорта методом Монте-Карло [4]. Для этого применяют программные средства EGSnrc, MCNP, Fluka и другие коды [5].

Нами проведена оценка доз облучения от нейтронов для персонала медицинского линейного ускорителя электронов на 18 МэВ Clinac 2300 C/D фирмы Varian в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н.Александрова Минздрава РБ. С использованием MCNP создана модель ускорителя вместе с бункером, в котором размещен ЛУЭ Clinac 2300 C/D. Модель ускорителя включает полное трехмерное описание головки ускорителя с тормозной мишенью, сглаживающим фильтром, коллиматорами, поворотным магнитом и защитными блоками, участвующими в формировании тормозного и нейтронного излучения. Для валидации разработанной модели ускорителя было проведено несколько тестовых расчетов в условиях, которые позволили провести сравнения с данными литературы. В частности, было рассчитано дозовое распределение в водном фантоме, помещенном в поле прямого излучения. Характеристики этого распределения хорошо совпали с аналогичными показателями технической документации на ускорители Varian Clinac [6]. Кроме этого, проведены оценки вкладов различных элементов головки ускорителя в образование нейтронов в

прямом пучке и оценка флюенса нейтронов в разных точках вокруг головки. Полученные оценки совпали с данными других авторов [7, 8]. В зависимости от размеров поля тормозного облучения от 70 до 80 % фотонейтронов образуется на коллиматорах головки ускорителя.

Проведено моделирование по прохождению фотонейтронов от ЛУЭ через бетонную стену бункера с плотностью $2,3 \text{ г/см}^3$ и толщиной более 2 м.

Результаты моделирования показали, что за пределы бункера выходят тепловые нейтроны ($10^{-8} \div 10^{-7}$ МэВ). При этом дополнительная доза облучения фактически создается за счет вторичных фотонов, образовавшихся в бетоне за счет (n,γ) реакции.

- [1] Спасюк Е. Лечить рак в Беларуси по мировым стандартам слишком долго. [Электронный ресурс] – 2015. Режим доступа: http://naviny.by/rubrics/society/2015/02/24/ic_articles_116_188309
- [2] Akkurt I. Photoneutron yields from tungsten in the energy range of the giant dipole resonance / I. Akkurt, J. O. Adler, J. R. Annand, et al. // *Phys. Med. Biol.* – 2003. – Vol. 48. – P. 3345.
- [3] Petoussi-Hens N. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures. ICRP Publication 116 / N. Petoussi-Hens, W. E. Bolch, K. F. Eckerman et al. // *Ann. ICRP.* – 2010. – Vol. 40 (2–5).
- [4] Kase K. R. Measurements of accelerator-produced leakage neutron and photon transmission through concrete// K. R. Kase et al. / *Health Phys.* – 2003. – Vol. 84. - P. 180-187.
- [5] Handbook of anatomical models for radiation dosimetry. / Ed. by X. G. Xu and K. F. Eckerman. – CRC Press, 2009. – P.27.
- [6] Tiegel G. Спецификации для моделей ускорителей Клинак 2100C, 2100C/D & 2300 C/D. [текст]/ G. Tiegel // – 2011.
- [7] Mao X. S. Neutron sources in the Varian Clinac 2100C/2300C Medical Accelerator calculated by the EGS4 code. / X. S. Mao, K. R. Kase, J. C. Liu, W. R. Nelson, J. H. Kleck and S. Johnsen // *Health Phys.* – 1997. – Vol. 72. - P. 524-529.
- [8] Ma A. Monte Carlo study of photoneutron production in the Varian Clinac 2100C linac // A. Ma, J. Awotwi-Pratt, A. Alghamdi, A. Alfuraih, N.M. Spyrou // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* – 2008. – Vol. 276, No.1, – P. 119–123.

УДК 517.958: 57, 517.958: 531.72

В.А Мансуров, А. И. Кубарко, В. Л Казущик, В.Г. Лещенко, А. В.Шотт

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОРОЭЛАСТИЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ СЛОЯ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ.

УО Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского, 83,
220119, Минск, Беларусь
mansurov@tut.by

Биологические ткани являются сложными гетерогенными системами с замысловатым внутренним обменом веществом и энергией. Эта черта не позволяет правильно интерпретировать результаты механических экспериментов, выполняемых на биологических объектах. Математическое моделирование позволяет, с одной стороны, пролить свет на некоторые особенности поведения биологической ткани в условиях механического воздействия, с другой стороны - помочь интерпретировать результаты эксперимента.

Для изучения изменения показателей микроциркуляции применяется метод эдемометрии – вытеснение жидкости из биологической среды под действием внешней силы [1]. В последнее время для моделирования механического поведения биологических тканей используют представление порозластичной среды: твердая (эластичная) среда образует матрицу с открытыми порами, жидкая среда находится в порах и может перетекать между ними [2]. Разработанный в настоящее время математический аппарат порозластичности пригоден для приближенного моделирования мягких биотканей (деформации не более 20%). Данный аппарат успешно применялось в биомеханике для моделирования механического поведения при внешних воздействиях некоторых тканей человеческого организма – хрящ, мозг, внутриклеточный транспорт.

Основные гипотезы, используемые в порозластичности [3]: закон Дарси $u = -k/\mu \nabla P$ (k – проницаемость [m^2], μ - вязкость, P - давление), закон сохранения масс (неразрывность течения) и линейная упругость матрицы (каркаса). Уравнения, описывающие механическое поведение данной среды имеют вид:

$$\frac{S_\alpha}{\rho_f \mathbf{g}} \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot [-kP] = -\frac{\alpha_B}{\mathbf{g}} \frac{\partial \varepsilon_{vol}}{\partial t} \quad \text{и} \quad -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \rho_f \mathbf{g}, \quad (1)$$

здесь $\boldsymbol{\sigma}$ - тензор напряжений, S_α параметр, определяемый вязкостью жидкой фазы μ , объемным модулем эластичной среды K , модулем сдвига эластичной среды G , коэффициентом Пуассона ν и пористостью $m = V_f/V_0$, V_f - объем жидкости, V_0 - объем образца. $\alpha_B = 0,8$ – коэффициент Био-Вильямса. Проницаемость среды определяется согласно уравнению (J.Kozeny, P.C.Carman): $k = d^2 m^3 / (1-m)^2$, где d – средний диаметр сосудов изучаемой ткани.

Для численного интегрирования системы уравнений (1) применялся метод конечных элементов при помощи программного обеспечения пакета COMSOL®, предназначенного для моделирования любых физических систем. Для математического моделирования была выбрана цилиндрическая геометрия образца и плоского цилиндрического индентора (рис 1, 2) (осевая симметрия), по размерам, примерно соответствующим устройству, описанному в [1]. В данной модели выделяются два слоя: первый обладает высокой проницаемостью, второй малой. Оба слоя линейно

упруги (рис 2). В центр прикладывается внешнее давление 15 КПа. В начальный момент градиент давления равен нулю.

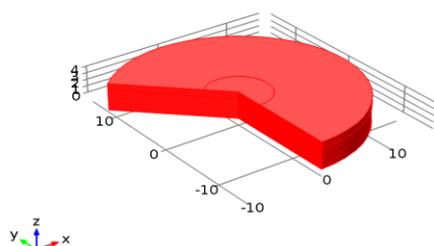


Рис. 1. Геометрические размеры модели

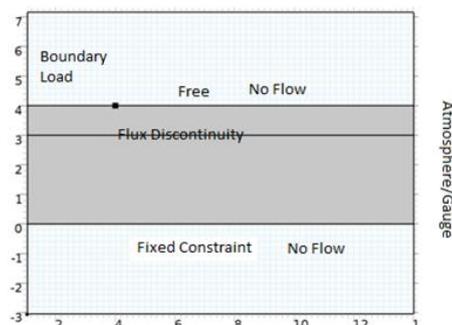


Рис. 2. Граничные условия

Параметры, используемые для моделирования: плотность жидкости 1050 kg/m^3 , динамическая вязкость $0.005 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, проницаемость $1e-14 \text{ m}^2$, (внутренний слой) пористость 0.4, сжимаемость жидкости $1e-10 \text{ 1/Pa}$, объемный модуль матрицы 10000 N/m^2 , модуль сдвига 3000 N/m^2 , коэффициент Био-Вильямса 0.8 [4]. Результаты моделирования показаны на рис 3,4

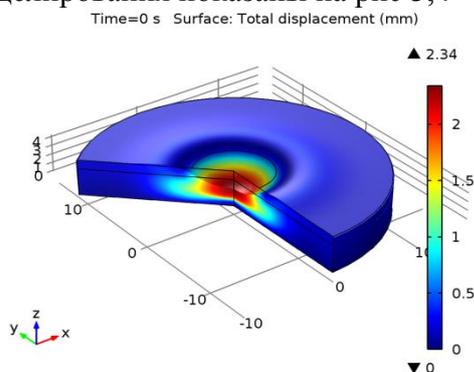


Рис. 3. Перемещение индентора через 10 сек после приложения давления

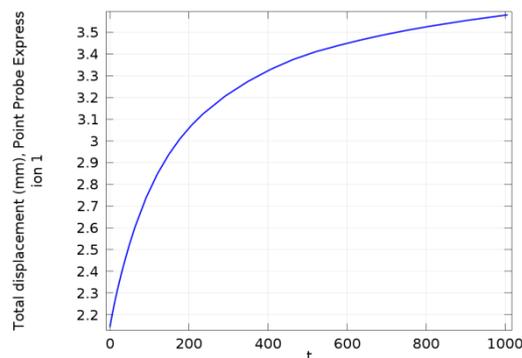


Рис. 4. Перемещение индентора в зависимости от времени

В заключение укажем, что результаты численных экспериментов качественно совпадают с натурными опытами, описанными в [1], что указывает на их прогностическую ценность при наличии дополнительных измерений параметров в рамках линейной теории порозластичности как медицинского диагноза, так и фундаментального значения для исследования биомеханики.

- [1] Микроциркуляторная среда или жизнь как она есть / Шотт А. В., Кондратенко Г. Г., Казушик В. Л., Карман А. Д. // Здоровоохранение. - 2015. - № 3. - С. 35-39
- [2] A-RA Khaled and K Vafai. The role of porous media in modeling flow and heat transfer in biological tissues. International Journal of Heat and Mass Transfer – 2003. – Vol. 46. – N 26. - pp. :4989 - 5003.
- [3] Terzaghi, K., Die berechnung der durchlassigkeitzifer des tones aus dem verlauf der hydrodynamischen spannungserscheinungen, Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-naturwissenschaftliche, Klasse 1923, Vienna, Part IIa, vol. 132, pp. 125-138,.
- [4] S. Mukherjee, A. Chawla1 , B. Karthikeyan Review of Mechanical Properties of Human Body Soft Tissues in the Head, neck and spine // <http://web.iitd.ac.in/~achawla/PDF%20Files/Review%20of%20mechanical%20properties%20of.pdf>

УДК 533.9.082.5; 543.423; 621.373.826

М.П. Патапович¹, Т.В. Докукина², С.А. Марчук², Ж.И. Булойчик¹,
А.П. Зажогин¹

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА КАЛЬЦИЯ В ОРГАНИЗМЕ МАТЕРИ И РЕБЕНКА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030, Минск, Беларусь

²РНПЦ психического здоровья, Долгиновский тракт, 152, 220053, Минск, Беларусь
zajogin_an@mail.ru

В настоящее время весьма актуальной является проблема диагностики множества аутистических расстройств, что может помочь в борьбе с ними. Разработка лекарственных препаратов осложняется ограниченным представлением о причинах, лежащих в основе РАС, что продемонстрировано несколькими недавними неудачными клиническими испытаниями ожидаемых препаратов. Генетические исследования позволили выявить сотни генов, вовлеченных в развитие патологии, что осложняет диагностику и, в конце концов, разработку лекарств. Недавно выяснилось, что часто провоцирует развитие аутизма неправильное освобождение кальция из клеточной мембраны [1]. Кальций является важным для головного мозга химическим элементом, который транспортирует информацию как внутри нейронов, так и между ними. Данная функция играет определенную роль и в регуляции памяти, а также обучении.

Очень значительна и роль стресса в провокации многочисленных серьезных заболеваний. Поэтому немаловажна оценка психологического состояния матери в дородовой и далее младенческий период жизни ребенка, поскольку существует теснейшая взаимосвязь матери и ребенка.

Повышение содержания Са в волосах обычно рассматривается как показатель усиленного кругооборота элемента в организме, что говорит о возрастании подвижности Са и риске возникновения его дефицита. У детей как повышенное, а часто и очень пониженное содержание кальция отмечено при церебральных параличах, аутизме.

Анализ элементного состава волос дает важную информацию, которая, в комбинации с физиологическими симптомами и биохимическими лабораторными данными может помочь врачу в диагностике нарушений, связанных с отклонениями в общем метаболизме эссенциальных элементов. Такие данные помогут установить степень зависимости здоровья ребенка от баланса макро- микроэлементов в организме матери.

В настоящей работе для оценки состояния обмена макро- и микроэлементов в организме за промежуток несколько месяцев - несколько лет проведены экспериментальные исследования образцов волос по их длине с помощью лазерного излучения.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника

возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM).

Анализировали суммарные результаты действия 20 последовательных лазерных импульсов (энергия 40 мДж, межимпульсный интервал 8 мкс) на точку образца волос. Образцы волос исследованы через каждые 0,5 см, что примерно соответствует росту волос за полмесяца.

Интенсивности спектральной линии кальция Ca II (393,239 нм) в последовательных точках по длине волос для образцов волос детей (аутистов) и их матерей представлены на рисунке.

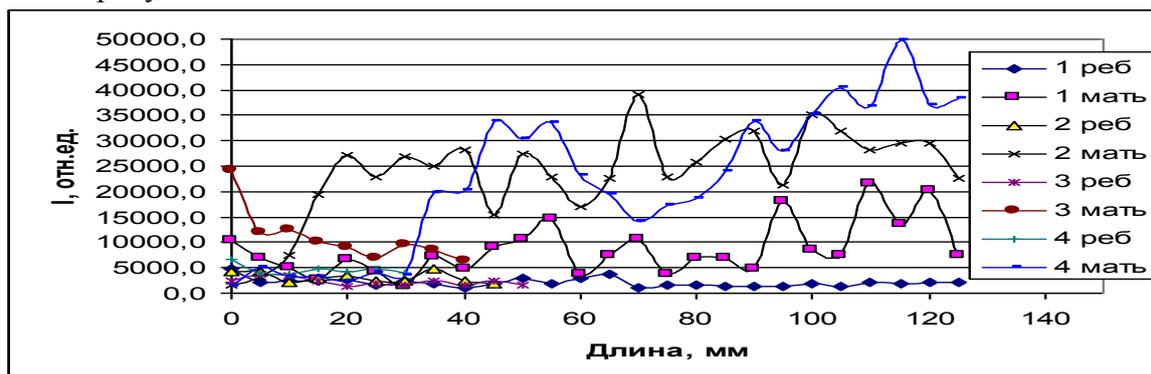


Рис. 1. Интенсивности спектральных линий кальция в последовательных точках по длине волос образцов ребенка и матери.

Анализируя полученные данные, видим, что практически во всех исследованных пробах волос детей наблюдается существенный недостаток кальция. В большинстве случаев содержание кальция в волосах детей в несколько раз меньше, чем у матерей. Следует отметить резкое падение концентрации кальция к моменту исследований в волосах 2 и 4 матери, что, как выяснилось, было связано со стрессовой ситуацией.

Аутизм - это комплекс симптомов, связанных, прежде всего, с общей биохимией организма, когда проблемы развития и поведения являются лишь верхушкой айсберга, доступной наблюдению. Если у мамы ребенка нарушен обмен веществ, патологические процессы начинаются уже в первой зародышевой клеточке – ведь во внутриутробном периоде мать и плод – это единый организм, многие токсины и инфекции способны преодолевать плацентарный барьер. До определенного возраста этот процесс может быть компенсированным и неярким. В момент, когда добавляется еще какой-то мощный стрессовый фактор, процесс становится уже декомпенсированным и система может окончательно выйти из строя.

Возможность выявления наличия стрессов и патологических процессов на предклинической стадии на примере анализа интенсивности линий Ca в спектрах волос матери и ребенка по их длине помогает находить причины существующего дисбаланса, целенаправленно подбирать биологически активные добавки, препараты, корректировать питание, вовремя оказывать психологическую помощь и избежать развитие серьезных заболеваний у детей.

[1] Schmunk G. Shared functional defect in IP3R-mediated calcium signaling in diverse monogenic autism syndromes. / G Schmunk, B J Boubion, I F Smith, I Parker, J J Gargus. //Translational Psychiatry, 2015; 5 (9): e643 DOI: [10.1038/tp.2015.123](https://doi.org/10.1038/tp.2015.123)

УДК 533.9.082.5; 621.373.826; 621.793.79

Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹, Н.И. Нечипуренко², А.Л. Танин²,
М.Н. Трущенко²**ЛАЗЕРНАЯ АТОМНО-ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ЛОКАЛЬНОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛЬЦИЯ В ОБРАЗЦАХ КРОВИ ПАЦИЕНТА С
ДИАГНОЗОМ НЕВРИНОМА, ВЫСОХШИХ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ**¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030, Минск, Беларусьzajogin_an@mail.ru²РНПЦ неврологии и нейрохирургии, ул. Ф. Скорины, 24, 220114, Минск

Патологическое состояние организма тесно связано с изменениями содержания химических элементов в биологических жидкостях (БЖ). При развитии патологии происходят неспецифические изменения агрегатного состояния компонентов БЖ. Исследованию конформационных изменений высохших капель БЖ в последнее десятилетие уделяется особое внимание. Показано, что морфологическая картина высыхающей на твердой поверхности капли БЖ может являться простым, недорогим и вполне доступным альтернативным методом медицинской диагностики [1, 2].

В связи с этим особое значение приобретает также разработка методов ранней диагностики нарушений накопления и распределения жизненно необходимых элементов (ЖНЭ) в БЖ человека.

При проведении исследований образцы готовили по следующей методике. Каплю крови или плазмы крови объемом 10 мкл наносили на поверхность подложки из ПММА и высушивали при комнатной температуре (90 - 100 мин). Диаметр высохшей капли примерно 6 мм.

На рисунке 1 приведены снимки высохших капель крови и плазмы крови пациента с диагнозом невринома до операции (Кд и Пд) и после (Кп и Пп). Видны явные изменения в их структуре.

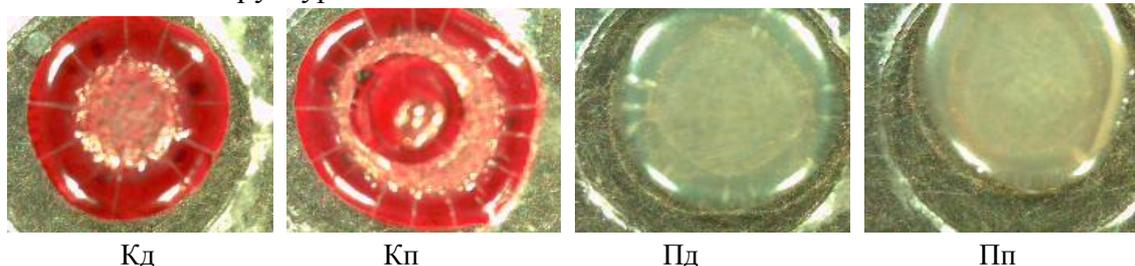


Рис.1. Высохшие капли крови и плазмы крови пациента до операции (Кд и Пд) и после операции (Кп и Пп).

Суть метода диагностики на основе дегидратации капли БЖ состоит в том, что в норме при дегидратации возникают регулярные и однородные структуры (радиальное растрескивание). Патология же связана с аномальными процессами в организме, нарушением структуры белков, их агрегацией из-за изменения содержания ЖНЭ, что существенным образом изменяет морфологию высохшей капли БЖ.

Оценку локального пространственного распределения одного из важнейших ЖНЭ кальция проводили методом лазерной многоканальной спектрометрии, используя лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Анализировали суммарные результаты действия 5 последовательных сдвоенных лазерных импульсов (СЛИ). Энергия лазерного излучения составляла 34 мДж (первый и второй импульсы, соответственно), временной интервал между сдвоенными импульсами – 8 мкс. Абляция осуществлялась через 0,6 мм. Размер точки повреждения примерно 0,10-0,15 мм. По диаметру пробы анализ проводили в 12 точках поверхности. Все эксперименты проводили в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Проведена полуколичественная оценка распределения кальция не только в различных точках поверхности по диаметру, но и по слоям в каждой из точек.

На рисунке 2 представлено распределение интенсивности линий кальция в спектрах высушенных капель крови и плазмы больного до и после операции.

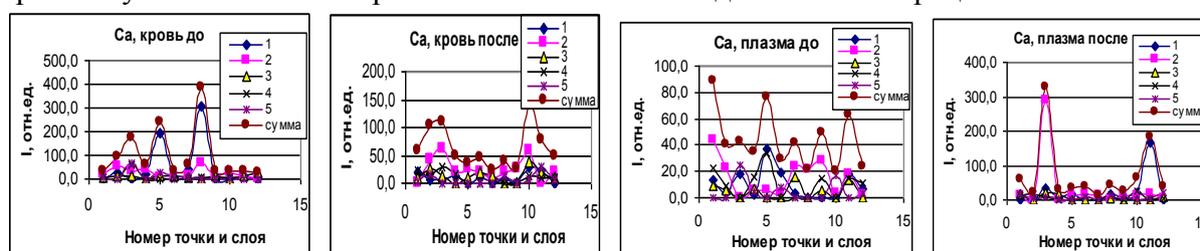


Рис. 2. Послойная интенсивность линии Ca II (393,239 нм) в атомно-эмиссионных спектрах крови и плазмы крови.

Отчетливо видна разница в распределении кальция и по поверхности, и по слоям до и после операции. Кальций в образцах до операции распределен преимущественно по центру, после операции - в основном по краям, что характерно для потенциально здорового человека [3]. Полученные результаты позволяют визуализировать результаты лечения, в дальнейшем проводить контроль и вводить необходимую корректировку в процессе лечения.

Таким образом, проведенные нами комплексные исследования характеризуются высокой чувствительностью и позволяют не только дифференцировать различные стадии патологического процесса, но и делать выводы о системном состоянии организма, что может иметь практическое значение.

[1] Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. Морфология биологических жидкостей человека. // М.: Хризостом. - 2001. - 300 с.
 [2] Краевой С. А., Колтовой Н. А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. // Книга 1. Москва. - 2013. - С. 47-49.
 [3] Чинь Нгок Хоанг (Вьетнам). Количественное определение содержания Ca, Mg и Al в биологических жидкостях методом лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии. / Чинь Нгок Хоанг (Вьетнам), Фам Уиен Тхи, Лэ Тхи Ким Ань, М.Н. Трущенко, Ж.И. Булойчик. // Вестник БГУ. Сер.1. - 2014. - № 1. - С.31-36.

УДК 533.9.082.5; 621.373.826; 621.793.79

Г.Т. Маслова¹, А.Н. Веремчук¹, Т.А. Русско¹, А.С. Мавричев², А.П. Зажогин¹,
Ж.И. Булойчик¹**СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ В ДИАГНОСТИКЕ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ БОЛЬНЫХ**¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030, Минск, Беларусь²РНПЦ онкологии и медицинской радиологии, 223040, п. Лесной-2, Минский район, Минская область, Беларусь
zajogin_an@mail.ru

Известно, что развитие самых разнообразных патологических процессов в организме сопровождается изменением конформации молекул альбумина крови, изменением распределения коллоидных частиц по размерам в биологических жидкостях (БЖ). Поэтому исследование агрегатного состояния и кооперативных эффектов компонентов цельной крови является актуальным для поиска онкомаркеров в диагностических целях [1, 2].

Нами исследована динамика структуризации в процессе дегидратации капли, а также пространственное распределение кальция, важнейшего жизненно необходимого элемента, в высохших каплях крови более пятидесяти онкологических больных.

На рисунке 1 приведены снимки полностью высохшей (95 – 100 минут) капли крови нескольких пациентов.

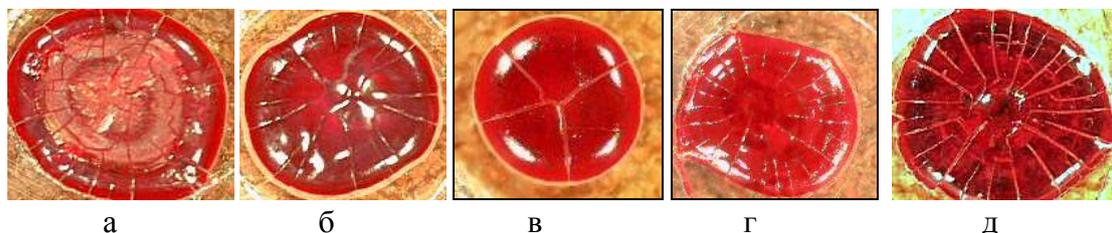


Рис. 1. Морфология высохшей капли цельной крови: а - больной А (рак тела желудка); б - больной Б (предполагаемый рак тела желудка); в - рак шейки матки; г – предполагаемый рак шейки матки; д - потенциально здоровый человек З.

Оценка структурной топологии позволила объединить пациентов с опухолями по четырем основным морфологическим признакам. Во-первых, высохшая капля принимает форму «бублика» – внешнего высокого кольца белков и внутреннего тонкого кольца с дендритными трещинами в центральной зоне. Во-вторых, растрескивание идет с образованием неравномерных радиальных трещин. В-третьих, образуется сеть тонких трещин, разбивающих центральную часть на многоугольники. В-четвертых, за счет коацервации белков наблюдается образование сгустков крови. Все эти признаки проявляются весьма убедительно у онкологических больных в отличие от морфологии капли здорового человека.

Исследование распределения Са по объему проводили по разработанной нами методике с использованием лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1. Интенсивность линии Са II (393,239 нм) в зависимости от положения точки на поверхности капли по вертикальному и горизонтальному диаметру и в слое приведены на рисунке 2.

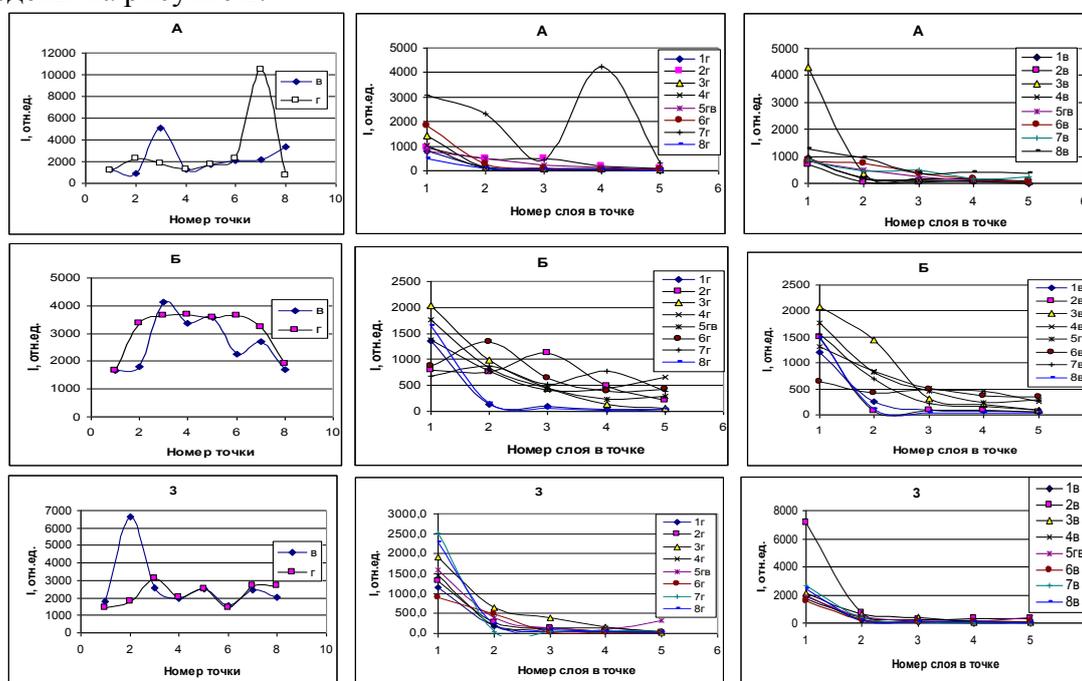


Рис. 2. Интенсивность линии Са в атомно-эмиссионных спектрах

Обнаруживаются отличия в распределении кальция по поверхности и по слоям в зависимости от диагноза. У пациентов с диагнозом рак желудка наблюдается значительный разброс содержания кальция по поверхности, подчас с аномально высокими (до 10000 отн. ед.) пиками на краевых зонах. Меняется также послойное содержание кальция, в двух-трех слоях присутствуют довольно резкие всплески повышения концентрации до 4000 отн. ед.

В высохших каплях крови пациента с неподтвердившимся онкологическим диагнозом (Б) практически по всей поверхности капли отмечается высокая, но достаточно равномерная интенсивность линии кальция. У потенциально здорового человека (3) растрескивание высыхающей капли идет равномерно, образуя «ромашку», а основное содержание кальция на поверхности и в слое приходится только на край капли, где расположен белковый валик.

Полученные нами данные имеют большое практическое значение, давая информацию о глубинных процессах метаболизма на уровне межмолекулярных химических взаимодействий. При этом, информация носит оперативный характер и позволяет судить об изменениях, происходящих в организме, по структуре крови – одной из наиболее чувствительных и высоко динамичных тканей.

[1] Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. Морфология биологических жидкостей человека. Хризостом, 2001.
 [2] Краевой С. А., Колтовой Н. А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. Моква, 2013. 480 с.

УДК 533.9.082.5; 543.423; 621.373.826

М.П. Патапович¹, И.Д. Пашковская², Н.И. Нечипуренко²,
Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹

РЕТРОСПЕКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТНЫЙ ПОРТРЕТ ЧЕЛОВЕКА КАК РЕЗУЛЬТАТ АНАЛИЗА ВОЛОС МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

¹*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 5, 220030, Минск, Беларусь*

zajogin_an@mail.ru

²*РНПЦ неврологии и нейрохирургии, ул. Ф. Скорины, 24, 220114, Минск*

К настоящему времени накоплены многочисленные научные данные, показывающие взаимосвязь между неадекватной обеспеченностью организма человека различными макро- и микронутриентами и возникновением различных патологий [1].

Сегодня чрезвычайно остро стоит проблема роста случаев онкологии головного и спинного мозга. Происхождение большинства опухолей ЦНС не привязано к конкретным факторам риска, они возникают по далеко неизвестным причинам, что практически не позволяет предотвратить их появление.

Каждый из микро- и макроэлементов в организме выполняет свою незаменимую роль, поэтому трудно сказать, какой из них более важен для человека. Доказано, что деформированный минеральный обмен не только вносит свой вклад в патогенез заболеваний, но и изменяет фармакокинетический и фармакодинамический ответ на лекарственное воздействие. Биологические объекты – основной предмет исследований при постановке диагноза, где применяются различные методы анализа [2]. Наряду с биохимическими методами диагностики заболеваний в последнее время широкое распространение получили спектрометрические методы анализа.

Особое значение приобретает разработка методов не только сиюминутной, но и ретроспективной оценки накопления и распределения химических элементов в организме человека.

Известно, что волосы являются наиболее консервативным биологическим субстратом, отражают процессы, годами протекающие в человеческом организме, и поэтому могут служить надежным средством диагностики [2]. Количественное определение микроэлементов по длине волос дает возможность выявить наличие патологических процессов на предклинической стадии, что очень важно для превенции многочисленных заболеваний.

Для проведения ретроспективной оценки содержания элементов использовали лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1. Использование метода лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии при воздействии лазерного излучения на поверхность исследуемого образца обеспечивает практически десятикратное увеличение интенсивности спектральных линий элементов и позволяет одновременно определять локальные пикограммовые количества жизненно необходимых элементов при регистрации спектров в атмосфере воздуха [3].

Для определения концентрации элементов разработаны стандартные образцы, адекватные анализируемым объектам. Проведено количественное определение распределения жизненно необходимых элементов (Ca, Mg, Al, Na, K) по длине волос и оценена динамика изменения концентрации элементов по ходу лечения пациента.

Используя разработанную методику, нами была получена ретроспективная картина патологии и составлен «элементный портрет» пациента с диагнозом «Интрамедуллярное образование на уровне С2 позвоночника». На рисунке 1 приведено распределение кальция и алюминия по длине волос пациента до и после лечения. Эти элементы являются наиболее важными для мозговой деятельности человека.

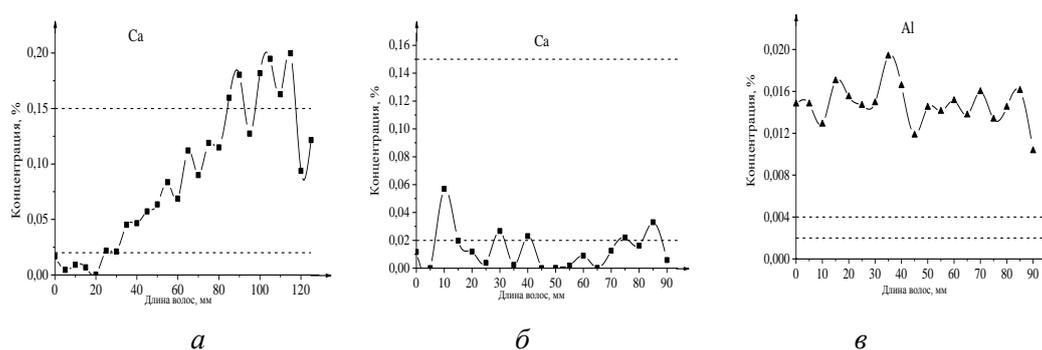


Рис. 1. Распределение кальция и алюминия по длине волос пациента до (а) и после (б и в) лечения

Очевидны существенные различия в концентрации кальция до и после лечения. При постановке диагноза содержание кальция значительно превышало норму (обозначена пунктиром). Лечение дало результаты - уровень кальция стабилизировался, не наблюдается резких заметных скачков. Вместе с тем, концентрация кальция остается ниже допустимой, не вернулась к норме. Сильно завышено содержание алюминия - оказалось примерно на прежнем уровне. Следовательно, необходимо продолжать лечение, корректировать состояние больного, количественно оценивать динамику изменений концентраций элементов.

Таким образом, разработанную нами методику целесообразно использовать для ретроспективной количественной оценки метаболизма жизненно необходимых элементов при предварительном диагностическом обследовании пациентов, а также контроле и корректировке процесса лечения.

- [1] Вознесенская, Т.Г. Эмоциональный стресс и профилактика его последствий / Т.Г. Вознесенская // Русский медицинский журнал. - 2006. — Т. 14, № 9. — С. 694-697.
- [2] Скальный А.В. Микроэлементозы человека (диагностика и лечение). М. 1999. – 180 с.
- [3] Патапович М.П. Разработка методик повышения чувствительности определения содержания эссенциальных тяжелых металлов в биологических образцах методом лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии. / М.П. Патапович Чинь Нгок Хоанг, И.Д. Пашковская, Лэ Тхи Ким Ань, Ж.И. Булойчик, А.П. Зажогин. // Вестн. Бел. гос. ун-та, Сер. 1. - 2013. - № 2. - С.19-23.

УДК 537.612:611.018.46

В.Г.Лешенко, Е.М.Ермоленко, Ж.А.Ибрагимова, Т.С.Колесникова,
Е.В.Ходосовская, С.И.Марчук, С.Е.Семерихина, М.А.Шеламова

ДИФФЕРЕНЦИРОВКА И ПРОЛИФЕРАЦИЯ МЕЗЕНХИМАЛЬНЫХ СТВОЛОВЫХ КЛЕТОК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

*Белорусский государственный медицинский университет, пр-т Дзержинского, 83, 220116
Минск, Беларусь
S.Leshenko@mail.ru.*

Мезенхимальные стволовые клетки (МСК) обладают уникальными свойствами: они не специализированы, способны к пролиферации, дифференцировке и асимметричному делению, способствуют регенерации тканей, мигрируя к зоне повреждения. Поэтому с практической точки зрения очень важным является изучение влияния различных факторов на дифференцировку и пролиферацию стволовых клеток [1,2].

В данной работе исследовалось влияние слабого переменного магнитного поля частотой 50 Гц и индукцией 28 мкТл на пролиферацию и хондрогенную дифференцировку мезенхимальных стволовых клеток (МСК).

При исследовании влияния магнитного поля на хондрогенную дифференцировку МСК высевали в полную питательную среду (ППС) и в дифференцировочную среду (ДС) и половину образцов в течение первых 3-х суток культивирования подвергали воздействию магнитного поля по 30 минут, а затем продолжали их культивирование до 13 суток уже без воздействия магнитного поля. Другая часть высеянных МСК служила контролем.

Количественный анализ содержания МСК, дифференцировавшихся в хондрогенном направлении, проводили путем окрашивания сульфатированных протеогликанов красителем альциановый голубой и последующим измерением оптической плотности растворов на длине волны 630 нм планшетным спектрофотометром StatFax. Кроме того был проведен ПЦР-анализ генетических маркеров хондрогенной дифференцировки COL2A1, ACAN (Aggrecan), SOX9, для контрольных и экспериментальных образцов.

По полученным данным рассчитывали индекс действия (ИД), принимая за 1 индекс действия контрольных вариантов. Были проведены измерения оптической плотности всех образцов на 6, 9 и 13-е сутки культивирования. Результаты исследования представлены в табл. 1.

Табл.1. Влияние магнитного поля на хондрогенную дифференцировку МСК.

Сроки культивирования	ППС (контроль) ИД	ППС+ магнит ИД	ДС (контроль) ИД	ДС+ магнит ИД
6 суток	1,0	0,93	1,0	0,82
9 суток	1,0	1,22	1,0	1,39
13 суток	1,0	1,13	1,0	1,34

Эти исследования показали, что под действием указанного выше магнитного поля происходит увеличение индукции хондрогенной дифференцировки МСК, наиболее выраженное на 9-е сутки культивирования. При дальнейшем культивировании стимулирующее действие магнитного поля на дифференцировку МСК в хондрогенном направлении сохраняется.

Нами было исследовано также влияние магнитного поля на пролиферацию МСК, но в несколько другом временном режиме (по 90 минут воздействия указанным полем в течение первых трех суток культивирования) в полной питательной среде.

Для изучения влияния магнитного поля на пролиферацию клетки снимали с поверхности культурального пластика на 6, 9, 12, 14 сутки. Жизнеспособность клеток оценивали микроскопическим методом с помощью камеры Горяева. Результаты представлены в табл.2.

Табл. 2. Сравнение пролиферации клеток в контроле и при воздействии магнитным полем 28 мкТл.

Образцы	Количество клеток (тыс /мл)			
	6-е сутки	9-е сутки	12-е сутки	14-е сутки
Контроль	45	57	85	65
B =28 мкТл	47,5	40	50	40

Видно, что скорость пролиферации клеток, подвергшихся воздействию магнитного поля, значительно снижается по сравнению с контрольными образцами, начиная с 9-х суток культивирования.

Молекулярно-биологические исследования с помощью ПЦР- анализа подтвердили наличие маркеров хондрогенеза в образцах, культивируемых в ППС без дифференцировочных факторов и подвергшихся воздействию магнитного поля.

Таким образом, воздействие переменным магнитным полем частотой 50 Гц и индукцией 28 мкТл на мезенхимальные стволовые клетки значительно снижает скорость их пролиферации и одновременно ведет к увеличению индукции их хондрогенной дифференцировки.

- [1] Kern S. Comparative analysis of mesenchymal stem cells from bone marrow, umbilical cord blood, or adipose tissue./ Kern S, Eichler H, Stoeve J et al. // STEM CELLS –2006. – Т.24.– С.1294–1301.
- [2] Lee RH. Characterization and expression analysis of mesenchymal stem cells from human bone marrow and adipose tissue./ Lee RH, Kim B, Choi I et al. // Cell Physiol. Biochem. –2004.–Т.14.– С.311–324.

УДК 535.371

Е.В. Королик, А.А. Иванов, Н.И. Инсарова, В.Г. Лещенко, А.К. Королик,
В.В.Кирковский

ОЦЕНКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ ПЛАЗМЫ КРОВИ ПАЦИЕНТОВ С ДИСЛИПИДЕМИЕЙ МЕТОДОМ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского 83,

220116 г. Минск

medbiophiz@bsmu.by

В последние годы метод флуоресцентного зондирования успешно применяется в биомедицинских исследованиях [1,2]. Принцип этого метода заключается в оценке параметров связывания гидрофобных флуоресцентных зондов с транспортными белками, осуществляющие сорбцию и перенос гидрофобных метаболитов и лекарственных препаратов в организме. В методе флуоресцентного зондирования используется набор флуоресцентных зондов с различными зарядами, чей квантовый выход флуоресценции значительно увеличивается при связывании с транспортными белками и, таким образом, флуоресценция таких зондов в первую очередь определяется их связанной фракцией [1,2]. Это позволяет оценить связывающую способность транспортных белков плазмы крови. Основное значение в связывании с белками играет заряд молекулы низкомолекулярных гидрофобных лигандов: анионные преимущественно сорбируются альбумином (ЧСА), катионные – α -1-кислым гликопротеином (КГП), а незаряженные – распределяются между сывороточным альбумином и липопротеинами (ЛП). Поэтому связывание низкомолекулярных гидрофобных токсинов и лекарственных препаратов белками крови можно анализировать с помощью набора флуоресцентных зондов с различными зарядами: анионный – 8-анилино-нафталин-1 – сульфонат (АНС), катионный – Хинальдиновый красный (ХК), нейтральный – Нильский красный (НК) [2].

Цель работы – использование метода флуоресцентного зондирования для анализа связывающую способность основных транспортных белков плазмы крови (ЧСА, КГП, ЛП) пациентов с разной степенью дислипидемии.

Все пациенты с дислипидемией были разделены на три группы от суммарного содержания холестерина липопротеинов низкой и очень низкой плотности (ЛПНП и ЛПОНП): к 1-ой отнесены пациенты с содержанием холестерина (ЛПНП+ЛПОНП) — 3-4 ммоль/л, ко 2-ой — 4-5 ммоль/л и к 3-ей – свыше 5 ммоль/л. Контрольную группу составили здоровые доноры. Для каждого образца был проведен биохимический анализ плазмы крови на содержание общего белка, альбумина, общего холестерина, триглицеридов, холестерина липопротеинов низкой и очень низкой плотности.

Спектры зондовой флуоресценции регистрировались на спектрофлуориметре SFL-1211A (фирма «СОЛАР», Минск, Беларусь). В работе использовались различные гидрофобные флуоресцентные зонды: анионный – 8-анилинонафталин-1-сульфонат («Sigma», St. Louis, Mo., USA); катионный – Хинальдиновый красный («Рехим», Москва, Россия); нейтральный – Нильский красный («Sigma», St. Louis, Mo., USA).

В работе были получены и проанализированы спектры флуоресценции зондов АНС, ХК и НК в плазме крови контрольной группы и пациентов с разной стадией дислипидемии. Показано, что для всех групп исследованных пациентов с дислипидемией наблюдается увеличение связывающей способности альбумина по отношению к анионным лигандам (по данным зонда АНС). Наиболее значительное увеличение проявляется у пациентов 1-ой группы. Так как средние значения концентраций альбумина для всех трех групп практически не отличаются между собой, но меньше по сравнению с контрольной группой, то наблюдаемое увеличение в связывающей способности альбумина в плазме крови больных дислипидемией не может быть связано с изменением концентрации ЧСА. Из литературы известно [1,2], что анионный зонд АНС в плазме крови взаимодействует, в основном, с молекулами ЧСА, но реагирует и на поверхностный заряд белково-липидных систем [1]. При атеросклерозе наблюдается увеличение положительно заряженных групп на поверхности липопротеинов низкой и очень низкой плотности, что способствует увеличению центров связывания зонда [1]. Поэтому наблюдаемое увеличение связывающей способности зонда АНС в плазме крови у пациентов с дислипидемией может быть обусловлено появлением дополнительных положительно заряженных групп на поверхности ЛПНП и ЛПОНП.

Анализ спектров синхронного сканирования флуоресценции зонда НК в плазме крови пациентов с дислипидемией показал, что отношение I_{554}/I_{592} в спектрах флуоресценции зонда НК для образцов плазмы крови всех трех групп выше, чем для контрольной группы. Ранее нами было показано, что интенсивность флуоресценции НК при 554 нм зависит от суммарного содержания ЛПНП и ЛОНП, которое определяется суммарным содержанием холестерина ЛПНП и ЛПОНП. Наблюдаемое увеличение отношения I_{554}/I_{592} указывает на перераспределение связывания зонда НК между фракциями липопротеинов низкой и очень низкой плотности и альбумином в сторону липопротеинов. Согласно биохимическому анализу для этих больных, как указывалось выше, значения альбумина практически не изменяются. В то время как суммарное значение (ЛПНП+ЛПОНП) отличаются от донорских в сторону увеличения для всех трех групп и в самих группах. Поэтому рост отношения I_{554}/I_{592} от первой до третьей группы можно объяснить увеличением содержанием ЛПНП и ЛПОНП в плазме крови пациентов с дислипидемией.

Таким образом, методом флуоресцентного зондирования была проведена оценка связывающей способности альбумина и липопротеинов в плазме крови пациентов с дислипидемией. Установлено, что при этом заболевании наблюдается увеличение связывающей способности зонда АНС в плазме крови пациентов за счет появлением дополнительных положительно заряженных групп на поверхности ЛПНП и ЛПОНП. Показано, что с помощью флуоресцентного зонда Нильского красного можно контролировать содержание липопротеинов низкой и очень низкой плотности в плазме крови пациентов с дислипидемией.

1. Владимиров Ю.А. Флуоресцентные зонды в исследовании биологических мембран / Ю. А. Владимиров, Г. Л. Добрецов. – Москва: Наука, – 1980. – 320 с.

2. 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 и др. //ЖПС. 2007.– №4. – С.507-511.

УДК 577.345 (075.8)

Л.В. Кухаренко¹, С.А. Чижик², Е.С. Дрозд², М.В. Гольцев¹,
Н.Н. Мороз-Водолажская³

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОМБОЦИТОВ ПАЦИЕНТОВ С ТЕРМИНАЛЬНОЙ СТАДИЕЙ ХРОНИЧЕСКОЙ СЕРДЕЧНОЙ НЕДОСТАТОЧНОСТИ МЕТОДОМ АСМ

¹Белорусский государственный медицинский университет, пр-т. Дзержинского, 83,
220116, Минск, Беларусь

lyk@europe.com

²Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 15,
220072, Минск, Беларусь

lizadr@tut.by

³Республиканский научно-практический центр спорта, ул. Воронянского, 50/1, 220007,
Минск, Беларусь

В данной работе методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) определялись локальные вязко-упругие характеристики мембран тромбоцитов (локальный модуль упругости, адгезия, жесткость) пациентов с терминальной стадией хронической сердечной недостаточности с использованием имплантируемого одно- или двухжелудочкового вспомогательного сердца на этапах до операции и интраоперационно: до введения гепарина, после введения гепарина, после нейтрализации гепарина протаминам. С помощью АСМ и оптической микроскопии так же проводилась оценка внутрисосудистой активации тромбоцитов.

Исследование упругих свойств кровяных пластинок осуществлялось при помощи специализированного экспериментального комплекса, совмещающего функции сканирующей зондовой и оптической микроскопии. Данный комплекс состоит из атомно-силового микроскопа NT-206 (ОДО «Микротестмашины», Беларусь) с возможностями микропозиционирования зонда над образцом в пределах площадки 10x10 мм и оптической системы (НПРУП «ЛЭМТ» БелОМО, Беларусь). АСМ сканирование проводили стандартными кремниевыми зондами в контактном режиме. Статическая силовая спектроскопия так же выполнялась кремниевыми зондами («MikroMasch» Co., Эстония) CSC38 с жесткостью консоли 0,03 Н/м. Радиус закругления острия игл, используемых для оценки упругих свойств, составлял 60 нм. Суть статической силовой спектроскопии состоит в реализации контактного деформирования исследуемого объекта острием зонда и в измерении зависимости силы взаимодействия зонда с поверхностью образца от расстояния между ними. Расчет модуля упругости выполнялся по регистрируемым кривым с использованием модели Герца.

Исследование топографии поверхности тромбоцитов осуществлялось с помощью АСМ Nanoscope (R) IIIa (Veeco) в режиме прерывистого контакта на воздухе с использованием стандартных кремниевых кантилеверов ($k=29-57\text{Н/м}$, Nanosensors

GmbH). Наряду с топографией поверхности поточечно определялись локальная жесткость и адгезия тромбоцитов методом Pulse Force Modulation (PFM).

С помощью АСМ и оптической микроскопии показано, что тромбоциты пациентов с терминальной стадией хронической сердечной недостаточности на этапе интраоперационного исследования до введения гепарина имели дисковидную форму (дискоэхиноциты) с диаметром 1,8 – 2,5 мкм и высотой 400 - 550 нм (Рис.1.). Большое количество кровяных пластинок имели короткие филоподии длиной от 500 нм до 2,5 мкм. Наблюдалось небольшое количество сфероцитов высотой 900 нм. Визуализированы тромбоцитарные агрегаты (диаметром от 5 до 13 мкм). Количество тромбоцитов в агрегатах варьировало от 2 до 11. После введения гепарина наблюдалось уменьшение количества тромбоцитов с филоподиями, а так же тромбоцитарных агрегатов. АСМ и оптическая микроскопии показали наличие тромбоцитов сферической формы диаметром от 1,9 до 2,2 мкм и высотой 900 нм на этапе интраоперационного исследования после нейтрализации гепарина протаминам, а так же уменьшение количества тромбоцитов с филоподиями и тромбоцитарных агрегатов. С помощью АСМ и оптической микроскопии выявлена внутрисосудистая активация тромбоцитов, проявляющаяся в изменении их морфофункционального состояния.

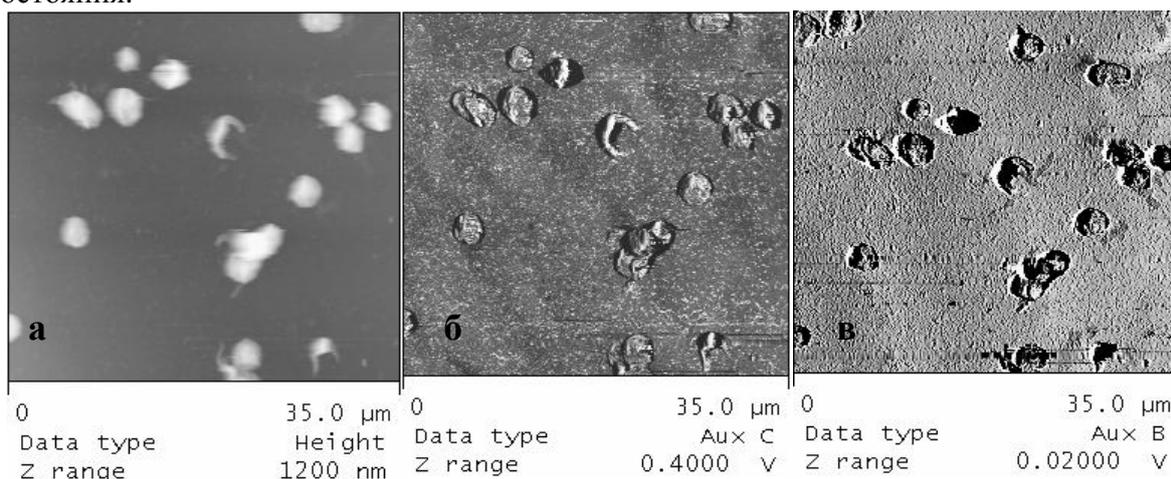


Рис.1. АСМ-изображение тромбоцитов пациента с терминальной стадией хронической сердечной недостаточности на этапе интраоперационного исследования до введения гепарина: а- топография; б - контраст адгезионных сил; в - контраст упругих сил

Контраст адгезионных сил на полученных АСМ-изображениях показал, что силы, обусловленные адгезионным взаимодействием острия зонда с поверхностью тромбоцитов, меньше на этапе интраоперационного исследования после введения гепарина и на этапе интраоперационного исследования после нейтрализации гепарина протаминам. Также наблюдалось уменьшение жесткости мембраны кровяных пластинок после введения гепарина и после нейтрализации гепарина протаминам.

В результате оценки модуля упругости методом атомно-силовой микроскопии было установлено, что модуль упругости тромбоцитов у пациентов с терминальной стадией хронической сердечной недостаточности ($E=111,8\pm 6,9$ кПа) достоверно выше, чем в группе здоровых лиц ($E=62,6\pm 6,2$ кПа).

УДК 577.344

А. В. Микулич¹, А. И. Третьякова¹, Л. Г. Плавская¹, И. А. Леусенко¹, Т. С. Ананич¹,
В. Ю. Плавский¹, И. Л. Морозова², Т. Е. Кузнецова², А. Э. Пыж², Е. Л. Рыжковская²,
Н. И. Счастливая², В. С. Улащик²

О ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПОЛИЕНОVOГО АНТИБИОТИКА АМФОТЕРИЦИНА В

¹ *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

a.mikulich@dragon.bas-net.by

² *Институт физиологии НАН Беларуси, ул. Академическая, 28, 220072 Минск, Беларусь*

Способность комбинации свет - фотосенсибилизатор приводить к деструкции микробных клеток известна уже более 100 лет. Однако лишь сравнительно недавно в связи с появлением резистентных к действию антибиотиков штаммов данная способность становится особенно востребованной. К объектам фотодинамического воздействия принято относить грам-положительные и грам-отрицательные бактерии, простейшие, вирусы, грибы.

Фотодинамическая инактивация грибов в лабораторных условиях получена с большим количеством фотосенсибилизаторов, схем и источников воздействия. Тем не менее, достигнутые успехи не могут быть реализованы на практике, в частности в клинических условиях, в силу отсутствия специального разрешения на применение фотосенсибилизаторов для лечения заболеваний грибковой природы. Оптимальным решением данной проблемы может стать использование утвержденных для применения в клинической практике лекарственных препаратов, предварительная оценка фотосенсибилизирующих свойств которых показала перспективность их использования в качестве фотосенсибилизаторов.

Одним из таких препаратов является противогрибковый препарат Фунгизон, активным веществом которого является макроциклическое соединение полиенового типа амфотерицин В.

В данной работе показано, что эффективность применения данного лекарственного препарата может быть усилена в комбинации с оптическим излучением, соответствующим спектру поглощения амфотерицина В, за счет фотодинамического эффекта.

Спектрально-люминесцентные исследования амфотерицина В свидетельствуют о том, что данное соединение присутствует в водных растворах в виде смеси мономерных, димерных и олигомерных форм.

Установлено, что амфотерицин В способен образовывать комплексы с молекулами фермента гликолитического ряда – лактатдегидрогеназой (ЛДГ). На это, в частности, указывает появление белковой полосы в спектре возбуждения флуоресценции амфотерицина В при внесении в его раствор ЛДГ. Воздействие оптическим излучением с длиной волны 405 нм на комплекс амфотерицин В - ЛДГ

приводит к сенсibilизированному повреждению ЛДГ, что проявляется в снижении ее ферментативной активности.

Используя соединения, являющиеся донорами и акцепторами электронов удалось установить, что механизм фотодинамического повреждения ЛДГ обусловлен процессами, связанными с образованием радикалов. Подтверждением этого является выраженное снижение эффекта фотоинактивации фермента при внесении в раствор указанных соединений, а также при переходе от водных растворов к растворам в тяжелой воде. С другой стороны, исследования, проведенные с помощью флуоресцентного зонда SOSG (Singlet Oxygen Sensor Green), чувствительного к образованию синглетного кислорода, дают основание полагать, что в протекающие процессы может вовлекаться синглетный кислород. Об образовании синглетного кислорода свидетельствует тот факт, что при воздействии оптическим излучением с длиной волны 405 нм на водные растворы амфотерицина В в присутствии зонда SOSG наблюдается резкий рост сигнала флуоресценции зонда, обусловленный переходом молекул SOSG во флуоресцирующую форму при взаимодействии с образующимися молекулами синглетного кислорода.

Способность амфотерицина В выполнять функцию фотосенсibilизатора была также продемонстрирована нами и на клеточном уровне (клетки почки африканской зеленой мартышки BGM). Оценкой эффективности фотодинамического повреждения клеточной культуры служили результаты исследования выживаемости клеток, полученные колориметрическим методом (МТТ-тест).

При моделировании контактного дерматита на депилированных участках кожи крыс показано также, что при воздействии излучения, соответствующего полосе поглощения амфотерицина В, наблюдается усиление фунгицидного действия препарата.

Таким образом, использование лекарственного препарата Фунгизон в сочетании с оптическим излучением позволит повысить эффективность его применения в медицинской практике при лечении заболеваний грибковой природы.

УДК 577.345 (075.8)

L.V. Kukhareno¹, Th. Schimmel², H. Fuchs³, M. Barczewski², T.V. Shman⁴, A.V. Tarasova⁴

**ATOMIC FORCE MICROSCOPY STUDY OF VISCOELASTIC PROPERTIES,
STRUCTURAL AND SURFACE MORPHOLOGICAL CHANGES OF FANCONI
ANEMIA PATIENT FIBROBLASTS OCCURRING AFTER EXPOSURE TO
 γ -RADIATION**

¹*Belorussian State Medical University, 83, Dzerzhinskii Ave., 220116, Minsk, Belarus*
lvk@europe.com

²*Institut für Angewandte Physik und Centrum für Funktionelle Nanostrukturen, Wolfgang-
Gaede-Str. 1, D76128 Karlsruhe, Germany*
Thomas.Schimmel@physik.uni-karlsruhe.de

³*Westfälische Wilhelms-Universität, Wilhelm-Klemm-Str.10, D48149 Münster, Germany*
fuchsh@uni-muenster.de

⁴*Belarussian Center for Pediatric Oncology and Hematology, Minski distr., Pos.Lesnoe,
223040, Belarus*

Atomic force microscopy (AFM) offers great promise as an instrument for studying Fanconi anemia (FA) fibroblasts, including molecular level visualization of cytoplasmic submembranous structure, structural and morphological surface changes occurring after exposure of fibroblasts to γ -radiation. In addition to topographical measurements, AFM is also capable of complementary tool that provide information on other fibroblasts surface properties, e.g. stiffness, hardness, elasticity. The reorganization of the fibroblasts cytoskeleton structure after exposure to γ -radiation leads to change in the mechanical properties of cells, so it is possible to use the cell mechanical parameters as certain markers of the pathology.

Two strains of skin fibroblasts isolated from an FA patient were evaluated for their in vitro radiosensitivity using AFM and foci immunofluorescence staining. While one set of cells left untreated (control cells), the other one was exposed to γ -radiation at 5 Gy.

All data were obtained on a Nanoscope (R) IIIa MultiMode AFM (Digital Instruments/Veeco). Force modulation mode (FMM) was used to study mechanical properties (local stiffness and adhesion) of the fibroblasts. The AFM capabilities can be extended by using FMM, which enables to obtain information about relative difference in cell surface elasticity with nanometer-scale resolution. The AFM images were acquired by using silicon nitride cantilevers (NSC12/50) with a nominal force constant of 0.65 N/m (NT-MDT, Zelenograd, Russia). The measurements were performed in air at room temperature. AFM images were processed with the Nanoscope software (Digital Instruments/Veeco).

The changes in fibroblast cytoskeletal organization after exposure to γ -radiation were reflected in the cellular mechanical properties. The topographic, adhesion and stiffness images of the FA fibroblasts before exposure to γ -radiation are presented in Fig.1. Darker parts in the adhesion and stiffness images correspond to low adhesion and stiffness value on fibroblast membrane. As follows from the AFM images of the FA fibroblasts before exposure to γ -radiation (Fig. 1.) their nuclei are more adhesive and less rigid than the surrounding nucleus

region and the peripheral (lamellipodial) regions. The stiffest part of the fibroblasts corresponds to the lamellipodial region of cell.

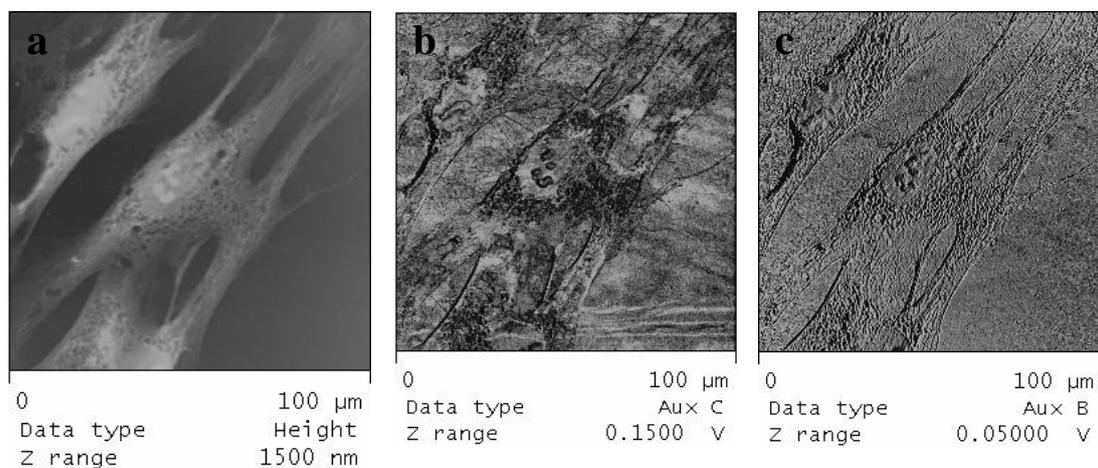


Fig.1. AFM images (a- height, b- adhesion, c- stiffness) of FA fibroblasts before exposure to γ -radiation

The topographic, adhesion and stiffness images of the FA fibroblasts in 24 hours after exposure to γ -radiation at 5 Gy are given in Fig. 2. The reorganization of the actin cytoskeleton occurs in FA fibroblasts in 24 hours after irradiation, resulting in reduction of the cell membrane stiffness and adhesion increase in nuclear and lamellipodial regions of the cell. As seen from the AFM images the FA fibroblasts appear less stiff even in thinner lamellipodial regions.

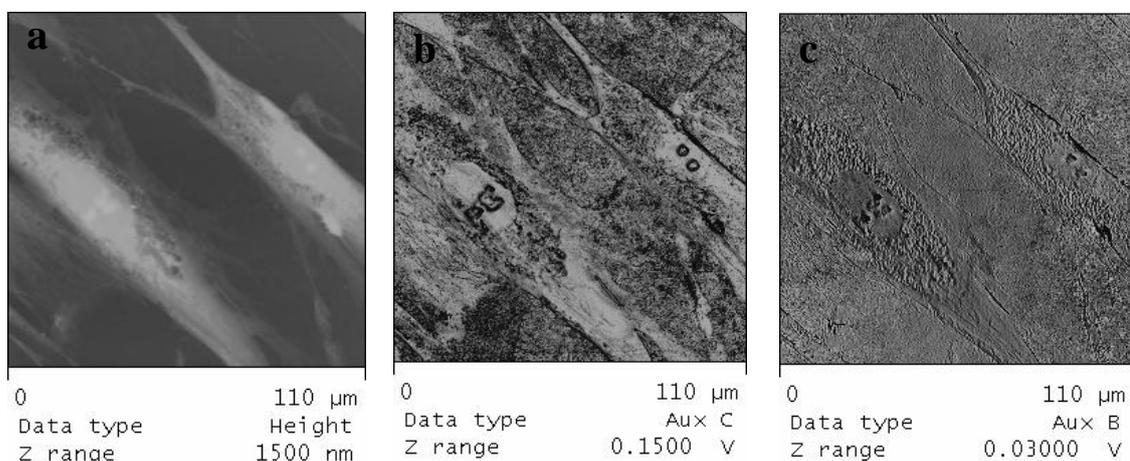


Fig.2. AFM images (a- height, b- adhesion, c- stiffness) of FA fibroblasts in 24 hours after exposure to γ -radiation at 5 Gy

The mechanical properties of fibroblasts most likely are regulated by the actin cytoskeleton structure. Immunofluorescence staining was carried out to show cytoskeleton changes in FA fibroblasts in 24 hours after irradiation. Disrupting of actin filaments and change of spatial organization of the actin cytoskeleton in 24 hours after exposure to γ -radiation lead to a softening of the FA fibroblasts' membrane.

УДК 572.783:616.71

В. А. Фираго¹, А. И. Кубарко², И. А. Волкова¹**ОЦЕНКА ГЕМОДИНАМИКИ БУЛЬБАРНОЙ КОНЬЮНКТИВЫ ГЛАЗА**

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*

firago@bsu.by

² *Белорусский медицинский государственный университет, пр. Держинского, 83, 220116, Минск, Беларусь*

kubarko@bsmu.by

Ранняя диагностика сосудистых заболеваний осуществляется на основе результатов различных методов исследования состояния сосудов, гемодинамики и функции органов и тканей [1]. Сосуды глаза наиболее доступны для непосредственного наблюдения и оценки их состояния. Широко используемые с этой целью. фундус-камеры позволяют получать лишь однократные изображения, поскольку дно глаза подсвечивается одним мощным световым импульсом белого цвета. После его воздействия зрачок в течение 200 мс сужается, что препятствует получению следующих изображений. Существующие методы лазерной доплеровской флоуметрии дают интегральное по рассеивающему объему распределение проекции скоростей. Это не позволяет оценить скорость кровотока v_b в конкретных сосудах и капиллярах. Предлагаемые же способы лазерного измерения v_b в капиллярах и малых сосудах [2] сложны в реализации и не находят применения в клинической практике.

Авторами [3] приводятся описание установки и способа определения скорости кровотока в малых сосудах бульбарной конъюнктивы глаза. В ней используется дорогостоящая высокоскоростная видеокамера (250 кадров/с). Получаемые кадры записываются на жесткий диск компьютера. Поскольку глаз непрерывно движется, используется стабилизация положения получаемых изображений на основе корреляционной методики. Далее с помощью программных средств выделяются сосуды, выбирается нужный сегмент сосудистой сети и определяется скорость кровотока по смещению форменных элементов крови за n кадров. Недостаток такого подхода – большой объем получаемых данных, которые приходится обрабатывать при определении v_b .

В докладе рассматривается методика получения цифровых изображений бульбарной конъюнктивы глаза при использовании ее импульсной подсветки [4], что позволяет в десятки раз снизить объем записываемых и обрабатываемых данных.

Подвод излучения, подсвечивающего склеру, осуществляется с помощью оптоволоконной техники и фокусирующего объектива. Этот объектив размещается сбоку от видеокамеры, чтобы не возникало теней от ресниц при подсветке сверху или снизу камеры. Современные мощные светодиоды обеспечивают достаточно большие потоки излучения, которые можно ввести в оптоволокно с диаметром световода 1 мм.

Рисунок сосудистой сети формируется за счет более сильного поглощения эритроцитами светового излучения в диапазоне 525–600 нм по сравнению с

окружающей тканью. Стенки сосудов имеют коэффициент преломления n_v , который приблизительно совпадает с коэффициентом преломления окружающих тканей n_t . Поэтому на получаемых цифровых изображениях стенки сосудов не видны. Для получения изображений эритроцитов, которые имеют малые размеры (диаметр диска эритроцита примерно 8 мкм), используется цифровая видеокамера с объективом от микроскопа. Фокусное расстояние этого объектива определяется необходимым увеличением и требуемой глубиной резкости получаемого изображения. В созданной установке разрешение составляет 2 мкм. Диаметр области изображения с хорошей резкостью при использовании объектива с фокусным расстоянием 40 мм ограничивается выпуклостью поверхности склеры глаза и составляет около 2 мм.

Поскольку даже при фиксации взгляда на одной точке глазное яблоко совершает произвольные мелкие движения (тремор) проводится программная стабилизация изображения сосудов в получаемых видеозаписях, обеспечивающая стабильность их положения с дискретностью 0,1 пикселя, т. е. 0,2 мкм.

На данном этапе созданное программное обеспечение позволяет определять только линейные скорости движения форменных элементов крови в малых поверхностных сосудах бульбарной конъюнктивы глаза. Например, линейная скорость движения форменных элементов крови на рис. 1, составила для первого фрагмента 0.23 мм/с, а для второго 0.2 мм/с.

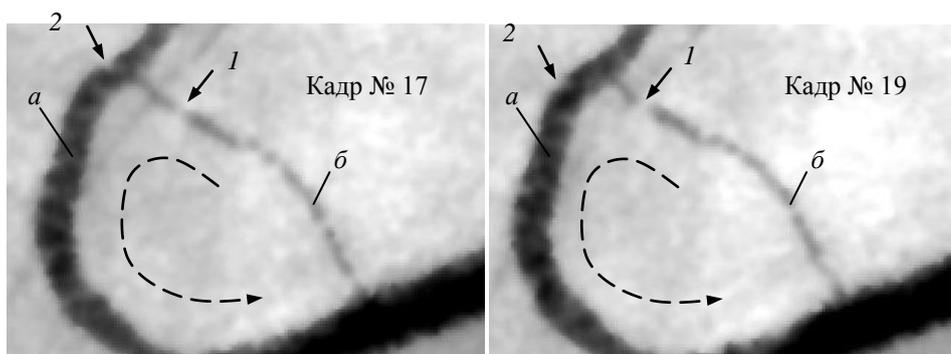


Рис. 1. Фрагменты изображения вены (а) и капилляра (б), полученные при подсветке склеры светодиодом с зеленым цветом свечения в 17 и 19-ом кадрах ($\Delta t = 86.134$ мс) записи с именем 1PLekg_IDG

В дальнейших работах предполагается создать программное обеспечение для определения карты распределения линейной и объемной скоростей кровотока в помеченных исследователем участках сосудов.

- [1] Hotra O. Determination of colour-contrast sensitivity of the retina / O. Hotra, V. Firago, A. Kubarko // *Acta Physica Polonica A* - 2014, vol. 125 (2014), № 6. P. 1367-1370.
- [2] Fedosov I. V. Blood flow assessment in capillaries of human eye conjunctiva using laser Doppler technique / I. V. Fedosov, V. A. Galanzha, V. V. Tuchin // *Proc. SPIE*. - 2001. - Vol. 4427. - P. 104-108.
- [3] Li J. A Novel Method for Blood Flow Measurement based on Sclera Images / J. Li, X. Zhang // 2012 4th International Conference on Bioinformatics and Biomedical Technology IPCBEE vol.29 (2012).
- [4] Firago V. Determination of blood flow velocity in sclera vessels / V. Firago, A. Kubarko, O. Hotra, I. Volkova // *New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation: proceedings of the 9th International Conference NEET 2015, June 23 - 26, 2015 in Zakopane (Poland)*, P. 110.

УДК 577.3443

И.И. Хлудеев, В.П. Зорин

**БИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОГО
ПОВРЕЖДЕНИЯ КЛЕТОК ЦЕЛЬНОЙ КРОВИ**

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь
ivan2khlr@mail.ru

Повреждение форменных элементов крови (ФЭК) при проведении фотодинамической терапии (ФДТ) – один из возможных побочных эффектов ФДТ, особенно при малых интервалах времени между введением фотосенсибилизатора (ФС) и фотооблучением ткани-мишени. Исследование биофизических механизмов данного процесса представляет интерес как с точки зрения минимизации побочных эффектов сенсibilизации ФЭК различными лекарственными соединениями, так и для направленного воздействия на трансформированные клетки крови при лейкозах.

Для исследования фотосенсибилизированного повреждения клеток крови обычно используют предварительно выделенные популяции ФЭК, а фотодинамическое воздействие на клетки цельной крови при проведении ФДТ изучено недостаточно.

В данной работе исследовали повреждения ФЭК в образцах цельной крови *in vitro* при фотодинамическом воздействии с использованием ряда хлоринов в качестве ФС.

Клетки крови сенсibilизировали, добавляя в образцы крови здоровых доноров растворы хлорина e_6 (Хл e_6) или его диметилового (ДМЭ) и триметилового (ТМЭ) эфиров (конечная концентрация ФС в образцах составляла 10-40 мкмоль/л) и инкубировали образцы в темноте (1-2 часа) для мономеризации ФС. Накопление ФС в клетках крови оценивали с помощью цитофлуориметра FACScan по интенсивности флуоресценции пигментов в единичных клетках при возбуждении светом встроенного аргонового лазера (488 нм, 15 мВт).

Повреждение ФЭК в образцах крови, окрашенной ФС, под действием лазерного излучения (662 нм, 75 мВт) изучали с помощью стандартных методик проточной цитофлуориметрии (выделение и типирование ФЭК, оценка содержания в них ФС, определение жизнеспособности клеток по накоплению мембранонепроницающего зонда пропидиум йодида). Полученные результаты обрабатывали с использованием статистического пакета цитометра «CellQuest Pro».

Показано, что белые клетки крови связывают хлоринов на 1-1,5 порядка больше в сравнении эритроцитами и тромбоцитами. Такие различия связаны со структурно-морфологическими особенностями строения ФЭК, так как моноциты и гранулоциты значительно превосходят тромбоциты по размерам, а количество внутриклеточных мембранных структур в лейкоцитах значительно больше в сравнении с эритроцитами. Вследствие этого накопление производных Хл e_6 , локализующихся преимущественно в мембранных структурах [1], выше в лейкоцитах.

Свойства ФС тоже оказывают огромное влияние на связывание их клетками крови. Установлено, что менее полярные ДМЭ и ТМЭ связываются всеми типами ФЭК

в существенно больших количествах, чем полярный Хл e_6 . Содержание ДМЭ выше эритроцитах и моноцитах в 8-10 раз, а в гранулоцитах и моноцитах - в 23-24 раза в сравнении с Хл e_6 . В среднем уровень накопления ДМЭ в лейкоцитах в 2,4-2,9 раза выше чем для ТМЭ, и в 12-20 раз больше в сравнении с Хл e_6 .

Наблюдаемые различия в уровнях накопления производных Хл e_6 популяциями ФЭК влияют на эффективность их повреждения при ФДТ. В данной работе оценивали фотосенсибилизированное повреждение белых клеток крови, представляющее особый интерес в связи с важной ролью иммунной системы организма при проведении ФДТ.

Сравнение эффективности сенсибилизированного Хл e_6 и ДМЭ повреждения популяций лимфоцитов и гранулоцитов показало, что фотооблучение вызывает изменение светорассеивающих и флуоресцентных свойств лейкоцитов и рост числа поврежденных клеток. При этом после ФДТ сохраняется большой пул неповрежденных лимфоцитов, тогда как практически все гранулоциты содержат пропидиум йодид, что характерно для клеток с поврежденной цитоплазматической мембраной.

При сенсибилизации Хл e_6 доля погибших лимфоцитов меняется незначительно с ростом дозы облучения, а число инактивированных гранулоцитов в аналогичных условиях заметно возрастает. Для достижения одинаковой степени инактивации клеток лимфоцитам требуется в 4-5 раз большая доза облучения. Различия в эффективности фотоповреждения обусловлены специфичностью связывания с ФС с клетками, так как накопление Хл e_6 гранулоцитами в 5-7 раз больше в сравнении с лимфоцитами.

Тем не менее, уровень накопления хлоринов в лейкоцитах – не единственный фактор, определяющий их фоточувствительность. Так, степени фотоинактивации лимфоцитов и гранулоцитов в цельной крови при сенсибилизации ДМЭ различались незначительно, несмотря на то, что уровень накопления ДМЭ в последних существенно (в 3,5-5 раз) больше. Вероятно, на летальность фотодинамического воздействия влияет не только суммарное содержание ФС, но и места его локализации внутри клетки.

Полученные результаты показывают, что при сенсибилизации цельной крови производными Хл e_6 повреждение ФЭК при фотовоздействии в значительной мере определяется биофизическими механизмами взаимодействия ФС с клетками крови. Скорости накопления ФС клетками различаются в зависимости от типа ФЭК и свойств сенсибилизатора, поэтому величина интервала времени между введением ФС и началом фотооблучения является фактором, сильно влияющим на эффективность фотодинамического воздействия на клетки в цельной крови. Эти особенности необходимо учитывать при разработке протоколов ФДТ. В частности, для ДМЭ эффективность эрадикации популяций клеток крови, являющихся мишенью ФДТ, наиболее высока при использовании коротких (минуты) интервалов времени между введением ФС и фотооблучением, тогда как для Хл e_6 необходима существенно большая (десятки часов) длительность такого интервала.

- [1] Хлудеев И.И., Кравченко И.Е. Взаимосвязь характеристик биораспределения порфириновых пигментов и эффективности сенсибилизации ими фотоповреждений кровеносных сосудов и клеток крови//Медэлектроника-2010. – «Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии», VI Междунар. науч.-техн. конф., 8-9 декабря 2010 г., – Минск, Беларусь. Сб. науч. статей конф. – Мн., БГУИР, 2010. – С.247-250.

УДК 577.344

А. В. Микулич, Л. Г. Плавская, И. А. Леусенко, А. И. Третьякова,
Т. С. Ананич, О. А. Козленкова, В. Ю. Плавский

ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЕ БИЛИРУБИНОМ ПОВРЕЖДЕНИЕ КЛЕТОЧНЫХ СТРУКТУР

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

Минск, Беларусь

a.mikulich@dragon.bas-net.by

В периоде ранней адаптации новорожденных детей наиболее распространенным патологическим состоянием является гипербилирубинемия (желтуха) - заболевание, обусловленное избыточным накоплением в сыворотке крови токсического тетрапирольного пигмента-билирубина. В связи с широким внедрением и использованием в медицинской практике фототерапевтического метода лечения желтухи новорожденных детей вопрос о возможных побочных эффектах является предметом острых дискуссий.

В настоящей работе показано, что билирубин может оказывать фотосенсибилизирующее действие при возбуждении оптическим излучением, соответствующим спектру поглощения билирубина. В качестве объекта исследования выбрана культура клеток почки африканской зеленой марышки BGM на логарифмической стадии роста. Клетки предварительно инкубировали с билирубином в концентрации 4 мкМ в течение двух часов. Критерием для оценки метаболической активности клеток служил колориметрический тест (МТТ-тест).

Установлено, что фотобиологический эффект, инициируемый билирубином в присутствии оптического излучения, зависит от концентрации билирубина, физических параметров воздействующего излучения (доза), а также физиологического состояния клеток.

С использованием соединений, специфичных к образованию активных интермедиатов (радикальных форм и синглетного кислорода), установлен механизм фотодинамического действия билирубина. Внесение азид натрия (тушителя синглетного кислорода) приводит к резкому снижению фотобиологического эффекта, что свидетельствует об определяющей роли синглетного кислорода в данном механизме. Подтверждением генерации синглетного кислорода, фотосенсибилизированного билирубином, является также его люминесценция в области 1270 нм, зарегистрированная ранее в независимом эксперименте (квантовый выход образования синглетного кислорода $\gamma_{\Delta} = 0,02$).

Проведенные исследования показывают, что варьирование плотности мощности излучения в 3-4 раза при соответствующей компенсации дозы за счет времени воздействия практически не сказывается на фотобиологическом действии.

УДК 53

А. И. Кубарко¹, В. А. Фираго², С. А. Лысенко², М. М Кугейко², А. Н. Сабчук³

**ВОЗМОЖНОСТИ РАННЕЙ ДИАГНОСТИКИ СОСУДИСТЫХ ЗАБОЛЕВАНИЙ
НА ОСНОВЕ ОЦЕНКИ ЗРИТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ И СОСТОЯНИЯ
СОСУДОВ ГЛАЗА**

¹ *Белорусский медицинский государственный университет, пр. Держинского, 83,
220116, Минск, Беларусь*

kubarko@bsmu.by

² *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь*

firago@bsu.by

³ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

sobchuk@ifanbel.bas-net.by

В статье рассматривается возможность ранней диагностики сосудистых заболеваний посредством оценки состояния световой чувствительности зрительной системы и морфологических параметров сосудов сетчатки и бульбарной конъюнктивы. Предлагается комплексный подход к оценке состояния сосудов микроциркуляторного русла, заключающийся в выявлении двух групп взаимосвязанных диагностических признаков, которые будут учитывать интегральные показатели зрительных функций и параметры сосудов сетчатки и бульбарной конъюнктивы глаза. Для оценки оптически регистрируемых параметров тканей бульбарной конъюнктивы и сетчатки авторами разработаны и апробированы методы расчета объемного распределения многократно рассеянных их тканями потоков освещающего излучения; определения плотности рассеянного излучения в многослойных тканях; спектральной эффективности поглощения света ее эндогенными и экзогенными хромофорами; методы решения обратных задач оптики биотканей на основе устойчивых регрессионных соотношений между параметрами исследуемых тканей и спектрально-пространственными характеристиками их обратного рассеяния, а также методы определения параметров тканей и крови, проявляющихся в потоках многократно рассеянного ими излучения.

УДК 577.3

И. В. Яковец¹, К. Д. Тихонов¹, И. В. Янковский^{1,2}, Л. Н. Болотина², В. П. Зорин¹

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АФИННОСТИ ПОРФИРИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ К БИОЛОГИЧЕСКИМ СТРУКТУРАМ

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь

viprorok@mail.ru

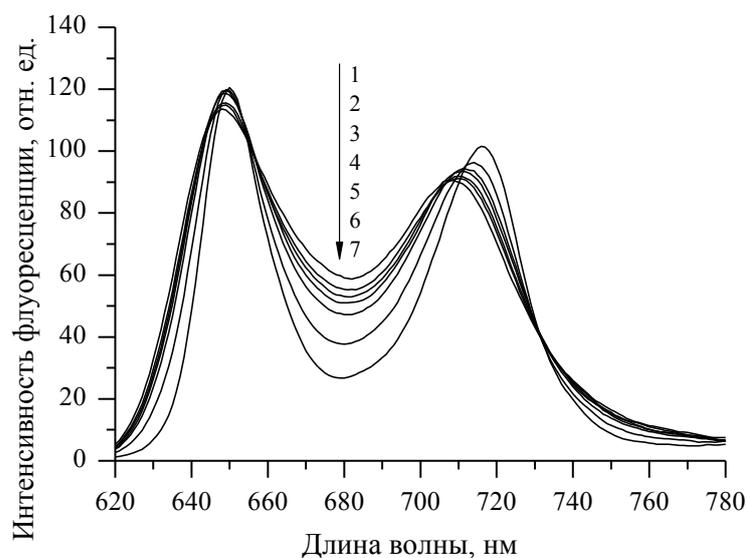
² CNRS, CRAN, University of Lorraine, 55511, Vandœuvre-les-Nancy, France

Изучение фармакокинетики лекарственных средств в организме сопряжено с определением сродства препаратов к различным биологическим структурам (транспортным белкам, клеточным и тканевым структурам). Нерастворимость и агрегация лекарственного соединения в водной среде затрудняет определение сродства препарата к биологическим структурам прямыми методами анализа. Типичным примером таких соединений являются порфириновые фотосенсибилизаторы, применяемые в диагностике и фотодинамической терапии опухолевых заболеваний. В данной работе рассмотрен метод количественного определения сродства ряда порфиринов к основным белкам сыворотки крови, биологическим мембранам и другим структурам, который основан на анализе процессов равновесного распределения порфиринов между биологическими структурами и производными β -циклодекстрина.

В ходе работы был проведен анализ процессов комплексообразования арилзамещенных порфиринов (мезо-тетра(гидроксифенил)хлорина (мТГФХ), тетра(сульфофенил)порфирина (ТСФП) и тетра(карбоксифенил)порфирина) с метил- β -циклодекстрином (м- β -ЦД). Установлены спектрально-флуоресцентные методы, позволяющие установить стехиометрию и рассчитать количественные параметры комплексообразования [1] (рис. 1). Согласно полученным данным, установлено, что образуются преимущественно комплексы со стехиометрией 1:2. Значения констант равновесного превышают 10^{12} M^{-2} .

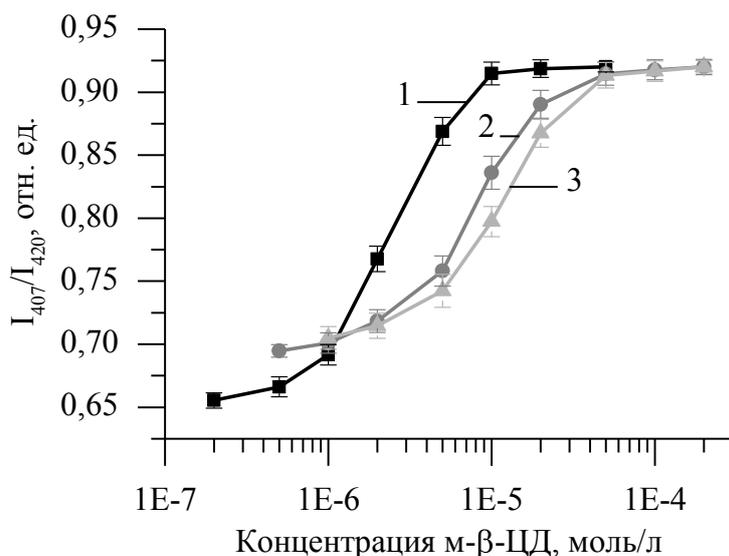
Процессы связывания порфиринов с основными транспортными белками сыворотки крови человека (альбумин, липопротеины низкой и высокой плотности), а также с биологическими мембранами (липидные везикулы) были исследованы на основании анализа кривых титрования циклодекстрином (рис. 2).

Полученные значения констант ассоциации порфиринов с циклодекстринами были использованы для количественного определения коэффициентов распределения порфиринов в растворах белков и биологических мембран. В случае мТГФХ были получены следующие коэффициенты распределения: сывороточный альбумин человека – $1,1 \times 10^2$, липопротеины низкой плотности – $3,0 \times 10^4$, липопротеины высокой плотности – $6,6 \times 10^4$. Соотношения полученных данным методом коэффициентов распределения мТГФХ при связывании с белками плазмы хорошо согласуются с полученными ранее данными оценки относительного сродства данного порфирина к белкам плазмы методом гель-хроматографии [2].



Концентрации м-β-ЦД увеличиваются в порядке 1→7: 0; $4,0 \times 10^{-7}$; $6,0 \times 10^{-7}$; $8,0 \times 10^{-7}$; $1,0 \times 10^{-6}$; $2,0 \times 10^{-6}$; $6,0 \times 10^{-6}$ моль/л. Концентрация ТСФП – $1,0 \times 10^{-6}$ моль/л. Температура 25 °С. Растворитель - фосфатно-солевой буфер (рН 7.35). $\lambda_{\text{возб}} = 413$ нм.

Рис. 1. Спектры флуоресценции ТСФП в водном растворе, содержащем различные концентрации м-β-ЦД



Концентрация мТГФХ – $5,0 \times 10^{-7}$ моль/л. Температура 25 °С. Растворитель - фосфатно-солевой буфер (рН 7.35). $\lambda_{\text{пер}} = 652$ нм.

Рис. 2. Кривые титрования растворов мТГФХ с 1 – сывороточным альбумином, 2 – липопroteинами низкой плотности, 3 – липопroteинами высокой плотности м-β-ЦД

- [1] Яковец И.В., Янковский И.В., Болотина Л.Н., Зорин В.П. Особенности спектральных характеристик мета-тетра(гидроксифенил)хлорина в биологических системах // Вестник БГУ, Серия 1. – 2015. – № 2. – С. 39-45.
- [2] Interaction of liposomal formulations of meta-tetra(hydroxyphenyl)chlorin (temoporfin) with serum proteins: protein binding and liposome destruction / V. Reshetov [et al.] // Photochem. Photobiol. 2012. Vol. 88. No. 5. P. 1256-1264.

УДК 577.3

Т. Е. Зорина¹, И. В. Янковский¹, И. В. Яковец¹, И. Е. Кравченко¹, Т. В. Шман²,
М. В. Белевцев², В. П. Зорин¹

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛИПОСОМАЛЬНЫХ ФОРМ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ В ФДТ

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь

viprorok@mail.ru

² Республиканский научно-практический центр детской онкологии, гематологии и
иммунологии Минская область, д. Боровляны, Беларусь

Ранее было показано, что химическая модификация хлорина e_6 (Хл e_6), связанная с этерификацией боковых карбоксильных групп, позволяет получить эффективные для целей ФДТ сенсibiliзирующие соединения – производные Хл e_6 (ПХл e_6). Высокая фотодинамическая активность ПХл e_6 показана *in vivo* на животных с перевитыми опухолями; в отношении лейкозных клеток при различных онкогематологических патологиях. Установлено, что диметилловый эфир Хл e_6 может быть с успехом использован для развития приложений, основанных на фотосенсибилизированном повреждении сосудистой системы патологических тканей.

Этерифицированные производные Хл e_6 являются неполярными соединениями и практически нерастворимы в воде. Это обуславливает необходимость применения для их введения липосомальных форм.

В данной работе проведено исследование спектральных и фотосенсибилизующих свойств ПХл e_6 и их комплексов с рядом униламеллярных липидных везикул, проанализированы особенности процессов накопления и проведена оценка цито- и фототоксичности ПХл e_6 в клетках при их введении в растворах и в составе липосомальных форм. Методами корреляционной спектроскопии и электронной микроскопии изучены структурные характеристики липосом с различной степенью нагрузки фотосенсибилизатором. Показано, что включение в липосомы ПХл e_6 обеспечивает их мономерность в водных растворах, позволяет полностью сохранять оптимальные фотофизические свойства и фотохимическую активность. Установлены значительные отличия кинетик накопления в клетках ПХл e_6 , введенных в составе липосомальных форм, которые определяются особенностями процессов распределения молекул ФС между липидными везикулами, клетками и белками во внешней среде. Применение липосомальных форм значительно снижает темновую токсичность ПХл e_6 и практически не влияет на эффективность сенсibiliзации фотоповреждения клеток в культуре. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования липосомальных форм ПХл e_6 при ФДТ различных заболеваний.

УДК 535.37

М. В. Пархоц¹, С. В. Лепешкевич¹, А. С. Сташевский¹, Б. М. Джагаров¹,
А. О. Саргсян², Р. К. Казарян³, А. Г. Гюльханданян², Г. В. Гюльханданян²

ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА НАНОКОМПОЗИТАМИ “НАНОЦЕОЛИТ - ПОРФИРИН” В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

¹ *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

m.parkhots@ifanbel.bas-net.by

² *Институт Биохимии НАН Армении, ул. П.Севака, 5/1, 0014, г. Ереван, Армения*

gyg536898@yahoo.com

³ *Ереванский медицинский государственный университет, г. Ереван, Армения*

В настоящее время разработка фотосенсибилизаторов (ФС) нового поколения является одной из актуальных задач фотодинамической терапии (ФДТ) – метода лечения онкологических заболеваний. Использование наночастиц в качестве носителей для ФС – наиболее перспективный метод повышения эффективности ФС, в основном за счет увеличения селективности накопления ФС в опухолевых тканях. Однако образование наноконпозитов может приводить к уменьшению фотодинамической активности ФС за счет изменения спектральных и фотофизических характеристик ФС.

В данной работе в качестве ФС использовались цинковый катионный металлопорфирин *Zn-мезо-тетра-[N-оксиэтил-4-пиридил]порфирин* (ZnТОEt4PyP) и его безметалльный аналог *мезо-тетра-[N-оксиэтил-4-пиридил]порфирин* (ТОEt4PyP), в качестве носителя – наноцеолит (клиноптилолит) с размером частиц 80-150 нм.

Обнаружено, что при образовании наноконпозитов “наноцеолит - порфирин” спектры поглощения и флуоресценции ФС трансформируются и смещаются в длинноволновую область спектра. Наблюдается уширение полос поглощения, существенное падение квантового выхода флуоресценции. Кинетические абсорбционные исследования показали, что для наноконпозитов кинетика триплет-триплетного поглощения носит двухэкспоненциальный характер. Совокупность полученных данных указывает на неоднородный характер встраивания ФС в поры наноцеолита. Кроме того, при образовании наноконпозита положительный заряд катионных порфиринов компенсируется отрицательным зарядом каркасно-полостной структуры цеолита $[AlSi]O_4^-$ и может способствовать образованию агрегатов порфиринов в порах наноцеолита.

Полученные кинетики люминесценции синглетного кислорода (1O_2) фотосенсибилизированного ТОEt4PyP, наноконпозитом ТОEt4PyP+наноцеолит, а также сигнал от наноцеолита в дистиллированной воде представлены на рисунке 1. Обнаружено, что в сигнале люминесценции синглетного кислорода фотосенсибилизированного порфиринами в составе наноконпозита отсутствует нарастание, характерное для кинетики люминесценции синглетного кислорода фотосенсибилизированного порфирином в растворе (кривая 1 на рисунке 1). При этом

кинетика затухания люминесценции синглетного кислорода для нанокompозита хорошо описывается двухэкспоненциальной зависимостью с характеристическими временами $\tau_1 \sim 300$ нс (короткая компонента) для комплекса наноцеолита как с TOEt4PyP, так и с ZnTOEt4PyP и $\tau_2 = 6.6 \pm 0.5$ мкс для комплекса с TOEt4PyP и 9.8 ± 0.8 мкс для комплекса с ZnTOEt4PyP (длинная компонента).

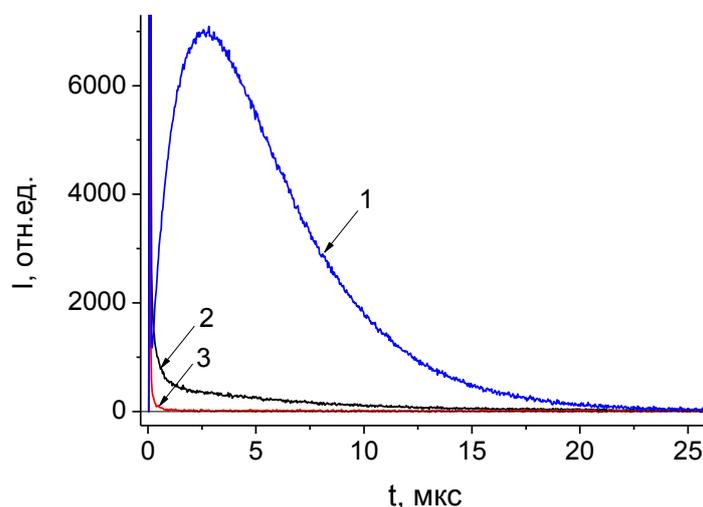


Рис. 1. Кинетики люминесценции синглетного кислорода фотосенсибилизированного TOEt4PyP (1), нанокompозитом TOEt4PyP+наноцеолит (2), а также сигнал от наноцеолита (3) в дистиллированной воде

На основании контрольных исследований образцов наноцеолита, не содержащих порфиринов (кривая 3 на рисунке 1), сделано заключение, что короткая компонента τ_1 в кинетиках люминесценции $^1\text{O}_2$ для комплексов порфиринов с наноцеолитом принадлежит собственной люминесценции наноцеолита. Для соотношения длинной компоненты τ_2 с определенными фотофизическими процессами в данной системе необходимо проведение дополнительных исследований. Тем не менее, можно с уверенностью утверждать, что эта компонента принадлежит люминесценции $^1\text{O}_2$, т.к. исследование зависимости сигнала от длины волны регистрации обнаруживает четкий максимум в области 1270 нм.

Расчеты квантовых выходов фотосенсибилизированного образования $^1\text{O}_2$ (γ_Δ) показали, что γ_Δ для комплекса с TOEt4PyP не превышает 0.04, для комплекса с ZnTOEt4PyP – 0.01. Такое низкое значение γ_Δ может быть связано как с образованием в порах наноцеолита агрегатов порфиринов, обладающих очень слабой способностью к генерации $^1\text{O}_2$, так и с тушением синглетного кислорода (AlO_4^-) остовом наноцеолита. Необходимо отметить, показатель преломления цеолита ($n = 1.47-1.48$) существенно больше, чем в воде ($n=1.33$). Согласно зависимости излучательной константы скорости (k_r) $^1\text{O}_2$ от n можно ожидать, что k_r в цеолите увеличится в ~ 3 раза. Следовательно, оцененный нами квантовый выход $^1\text{O}_2$ в наноцеолите является верхней границей.

Таким образом, показано, что нанокompозиты “наноцеолит - порфирин” генерируют синглетный кислород с очень низкой эффективностью и не могут быть использованы для целей фотодинамической терапии.

Работа выполнена в рамках проекта БРФФИ № Ф14АРМ-015.

УДК 535.342

Г. А. Пицевич¹, А. Е. Малевич¹, К. В. Ковалева¹, Е. Н. Козловская¹, И. Ю. Дорошенко²,
В. Е. Погорелов², В. Шаблинскас³, В. Балевичус³, Л. Питерсон⁴.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КЛАСТЕРНЫЙ СОСТАВ
МЕТАНОЛА С ПОМОЩЬЮ ИК СПЕКТРОСКОПИИ И МЕТОДА АНАЛИЗА
ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ.**

¹*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь*

pitsevich@bsu.by

²*Киевский национальный университет им. Т.Г.Шевченко, пр. Глушкова, 4, 03187, Киев,
Украина*

dori11@ukr.net

³*Вильнюсский государственный университет, ул. Саулетеке, 9-3, 10222, Вильнюс,
Литва*

valdas.sablinskas@ff.vu.lt

⁴*Стокгольмский государственный университет, ул. Рослагстуллсбаккен, 21, 11421,
Стокгольм, Швеция*

lqm@fysik.su.se

Происходящие с изменением температуры превращения в системах с водородной связью могут влиять на различные биологические процессы живых организмов. Одноатомные спирты, имея одну гидроксильную группу, могут служить удобной моделью для изучения водородных связей. Однако кластерный состав простейших спиртов в жидкой, стеклообразной и кристаллической фазах изучен недостаточно.

Были зарегистрированы FTIR спектры метанола в аргоновой матрице при постепенном нагревании образца. Экспериментально наблюдаемые спектральные изменения указывают на переход от изолированных мономеров метанола к небольшим кластерам, связанным водородной связью, что позволяет считать такие эксперименты моделью фазового перехода газ-жидкость. Переход жидкость-твердое тело для метанола был исследован с помощью регистрации FTIR спектров метанола при охлаждении образца от -70°C до -115°C.

Для интерпретации экспериментальных результатов, в частности для определения того, какие кластерные структуры формируются в метаноле при различных температурах, было выполнено квантово-химическое моделирование. Первоначально для расчета спектрально-структурных характеристик кластеров метанола было выбрано приемлемое с точки зрения временных затрат приближение V3LYP/6-311G. Однако, с учетом того, что расчеты проводились в гармоническом приближении, их результаты оказались в противоречии с экспериментальными данными уже для кластеров средних размеров. Для того, чтобы избежать противоречий, дальнейшие расчеты выполнялись с использованием приближения V3LYP/cc-pVTZ. Затем проводилось моделирование экспериментальных спектров чистого метанола в области валентных колебаний C-O связей (1000 – 1100 см⁻¹) при различных температурах в виде линейной комбинации 17

рассчитанных ИК спектров циклических и разветвленных кластеров. Представление экспериментальных данных в виде линейной комбинации теоретически рассчитанных спектров совокупности кластеров для некоторой температуры может быть записано следующим образом:

$$\begin{pmatrix} I_1^{Exp} \\ I_2^{Exp} \\ \dots \\ I_{160}^{Exp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1^{T_1} & I_1^{T_2} & \dots & I_1^{T_{17}} \\ I_2^{T_1} & I_2^{T_2} & \dots & I_2^{T_{17}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ I_{160}^{T_1} & I_{160}^{T_2} & \dots & I_{160}^{T_{17}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ \dots \\ n_{17} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Это можно записать как:

$$\|I^{Exp}\| = I^T \|n\| \quad (2)$$

где $\|I^{Exp}\|$ – вектор-столбец экспериментальных данных об интенсивностях, I^T – прямоугольная матрица теоретических данных о рассчитанных интенсивностях, с количеством строк равным числу точек в рассматриваемом интервале и с числом столбцов равным числу рассчитанных циклических и разветвленных структур кластеров метанола, $\|n\|$ – вектор столбец долевых коэффициентов участия рассчитанных кластеров в экспериментальном спектре. Для нахождения n_i использовался метод главных компонент [1], в соответствии с которым матрица I^T представляется следующим образом:

$$I^T = U \cdot \Sigma \cdot \tilde{V} \quad (3)$$

где U и V – квадратные ортогональные матрицы, а Σ – диагональная прямоугольная матрица, на главной диагонали которой расположены в порядке убывания сингулярные числа $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \sigma_{17}$. Затем проводился анализ результатов моделирования, в ходе которого строились рассчитанные спектры и проводилось их сравнение с экспериментальными спектрами метанола при различных температурах.

Анализируя результаты разложения следует отметить, что кластерные структуры позволяют очень хорошо воспроизвести экспериментальные спектры жидкой фазы метанола ($T \geq 169K$) и предположительно стеклообразной фазы ($160K \geq T \geq 169K$). Несколько хуже с помощью кластерных структур воспроизводятся спектры предположительно кристаллической фазы. Мы связываем это с формированием сетей водородных связей в кристаллической фазе, колебания С-О связей в которых сложнее описать колебаниями изолированных кластеров. Очевидно, что лучше всего колебания С-О связей молекул метанола в сетях водородных связей воспроизводятся с помощью разветвленных кластеров. Расчет показывает, что наибольшее разнообразие кластерного состава присуще жидкой фазе метанола. В стеклообразной и кристаллической фазе “выживают” лишь несколько видов кластеров. При этом можно отметить, что в жидкой и стеклообразной фазах присутствуют и скорее преобладают кластеры с нечетным числом молекул метанола в циклических структурах, в том числе в циклах, являющихся основой разветвленных кластеров.

[1] Jolliffe I.T. Principal Component Analysis / I.T. Jolliffe. – New York: Springer, 2002.

UDK 535.375.5

A. Starukhin¹, A. Gorski², M. Kijak², R. Czerwieniec³, H. Yersin³**CONFOCAL RAMAN PROBE OF Pt(2-THPY)₂ IN SOLID POWDER**

¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences, Nezalejnosti pr., 68,
220072 Minsk, Belarus*

starukhin@ifanbel.bas-net.by

²*Institute of Physical Chemistry, Polish Acad. of Sciences, Kasprzaka 44/52,
01-224 Warsaw, Poland*

³*Institut für Physikalische und Theoretische Chemie, Universität Regensburg,
Universitätsstraße 31, 93053 Regensburg, Germany*

Transition metal complexes with organic ligands have been investigated with increasing interest over recent decades, since these complexes exhibit an enormous potential for the discovery of new physical, biological and chemical properties and applications. Compounds of Pt(II) with organic ligands have attracted great interest as promising materials for the construction of (opto)electronic devices such as organic light emitting diodes, thin-film field-effect transistors, and photovoltaic cells. The most important characteristics of such complexes that determine their possible practical applications are the spectral parameters of these compounds, particularly, the data about vibrational and vibronic modes.

In presented report we presented Raman spectra of Pt(2-thpy)₂ complex (with thpy⁻ as the diprotonated form of 2-(2-thienyl)pyridine) recorded in the solid powder. Raman experimental set up was described in detail earlier[1]. The structure of Pt(2-thpy)₂ presented on Figure 1.

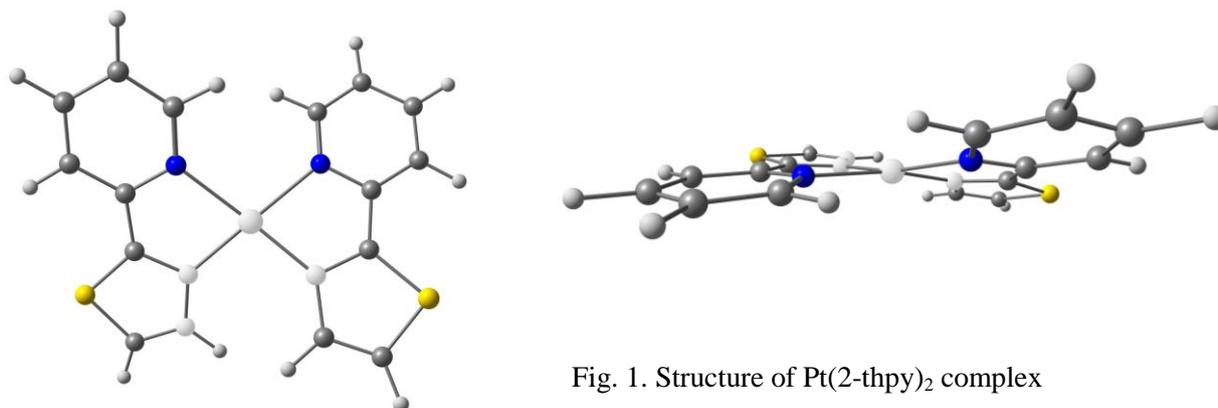


Fig. 1. Structure of Pt(2-thpy)₂ complex

Compounds belongs to this class exhibit rather intense luminescence due to light emission from the lowest triplet state. Early Pt(2-thpy)₂ complex has been already studied by methods of fine-line spectroscopy (FLS) in different Shpol'ski matrices at low temperature [2], but so-called “multiplet” structure of spectra essentially complicates the vibrational assignment.

Figure 2 shows RRS spectra of Pt(2-thpy)₂ in solid powder crystals near the resonant excitation ($\lambda_{exc.}=785$ nm). The Raman spectrum of Pt(2-thpy)₂ are composed from more than 25 bands and significantly differs from the set (about 20) of lines in higly-resolved

phosphorescence spectra at 20 K [2]. The intensive lines in the Raman spectrum of Pt(2-thpy)₂ with frequencies 227, 717, 893, 1028, 1117, 1160, 1401, 1480 and 1601 cm⁻¹ are only partially correlated with data from FLS – 190, 302, 383, 458, 653, 718, 993, 1030, 1400 and 1484 cm⁻¹[2]. At the same time most intensive lines in both spectra are lines with frequencies about 717, 1400 and 1480 cm⁻¹.

Geometry optimizations, vibrational frequencies and Raman activities of Pt(2-thpy)₂ were performed using density functional theory (DFT). Becke three-parameter functional with the Lee-Yang-Parr correlation functional is the model of choice.

The crystal structure determination exhibits that the point group symmetry of Pt(2-thpy)₂ strongly deviates from a C_{2v} symmetry and thus is as low as C₂ [3]. An assignment based on the theory group in this case is not very effective. On the other hand, spectroscopic investigations indicate that Pt(2-thpy)₂ in n-octane exhibits a higher symmetry[2]. The results of our geometry optimizations was well correlated with the crystallographic data.

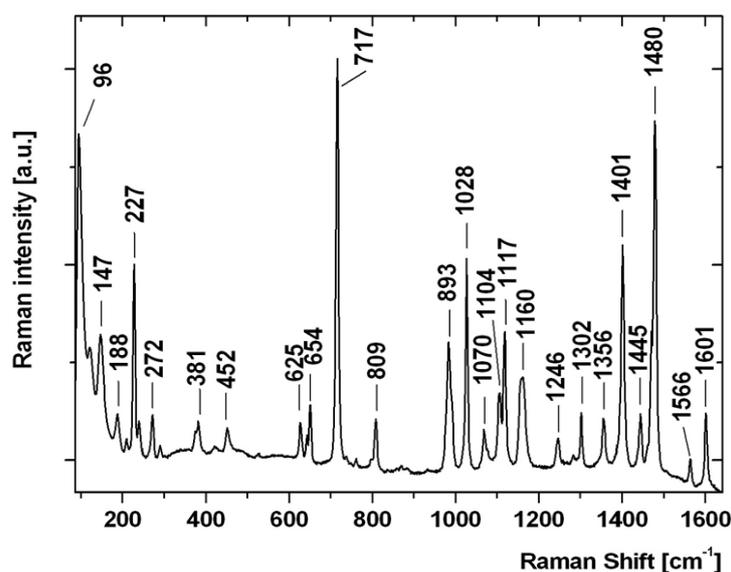


Fig. 2. Raman spectrum of Pt(2-thpy)₂ complex in solid powder upon $\lambda_{exc.}=785$ nm

For example, the thienyl and pyridine rings are planar, the dihedral angles between the thienyl and pyridine rings in the ligands are about 4° while the angles between the opposite phenyl and pyridine rings are 16.6° and 18.6°, respectively.

This work was supported by the Foundation for Fundamental Research of Republic of Belarus (project Ph14MC-014) and the H2020-MSCA-RISE-2014-RISE-645628 - METCOPH project.

- [1] Gorski, A. Resonance Raman and IR spectra of metallocomplexes of porphyrazines / A. Gorski, S. Gawinkowski, A. Starukhin, L. Gladkov, N. Chizhova, N. Mamardashvilli, I. Scheblykin, J. Waluk // *J. Mol. Struct.* – 2014. - Vol. 1058. – P. 197.
- [2] Yersin, H. D. Donges Low-Lying Electronic States and Photophysical Properties of Organometallic Pd(II) and Pt(II) Compounds. Modern Research Trends Presented in Detailed Case Studies / H. Yersin, D. Donges // *Top. Curr. Chem.* – 2001. - Vol. 214. – P. 81.
- [3] Breu, J. Arene-Arene Stacking in cis-Bis[2-(2-thienyl-C³)pyridine-N]platinum(II) / J. Breu, K. Range, A. Zelewsky H. Yersin // *Acta Cryst.* - 1997. - Vol. C53. – P. 562

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР,
ТВЁРДОГО ТЕЛА И
ПОЛУПРОВОДНИКОВ

УДК 621.315.592

Н. А. Поклонский

ПОЛУПРОВОДНИКИ В МИРЕ МАТЕРИАЛОВ И ПРИБОРОВ

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

Полупроводники — это вещества в твердом и жидком агрегатных состояниях, электрическая проводимость которых на постоянном токе увеличивается при нагревании и/или освещении. Практически все свойства полупроводника зависят от типа и концентрации дефектов структуры (строения), а также от температуры, освещения, деформации и др. Как и клетки живых организмов, полупроводники чувствительны к воздействию радиации (ионизирующего излучения). В целом полупроводниковые материалы оптимально сочетают высокую восприимчивость к внешним воздействиям и технологичность операций формирования на их основе стабильных приборов (солнечных элементов, лазеров, транзисторов, интегральных схем и др.). Исследования по физике и технологии полупроводников привели к созданию микро- и оптоэлектроники, а также фотоники и спинтроники, которые во многом определяют прогресс в техносфере (см., например, [1-3]).

В данном сообщении предельно сжато представлены концепции физики и технологии полупроводниковых материалов и приборов, дается анализ состояния исследований и их приложений, а также кратко перечислены рабочие гипотезы в этой области науки и техники (см. рисунок, а также [4]).

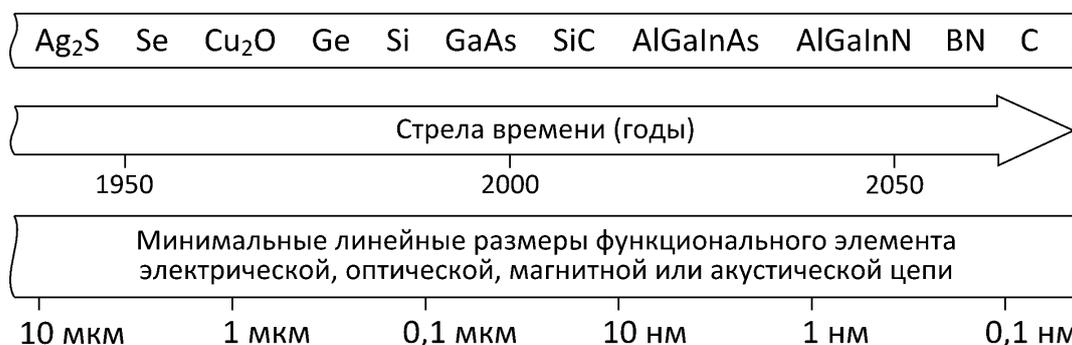


Рис. Полупроводниковые материалы электроники, фотоники, спинтроники и акустики: вчера, сегодня, завтра

В заключение указаны некоторые перспективные направления изысканий по полупроводникам в их физическом, химическом, биологическом и социальном аспектах:

1. Решение физико-химических задач молекулярного зодчества полупроводниковых систем. В итоге это позволит реализовать «малотоннажные» технологии не методом «коллективного подзахвата» и последующего «прямого стогования», а целенаправленно и экономно;

2. Развитие квантовой теории ионизационного равновесия и прыжковой миграции зарядов и спинов (собственных дипольных магнитных моментов электронов) в полу-

проводниковых системах для целей водородной и солнечной энергетики. Решение этой задачи позволит создать новые материалы для фотоэлектрических преобразователей и «неотравляемые» электроды для фотолиза воды;

3. Исследование одиночных и консолидированных воронкообразных макромолекул, криволинейных квантоворазмерных проволок, а также «мягких» полупроводниковых материалов для разработки элементов устройств фотоники и бионики;

4. Разработка физико-технологических способов формирования ассоциатов из атомов примеси и/или собственных атомных дефектов структуры в кристаллических полупроводниках для создания твердотельных аналогов катушек индуктивности, а также функциональных элементов силовой электроники и оптики;

5. Интегрирование оптомагнетизма в полупроводниковую электронику. Развитие инженерии магнитных кластеров из атомов примесей в кристаллических кремниевых пластинах позволит распространить их использование на спинтронику;

6. Формирование тонких порошков, нитей и рулонов посредством воздействия плазмы и лазерного излучения на поверхность кристаллов (Si, SiC, ZnO и др.) для целей создания на их основе биомаркеров и элементов технических устройств;

7. Установление зависимости механической прочности широкозонных полупроводников (алмаз, AlN, BN и др.) от положения уровня Ферми (химического потенциала) в запрещенной зоне (энергетической щели). Развитие концепции спиновой механики (т.е. зависящей от состояний спинов электронов и/или спинов атомных ядер) для материалов с дефектами структуры (строения). Это, возможно, позволит предсказывать (и предотвращать) процессы разрушения этих материалов в устройствах высокотемпературной электроники, оптики и мехатроники;

8. Изучение прыжковой миграции электронов по многозарядным точечным дефектам кристаллической матрицы частично разупорядоченных полупроводников для разработки на их основе выпрямителя прыжкового тока и элемента Пельтье;

9. Передача знаний, умений и разработок (инноваций) от исследователей к конструкторам, от конструкторов к производителям и осуществление коммерциализации наукоемкой продукции.

Ясно, что при научных исследованиях и приложениях их результатов должна быть опора на теорию, эксперимент и практику, благодаря которым физика и техника полупроводников возникла и развивается.

[1] Вавилов В. С. Полупроводники в современном мире / В. С. Вавилов // УФН. – 1995. – Т. 165, № 5. – С. 591.

[2] Алферов Ж. И. Двойные гетероструктуры: концепции и применения в физике, электронике и технологии / Ж. И. Алферов // УФН. – 2002. – Т. 172, № 9. – С. 1068.

[3] Dresselhaus M. S. What's next for low-dimensional materials? / M. S. Dresselhaus // Mater. Res. Lett. – 2014. – V. 2, № 1. – P. 1.

[4] Поклонский Н. А. Физика и техника низкоразмерных систем из углерода / Н. А. Поклонский // Наноструктурные материалы: Беларусь – Россия – Украина. НАНО-2014: сб. пленар. докл. IV Междунар. науч. конф., Минск, 7–10 окт. 2014 г. / редкол.: П.А. Витязь [и др.]. – Минск: Беларуская навука, 2015. – С. 121.

УДК 539.23.234

И. С. Ташлыков¹, О. М. Михалкович¹, И. И. Ташлыкова-Бушкевич², Ю. С. Яковенко¹**СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК Al, Al+1ат.%Cr и Mo, ОСАЖДЕННЫХ ПРИ ИОННОМ АССИСТИРОВАНИИ**¹Белорусский государственный педагогический университет, ул. Советская 18, 220050
Минск, Беларусьtashl@bspu.unibel.by²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки 6, 220013, Минск, Беларусьiya.itb@gmail.com

Изучение поверхности тонких плёнок Al и Mo представляет как научный, так и практический интерес, так как пленки этих металлов могут использоваться для формирования тыльных и лицевых контактов поглощающих слоев солнечных элементов [1].

Для осаждения пленок при ассистировании собственными ионами (метод ОПАСИ) на стекло использовали резонансный источник вакуумной дуговой плазмы (вакуум 10^{-2} Па) [2]. Металлические пленки Al и его сплава осаждались при ускоряющем потенциале на мишени 3 кВ, а пленки Mo - при ускоряющем потенциале 10 кВ. Скорость осаждения покрытий составляла 0,1-0,2 нм/мин. В ионном источнике в качестве электродов установки использовали материалы: Mo, Al и сплав Al-1,0 ат.% Cr.

Смачиваемость дистиллированной водой поверхности структур пленка/стеклянная подложка, полученных методом ОПАСИ, определяли по величине равновесного краевого угла смачивания, который измеряли методом сидячей капли [3]. Объем капли составлял 9,3 мкл. Погрешность измерения РКУС составляла $\sim 0,6^\circ$.

Изучение топографии поверхности образцов и определение ее шероховатости было выполнено с применением сканирующей зондовой микроскопии на атомно-силовом микроскопе NT-206.

На рис. 1 представлено 3D - изображение топографии поверхности стеклянной подложки до нанесения пленок и после нанесения Mo пленки.

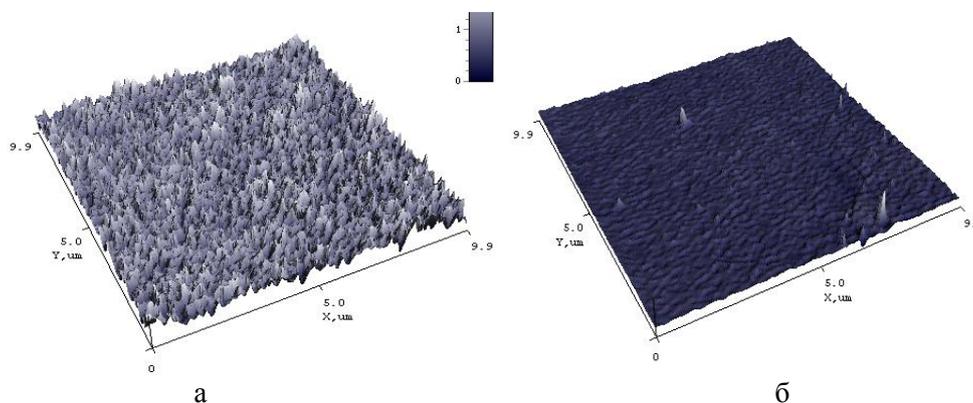


Рис. 1. 3D - изображение топографии поверхности стеклянной подложки (а) и пленки Mo, нанесенной на стекло при ускоряющем напряжении 10 кВ при силе ионного тока в 100 мкА за 5 часов.

Поверхность стекла представляет собой мелко-элементную морфологию со

средней шероховатостью (Ra) 2,537 нм.

3D - изображение топографии поверхности молибденовой пленки позволяет сделать вывод о том, что на подложке из стекла методом ОПАСИ формируется пленка молибдена с поверхностью высокого качества. Значение средней шероховатости поверхности пленки толщиной ~50 нм при этом составляет 0,216 нм.

На рис. 2 демонстрируются 3D изображения морфологии пленок Al и сплава Al-1,0 ат.% Cr.

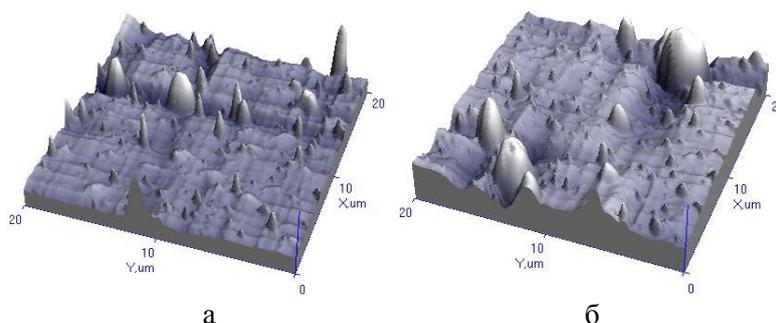


Рис. 2. 3D – изображения морфологии поверхностей пленки Al (а), пленки сплава Al-1,0 ат.% Cr (б), нанесенной на стекло при ускоряющем напряжении 3 кВ при силе ионного тока ~ 100 мкА за 10 часов.

Поверхность пленки из алюминия и сплава его с хромом представляет собой ансамбль из пирамид с округлыми вершинами (с характерными латеральными размерами порядка 0,5-2 мкм) и остроугольных пирамид. Шероховатость поверхности составляет 46,575 нм. В пленке сплава алюминия остроугольных пирамид меньше, меньше и шероховатость, которая составляет 9,550 нм.

Смачиваемость поверхностей пленок из различных металлов, нанесенных на стекло методом ОПАСИ, также различна. Значения РКУС поверхности пленок дистиллированной водой и параметры шероховатости поверхности систем пленка Мо, Al, Al+1 ат% Cr/стеклянная подложка представлены в таблице.

Таблица

	Металл пленки			
	Стекло без пленки	Мо (50нм)	Al	Al+Cr (1 ат.%)
РКУС, град.	22,0	65,0	76,2	83,5
Ra, нм	2,537	0,216	46,575	9,550

Как следует из данных, представленных в таблице, на смачиваемость поверхности полученных структур влияет как химический состав, так и шероховатость, и характер рельефа поверхности.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности управления свойствами (шероховатость, смачиваемость) поверхности структур пленка/стеклянная подложка, изменением условий формирования пленок.

- [1] Гременок В.Ф. Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов. / В. Ф. Гременок, М. С. Тиванов, В. Б. Залесский // Минск: БГУ. 2007. 221 с.
- [2] Ташлыков И.С., Белый И.М.. Патент РБ №2324. 1С1 ВУ, С23 С4/12. С4/18, С14/16. Оpubл. 1999. офиц. бюл. гос. пат. ведом. 1999. №1. С.30.
- [3] Ташлыков И. С., Барайшук С. М. // Известия ВУЗов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия. - 2008. - №1. - С. 30-35.

УДК 535.373 + 539.2 + 541.14

Э. И. Зенькевич¹, А. П. Ступак², Д. Коверко³, Т. Блаудек³, К. фон Борцисковски³

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И НАНОАНСАМБЛЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ

¹ *Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь*
zenkev@tut.by

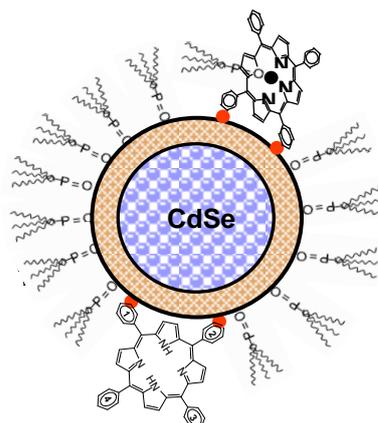
² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072*
Минск, Беларусь
stupak@imaph.bas-net.by

³ *Институт физики, Технический университет Хемнитца, 09107 Хемнитц, Германия*
borczyskowski@physik.tu-chemnitz.de

Коллоидные полупроводниковые квантовые точки (КТ) и гетерогенные наноансамбли на их основе интенсивно исследуются в последнее десятилетие, однако свойства поверхностных состояний, их зависимость от условий окружения и температуры, а также электронной природы присоединяемых органических молекул-лигандов остаются все еще не выясненными.

В докладе представлены результаты исследования свойств поверхностных состояний для полупроводниковых КТ CdSe/ZnS (стабилизированных триоктилфосфин оксидом – ТОФО) и наноансамблей «КТ-Порфирин» в стеклюющейся смеси растворителей метилциклогексан-толуол (6:1). Ряд свойств поверхностных состояний был исследован теоретически, включая тонкую структуру экситонной полосы первого экситонного перехода $1S(e)-1S_{3/2}(h)$, экситон-фононные взаимодействия и их температурную зависимость, что позволило описать физические механизмы формирования полос поглощения и фотолюминесценции (ФЛ), включая квантово-размерные эффекты, спектральную ширину линий (FWHM) и стоксовский сдвиг. При этом важно отметить, что спектральные характеристики полос поглощения отражают особенности кристаллической структуры КТ, их размер, а также энергию электронных и дырочных состояний. В то же время интерпретация люминесцентных свойств КТ включает не только тонкую структуру нижних экситонных возбужденных состояний в области первого экситонного перехода $1S(e)-1S_{3/2}(h)$, но и принимает во внимание различные поверхностные состояния, состояния ловушек, энергия которых лежит в области запрещенной зоны, а также состояния в зоне проводимости, индуцированные присоединением органических молекул-лигандов [1]. Кроме того, на структуру энергетических состояний КТ могут существенно влиять возможные конформационные («фазовые») перестройки слоя стабилизатора в растворах при понижении температуры [2]. Отметим, наконец, что такого же рода вопросы исследуются и при изучении свойств одиночных КТ, когда усреднение по ансамблю полностью исключено [3, 4].

Проведено детальное исследование спектральных характеристик (положение в шкале энергий $E_{\text{макс}}$, полуширины FWHM и интегральной интенсивности OD) полосы



поглощения, соответствующей первому экситонному переходу $1S(e)-1S_{3/2}(h)$ ТОФО-стабилизированных квантовых точек CdSe/ZnS при вариации температуры в диапазоне 77÷300 К. Наиболее вероятная причина расщепления на полосы поглощения на HE и LE компоненты связана с проявлением полосы поглощения «дырки», которая отстоит от полосы электронного поглощения на ~80 мэВ. Измерены спектры возбуждения фотолюминесценции (СВФ) КТ при различных температурах и проведены также сравнительные исследования зависимости параметров спектров возбуждения фотолюминесценции от длины волны регистрации по всему контуру полосы ФЛ. Обнаружено проявление в СФЛ свечения из более низко лежащих состояний, не являющихся экситонными по своей природе (так называемые intra-band states), которые прямо не заселяются через экситонные состояния при возбуждении в область высоко лежащих экситонных состояний. При возбуждении в высокие экситонные состояния КТ возрастают эффективные каналы безызлучательной релаксации экситона.

Сравнительное исследование кинетик затухания ФЛ одиночных КТ в режиме блинкинга (мерцаний интенсивности), их растворов и наноансамблей «КТ-порфирина» позволило обосновать статистику распределения поверхностных состояний по энергиям и относительным вкладам в результирующее свечение КТ. На основании анализа температурной зависимости стоксовского сдвига показана возможность реализации примесных низколежащих состояний не экситонной природы (так называемых near band edge (NBE) states) Наблюдаемый рост значений ΔE_S с понижением температуры можно объяснить не только термическим заселением NBE состояний, но и изменением их энергии. Совокупность полученных результатов и сделанные на их основе выводы позволяют выявить физико-химические аспекты формирования спектральных свойств КТ в растворах и их селективную зависимость от свойств стабилизатора и температуры окружения.

Финансовая поддержка работы: ГПНИ («Конвергенция 3.2.08»), DFG (GRK 829/3, Германия).

- [1] Von Borczyskowski C., Zenkevich E. Formation Principles and Exciton Relaxation in Semiconductor Quantum Dot - Dye Nanoassemblies. // In: Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology 14. Springer Series in Materials Science. Springer Science+Business Media, New York. Vol. 14 "Quantum Dot Molecules". – 2014. - P. 77-148.
- [2] Zenkevich E. I. / Influence of Single Dye Molecules on Temperature and Time Dependent Optical Properties of CdSe/ZnS Quantum Dots: Ensemble and Single Nanoassembly Detection./ E. I. Zenkevich, A. P. Stupak, D. Kowerko, C. von Borczyskowski. // Chemical Physics. – 2012.- V. 406. - P. 21-29.
- [3] Zenkevich E. I. / Ligand Dynamics and Temperature Effects upon Formation of Nanocomposites Based on Semiconductor CdSe/ZnS Quantum Dots and Porphyrins: Ensemble and Single Object Measurements. / E. I. Zenkevich, T. Blaudeck, D. Kowerko, A. P. Stupak, F. Cichos, C. von Borczyskowski. // Macroheterocycles. – 2012. - V. 5. – P. 98-114.
- [4] 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. - P. 2886-2903.

УДК 535

В. В. Попов, А. В. Новицкий

ЭЛЛИПТИЧЕСКО – ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

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

physics.vlad@gmail.com, andreynovitsky@gmail.com

Гиперболические метаматериалы (ГММ) представляют собой ультра анизотропный предел обыкновенных одноосных кристаллов. Свое название они получили из-за вида изочастотной поверхности для необыкновенных волн, которая является двулистной или однолистной гиперболоидом [1]. Мы рассматриваем многослойную реализацию ГММ как системы чередующихся слоев изотропных металла и диэлектрика (толщина слоев много меньше длины волны в вакууме). Положение оси симметрии изочастотных поверхностей фиксировано геометрией ГММ и ортогонально к слоям. Целью нашей работы является изменение структуры ГММ так, чтобы изочастотные поверхности в одной плоскости падения имели гиперболический вид, а в плоскости падения ортогональной к первой – эллиптический вид. С этой целью мы сохраняем простейшую геометрию структуры – слоистую, но вместо слоев изотропного диэлектрика используем слои одноосного кристалла и рассматриваем случай, когда оптическая ось кристалла лежит в плоскости слоев. Базис выбран так, что тензор диэлектрической проницаемости кристалла принимает диагональный вид $\varepsilon_d = \text{diag}[\varepsilon_e, \varepsilon_o, \varepsilon_o]$ (ось x совпадает с оптической осью). Получившуюся слоистую структуру можно считать одной из реализаций метаматериалов, которые естественно назвать обобщенными гиперболическими (ОГММ). Все среды считаются немагнитными, т.е. $\mu = 1$.

Решение уравнений Максвелла для системы чередующихся слоев диэлектрика и изотропного металла (период d) мы ищем в виде волн Блоха, т.е. волн вида

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{K_z}(z) e^{iK_z z} \exp[i(k_0 \vec{b} \vec{r} - \omega t)],$$

где $\vec{E}_{K_z}(z+d) = \vec{E}_{K_z}(z)$, \vec{b} – тангенциальная составляющая вектора \vec{k} , отнесенная к k_0 , K_z – волновое число Блоха, $k_0 = \omega/c$. Ось z направлена перпендикулярно к границе слоев. Оказывается, что для слоистых ОГММ (как и для ГММ) волны Блоха имеют p - или s -поляризацию. Действительные части волновых чисел Блоха для первой зоны Бриллюэна характеризуются следующим предельным поведением

$$\text{Re}[K_z^s] \rightarrow 0, b \rightarrow \infty,$$

плоскость падения совпадает с плоскостью xOz :

$$\text{Re}[K_{z\pm}^p] \rightarrow \mp \arg[1 + (\varepsilon_m / \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o} + \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o} / \varepsilon_m) / 2] / d, b \rightarrow \infty, \quad (1)$$

плоскость падения совпадает с плоскостью yOz :

$$\text{Re}[K_{z\pm}^p] \rightarrow \mp \arg[1 + (\varepsilon_m / \varepsilon_o + \varepsilon_o / \varepsilon_m) / 2] / d, b \rightarrow \infty, \quad (2)$$

где верхние индексы отвечают поляризации соответствующей волны Блоха, ε_m – диэлектрическая проницаемость металла. При выполнении условий $k_0 d \ll 1, k_0 d b^2 \ll 1$ слоистый ОГММ можно описать эффективной средой, характеризующейся тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{eff}} = \text{diag}[\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}]$

$$\varepsilon_{xx} = \rho\varepsilon_m + (1-\rho)\varepsilon_e, \quad \varepsilon_{yy} = \rho\varepsilon_m + (1-\rho)\varepsilon_o, \quad 1/\varepsilon_{zz} = \rho/\varepsilon_m + (1-\rho)/\varepsilon_o, \quad (3)$$

где $\rho = d_m/d$ – относительная толщина металла в структуре.

Из соотношений (1) и (2) следует, что условие $\text{Re}[K_z^p] \rightarrow 0, b \rightarrow \infty$ выполняется, когда $|\varepsilon_m| = \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o}$ или $|\varepsilon_m| = \varepsilon_o$. В первом случае мы получаем эллиптический вид изочастотной поверхности в плоскости xOz , а гиперболический в yOz . Во втором случае все с точностью наоборот. В оптическом диапазоне частот, для наших целей подходят монокристалл TiO_2 в качестве диэлектрика и Ag в качестве металла. Дисперсионные зависимости для данных материалов брались из [2]. Соотношения (3) используются для определения толщины слоев металла и диэлектрика, исходя из требования, чтобы ОГММ с идеальным металлом (без поглощения) поддерживал распространение как можно большего числа мод с как можно большими волновыми векторами. Оказывается, что этому требованию удастся удовлетворить при ρ , когда в приближении эффективной среды для одной из плоскостей падения переход от первого типа дисперсии (изочастотная поверхность – двулиственный гиперboloид) ко второму (однолиственный гиперboloид) с увеличением длины волны происходит непосредственно (без попадания в область с эллиптической дисперсией). Мы выбираем $\rho = 0.5$ и такой плоскостью тогда является yOz . Толщину периода d выбираем настолько малой, чтобы наше классическое описание оставалось справедливым, $d = 20$ нм.

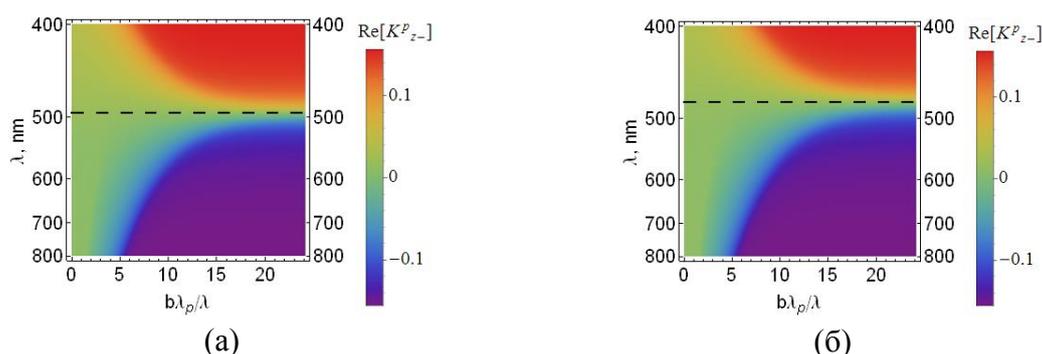


Рисунок 1. $\text{Re}[K_{z-}^p]$ как функция длины волны в вакууме λ и $b\lambda_p/\lambda$ (λ_p – плазменная частота Ag). Плоскость падения совпадает (а) с плоскостью xOz , (б) с плоскостью yOz . Штрихпунктирная прямая соответствует λ^* , когда $\text{Re}[K_z^p] \rightarrow 0, b \rightarrow \infty$.

На Рисунке 1 цветом изображены зависимости $\text{Re}[K_{z-}^p]$ от λ и $b\lambda_p/\lambda$ для системы чередующихся слоев Ag и TiO_2 . Области с $\text{Re}[K_{z-}^p] > 0$ (< 0) соответствуют значениям параметров, при которых распространение энергии и фазы волны вдоль оси z происходит в одном направлении (в противоположных направлениях). Штрихпунктирная горизонтальная прямая соответствует значению λ^* , при котором $\text{Re}[K_z^p] \rightarrow 0, b \rightarrow \infty$. Видно, что для плоскостей падения xOz и yOz это происходит на разных λ^* . Таким образом, мы достигли поставленной цели, строго говоря, только для двух длин волн. Однако, всегда существует окрестность λ^* , где $\text{Re}[K_z^p] \approx 0, b \rightarrow \infty$.

[1] A. Poddubny, I.V. Iorsh, P.A. Belov and Y.S. Kivshar, Hyperbolic metamaterials, Nature Photonics, vol. 7, pp. 948-957, 2013.

[2] Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, New York, 2003.

УДК 546.62: 539.56:621.785.6

И. И. Ташлыкова-Бушкевич

**О КИНЕТИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОДОРОДА С ДЕФЕКТАМИ
В БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВАХ АЛЮМИНИЯ**

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь
iya.itb@gmail.com*

Внедрение технологий синтеза и промышленного использования чистого водорода в качестве альтернативного источника энергии требует разработки безопасных и эффективных систем накопления, хранения и распределения водорода. Поэтому разработка элементов арматуры водородных линий нацелена на решение проблемы отрицательного влияния водорода на механические свойства материалов из высокопрочных сплавов алюминия, применяемых в водородных сетях. В настоящее время при изготовлении элементов арматуры баллонов для хранения и транспортировки сжатого водородного топлива в качестве перспективных материалов рассматриваются алюминиевые сплавы, которые характеризуются уникальной комбинацией таких свойств, как малая плотность, высокая прочность, хорошая коррозионная стойкость и пластичность [1, 2]. Известно, что современные методы модификации и синтеза материалов высокоскоростным затвердеванием расплавов (ВЗР) позволяют получать метастабильные алюминиевые материалы в особом структурном состоянии по сравнению с традиционными металлургическими процессами. Быстрозатвердевшие (БЗ) сплавы алюминия характеризуются дисперсной микроструктурой и пересыщены субмикронными дефектами [3, 4]. Поэтому вопросы взаимодействия водорода с элементами микроструктуры алюминиевых сплавов, полученных в локально-неравновесных условиях при сверхвысоких скоростях охлаждения расплава, представляют как фундаментальный, так и практический интерес в связи с особой актуальностью проблемы водородного охрупчивания высокопрочных алюминиевых материалов в энергетических технологиях.

В наших исследованиях кинетики выделения водорода из БЗ фольг алюминия и его сплавов впервые обнаружено новое качество взаимодействия водорода с материалом фольг. А именно, применение современного метода ВЗР качественно изменяет механизм захвата водорода неравновесными дефектами в фольгах алюминиевых материалов в сравнении с традиционно полученными образцами [5], что, по нашему мнению, позволит управлять (замедлять) скоростью пропускания водорода через материалы сплавов. В данном докладе представлен обзор экспериментально установленных наноразмерных особенностей пространственного распределения легирующих элементов и водорода в алюминии после ВЗР (скорость охлаждения $\sim 10^6$ °C/c), обсуждение которых объясняет экспериментально установленные закономерности поведения водорода в БЗ алюминиевых сплавах. Независимые современные методы исследования использованы для характеристики кинетики десорбции водорода из сплавов, а также анализа структуры образцов на микро- и наноуровне. Морфология поверхности образцов изучалась с применением растровой электронной микроскопии и сканирующей зондовой микроскопии. Для прямого и неинвазивного исследования микроструктуры наноразмерных слоев поверхности фольг, включая профилирование по глубине распределения легирующих элементов и

водорода, использовались методы ядерно-физического анализа (методы Резерфордского обратного рассеяния и спектроскопии ядер отдачи), а также метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с применением синхротронного излучения. Методом термодесорбционной спектроскопии был выполнен анализ элементов микроструктуры и типов дефектов, которые являются местами захвата водорода в сплавах. Показано, что определенное неоднородное пространственное распределение легирующих элементов в фольгах позволяет объяснить установленные, ранее неизвестные, закономерности поведения водорода в БЗ алюминии при его легировании. Полученные результаты являются оригинальными и новыми в области физики конденсированного состояния и развивают инновационное научное направление – модифицирование структуры и свойств сплавов алюминия сверхбыстрой кристаллизацией из расплава для применения в водородном материаловедении.

Работа частично поддержана Международным центром теоретической физики им. А. Салама (проект № 20120120, Италия), Международным фондом Матсумае (грант № 08G11, Япония) и БРФФИ.

- [1] Scully J. R. Hydrogen embrittlement of aluminum and aluminum-based alloys / J. R. Scully, G. A. Young, S. W. Smith // *Gaseous hydrogen embrittlement of materials in energy technologies* / eds. R. P. Gangloff and B. P. Somerday. – Cambridge: Woodhead Publishing Ltd., 2012. – Vol. 1. – С. 707.
- [2] Yamabe J. Surface coating with a high resistance to hydrogen entry under high-pressure hydrogen-gas environment / J. Yamabe, S. Matsuoka, Y. Murakami // *Int. J. Hydrogen Energy*. – 2013. – Vol. 38. – P. 114138 (2013) 1141.
- [3] Asta M. Overview No. 146. Solidification microstructures and solid-state parallels: Recent developments, future directions / M. Asta, C. Beckermann, A. Karma, W. Kurz, R. Napolitano, M. Plapp, G. Purdy, M. Rappaz, R. Trivedi // *Acta Mater.* – 2009. – Vol. 57. – P. 941.
- [4] Boettinger W. J. Solidification / W. J. Boettinger, Dilip K. Banerjee // *Physical Metallurgy* / eds. D.E. Laughlin and K. Hono, 5th Edition. – Amsterdam: Elsevier, 2014. - Vol. 1. – P. 639.
- [5] Tashlykova-Bushkevich I. The role of Cr in H desorption kinetics in rapidly solidified Al / I. Tashlykova-Bushkevich, K. Horikawa, G. Itoh // *Mater. Sci. Forum* – 2014. – Vol. 783-786. – P. 264.

УДК 621.382: 535.376

О. С. Васьков¹, В. С. Нисс¹, А. С. Турцевич², А. Ф. Керенцев², В. К. Кононенко³**ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ**¹ *Белорусский национальный технический университет, просп. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь*² *ОАО «ИНТЕГРАЛ», ул. И.П. Казинца, 121А, 220108 Минск, Беларусь*³ *Белорусский государственный университет, ул. Курчатова, 5, 220064 Минск, Беларусь
vklavik@gmail.com*

Температурный режим работы электронной аппаратуры определяет надежность и стабильность оборудования. Отвод теплоты от кристаллов мощных транзисторов при существующем уровне технологии посадки кристаллов на теплоотводящее основание служит одним из основных факторов надежности элементов современной электроники.

В работе исследована структура теплового сопротивления мощных биполярных транзисторов в пластмассовых корпусах ТО-252 и ТО-126. Тепловые параметры приборов исследованы методом тепловой релаксационной дифференциальной спектроскопии (ТРДС). Тепловые характеристики элементов приборов и распределение структуры теплового сопротивления определены в виде дискретного и непрерывного спектра с использованием релаксационного импеданс-спектрометра, разработанного в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ). Непрерывный спектр рассчитан на основе производных высшего порядка динамического теплового импеданса и соответствует модели Фостера, а дискретный – модели Кауера.

Анализ растекания теплового потока в исследуемых структурах проводился на основе концепции температуропроводности (эффузии). Из послойных значений компонентов теплового сопротивления R_{th} и тепловой емкости C_{th} определена активная площадь сечения теплового потока S_a транзисторных структур и профиль ее распределения. В таблице приведены компоненты теплового сопротивления биполярных транзисторов разных производителей, проведено сравнение тепловых параметров, проанализировано качество посадки кристаллов.

Таблица - Параметры транзисторов (R_{jc} – тепловое сопротивление переход-корпус, S_a – активная площадь сечения теплового потока, $S_{кр}$ – площадь кристалла)

Производитель	Тип	Корпус	R_{jc} , К/Вт	S_a , мм ²	$S_{кр.}$, мм ²
MJD44H11\ON Semiconductor	n-p-n	ТО252 	2,7	2,35	4,20
КТ817Г\Интеграл			4,6	1,03	2,25
2N5191\STMicroelectronics		ТО126 	5,5	0,81	1,96
КТ817А\Россия			10,4	0,64	2,25

Спектры ТРДС транзисторов КТ817Г (корпус ТО252) с разным качеством монтажа кристаллов представлены на рис. 1а. Корпус ТО-252 ограничивает рассеиваемую мощность $P < 3$ Вт при допустимой температуре перегрева кристаллов 150 °С. На рис. 1б показаны спектры ТРДС транзисторов КТ817А (корпус ТО126).

Дискретные спектры шестого порядка соответствуют участкам с переходным тепловым сопротивлением от кристалла транзистора к корпусу и обозначены R1-R6. Участки, обозначенные R1, R2, идентифицируются как область кристалла, R3-R5 – припой и рамка выводная, R6 – начальная часть переходного сопротивления корпус-внешняя среда.

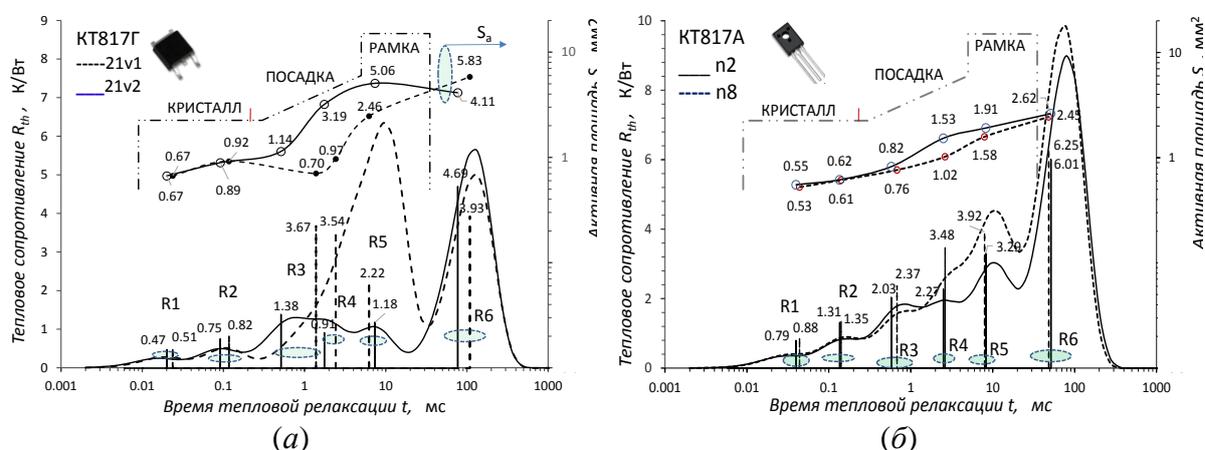


Рис. 1 - Дифференциальный (непрерывный) и дискретный (вертикальные линии) спектры теплового сопротивления $R_{th}(t)$ и профиль эффективной площади S_a транзисторов (а) KT817Г (21v1 и 21v2) в корпусе TO-252 и транзисторов (б) KT817А (n2 и n8) в корпусе TO-126 с разным качеством посадки

Таким образом, разработанный метод и измерительная аппаратура позволяют эффективно контролировать распределение тепловых потоков в мощных полупроводниковых приборах, что необходимо для совершенствования конструкции, повышения качества посадки кристаллов изделий силовой электроники с целью снижения их перегрева. Транзисторы KT817Г, изготовленные при оптимальных температурно-временных режимах монтажа кристаллов ($N_{xy} = 10$, $T = 280^{\circ}\text{C}$), имеют качественно сходные спектры теплового сопротивления с образцами 2N5191 и MJD44H11 и имеют уровень R_{jc} в пределах 3-5 К/Вт. Тепловые параметры мощных биполярных транзисторов существенно зависят от размеров кристаллов и качества их монтажа на припой.

Основной тип дефектов слоя посадки кристалла в образцах транзисторов KT817Г, 2N5191 и MJD44H11 – отслоение припоя на границе с кристаллом. Для образцов KT817А уровень R_{jc} существенно выше и составляет 10 К/Вт. Основной тип дефектов слоя посадки кристалла в образцах транзисторов KT817А – сквозные полости в слое припоя под кристаллом.

УДК 536.521

В. А. Фираго

**ПРИНЦИПЫ СНИЖЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ ТЕХНИКОЙ**

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

Наиболее удобными при контроле сложных термических процессов являются бесконтактные методы определения температуры, основанные на регистрации теплового излучения, испускаемого поверхностью нагреваемого изделия [1,2]. При неоднородности и нестационарности сложных тепловых полей, применение пирометров приводит к большой неопределенности результатов измерения истинной температуры. Необходимо учитывать его поле зрения и постоянно вводить величину коэффициента теплового излучения, который при окислении поверхности нагреваемых металлов атмосферным кислородом быстро увеличивается. Поэтому в сложных условиях целесообразно применять тепловизионную технику, которая позволяет визуализировать тепловые поля. Но даже при наличии тепловизора остается проблема неопределенности коэффициента теплового излучения нагреваемых металлов.

Автором доклада апробирован новый подход к определению температурных полей, основанный на регистрации теплового излучения в трех участках или зонах спектра [3], и выработаны принципы построения термовизионной аппаратуры [4], повышающие достоверность измерения истинной температуры T . Должны быть обеспечены:

- возможность измерения *истинной температуры* T и автоматической оценки *эффективного коэффициента излучения* $\varepsilon_{\text{эф}}$;
- минимизация *неопределенности результатов измерения температуры*, достигаемая за счет оптимального выбора спектральных участков регистрации теплового излучения и исключения влияния отклонения градуировочных кривых от расчетных зависимостей;
- определение *максимальной температуры* тела и ее зависимости от времени, а также видеозапись температурного поля, что необходимо при контроле многих динамических теплотехнических процессов;
- *инвариантность* результатов определения максимальной температуры T_{max} к *изменению размеров изображения* контролируемых тел;
- *инвариантность* измеряемых значений T_{max} к *нестационарности дисперсии шумов* используемой матрицы фотоприемников, т. е. зависимости ее шумов от величины падающего потока теплового излучения.

Если корректировку на значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ не проводить, т. е. пользоваться температурой частичной радиации T_r , абсолютная погрешность измерения температуры $\Delta T = T_r - T$, сложным образом зависит от скорости изменения регистрируемого сигнала U_c с ростом температуры. Показано, что относительная погрешность определения истинной температуры в диапазоне свыше 800 °С, примерно на порядок ниже при регистрации теплового излучения на стыке видимого и ближнего инфракрасного диапазонов по

сравнению с использованием среднего инфракрасного диапазона длин волн [3,4].

Спектральный коэффициент теплового излучения металлов $\varepsilon(\lambda)$ возрастает при уменьшении длины волны λ . Причем максимум зависимости $\varepsilon(\lambda)$ часто находится в видимой области спектра. На стыке видимого и инфракрасного диапазонов зависимость $\varepsilon(\lambda)$ в подавляющем большинстве случаев имеет плавно изменяющийся вид, что позволяет использовать для ее описания всего лишь два параметра. Например можно использовать простейшие выражения: $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)$ при линейной или $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + a^{b(\lambda - \lambda_2)}$ при степенной аппроксимациях, где ε_2 – коэффициент теплового излучения на длине волны λ_2 . Для составления системы нелинейных уравнений, при решении которой можно определить истинную температуру T и два неизвестных параметра ε_2 и b , достаточно измерять интенсивность теплового излучения в трех зонах или участках спектра. Этот подход использован в отечественном термографе ИТ-3СМ [3,4].

Поскольку металлы не относятся к ламбертовским излучателям, наибольшая яркость их теплового излучения наблюдается в направлении нормали к излучающей поверхности. Форма деталей подвергающихся термической обработке разнообразна, поэтому в большинстве случаев в поле зрения термографа будет попадать и участок поверхности с нормалью, направленной на его объектив. Поэтому на индикацию необходимо обязательно выводить максимальную температуру, что избавит от необходимости учета углов наблюдения или визуального поиска максимальных значений T на изображении температурного поля.

Свобода выбора спектральных участков регистрации теплового излучения при использовании RGB матриц фотоприемников ограничена. Поэтому приходится использовать внешний светофильтр и комбинацию получаемых RGB сигналов [3]. При этом незначительные отклонения в спектральных характеристиках и размерах фоточувствительных элементов матрицы, а также возникновение кластеров сбойных пикселей при регистрации высоких температур приводят к отклонениям градуировочных зависимостей от расчетных. Для устранения этого недостатка после основной градуировки тепловизионной техники по модели абсолютно черного тела необходимо использовать корректирующую градуировку по эталонному излучателю с заранее известным поведением $\varepsilon(\lambda, T)$, например ленточной эталонной лампе накаливания. Также в расчетных выражениях необходимо учитывать зависимость дисперсии шумов матрицы от температуры контролируемого тела [4].

1. Снопко В.Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения / В. Н. Снопко. – Минск: Ин-т физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, 1999. – 224 с.
2. Фираго В. А. Пирометрический контроль температуры нагреваемых металлов на предприятиях машиностроения / В. А. Фираго, А. Г. Сеньков, Е. Н. Савкова, Т. В. Голуб // Контроль. Диагностика. 2011, № 5. – С. 17-25.
3. Firago V. High-temperature three-colour thermal imager / V. Firago, W. Wojcik // Przegląd Elektrotechniczny, ISSN 0033-2097, R. 91 NR 2/2015, p. 208–214.
4. Фираго В. А. Принципы снижения неопределенности измерения максимальной температуры раскаленных тел трехзональным термографом ИТЗ-СМ / В. А. Фираго // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: Матер. 3-ей Международной научно-практической конференции, Мн.: НИИПФП, 28–29 апреля 2015 г. С. 115–117.

УДК 621.373.826

Е. С. Дорогуш

**ОСОБЕННОСТИ ПРЯМОЙ ТОКОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ЛАЗЕРОВ
С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИ-ПЕРО В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ
СИНХРОНИЗАЦИИ**

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

DorogushElena@gmail.com

Высокочастотная токовая модуляция полупроводникового лазера является простым методом получения СВЧ сигнала, передаваемого по оптическим каналам связи. Использование лазеров с внешней оптической синхронизацией позволило улучшить характеристики передающих систем. Под внешней оптической синхронизацией понимается инжекция излучения одного лазера в другой, при которой второй (ведомый) лазер начинает генерировать излучение на частоте первого (задающего) лазера. Так, метод оптической инжекции позволяет увеличить резонансную частоту [1], полосу прямой токовой модуляции [2], снизить уровень шума [2]. Обычно в качестве ведомого лазера используются высококачественные РОС-лазеры и лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL), где из-за большой величины межмодового интервала удается сильно увеличить резонансную частоту при прямой токовой модуляции (более 100 ГГц) [1]. Лазеры с резонатором Фабри-Перо обладают равноудаленными эквивалентными модами, и малым, по сравнению с РОС-лазерами и VCSEL, межмодовым расстоянием. Увеличение резонансной частоты тут ограничено половиной ширины межмодового интервала. При этом, лазеры с резонатором Фабри-Перо обладают особенностями, которые можно использовать для повышения эффективности прямой токовой модуляции. Целью работы является демонстрация возможностей использования Фабри-Перо – лазеров в качестве ведомых лазеров при внешней оптической синхронизации для улучшения модуляционных характеристик при прямой модуляции тока. Численный анализ модуляционных процессов основан на системе связанных укороченных уравнений, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей заряда в активной области [3].

Из-за наличия у резонатора Фабри-Перо эквивалентных эквидистантных мод, при высоких мощностях инжекции области синхронизации близлежащих мод перекрываются, и условия синхронизации наблюдаются при любой величине частотной отстройки инжектируемого излучения. Резонансных отликов на модуляционной кривой при этом не наблюдается, эффективность модуляции растет с увеличением мощности инжекции, а относительный уровень шума падает. Так, при мощности инжекции 30 мВт и токе накачки ведомого лазера 10 мА в лазере с резонатором Фабри-Перо с оптимизированными зеркалами (на грань, противоположную грани, через которую осуществляется инжекция, нанесено высокоотражающее покрытие) эффективность модуляции на частоте 60 ГГц повышается с 0,004 Вт/А (в режиме свободной генерации) до 0,1 Вт/А. При этом, из-за отсутствия резонансов, относительная интенсивность шума не превышает -165 дБ/Гц, а полоса модуляции увеличивается с 8 ГГц (в режиме свободной генерации) до 25 ГГц.

При условиях инжекции, когда области синхронизации близлежащих мод не перекрываются (меньшая мощность инжекции, больший ток накачки ведомого лазера), для Фабри-Перо лазеров, работающих в условиях оптической синхронизации, характерно наличие нескольких резонансных откликов на модуляционной характеристике, благодаря чему они могут быть использованы как для получения нескольких частот модуляции (необходимых для многодиапазонных систем связи), так и для увеличения полосы прямой модуляции тока. Многорезонансный характер модуляционной характеристики Фабри-Перо лазера определяется свойством множественности мод резонатора, а положение резонансов на частотной оси – величиной межмодового интервала резонатора и частотой отстройки задающего лазера [4]. Для лазеров с длиной резонатора 250–500 мкм первые два максимальных отклика модуляционной характеристики находятся в диапазоне 40 – 90 ГГц. Эффективность модуляции вблизи первых двух резонансных пиков может достигать эффективности модуляции лазера на низких частотах. Путем оптимизации положения второго резонанса (т.е. выбором длины резонатора, тока накачки, мощности и частоты задающего лазера) возможно увеличение полосы прямой модуляции. Для лазера с длиной резонатора 500 мкм, при токе накачки ведомого лазера 80 мА и мощности инжектируемого излучения 40 мВт, рассчитанная полоса модуляции составила 50 ГГц.

Продемонстрированы способы улучшения модуляционных характеристик при прямой модуляции тока с использованием лазеров с резонатором Фабри-Перо в качестве ведомых лазеров при внешней оптической синхронизации. Особенностью резонаторов Фабри-Перо является наличие эквивалентных эквидистантных мод, благодаря чему модуляционная характеристика лазера имеет многорезонансный характер, а при высоких мощностях инжекции происходит перекрытие областей синхронизации соседних мод. Оптимизируя условия инжекции, возможно нерезонансное увеличение полосы прямой модуляции с уменьшением уровня шума, а также увеличение полосы прямой модуляции до 50 ГГц за счет управления положением первых двух резонансных пиков модуляционной характеристики.

- [1] Lau E. K. Strong optical injection-locked semiconductor lasers demonstrating > 100-GHz resonance frequencies and 80-GHz intrinsic bandwidths / E. K. Lau, X. Zhao, H.-K. Sung [et al]. // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16. № 9. – P. 6609.
- [2] Chang-Hasnain C. J. Ultrahigh-speed laser modulation by injection locking. / C. J. Chang-Hasnain, X. Zhao. // *Optical Fiber Telecommunications V A: Components and Subsystems*. – 2008. – P.145.
- [3] Афоненко А. А. / Анализ динамических процессов в лазерах с внешней оптической синхронизацией на основе распределенной модели резонатора // А. А. Афоненко, Е. С. Панфиленок, С. А. Малышев, А. Л. Чиж // Сб. ст. 8-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» 17–20 мая 2011 г. Минск. – 2011. – С. 87.
- [4] Дорогуш Е. С. Двухрезонансные модуляционные характеристики лазеров с резонатором Фабри-Перо в режиме оптической синхронизации / Е. С. Дорогуш, А. А. Афоненко // Сб. ст. 10-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» 26–29 мая 2015 г. Минск. – 2015. – С. 49.

УДК 535.373.2; 535.343.9

Ю. В. Крученок, А. Н. Собчук, В. М. Катаркевич, Т. Ш. Эфендиев

**ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА СПЕКТРАЛЬНО-
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЖЕЛАТИНОВОЙ ПЛЕНКИ**

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072,
г. Минск, Республика Беларусь*
j.kruchenok@ifanbel.bas-net.by

Успехи современной науки в области нанотехнологий позволяют создавать новые нанокompозитные материалы, которые обладают улучшенными химическими, механическими, магнитными и оптическими свойствами и находят широкое применение в самых разных областях науки и техники. Обнаружен ряд уникальных свойств нанокompозитных сред, что делает их эффективными материалами для разработки новых высокоэффективных сенсоров, эмиттеров, детекторов и преобразователей, а также для других применений в сверхбыстрой передаче и оптическом хранении данных [1]. Широкие применения металлических наночастиц связаны с их особыми оптическими свойствами, такими как большие сечения поглощения оптического излучения, селективный характер этого поглощения, высокая концентрация электромагнитной энергии вблизи наночастиц в области, много меньшей длины волны излучения. Усиление локальных полей вблизи поверхности металлических наночастиц приводит к появлению поверхностно-усиленных оптических эффектов. Композиты с наночастицами серебра привлекают внимание исследователей относительной простотой получения таких композитов, а также наличием наиболее сильного (из всех изученных благородных металлов) плазмонного резонанса у наночастиц такого типа [2].

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния слоя наночастиц серебра на интенсивность флуоресценции желатиновой пленки, активированной родамином 6Ж.

Тонкие пленки готовились из 3%-го желатинового геля с родамином 6Ж в различных концентрациях красителя ($10^{-5} \div 2 \times 10^{-3}$ моль/л) путем нанесения на покровные стекла. Толщину желатиновых пленок, просохших в течение недели, определяли с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048 (компания «Avantes») с ПЗС линейкой Sony ILX554B с применением рефлектометрического зонда FCR-7UV400-2-ME (6 освещающих волокон и 1 регистрирующее волокно диаметром 400 мкм каждое) и программного обеспечения AvaSoft-ThinFilm для анализа интерференционных спектров отражения. Толщина измеренных пленок варьировалась от 7,5 до 18 мкм. Для получения композитных пленок с наночастицами серебра раствор колларгола в воде концентрацией 1 мг/мл наносили сверху на желатиновую пленку с красителем и выдерживали в течение суток. Визуальное исследование морфологии полученных пленок при 10-кратном увеличении свидетельствует о формировании на поверхности сложных агломерированных структур (из окрашенного желатина и частиц

серебра). Электронные спектры поглощения приготовленных образцов измерялись на спектрофотометре “CARY 500 Scan”. Исследование их люминесцентных характеристик осуществлялось с помощью спектрофлуориметра “SFL1211A”. Вследствие высокой концентрации молекул красителей в приготовленных пленках, последние устанавливались под углом $\sim 45^\circ$ относительно возбуждающего пучка.

Как известно, усиление флуоресценции красителя в нанокompозитной среде обусловлено миграцией энергии плазмонного резонанса наночастиц серебра на молекулы родамина 6Ж. В желатиновых пленках данный эффект зависел от содержания красителя в желатине: при концентрации 10^{-5} моль/л интенсивность увеличивалась в 1,3 раза, при 10^{-4} моль/л – почти в 2 раза. На рисунке приведены спектры флуоресценции активированной родамином 6Ж (концентрация 2×10^{-3} моль/л) желатиновой пленки толщиной 15 мкм без наночастиц серебра (1) и со слоем наночастиц серебра на поверхности (3). Спектр (2) соответствует флуоресценции аналогичной пленки с колларголом толщиной 7,5 мкм.

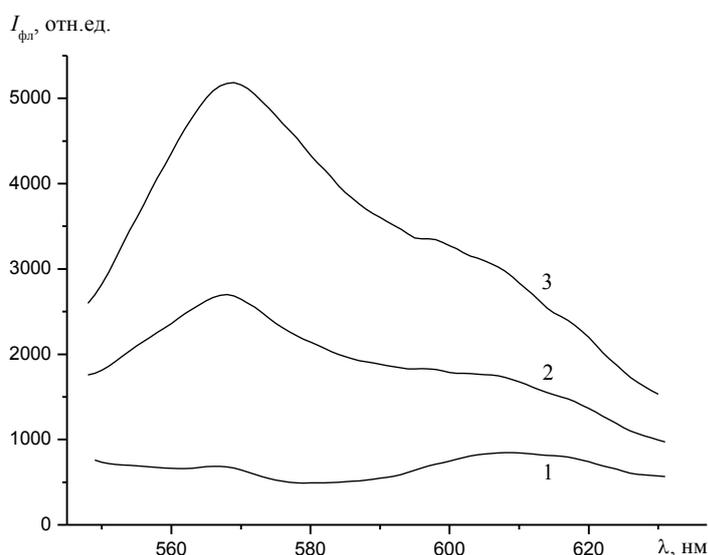


Рисунок – Спектры флуоресценции желатиновых пленок, активированных родамином 6Ж, без наночастиц серебра (1) и с наночастицами серебра (2, 3), измеренные при возбуждении на 532 нм

Как видно из измеренных спектров, интенсивность флуоресценции на 568 нм пленки (3) более чем в 7 раз и почти в 4 раза в случае (2) превышает эту характеристику пленки без наночастиц (1). Столь значительное наблюдаемое усиление флуоресценции, по-видимому, обусловлено структурой исследованных пленок.

Нанокompозитные пленки такого типа могут быть использованы в качестве материала химических и биологических сенсоров, а также для создания сверхминиатюрных излучающих устройств.

[1]. Gaponenko S. V. Introduction to Nanophotonics. / S.V. Gaponenko. - Cambridge University Press, 2010. – С. 169-193.

[2]. Климов В. В. Наноплазмоника. / В.В. Климов. – Изд.: Физматлит. - Москва, 2009. – 480 с.

УДК 538.911

В.В. Малютина-Бронская¹, В.Б. Залесский¹, А.И. Конойко¹, В.С. Малышев²**СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С ВЕРТИКАЛЬНЫМИ Р-Н ПЕРЕХОДАМИ ДЛЯ ГИБРИДНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*

v.malyutina@rambler.ru

² *Филиал НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл»-управляющая компания холдинга
«ИНТЕГРАЛ» ул. Казинца И.П., д.121А, 220108, Минск, Беларусь*

office@bms.by

Наиболее существенными механизмами, понижающих эффективность фотоэлементов, являются неполное поглощение солнечного спектра и термализация фотоэлектронов, возбужденных фотонами с энергией существенно превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника. Повышение эффективности преобразования в системе фотоэлектрических приемников может быть достигнуто путем стыковки фотоэлементов из различных материалов с различной шириной запрещенной зоны последовательно или параллельно, для эффективного поглощения солнечного излучения [1]; разделением солнечного спектра, в том числе, для одновременного использования фотоэлектрических и тепловых процессов; использованием селективных концентраторных систем [2].

При разработки гибридных солнечных элементов важной составляющей является разработка эффективных солнечных элементов на основе кремния. Солнечные элементы (СЭ) с вертикальными р-п-переходами, отличающиеся от традиционных СЭ возможностью получения высоких напряжений, лучшими характеристиками при преобразовании концентрированного солнечного излучения, низким последовательным сопротивлением, отсутствием фронтальной затеняющей контактной сетки, идентичностью фоточувствительных поверхностей, высокой температурной стойкостью. На фронтальной и тыльной поверхностях этих элементов нет металлизации в результате чего эти элементы прозрачны в длинноволновой части спектра за краем основной полосы поглощения. Кроме того, они являются двусторонними структурами, так как могут преобразовать свет, как с фронтальной, так и с тыльной стороны, а также служить составной частью каскадных СЭ [1-2].

Для уменьшения коэффициента отражения основной части спектра солнечного излучения СЭ должен содержать канавочно-гребенчатую структуру, с наклонными стенками канавок, в пределах окна активной светопоглощающей области. Канавки в кремнии выполняют роль абсолютно черного тела для уменьшения коэффициента отражения солнечного излучения. Также СЭ с вытравленными канавками используют с целью повышения радиационной стабильности и использования в концентраторных системах. Скошенные углы на дне канавок служат ловушками для света и автоматически выполняют функции просветляющего элемента по аналогии с

конструкцией текстурированного СЭ. Спектральная чувствительность таких элементов в красной области спектра выше, чем у обычных кремниевых СЭ.

Конструкция СЭ с канавками представляет собой n^+ -р диод, сформированный на подложке р-типа с удельным сопротивлением $\rho=(1\div 3)$ Ом·см, причём для инфракрасной (ИК) области поглощения диод должен представлять собой канавочную структуру, а для ультрафиолетовой области поглощения достаточно мелкой n^+ -области размером 3×3 мм.

Поперечное сечение кристалла СЭ с канавочно-гребенчатой структурой представлено на рисунке 1а. Для более эффективного поглощения солнечного излучения предложена конструкция смноженного модуля. Топология смноженного модуля включает в себя 4 конструкции солнечных элементов с размером кристалла 3×3 мм² — три с канавкой и один планарный (рис. 1б). Поверхность диода должна быть закрыта антиотражающим покрытием из нитрида и окисла кремния. Область выступа диода в канавке (расстояние между канавками, глубиной 150 мкм, рис. 1в) будет варьироваться для трёх кристаллов как 15, 30 и 45 мкм). В четвёртом кристалле канавки не будут вытравлены, но будет только приповерхностная легированная область n^+ типа.

Просветляющее покрытие для партий формировалось разное:

- 10 нм SiO_2 + 70 нм Si_3N_4 для партии с канавкой;
- 3,5 нм SiO_2 + 40 нм Si_3N_4 для партии без канавок.

Измеренный минимум коэффициента отражения на пластине без канавки, на которой имеется просветляющее покрытие из SiO_2 (3,7 нм) и Si_3N_4 (42,7 нм), приходится на $\lambda\approx 550$ нм.

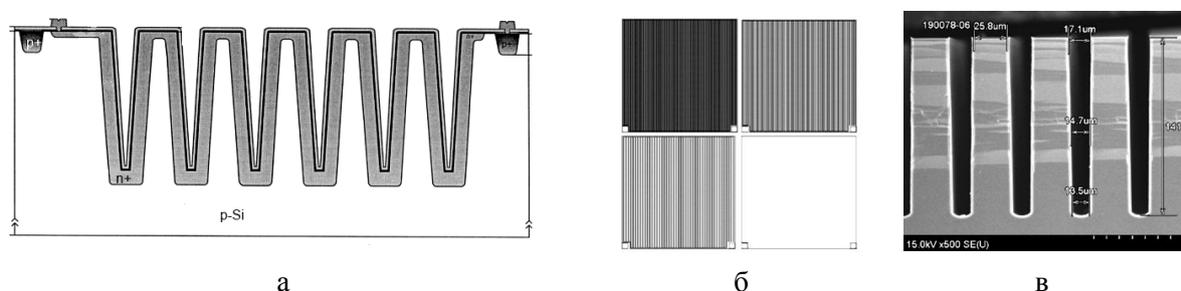


Рис. 1. Типовая структура (поперечное сечение N+P диода) солнечного элемента (а), смноженный модуль солнечных элементов (б) и данные электронного микроскопа контроля конечных параметров канавки солнечного элемента (в)

Использования такой конструкции кремниевых фотоэлементов в составе гибридного солнечного элемента, а также использование голографического концентраторов позволяет создать высокоэффективный солнечный модуль как для космического применения так и для наземного.

- [1] Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. Л.: Наука, 1989.
- [2] Конойко А.И., Залесский В.Б., Малютина-Бронская В.В., Пилипвич В.А., Ткаченко В.В. Широкополосные плоские голографические концентраторы солнечного излучения материалы шестого белорусского космического конгресса 28–30 октября 2014 года, Минск, Беларусь, том 1 с 191-194 2014.

УДК 535.37:661.8...552

А. О. Муравицкая¹, Л. И. Гуринович^{1*}, М. В. Артемьев², А. В. Прудников²,
С. В. Гапоненко¹**СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
НАНОПЛАСТИН CdSe, НАХОДЯЩИХСЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68,
220072 Минск, Беларусь*
gphms@imaph.bas-net.by² *НИИ физико-химических проблем Белорусского государственного университета,
ул. Ленинградская, 14, 220030 Минск, Беларусь*
m_artemyev@yahoo.com

В данной работе изучено влияние внешнего электрического поля на структуру и интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) полупроводниковых квантоворазмерных нанопластин селенида кадмия при комнатной температуре.

Коллоидные нанопластины 15×25 нм, содержащие 7 атомных слоёв (4 Cd и 3 Se), синтезированы по методике [1]. Наночастицы помещались в тонкую (~ 40 мкм) плёнку полимера поли-(малеиновый ангидрид-октадецен) между прозрачными электродами из оксидов индия и олова (ИТО), на которые подавалось электрическое напряжение.

В спектрах ФЛ нанопластин, возбуждаемой синим светодиодом ($\lambda_{\text{ex}} = 404$ нм), помимо узкого экситонного пика, формируемого за счёт рекомбинации электрон-дырочных пар, присутствует также широкая полоса (рис. 1а), с энергией максимума меньше ширины запрещённой зоны ($E_g = 2,64$ эВ). Во внешнем поле полоса (рис. 1б), как и экситонный пик, тушится пропорционально квадрату напряжённости поля [2], но, кроме того, изменяет форму, что свидетельствует о её комплексной природе, вероятно включающей люминесценцию через поверхностные дефекты и примесные уровни.

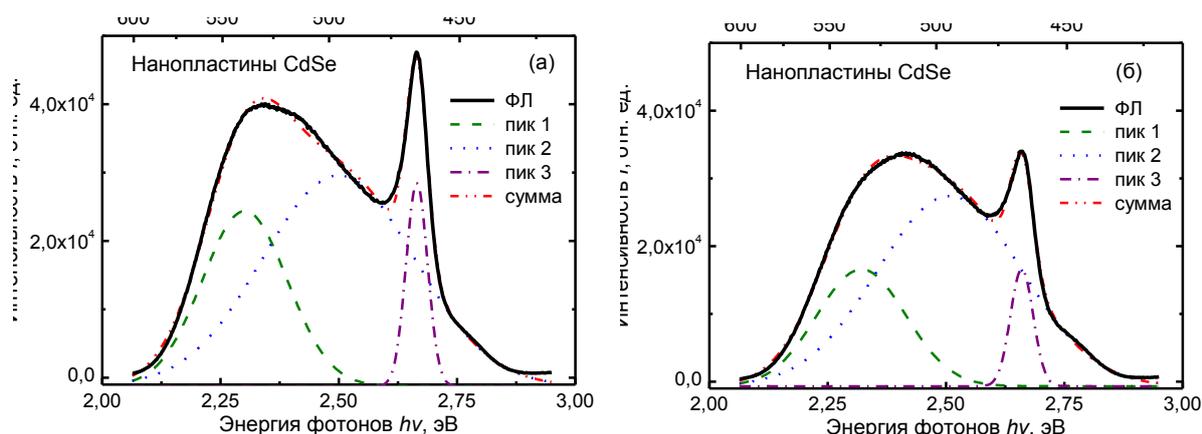


Рис. 1. Разложение спектра ФЛ нанопластин CdSe на гауссовы компоненты (пики 1, 2 и 3) без поля (а) и в электрическом поле 200 кВ/см (б)

Из анализа изменения формы спектра ФЛ, в приближении пренебрежимо малого искажения пиков полем, по методу Аленцева-Фока установлено, что полоса состоит из двух пиков гауссовой формы с различной амплитудой и полушириной. Анализ влияния поля на структуру полосы проведен с использованием мультигауссового разложения. Установлено, что изменение формы полосы и смещение её максимума происходят за счёт изменения соотношения интенсивностей составляющих её пиков и частично за счёт их спектрального сдвига (рис. 2). Характер изменения амплитуды пиков совпадает с характером тушения ФЛ в наностержнях CdSe [2]. В отличие от экситонного пика, смещение пиков полосы обратно линейному эффекту Штарка в квантоворазмерных нанопластинах и наностержнях. Выявленные при анализе полосы оба пика ФЛ могут соответствовать излучательной рекомбинации на дефектах кристаллической решётки (глубокие акцепторные уровни) или на поверхностных ловушках (мелкие донорные уровни), возникающих за счёт оборванных кристаллографических связей.

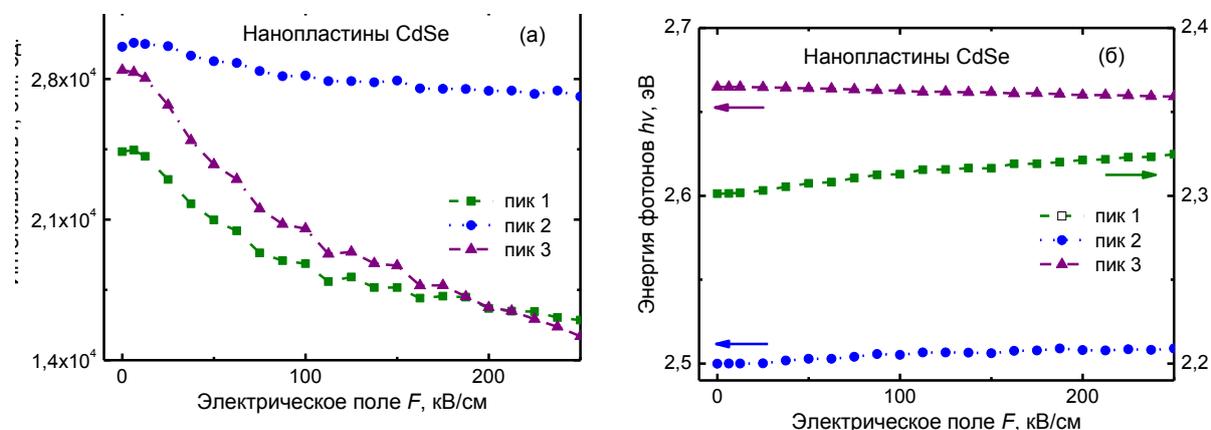


Рис. 2. График зависимости интенсивности (а) и спектрального сдвига (б) пиков ФЛ нанопластин CdSe от величины внешнего поля

В силу несферической симметрии нанопластин и неэквивалентности условий пространственного разделения зарядов в планарном и поперечном направлениях, внешнее электрическое поле может оказывать различное кулоновское действие на носители зарядов в разных осевых направлениях наночастицы. При этом энергия зарядов, захваченных поверхностными ловушками (дефектами), может суммироваться с энергией, создаваемой кулоновским потенциалом внешнего поля (рис. 2б, пики 1 и 2).

Полученные результаты могут быть использованы для создания новых оптоэлектронных приборов на основе электрически управляемых квантоворазмерных наноструктур, в том числе белых светодиодов с управляемой цветовой температурой.

- [1] Achtstein A. W. Electroabsorption by 0D, 1D and 2D Nanocrystals: A Comparative Study of CdSe Colloidal Quantum Dots, Nanorods and Nanoplatelets. / A. W. Achtstein, A. V. Prudnikau, M. V. Ermolenko, L. I. Gurinovich, S. V. Gaponenko, U. Woggon, A. V. Baranov, M. Yu. Leonov, I. D. Rukhlenko, A. V. Fedorov, and M. V. Artemyev // ACS Nano. – 2014. – V. 8, № 8. – P. 7678–7686.
- [2] Гуринович Л. И. Фотолюминесценция полупроводниковых нанокристаллов с 1-, 2- и 3-мерным пространственным ограничением, помещённых во внешнее электрическое поле. / Л. И. Гуринович, С. В. Гапоненко, М. В. Артемьев, А. В. Прудников // Доклады НАН Беларуси. – 2015. – Т. 59, № 2. – С. 29–33.

УДК 535.34

А. Д. Замковец

**ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛАНАРНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ
ZnS-Ag***Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072**Минск, Беларусь**a.zamkovets@dragon.bas-net.by*

Сульфид цинка относится к числу неорганических материалов, представляющих интерес для использования в оптике и оптоэлектронике. Этот полупроводник является перспективной основой для создания эффективных люминофоров в тонкопленочных излучателях [1]. Из полупроводниковых материалов группы A^2B^6 сульфид цинка по своим свойствам в наибольшей степени приближен к диэлектрикам [2]. Детальное изучение физико-химических, оптических и электронных свойств нанокompозитов данного материала может способствовать созданию новых перспективных устройств и технологий. В настоящей работе рассматриваются слоистые нанокompозиты ZnS-Ag, в которых плотноупакованные слои наночастиц Ag контактируют с нанослоями ZnS.

Слоистые нанокompозиты ZnS-Ag изготавливались на вакуумной установке ВУ-1А последовательным термическим испарением полупроводникового материала и металла. Давление остаточных газов составляло 2×10^{-3} Па. Контроль толщин осаждаемых слоев производился кварцевым датчиком.

На рисунке 1 представлены спектральные характеристики пропускания плотноупакованного монослоя наночастиц Ag (кривая 1) и нанокompозитов ZnS-Ag-ZnS (кривая 2) и $(ZnS-Ag)_2ZnS$ (кривая 3) на стеклянных подложках. Плотность упаковки наночастиц Ag в монослое соответствует параметру перекрытия $\eta \sim 0,35-0,4$. Средний размер частиц Ag составляет порядка 5 нм. Максимум ослабления для монослоя с такими конструктивными параметрами, сформированного на стеклянной подложке и граничащего с воздухом, расположен на длине волны ~ 470 нм. Размещение такого монослоя наночастиц Ag в тонкопленочной матрице ZnS приводит к длинноволновому сдвигу полосы поверхностного плазмонного резонансного поглощения (ППРП) на ~ 120 нм (кривая 2). Такой сдвиг связан с кулоновским динамическим экранированием коллективных колебаний электронной плотности в наночастицах Ag материалом матрицы. Толщина слоев ZnS в нанокompозитах составляет ~ 15 нм. Как видно из рисунка 1, увеличение количества плазмонных слоев в композите ZnS-Ag приводит к изменению характеристик полосы ППРП (полуширины и интенсивности), а также к длинноволновому сдвигу ее максимума.

Одной из причин длинноволнового сдвига максимума полосы ППРП при увеличении числа слоев в композите может являться интерференция в данной структуре. Такая ситуация возможна в случае, если нанокompозит ZnS-Ag выступает как единый слой ZnS, допированный металлическими наночастицами. Однако детальный анализ спектральных характеристик композитов ZnS-Ag с различными конструктивными параметрами (в том числе и с более высокой плотностью упаковки

наночастиц Ag в монослое) не подтверждает такого предположения.

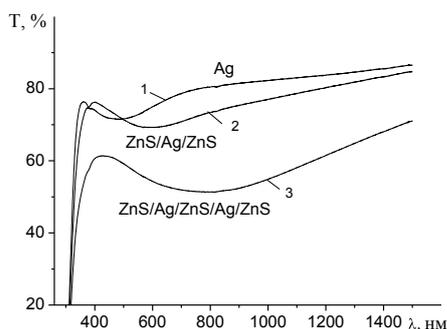


Рис. 1. Спектры пропускания плотноупакованного монослоя наночастиц Ag1 (1), и плазмонных композитов ZnS-Ag-ZnS (2) и $(\text{ZnS-Ag})_2\text{ZnS}$ (3), на стеклянных подложках

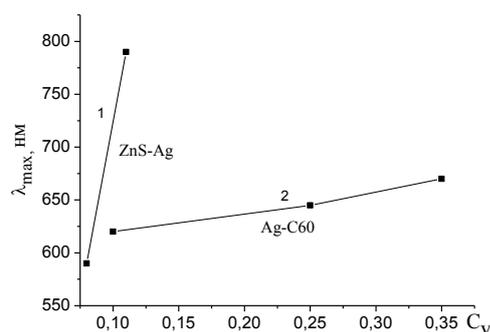


Рис. 2. Зависимость максимума полосы ППРП от объемной концентрации металла для нанокompозитов ZnS-Ag (1) и -C₆₀-Ag (2) [3]

Другой возможной причиной длинноволнового сдвига максимума полосы ППРП при увеличении числа слоев в композите может являться увеличение плотности упаковки наночастиц Ag в матрице ZnS. В этом случае нанокompозит можно представить как ультрадисперсную композитную среду с эффективными параметрами. На рисунке 2 (кривая 1) приведена зависимость длины волны максимума полосы ППРП от объемной концентрации металла для представленных на рисунке 1 нанокompозитов ZnS-Ag. Кривая 2 на этом рисунке отражает результат рассчитанной по формуле Максвелла-Гарнетта зависимости λ_{max} полосы ППРП от объемной концентрации металла для нанокompозитов C₆₀-Ag [3]. Такое сравнение проведено с учетом сопоставимых значений показателей преломления для фуллерена и ZnS. Оно наглядно демонстрирует, что увеличение плотности упаковки наночастиц Ag в матрице ZnS вносит небольшой вклад в длинноволновый сдвиг максимума полосы ППРП. Незначительное влияние сопоставимых по величине изменений объемной концентрации металлических наночастиц на спектральное положение максимума полосы ППРП наблюдалось нами и на примере экспериментально изготовленных нанокompозитов Na₃AlF₆-Ag.

На спектральную характеристику композитов ZnS-Ag может оказывать влияние взаимодействие валентных электронов серебра с модифицированными локальным полем барьерами Шоттки, приводя к длинноволновому спектральному сдвигу полосы плазмонного резонанса при увеличении количества слоев в композите. Для количественной оценки величины спектрального сдвига полосы ППРП в результате такого взаимодействия необходимо проведение дополнительных исследований.

- [1] Гурин Н.Т., Шляпин А.В., Сабитов О.Ю. // Журнал технической физики. - 2002.- Т. 72. - Вып. 2. - С. 74 - 83.
- [2] Гончаров Е.Г., Семенов Т.В., Угай Я.А. Химия полупроводников– Воронеж: ВГУ, 1995. – 270 с.
- [3] Zamkovets A.D., Ponyavina A.N., Tselesh E.E., Shpilevsky E.M.// Nanomechanics Science and Technology: An International Journal.- 2013.-V.4, i.4.- P.267-280.

УДК 535.372: 546.666: 536.51

М. А. Ходасевич¹, Г. В. Сеницын¹, Ю. А. Варакса¹,
А. С. Ясюкевич², М. П. Демеш², В. А. Асеев³**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЗАТУХАНИЯ
АПКОНВЕРСИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ФТОР-ФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ,
АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ**¹ *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь*m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by² *НИЦ оптических материалов и технологий Белорусского
Национального Технического Университета, Минск, Беларусь*³ *Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия*

К настоящему времени предложены различные конструкции оптических датчиков для измерения температуры, давления и других физических параметров. Для измерения температуры наиболее активно исследуются и уже нашли коммерческое применение два типа устройств - датчики на основе отношения интенсивностей флуоресценции с двух близко расположенных уровней (fluorescence intensity ratio - FIR) и времени затухания флуоресценции [1]. Для изготовления активных элементов таких датчиков используются прозрачные среды, легированные ионами редкоземельных элементов, например, ионами эрбия. Этот активатор оказывается удобным для использования в температурных FIR-датчиках благодаря хорошим люминесцентным свойствам и наличию двух близко расположенных уровней энергии ${}^2\text{H}_{11/2}$ и ${}^4\text{S}_{3/2}$, излучательные переходы с которых дают зеленые полосы флуоресценции с максимумами вблизи 520-530 нм и 540-550 нм. В данной работе мы рассматриваем температурную зависимость зеленой апконверсионной флуоресценции фтор-фосфатных стекол, активированных ионами эрбия, с тем, чтобы определить возможность измерения температуры по времени затухания флуоресценции.

Три рассматриваемых образца стекол имели следующий состав: 1) ErF_3 – 1%, YbF_3 – 10%, 2) ErF_3 – 0.5%, YbF_3 – 10%, 3) YbF_3 - 8%, ErF_3 - 0.8 %, Tm_2O_3 - 0.1%. Регистрировались кинетики апконверсионной флуоресценции на длине волны 552 нм при импульсном возбуждении параметрическим генератором с длиной волны, попадающей в полосу поглощения ионов эрбия (около 980 нм). В ходе регистрации для снижения количества шумов проводилось усреднение по 512 импульсам. Температура образца менялась от 30 до 150°C с шагом 2°C. Время затухания рассчитывалось по линейному участку логарифма мощности флуоресценции.

На рисунке 1 приведена зависимость измеренного времени затухания флуоресценции первого из рассмотренных образцов от температуры образца и линейная аппроксимация полученной зависимости.

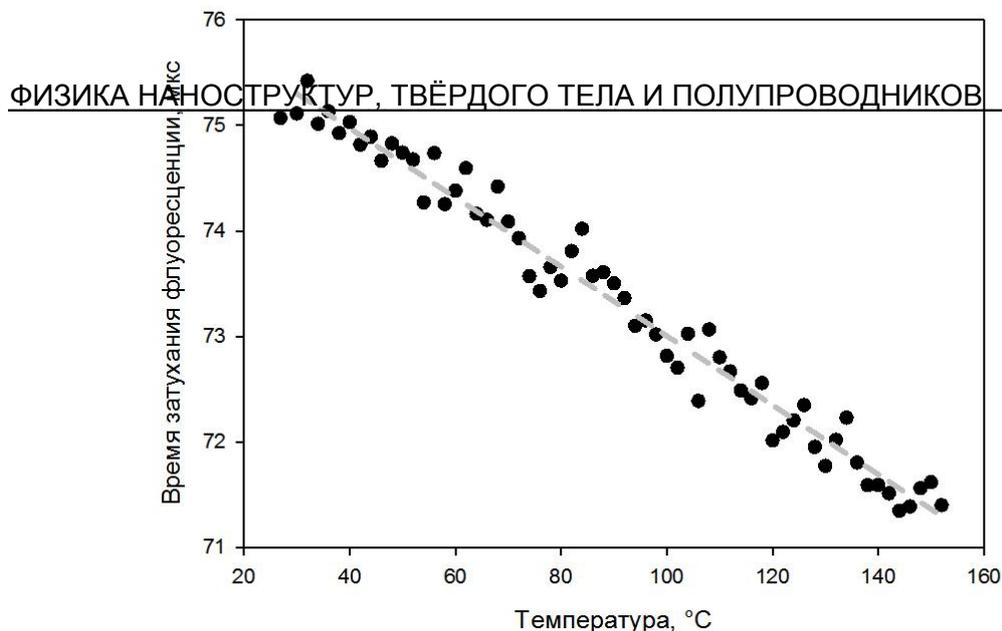


Рис. 1. Зависимость времени затухания флуоресценции образца фтор-фосфатного стекла с составом ErF_3 – 1%, YbF_3 – 10%.

Для первого из образцов время затухания флуоресценции составило 71 - 75 мкс, для второго – 105 - 111 мкс, для третьего 98 – 103 мкс. С помощью полученных зависимостей времени затухания от температуры были оценены значения чувствительности измерения температуры, представляющей собой относительное изменение времени затухания при изменении температуры на 1 К. Полученные значения для трех рассмотренных образцов достаточно близки и находятся в интервале $4.3 \cdot 10^{-4}$ - $5.0 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.

В работе [2] нами оценивалась чувствительность измерения температуры по отношению интенсивностей пиков зеленой апконверсионной флуоресценции в данных образцах стекол. Расчетные значения чувствительности лежат в диапазоне 0.004 - 0.009 K^{-1} . Таким образом, в рассмотренном диапазоне температур чувствительность определения температуры с помощью FIR метода по сравнению с методом, использующим скорость затухания флуоресценции, выше на порядок. Полученный результат в целом согласуется с результатами работы [3], в которой проводилось сравнение этих методов на примере празеодима.

- [1] Rai V. Temperature sensors and optical sensors. / V. Rai // Appl. Phys. B. – 2007. – V. 88. – P. 297–303.
- [2] Varaksa Y. Temperature dependence of green upconversion fluorescence of fluorophosphate and tellurite-barium glasses for application in temperature sensors. / Y. Varaksa, G. Sinitsyn, M. Khodasevich, A. Yasukevich, M. Demesh, V. Aseev // Материалы 11-й международной конференции ВИТТ-2015, г. Минск, 23-25 сентября 2015 г. – 2015. – С. 23-24.
- [3] Rai V. K. A comparative study of FIR and FL based temperature sensing schemes: an example of Pr^{3+} . / V. K. Rai, S.B.Rai // Applied Physics B. – 2007. – V. 87. – P. 323–325.

УДК 535.015

Т. А. Корниенко¹, А. Л. Толстик¹, К. А. Саечников², Ю. И. Миксюк³**СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ И ИХ ДИАГНОСТИКА**

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
tankorni@mail.ru

² *Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка, ул. Советская, 18, 220050 Минск, Беларусь*

³ *Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова, 13А, 220006 Минск, Беларусь*

Интерес к исследованиям фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов обусловлен их высокой светочувствительностью. Такие материалы используются для записи динамических решеток низко интенсивным лазерным излучением и реализации на их основе пространственно-временных модуляторов света, высокочувствительных адаптивных интерферометров и систем управления солитонными световыми пучками.

Несмотря на большой объем теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в течение нескольких последних десятилетий, остаются вопросы, связанные с разнообразием проявления нелинейно-оптических эффектов, обусловленных наличием коротко- и долгоживущих ловушечных центров в запрещенной зоне. В фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов могут иметь место различные светоиндуцированные процессы: фотоионизация, фотовозбуждение и фотонейтрализация мелких примесей, фотоионизация и фотонейтрализация глубоких примесей, внутрицентровые переходы, поглощение на связанных экситонах и т.д.

В настоящей работе с единых позиций исследуются светоиндуцированные процессы в фоторефрактивных кристаллах титаната ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) и силиката ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) висмута, приводящие к фотопроводимости, фотоиндуцированному поглощению и изменению показателя преломления.

Для единого описания разноскоростных динамик, полученных в эксперименте для фотоиндуцированного поглощения и фотопроводимости предложена теоретическая модель, рассматривающая перераспределение зарядов по дефектным центрам в кристалле. При создании теоретической модели использована двухуровневая модель зонного переноса [1], к которой добавлен еще один дефектный уровень для центра прилипания, расположенный вблизи дна зоны проводимости. При равномерной экспозиции образца лазерным излучением наносекундной длительности происходит фотогенерация электронов в зону проводимости с донорных состояний и ловушек, а также с центра прилипания. Одновременно с центра прилипания происходит термическая генерация электронов в зону проводимости и их обратный захват. Вышеупомянутые донорные и ловушечные состояния являются глубоколежащими, с

которых термических переходов не происходит. Особенностью данной модели являются также переходы электронов между донорными и ловушечными состояниями для близко расположенных центров под действием термического возбуждения за счет туннелирования электронов сквозь разделяющий их потенциальный барьер с вероятностью, зависящей от температуры [1]. При низких значениях световой интенсивности количество носителей зарядов в зоне проводимости будет меньше, чем общие концентрации донорных центров и ловушек в кристалле, и, соответственно, фотоиндуцированное изменение коэффициента поглощения будет пропорционально концентрации заполненных центров.

Проведенные эксперименты и компьютерное моделирование продемонстрировали хорошее согласование между собой и предоставили возможность описания и обобщения механизмов зарядового переноса в случаях фотоиндуцированного поглощения и фотопроводимости при наносекундной лазерной засветке.

С другой стороны, локальное воздействию лазерного излучения, индуцирующего вышеописанные процессы перераспределения поля пространственного заряда, вызывает локальное светоиндуцированное изменение показателя преломления. Для исследования параметров оптической неоднородности в работе предложены схемы некогерентного взаимодействия пучков в ортогональной и близкой к коллинеарной геометриях.

В первой схеме интенсивный лазерный пучок (накачка, $\lambda = 532$ нм) создает локальное изменение показателя преломления. Второй ортогонально распространяющийся световой пучок меньшего диаметра ($\lambda = 632,8$ нм) служит зондирующим пучком и, оставаясь ортогональным, смещается относительно оси первого пучка. По отклонению зондирующего пучка на созданной оптической неоднородности можно судить о величине нелинейного изменения показателя преломления. Отклонение от центра пучка накачки отвечает уменьшению показателя преломления (дефокусирующая нелинейность), а отклонение к центру пучка накачки означает увеличение показателя преломления (фокусирующий тип нелинейности). Выбор длин волн – 532 нм для пучка накачки и 632,8 нм для зондирующего пучка – вызван существенным увеличением поглощения кристалла титаната висмута при переходе от «красной» к «зеленой» области спектра.

Другая схема взаимодействия предполагает распространение двух пучков в одном направлении под малым углом друг к другу. Плавно изменяя угол пересечения световых пучков и их диаметр, можно добиться эффекта полного внутреннего отражения, на основе которого также рассчитывается профиль и величина светоиндуцированного изменения показателя преломления.

В заключение отметим, что предложенная теоретическая модель, описывающая фотонаведенное поглощение и фотопроводимость, а также схемы диагностики фоторефрактивных кристаллов дополняют друг друга и позволяют оптимизировать условия реализации различных нелинейно-оптических процессов.

- [1] Шандаров С. М. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, М. Г. Кистенева, В. И. Иткин, А. С. Вишнев // Химия высоких энергий. – 2008. – Т. 42, № 4 (приложение). - С. 58-60.

УДК 535.42

Ж. В. Колядко¹, Т. А. Корниенко², А. Л. Толстик², В. В. Шепелевич¹**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ**

¹ Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина,
ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Гомельская обл., Беларусь
zh.kolyadko@mail.ru

² Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск,
Беларусь
tankorni@mail.ru

В настоящее время большое внимание уделяется задачам формирования заданных пространственно-временных структур световых полей, что связано с перспективами прямого оптического преобразования изображений и управления характеристиками лазерного излучения. Одним из примеров таких структур являются оптические вихри (сингулярные световые пучки). Целью данной работы является исследование особенностей распространения сингулярных световых пучков в кристалле силикосилленита висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), к которому приложено внешнее электрическое поле, в зависимости от знаков топологических зарядов пучков.

На первом этапе работы было выполнено численное моделирование процесса взаимодействия сингулярного светового пучка с фоторефрактивным кристаллом на основе уравнений Максвелла для светового поля, уравнений, описывающих фоторефрактивный эффект, и ковариантных выражений для электрооптического тензора.

Численные расчеты позволили определить сценарий распространения сингулярных световых пучков в фоторефрактивной среде с оптической активностью. Изначально распределение интенсивности сингулярного пучка можно представить как темное ядро, окруженное светлым кольцом. Для сингулярного пучка с топологическим зарядом $m=1$ при увеличении модуля внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, происходит изменение распределения интенсивности: темное ядро и окружающее его светлое кольцо вытягиваются, и темная область принимает форму, напоминающую эллипс. При этом в ранее однородном светлом кольце в процессе его деформации наблюдается формирование двух областей с повышенной световой интенсивностью.

Симметричная форма распределения интенсивности сингулярного пучка разрушается при его распространении в кристалле под действием поперечной анизотропии, индуцируемой внешним электрическим полем, частично экранированным световым пучком. При этом для разных поперечных направлений пучков находится в различных условиях распространения. Если считать, что темная область принимает квазиэллиптическую форму, то можно утверждать, что малая ось эллипса близка к направлению вектора внешнего электрического поля (в этом направлении пучок

частично фокусируется), а большая ось эллипса – близка к направлению перпендикулярному вектору внешнего электрического поля (в этом направлении пучок частично дефокусируется).

Также численные расчеты показывают, что при положительном знаке топологического заряда и постепенном увеличении модуля внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, угол между малой осью квазиэллипса, характеризующего распределение интенсивности сингулярного пучка, и направлением внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, уменьшается. При этом его вращение происходит по часовой стрелке. При отрицательном знаке топологического заряда наблюдаются аналогичные зависимости для угла поворота сингулярного пучка, однако сам поворот происходит уже против часовой стрелки.

На втором этапе работы было выполнено экспериментальное изучение особенностей распространения сингулярных световых пучков. Для проведения эксперимента была собрана экспериментальная установка (рисунок 1).

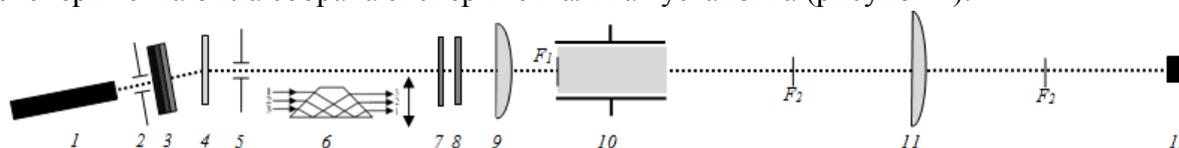


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер 1, работающий на длине волны $\lambda = 632,8$ нм. Пучок проходил через диафрагму 2 и ослаблялся нейтральными светофильтрами 3, которые позволяли варьировать интенсивность пучка в диапазоне от 2 мкВт до 1 мВт. Прошедшее излучение направлялось на транспарант 4, представляющий собой голограмму, сформированную при интерференции гауссова пучка и исходного эталонного сингулярного пучка. При восстановлении такой голограммы гауссовым пучком формировался сингулярный световой пучок. Диафрагма 5 выделяла нужный порядок дифракции на голографическом транспаранте. Для изменения знака топологического заряда сингулярного светового пучка использовалась обратная призма 6. Изменение поляризации сингулярного светового пучка с горизонтальной и вертикальной на круговую происходило с помощью поляризатора 7 и четвертьволновой пластинки 8. Далее сингулярный световой пучок с необходимым диаметром, контролируемым собирающей линзой 9, попадал на исследуемый фоторефрактивный кристалл 10. Итоговая регистрация пучка выполнялась с помощью ПЗС-матрицы 12, на которую изображение переносилось с помощью собирающей линзы 11. Топологический заряд сингулярного пучка определялся по картине интерференции сингулярного пучка со сферической волной. Для этого использовался интерферометр Маха-Цендера, в одно плечо которого помещалась линза для получения волны, близкой по форме к сферической.

Как показывают экспериментальные результаты, при увеличении модуля внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, сингулярный пучок, обладающий круговой симметрией, принимает квазиэллиптическую форму, причем при положительном знаке топологического заряда вращение сингулярного пучка происходит по часовой стрелке, а при отрицательном знаке поворот пучка происходит уже против часовой стрелки, что подтверждается также и численными расчетами.

УДК 535.515

О. С. Кабанова, Е. А. Мельникова, И. И. Рушнова, А. Л. Толстик

**ПРОСТРАНСТВЕННО СТРУКТУРИРОВАННЫЕ
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ИНТЕГРАЛЬНОЙ
ОПТИКИ**

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

Нематические жидкие кристаллы, обладающие уникальными электрооптическими свойствами, являются перспективными средами для создания нового класса недорогих, малогабаритных и надежных электрически управляемых устройств преобразования и контроля пространственных и поляризационных характеристик световых полей. Жидкокристаллические (ЖК) фотонные устройства с пространственно структурированной оптической анизотропией, основанные на новых фотоориентирующих материалах, перспективны для решения задач интегральной оптики, включая устройства обработки и передачи информации, мультиплексоры, разветвители и коммутаторы волоконно-оптических линий связи.

В настоящей работе предложены и экспериментально реализованы новые схемы функционирования пространственно структурированных ЖК элементов со сложной оптической анизотропией, осуществляющие пространственно-поляризационное преобразование и волноводное распространение лазерного излучения.

Принцип функционирования разработанных оптоэлектронных устройств основан на эффекте полного внутреннего отражения линейно поляризованного лазерного излучения от электрически контролируемой рефрактивной границы раздела двух областей ЖК с ортогональными ориентациями директора. В отличие от традиционных схем использования ЖК элементов ввод лазерного излучения осуществлялся в торец ЖК элемента (вдоль ЖК слоя).

Реализация электрически управляемой рефрактивной границы, работающей в двух экспериментальных геометриях, была осуществлена при помощи структурированного электрода на подложке в совокупности с методом фотоориентации азо красителя [1 – 3]. Метод фотоориентации – это процесс создания пространственно структурированной анизотропии на поверхности фоточувствительного полимерного слоя, которая передается молекулам жидкого кристалла, создавая области с различной ориентацией директора ЖК. Метод структурированного электрода основан на использовании электродов специальной формы, позволяющих при подаче на ЖК элемент внешнего управляющего напряжения также сформировать пространственную модуляцию ориентации директора ЖК.

При использовании метода структурированного электрода начальная планарная ориентация ЖК молекул в образце задавалась при помощи метода натирания. При подаче внешнего напряжения к ЖК ячейке в результате перехода Фредерикса планарная ориентация молекул становится гомеотропной, что приводит к модуляции

показателя преломления (в соответствии с формой текстурированного электрода). При этом было зарегистрировано смещение рефрактивной границы в результате выхода линий напряженности поля в область ЖК ячейки без электрода. Данный эффект позволил сместить точку отражения и траекторию луча на величину порядка 100 мкм при толщине ЖК слоя 20 мкм. При помощи созданных ЖК ячеек с управляемой рефрактивной границей проанализированы особенности распространения поляризованного излучения через границу раздела двух областей ЖК с ортогональными ориентациями директора и создан электрически управляемый ЖК элемент, осуществляющий пространственное разделение и переключение ортогонально поляризованных компонент лазерного излучения.

Реализация режимов волноводного распространения излучения и пространственного управления световыми потоками (разделение, суммирование) была осуществлена также с использованием двух методов – структурированного электрода и фотоориентации. В первом случае включение волноводного режима распространения света (при увеличении внешнего напряжения) происходит благодаря эффекту полного внутреннего отражения линейно поляризованного лазерного излучения от рефрактивной границы раздела двух ЖК областей с ортогональными ориентациями директора. Для ЖК ячеек, изготовленных методом фотоориентации, в условиях отсутствия внешнего электромагнитного поля была сформирована система оптически наведенных волноводных каналов, реализующих функции волноводных разветвителей и сумматоров. При подаче внешнего напряжения к такой ячейке, наоборот, происходило разрушение волноводных каналов и, как следствие, выключение волноводного режима распространения световых пучков.

Таким образом, в данной работе продемонстрированы возможности использования пространственно-структурированных ЖК элементов для решения задач интегральной оптики. Экспериментально исследован эффект полного внутреннего отражения линейно поляризованного лазерного излучения от электрически контролируемой рефрактивной границы. Предложены различные топологии ЖК элементов с рефрактивной границей, разделяющей две доменные области с ортогональной ориентацией директора нематического ЖК, и продемонстрирована возможность создания электрически управляемого пространственно-поляризационного ЖК переключателя мод с ортогональной поляризацией. Экспериментально реализован режим волноводного распространения и управления светом в изготовленных ЖК элементах. Выполнен сравнительный анализ принципов действия волноводных ЖК ячеек, созданных при помощи метода фотоориентации и метода структурированного электрода. Полученные данные свидетельствуют о перспективах использования разработанных ЖК ячеек в интегрально-оптических схемах и в устройствах обработки - передачи информации.

- [1] Peccianti M., Dyadusha A., Kaczmarek M., Assanto G. // *Nature Physics*. 2006. V. 2. P. 737.
- [2] Komar A., Kurochkina M., Melnikova E., Stankevich A., Tolstik A. // *Technical Physics Letters*. 2011. V. 37. P. 704
- [3] Mikulich et al. // *Journal of the Society for Information Display*, 2014, V. 22, I.4, pp. 199-203.

УДК 378.147:004

М. В. Гольцев, Л. В. Кухаренко, М. В. Гольцева

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В
БИОФИЗИЧЕСКОМ ОБРАЗОВАНИИ В МЕДИЦИНСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

*УО «Белорусский государственный медицинский университет», пр.Дзержинского, 83,
220080 Минск, Беларусь*

mgoltsev@mail.ru

Процессы реформирования и развития национальной системы высшего медицинского образования Республики Беларусь затрагивают проблемы методического обеспечения качества высшего образования в условиях информатизации общества и современной инновационной экономики, а человеческий ресурс выступает главной креативной силой в управлении инновационным процессом. Подготовка современного врача подразумевает не только создание профессионально востребованной личности, но и обучению владению базовыми информационными продуктами, используемыми в обществе. Информационные технологии в системе здравоохранения и высшем медицинском образовании демонстрируют высокую степень инновационности педагогического процесса, о чем свидетельствуют и материалы ряда тематических конференций [1]. Основной упор здесь делается на информационные ресурсы и сервисы, обеспечивающие поддержку принятия решений в сфере образовательных программ и научных исследований в здравоохранении.

В представленной работе рассматриваются некоторые аспекты применения современных информационных технологий в педагогической практике подготовки будущего врача на базовой теоретической и клинической кафедре. Предложены 4 направления применения информационных технологий: виртуальный лабораторный практикум, проведение этапов НИРС, тестовый контроль и самоконтроль и электронный учебно-методический комплекс (ЭУМК) по предмету, являющийся, на наш взгляд, оптимальным современным дидактическим информационным продуктом.

Применение интерактивных и дистанционных форм обучения с использованием информационных технологий в лабораторном практикуме по медицинской и биологической физике [2] позволяет знакомить студентов с современными методами биофизических исследований, проводимых в ведущих научных центрах, в интерактивном режиме. В практикуме реализована технология контроля за экспериментом и параметрами атомно-силового микроскопа, находящегося в Национальной академии наук Беларуси, из лаборатории Белорусского государственного медицинского университета через сеть Интернет. В окнах на экране компьютера в режиме on-line показываются АСМ-изображения биообъектов, их размеры, параметры сканирования, положение зонда, что позволяет студенту обрабатывать их согласно задачам лабораторной работы через рабочее окно программы WSxM с многооконным интерфейсом. Также нашли свое место в биофизическом практикуме смоделированные на компьютере виртуальные лабораторные работы. Наша практика показала, что благодаря сотрудничеству между университетами и научными

учреждениями применение информационных технологий позволяет решить важную проблему – дефицит экспериментальной базы одного университета вследствие как высокой стоимости высокотехнологичных исследовательских комплексов, так и высоких требований к обслуживанию научных экспериментов[2]. Информационные технологии уверенно заняли свое место в системе текущего и итогового контроля знаний в тестах разных уровней сложности, заключенных в единую оболочку. Программа-оболочка TTESTER, применяемая в Белорусском государственном медицинском университете, построена так, что из пяти групп заданий генератор случайных чисел выбирает по одному заданию для каждого студента, что позволяет проводить одновременное тестирование академической группы с гарантией, что каждый студент получает разный по содержанию и одинаковый по сложности вопрос по каждому разделу, что по итогам выполнения 23 заданий в течение 35 минут дает полную картину знаний студента по предложенному тематическому разделу. Как эффективная информационная технология и методика, способствующих активизации эффективно-организованной самостоятельной работы студентов, особенно для заочной формы обучения, предлагается ЭУМК по предмету [3]. Структура ЭУМК включает: теоретический раздел, в составе которого – электронный учебник и мультимедийные презентации лекций, практический раздел – темы и развернутый план лабораторных и практических занятий, примеры решения задач, методики выполнения лабораторных работ, справочно-вспомогательный раздел (вопросы к экзамену и учебный план по предмету), и раздел контроля знаний, в составе которого – типовые тестовые задания, выносимые на текущий и итоговый контроль знаний. При работе с ЭУМК студент не только самостоятельно приобретает новые знания, но и овладевает методами поиска и решения проблемы.

Практика работы в 20013/2014 и нынешнем учебном году показала облегчение усваивания студентами учебного материала с использованием изложенных педагогических приемов и информационных технологий и активизировала процесс изучения предмета, показав на 19% повышение оценки по текущему контролю знаний. Таким образом, использование интерактивных информационных образовательных технологий в традиционном учебном процессе в медицинском университете по теоретическим и практическим дисциплинам показало свою актуальность, а в системе контроля знаний эти технологии сегодня уже можно считать приоритетными.

- [1] Использование информационных образовательных технологий и электронных средств обучения в вузе: материалы научно-методической конференции. Гродно, 7 апреля 2011 г. / редкол.: В.А. Снежицкий (отв. ред.) [и др.]. – Гродно: ГрГМУ, 2011. – 272 с.
- [2] Гольцев, М. В. Применение инновационных интерактивных и дистанционных форм обучения с внедрением результатов научных исследований преподавателей в учебный процесс в Белорусском государственном медицинском университете / М. В. Гольцев и др. // Университеты и общество. Сотрудничество и развитие университетов в XXI веке: материалы III Международной научно-практической конференции университетов, МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, 23-24 апреля 2010 г., / МГУ; редкол.: В.А. Садовничий [и др.]. – Москва, 2011. – С. 472-478
- [3] <http://www.bsmu.by/page/6/567/> (Белорусский государственный медицинский университет – образовательные ресурсы)

УДК 544.164:661.72

Н.И. Сушко, А.Б. Малый, О.Н. Третинников

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКИХ НАНОКОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ-ГЕТЕРОПОЛИКИСЛОТА*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072**Минск, Беларусь*o.tretinnikov@ifanbel.bas-net.by

Используемые в поляризаторах ЖК-дисплеев и индикаторов поляризационные пленки на основе полииодидных комплексов поливинилового спирта (ПВС) имеют низкую термо- и влагостойкость, что ограничивает их применимость в жестких условиях эксплуатации. Повышенной термовлагостойкостью отличаются поляризационные пленки из ПВС, содержащего в своей структуре полиены, образующиеся при кислотнo-катализированной термической дегидратации этого полимера. Однако промышленно они не применяются, так как при их получении в качестве катализаторов используются сильные жидкие минеральные кислоты, что делает производство таких поляризационных пленок сложным, опасным, дорогим и, соответственно, невыгодным.

Нами предложены ПВС-полиеновые поляризационные пленки нового типа [1]. Катализатором образования полиенов в этих пленках служит фосфорно-вольфрамовая кислота (ФВК) – соединение на основе оксидов вольфрама, известное как экологичный («green») и безопасный твердый катализатор. Из раствора в воде формируется нанокomпозитная пленка состава ПВС-ФВК. При термообработке такой пленки наночастицы ФВК катализируют образование полиенов в структуре ПВС и, благодаря отсутствию собственного поглощения в видимой области спектра и малым размерам (~10 нм), не влияют на оптические свойства пленки [2].

Цель работы – изучение оптических характеристик нанокomпозитных поляризационных пленок на основе ПВС и ФВК в зависимости от концентрации ФВК, длительности и температуры отжига, и предварительная оценка их термовлагостойкости.

Водный раствор ПВС, содержащий 10, 20 или 30% ФВК (относительно ПВС), выливали на дно чашки Петри и сушили 24 ч при 20-25 °С. Полученную пленку фиксировали в устройстве ориентационной вытяжки и вытягивали в 4 раза на воздухе при заданной температуре и влажности. Толщина пленок после вытяжки ~25 мкм. Ориентированную пленку, зафиксированную в устройстве для вытяжки, отжигали в термошкафу и измеряли ее спектры пропускания для света поляризованного перпендикулярно и параллельно оси вытяжки пленки.

Рабочий спектральный диапазон разработанных поляризационных пленок составляет 350-600 нм (рис.1). Имеется потенциальная возможность его расширения до 650-700 нм. Высокая поляризующая способность при одновременной высокой прозрачности пленок для перпендикулярно поляризованного света достигается при снижении концентрации ФВК с 30 до 10% (табл. 1). Предварительные данные по

термо- и влагостойкости пленок приведены в табл. 2.

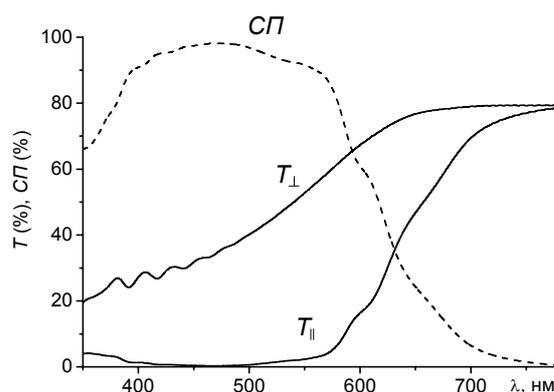


Рис. 1. Спектры пропускания поляризационной пленки ПВС-полиэны-ФВК при параллельной (T_{\parallel}) и перпендикулярной (T_{\perp}) поляризации света, и степень поляризации (СП) света пленкой

Таблица 1. Пропускание света с перпендикулярной поляризацией (T_{\perp}) и степень поляризации света (СП) на $\lambda = 465$ нм нанокompозитными поляризационными пленками с разной концентрацией ФВК ($C_{\text{ФВК}}$), температурой ($T_{\text{отж}}$) и временем ($t_{\text{отж}}$) отжига

$C_{\text{ФВК}}$, %	$T_{\text{отж}}$, °C	$t_{\text{отж}}$, мин	T_{\perp} , %	СП, %
30	120	8	35,3	85,2
30	120	12	30,2	91,5
20	120	12	40,5	90,6
20	140	3	35,0	95,1
10	140	10	48,9	92,8
10	140	15	33,7	97,8

Таблица 2. Результаты испытаний поляризационных пленок ПВС-полиэны-ФВК на термо- и влагостойкости

Условия испытаний	80°C, 50 часов, сухой воздух		35°C, 16 часов, влажность 100%	
	До испытаний	После испытаний	До испытаний	После испытаний
СП, %	95,1	94,8	91,4	89,6
T_{\perp} , %	35,0	35,2	39,0	49,5

1. Третинников О.Н., Сушко Н.И. Поляризационная пленка и способ ее получения // Патент РФ № 2520938 (27.06.2014, Бюл. № 18)
2. Третинников О.Н., Сушко Н.И. Образование линейных полиенов при термической дегидратации поливинилового спирта, катализированной фосфорновольфрамовой кислотой // Журн. прикл. спектр. – 2014 (81), № 6, 954–957.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф15-099).

УДК 535.37; 539.216.2

О. М. Бородавченко, В. Д. Живулько, А. В. Мудрый¹**ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ CuInSe_2 , ОБЛУЧЁННЫХ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ**¹ Научно-практический центр НАН РБ по материаловедению, ул. П.Бровки, 19, 220072

Минск, Беларусь

riayue@yandex.ru

В настоящее время фотопреобразователи солнечной энергии, созданные на основе прямозонных полупроводниковых твёрдых растворов $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$, имеют коэффициент полезного действия $\sim 21.7\%$, который являются одним из самых высоких среди известных значений для тонкопленочных солнечных элементов [1]. Коэффициент полезного действия солнечных элементов, сформированных на основе поглощающих слоёв соединения CuInSe_2 , составляет $\sim 12\%$. Одной из важных особенностей солнечных элементов, созданных на основе этих полупроводников со структурой халькопирита, является высокая стойкость к воздействию проникающей радиации (электроны, протоны, α -частицы и т.д.). Измерения характеристик солнечных элементов (напряжения холостого тока, тока короткого замыкания, фактора заполнения вольтамперной характеристики и коэффициента полезного действия) после облучения высокоэнергетическими (~ 1 МэВ) электронами показывают их относительно высокую радиационную стойкость. В частности, уменьшение коэффициента полезного действия составляет $< 10\%$ при облучении электронами дозой $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ [2]. Теоретические и экспериментальные исследования предполагают, что первопричиной радиационной стойкости этих полупроводников является высокая подвижность радиационно-индуцированных дефектов, в частности атомов Cu, и низкая энергия образования вторичных дефектных комплексов - $(2V_{\text{Cu}} - \text{In}_{\text{Cu}})$ и $(\text{Cu}_i^+ - V_{\text{Cu}}^-)$ [3]. Дальнейший прогресс в повышении коэффициента полезного действия солнечных элементов, создаваемых на основе тонких пленок соединения CuInSe_2 и твердых растворов $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ связан с необходимостью более детального изучения физических свойств этих полупроводников, в том числе и при радиационных воздействиях.

В настоящей работе представлены новые результаты по изучению оптических свойств высококачественных монокристаллов CuInSe_2 , облученных электронами с энергией ~ 6 МэВ в интервале доз $\sim 1 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Исследование низкотемпературной (4.2 К) фотолюминесценции проводилось на монокристаллах CuInSe_2 , выращенных по методу Бриджмена с использованием высокочистых элементов Cu, In и Se. Рентгеноспектральный локальный микроанализ с энергетической дисперсией показал, что соединение CuInSe_2 имеет состав близкий к идеальной стехиометрии: Cu – 25.2, In – 24.7 и Se – 50.1 %.

До облучения, вблизи края собственного поглощения, в спектрах фотолюминесценции присутствовали узкие линии А ~ 1.0417 эВ и В ~ 1.0448 эВ, и

линии M1-M5 в области энергий $\sim 1.02 - 1.04$ эВ, обусловленные излучательной рекомбинацией свободных и связанных экситонов, соответственно [4].

Кроме этого в спектрах фотолюминесценции присутствовали широкие полосы N ~ 1.002 эВ, P ~ 0.972 эВ и K ~ 0.902 эВ с их продольными (LO) фононными повторениями по энергии ~ 29 мэВ. Полосы P и K предположительно связаны с излучательной рекомбинацией электронов с дырками, локализованными на акцепторных уровнях ростовых дефектов ~ 77 мэВ (атомы меди, замещающие индий – Cu_{In}) и ~ 143 мэВ (междоузельные атомы Se_i), соответственно.

Эксперименты показали, что облучение монокристаллов CuInSe₂ электронами начиная с доз $\sim 10^{16}$ см⁻², приводит к уменьшению интенсивности линий свободных и связанных экситонов. Такое уменьшение интенсивности при относительно малых дозах предполагает, что высококачественные монокристаллы CuInSe₂ стехиометрического состава с малой концентрацией собственных ростовых дефектов не являются радиационно-стойкими. Причем скорость уменьшения интенсивности оказалась разной, так например, линии связанных экситонов M2 и M3 с увеличением дозы исчезают первыми, в то время, как линии M1 и M5 остаются в спектрах после высоких доз облучения $\geq 3 \cdot 10^{17}$ см⁻², а линия M4 увеличивается по интенсивности относительно других линий. Эксперименты показали, что увеличение дозы облучения приводит к уширению и смещению в область низких энергий, как узких линий A, B, M1-M5, так и широких полос, N, P и K. С ростом дозы в спектрах люминесценции появляются новые линии $w_1 \sim 1.0215$ эВ и $w_3 \sim 0.9909$ эВ, а интенсивность линий $w_0 \sim 1.0325$ эВ и

$w_2 \sim 1.0102$ эВ, присутствующих в спектрах фотолюминесценции необлучённых монокристаллов, увеличивается. Рост относительной интенсивности с дозой облучения наблюдался также для широких полос P и K и их фононных повторений, указывая на увеличение концентрации дефектов, дополнительно индуцированных электронным облучением: меди, замещающей атомы индия (Cu_{In}), и междоузельных атомов селена (Se_i).

Предложена физическая модель формирования вторичных дефектов, образующихся при комнатной температуре в результате электронного облучения высококачественных монокристаллов CuInSe₂. Обсуждается положение энергетических уровней центров излучательной рекомбинации в запрещённой зоне и возможная природа радиационных дефектов, индуцируемых высокоэнергетическим электронным облучением в монокристаллах полупроводникового соединения CuInSe₂.

- [1] Green, M. A. Solar cell efficiency tables / M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikava, W. Warta, E. D. Dunlop // Progr. Photovolt: Res. Appl. – 2015. – V. 23. – P. 1.
- [2] Jasenek, A. Defect generation in Cu(In,Ga)Se₂ hetero junction solar cells by high-energy electron and proton irradiation / A. Jasenek, U. Rau // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 90. – P. 650.
- [3] Guillemoles, J. F. Stability issues of Cu(In,Ga)Se₂-based solar cells / J. F. Guillemoles, L. Kronik, D. Cahen, U. Rau, A. Jasenek, H. W. Schock // J. Phys. Chem.B. – 2000. – V. 104. – P. 4849.
- [4] Luckert, F. Excitation power and temperature dependence of excitons in CuInSe₂ / F. Luckert, M.V. Yakushev, C. Faugeras, A.V. Karotki, A.V. Mudryi // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 093507.

ФИЗИКА И ИНФОРМАТИКА

УДК 539.122.2; 539.124;548.732.2

С. Н. Сытова

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, ул. Бобруйская, 11,
220030, Минск, Беларусь
sytova@inp.bsu.by*

Принцип работы объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ) основан на взаимодействии электронного пучка с формирующимися в области генерации двумя или более сильно связанными электромагнитными волнами в существенно неоднородной геометрии вследствие динамической дифракции Брэгга вблизи пересечения корней дисперсионного уравнения [1, 2]. Теория ОЛСЭ справедлива во многоволновых геометриях для всех частотных диапазонов. Многопучковые ОЛСЭ могут быть рассмотрены как системы с фазовой синхронизацией – self-phase-locking system [2, 3]. Аналогами многопучковых ОЛСЭ являются двухпотоковые и многопучковые ЛСЭ, широко исследуемые начиная с начала 80-х годов.

Предлагаемая общая система уравнений описывает все реальные геометрии многоволновых ОЛСЭ, включая многосекционные, а также внешние зеркала, дисперсию электромагнитных волн в системе, несколько пучков частиц и др. Она получена из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд. Пучок моделируется усреднением по фазам влета релятивистских электронов в область взаимодействия – по моменту и поперечной координате влета. В [4] предложена система для двухволнового ОЛСЭ с внешними зеркалами, а также методы ее решения.

Пусть резонатор ОЛСЭ длиной L состоит из l секций с отличающимися параметрами. Рассмотрим следующую область:

$$\Omega = \mathbf{G} \cup \{-2\pi \leq p \leq 2\pi\} \cup \{t > 0\}, \quad \mathbf{G}(z) = \bigcup_{i=1}^l G_i, \quad G_i = [z_i^1, z_i^2], \quad z_i^2 = z_{i+1}^1, \quad z_1^1 = 0, \quad z_l^2 = L.$$

Пусть имеется N электромагнитных волн $E_i(z, t)$ по n_i волн в каждой i -той секции, $\sum_{i=1}^l n_i = N$. Пусть на систему падает $M = M^{left} + M^{right}$ пучков электронов – M^{left} пучков,

пришедших с границы $z = 0$, и M^{right} пучков, пришедших с $z = L$. Каждый пучок описывается фазой $\theta(t, z, p)$ электронов относительно электромагнитной волны и считается во всей области \mathbf{G} . В каждой секции он может находиться в синхронизме с одной волной E_α с волновым вектором \mathbf{k}_α . Мы не рассматриваем синхронизм пучка одновременно с несколькими волнами, поскольку он практически недостижим по параметрам дифракции. Тогда система уравнений поля относительно вектора амплитуд

$$\mathbf{E} = (E_1, E_2, \dots, E_N)^T, \quad E_j = E_j(t, z), \quad z \in G_i, \quad j = \sum_{k=1}^{i-1} n_k + j, \quad j = 1, 2, \dots, n_i \text{ может быть в}$$

матричном виде записана следующим образом:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \mathbf{C} \mathbf{E} = \mathbf{D} \mathbf{I},$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1+a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1N} \\ a_{21} & 1+a_{22} & \cdots & a_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & \cdots & 1+a_{NN} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & b_{NN} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{pmatrix} c_{11} & \cdots & c_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{N1} & \cdots & c_{NN} \end{pmatrix},$$

$\mathbf{I} = (I_1, I_2, \dots, I_M, 0, \dots, 0)^T$ – вектор правых частей размерности N .

$$I_m = \Phi_m \int_0^{2\pi} \frac{2\pi-p}{4\pi} \left(e^{-i\theta_m(t,z,p)} + e^{-i\theta_m(t,z,-p)} \right) dp, \quad m = 1, 2, \dots, M,$$

$$\frac{\partial^2 \theta_m(t, z, p)}{\partial z^2} = \Psi_m \left(k_{\alpha z} - \frac{\partial \theta_m(t, z, p)}{\partial z} \right)^3 \operatorname{Re} \left(E_\alpha(t, z) e^{i\theta_m(t, z, p)} \right).$$

Граничные условия:

$$\mathbf{E}(t, \Gamma_1) = \mathbf{E}^0(t) + \mathbf{F}\mathbf{E}(t, \Gamma_2), \quad \frac{\partial \theta_m(t, \Gamma_1^m, p)}{\partial z} = k_{mz}^0 - \omega / u_m, \quad \theta_m(t, \Gamma_1^m, p) = p.$$

Γ_1 и Γ_2 для волны с амплитудой E_j есть соответственно координаты «входа» и «выхода» этой волны в i -той секции (z_i^1 и z_i^2 либо наоборот в зависимости от направления распространения волн). $E_\alpha(t, z)$ – амплитуда волны с волновым вектором \mathbf{k}_α , в синхронизме с которой пучок находится при $z \in G_i$. Γ_1^m равно 0 либо L в зависимости от того, с какой стороны пришел пучок. k_{mz}^0 соответствует проекции на ось z волнового вектора электромагнитной волны в первой секции влета пучка, находящейся в синхронизме с пучком. Матрица \mathbf{A} может быть единичной диагональной в отсутствие дисперсии в системе, либо иметь соответствующие члены a_{kj} (см. [3]), описывающие дисперсию. Матрица \mathbf{B} является диагональной с направляющими косинусами дифракции. Коэффициенты c_{kj} матрицы \mathbf{C} содержат системные дифракционные параметры, в том числе коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки, либо 0 для несвязанных волн. Матрица \mathbf{D} содержит 0 и 1, описывая связь между волнами и пучками. Граничные условия для волн \mathbf{E} содержат амплитуды внешних падающих на резонатор (при $z = 0$ и $z = L$) волн \mathbf{E}^0 , которые могут быть равными 0, а также внутренние граничные условия перехода волн из одной секции в другую и условия связи, описывающие внешние зеркала [4].

В настоящей работе проведено математическое моделирование некоторых вариантов ОЛСЭ с использованием предложенной системы уравнений, а также рассматриваются отдельные стороны хаотической динамики излучения в них.

- [1] 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.
- [2] 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.
- [3] Baryshevsky V.G. Volume Free Electron Laser - Self-Phase-Locking System / V.G. Baryshevsky, A.A.Gurinovich// lanl.arXiv.org [Electronic resource]. – Mode of access: <http://xxx.lanl.gov/pdf/1301.4330.pdf> – Date of access: 18 Jan 2013. – 15 p.
- [4] Батраков К.Г. Моделирование лазеров на свободных электронах / К.Г.Батраков, С.Н.Сытова // ЖВМ и МФ. – 2005. – Т. 45. – С. 690.

УДК 621.039.5

К. И. Ушева¹, А. А. Хрущинский², Ф.А. Сперанский³, Л. Ф. Бабичев⁴, С. А. Кутень²**ПРИМЕНЕНИЕ КОДА SERPENT ДЛЯ РАСЧЕТА ДИФФУЗИОННЫХ КОНСТАНТ ОТРАЖАТЕЛЯ РЕАКТОРА ВВЭР**¹ *Белорусский государственный университет*² *НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь*³ *Департамент по ядерной и радиационной безопасности МЧС (Госатомнадзор)*⁴ *ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны» НАН Беларуси*

Детерминистический анализ безопасности (ДАБ) является важным инструментом при экспертизе безопасности ядерных энергетических установок. При проведении ДАБ для моделирования и оценки безопасности ядерных установок используются специальные прошедшие верификацию и валидацию компьютерные коды. Одним из таких кодов, используемых для анализа различных процессов в ядерных реакторах с водным теплоносителем, является код DYN3D [1].

DYN3D это трехмерный динамическое код, используемый для расчета процессов динамики в ядерных реакторах с квадратной или гексагональной геометрией ТВС. Код успешно применяется при анализе безопасности реакторов ВВЭР, PWR и BWR.

Модель нейтронно-кинетических процессов в DYN3D основана на решении трехмерного двухгруппового уравнения диффузии нейтронов. Для использования DYN3D при анализе безопасности Белорусской АЭС необходимо создать соответствующую библиотеку диффузионных констант и макросечений для каждой загрузки топлива в реактор АЭС.

Для расчета константной базы кода DYN3D могут применяться различные специализированные компьютерные программы (напр. HELIOS, NESSEL [1]). В последнее время для получения таких библиотек стали использовать универсальные прецизионные коды, реализующие метод Монте-Карло при проведении нейтронно-физических расчетов. Единственным недостатком таких программ являются высокие требования к вычислительным ресурсам. Применение суперкомпьютерных технологий позволяет проводить необходимые расчеты за приемлемое время.

В данной работе рассматривается расчет диффузионных констант отражателя для реактора типа ВВЭР с помощью прецизионной программы Монте-Карло моделирования SERPENT [2]. Код SERPENT специально разработан для нейтронно-физических расчетов реакторов с учетом выгорания и может применяться для генерации малогрупповых сечений для различных типов реакторов.

Расчет констант отражателя необходим для корректного учета влияния конструктивных особенностей реакторной установки (формы и материалов выгородки, шахты и корпуса реактора) на моделирование активной зоны реактора.

Для радиального отражателя существует несколько типов геометрии, соответствующей конфигурации близлежащих ТВС. Активная зона реакторов ВВЭР-1000, ВВЭР-1200 содержащая 163 ТВС имеет 60° симметрию, и соответственно 5 типов ячеек радиального отражателя.

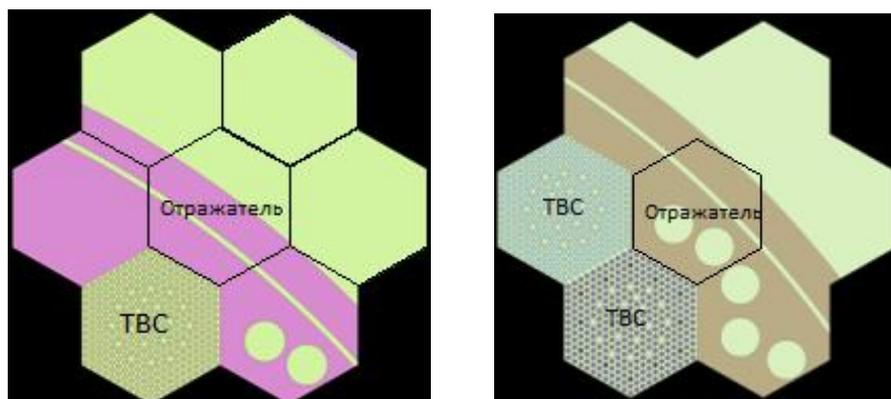


Рис. 1. Расчетные модели различных типов ячеек для радиального отражателя

Для расчета констант радиального отражателя были созданы модели различных типов ячеек отражателя с учетом ближайшего окружения, две из которых приведены на рис. 1.

Рассчитанные в двухгрупповом приближении диффузионные константы представлены в таблице 1 для различных типов ячеек радиального отражателя ($r_type1 - 5$).

Таблица 1. Константы отражателя реактора ВВЭР.

отражатель	D_1, cm	D_2, cm	$\Sigma_{r1}, 1/\text{cm}$	$\Sigma_{r2}, 1/\text{cm}$	$\Sigma_{s1-2}, 1/\text{cm}$
r_type1	0.3390	0.6638	4.163E-3	1.100E-1	1.012E-3
r_type2	0.9478	0.2806	9.854E-3	3.766E-2	6.527E-3
r_type3	0.8832	0.3633	1.239E-2	6.245E-2	8.970E-3
r_type4	1.009	0.3149	1.417E-2	5.732E-2	1.080E-2
r_type5	1.125	0.3085	1.540E-2	5.457E-2	1.214E-2

Верхний и нижний аксиальный отражатели в соответствии с [3] моделируются в виде трех гомогенизированных слоев с различным материальным составом.

Разработанные методы расчета могут быть использованы при подготовке константной базы кода DYN3D для использования его при анализе безопасности реактора Белорусской АЭС.

- [1] U. Grundmann, U. Rohde, S. Mittag, S. Kliem. DYN3D Version 3.2. Code for Calculation of Transients in Light Water Reactors (LWR) with Hexagonal or Quadratic Fuel Elements - Description of Models and Methods // Institute of Safety Research. Forschungszentrum. Rossendorf.- 2005.-144 p.
- [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.
- [3] Lotsch T., Khalimanchuk V., Kuchin A. Proposal of a benchmark for core burnup calculation for a VVER-1000 reactor core. // Munich. – 2009. – 57 p.

УДК 535.21; 534

О. Г. Романов¹, Г. И. Желтов², Г. С. Романов³**ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОТКАНИ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
МНОГОМЕРНЫХ ЗАДАЧ**

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4,
220030 Минск, Беларусь
romanov@bsu.by*

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68,
220072 Минск, Беларусь
zheltov@dragon.bas-net.by*

³ *Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П.Бровки, 15,
220072 Минск, Беларусь*

Процесс взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями трудно предсказуем из-за сложного строения биологических систем. Отсутствие детальных экспериментальных и исчерпывающих теоретических исследований всей совокупности происходящих процессов взаимодействия импульсного лазерного излучения с гетерогенными биологическими тканями затрудняет разработку и клиническое использование новых лазерных технологий лечения различных заболеваний. Поэтому построение численных моделей процессов, происходящих при лазерном воздействии на биологические ткани, является насущной необходимостью.

Одним из ярких эффектов воздействия импульсного лазерного излучения на поглощающие материалы является термооптическое возбуждение акустических колебаний [1]. При умеренных плотностях поглощенной энергии, в отсутствие фазовых превращений в веществе, основной вклад в процесс генерации акустических волн дает тепловое расширение той области среды, где происходит поглощение излучения. Неоднородный лазерный нагрев гетерогенных биологических тканей приводит к возникновению термомеханических напряжений, которые могут воздействовать на клетки биологических тканей как благоприятно, способствуя активации регенерационных процессов, так и деструктивно, вызывая микроповреждения тканей.

В настоящей работе представлена методика решения задачи о термомеханическом воздействии импульсного лазерного излучения на биологические ткани, основанная на численном решении трехмерных уравнений движения сплошных сред в форме Лагранжа [2]. В результате проведенного численного моделирования процесса термооптического возбуждения акустических импульсов рассчитаны трехмерные поля изменения температуры, давления, плотности, скорости среды в зависимости от параметров лазерных импульсов и структуры биоткани. Показано, что в области энерговыделения происходит формирование биполярного акустического сигнала, амплитуда и временная форма которого определяется длительностью лазерного импульса. Проанализирована пространственная структура возбуждаемых акустических импульсов при различном соотношении параметров возбуждающего лазерного импульса и поглощающей среды, исследована роль рассеяния излучения в биоткани на характеристики возбуждаемых акустических импульсов.

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты моделирования для случая воздействия на среду с коэффициентом поглощения $\kappa = 10 \text{ см}^{-1}$ лазерного импульса длительностью $\tau_i = 50 \text{ нс}$ с пиковой интенсивностью $I_0 = 10^7 \text{ Вт/см}^2$ и полушириной гауссового поперечного профиля на входе в среду $r_0 = 0.02 \text{ см}$. Проведенные численные эксперименты показали, что закон затухания волны давления, распространяющейся в поглощающей среде, определяется соотношением ширины светового пучка r_0 и коэффициента поглощения κ : при $r_0 \kappa \gg 1$ формируется квазиплоский импульс, при $r_0 \kappa \ll 1$ – импульс цилиндрической симметрии, при $r_0 \kappa \sim 1$ – квазисферический.

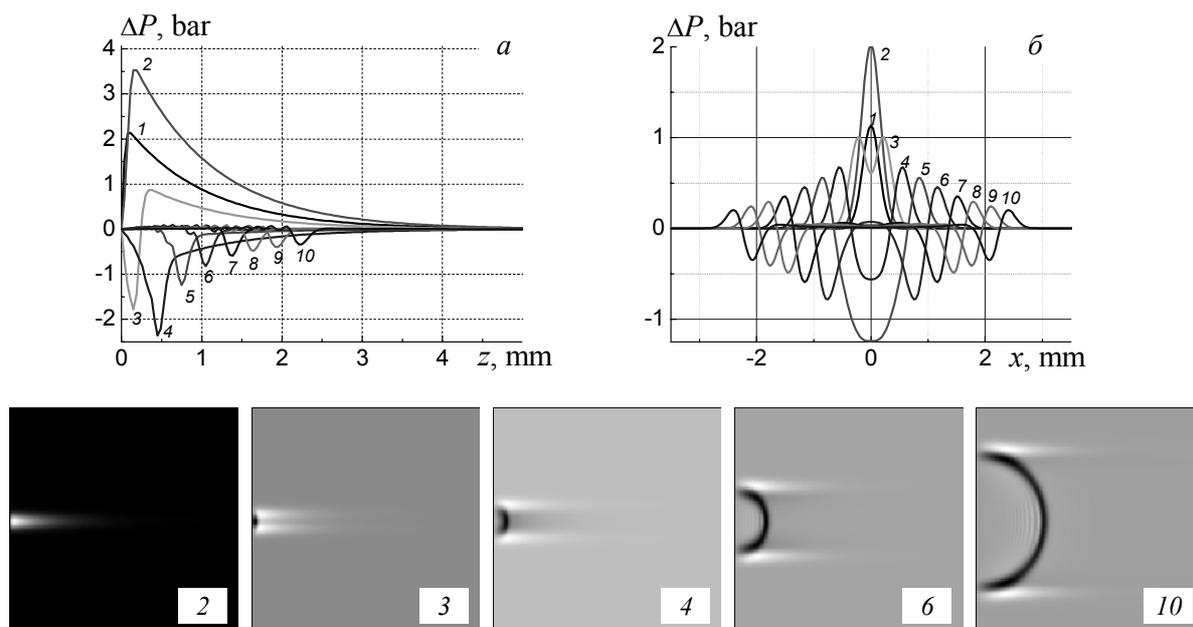


Рис.1. Пространственные зависимости изменения давления: (а) – $\Delta P(x = 0, y = 0, z)$, (б) – $\Delta P(x, y = 0, z = 0.15 \text{ см})$ в различные моменты времени. $t = 50 \text{ нс}$ (1), 100 нс (2), 200 нс (3), 400 нс (4), 600 нс (5), 800 нс (6), 1 мкс (7), 1.2 мкс (8), 1.4 мкс (9), 1.6 мкс (10).

В заключение отметим, что проведенные численные эксперименты показали работоспособность рассмотренной методики расчета термомеханических процессов в поглощающих средах под действием импульсного лазерного излучения в широком диапазоне длительностей импульсов и для произвольного поперечного профиля пучка. Результаты могут быть использованы в задачах взаимодействия импульсного и импульсно-периодического лазерного излучения с биотканями [3], в частности, для развития физических принципов кавитационной («холодной») лазерной хирургии.

[1] Лямшев Л. М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989.
 [2] Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. I. Москва: Физматгиз, 1963.
 [3] Желтов Г. И. Термомеханическое воздействие импульсно-периодического лазерного излучения на биоткани / Г. И. Желтов, Г. С. Романов, О. Г. Романов // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2013. – № 2. – С.89-95.

УДК 538.913; 538.915

И. В. Сафронов¹, А. И. Сытов^{1,2,3}**МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСТОВНОЙ И ВАЛЕНТНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ**

¹*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*

²*Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь*

³*INFN Sezione di Ferrara & Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra Università degli Studi di Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy*
fiz.safronov@mail.ru, alex_sytov@mail.ru

В настоящее время при моделировании эффекта каналирования в кристаллах в основном используют приближенную электронную плотность, полученную в модели Томаса-Ферми, в частности аппроксимации Мольер [1]. Для уточнения модели, использующейся в программе CRYSTAL [2], предназначенной для моделирования траекторий заряженных частиц в кристалле, в частности эффекта каналирования, было проведено компьютерное моделирование электронной структуры кремния. Это моделирование проводилось без учета и с учетом тепловых колебаний атомов с помощью пакета Elk [3], реализующего полно-потенциальный линейный метод присоединенных плоских волн (FP-LAPW), и Quantum ESPRESSO [4], реализующего псевдопотенциальный метод, соответственно. В первом случае электронная структура вычислялась с учетом валентных и остовных электронов. Во втором случае электронная структура вычислялась с учетом валентных электронов. Для последнего применялась двухступенчатая методика моделирования. На первом шаге, для получения мгновенных координат атомов в элементарной ячейке Si при данной температуре в некоторый момент времени, использовалась первопринципная молекулярная динамика Борна-Оппенгеймера [4]. Для данной задачи параметры решетки при температурах $T = 0$ К и $T = 300$ К были взяты из работы [5], поэтому использовался NVT-ансамбль и термостат Берендсена. Мгновенные положения атомов в элементарной ячейке статистически усреднялись по десяти реализациям для получения их средних значений, которые использовались на втором шаге для расчета валентной электронной плотности. Для этого применялись PAW-вычисления [6], позволяющие восстановить полную валентную плотность из псевдоплотности. Методика предполагала использование скалярно-релятивистского приближения. Все расчеты выполнялись в рамках обобщенного градиентного приближения (GGA) для обменно-корреляционного потенциала. Интегрирование по зоне Бриллюэна проводилось с помощью специальных k-точек на сетке $10 \times 10 \times 10$ в непримитивной ячейке Si.

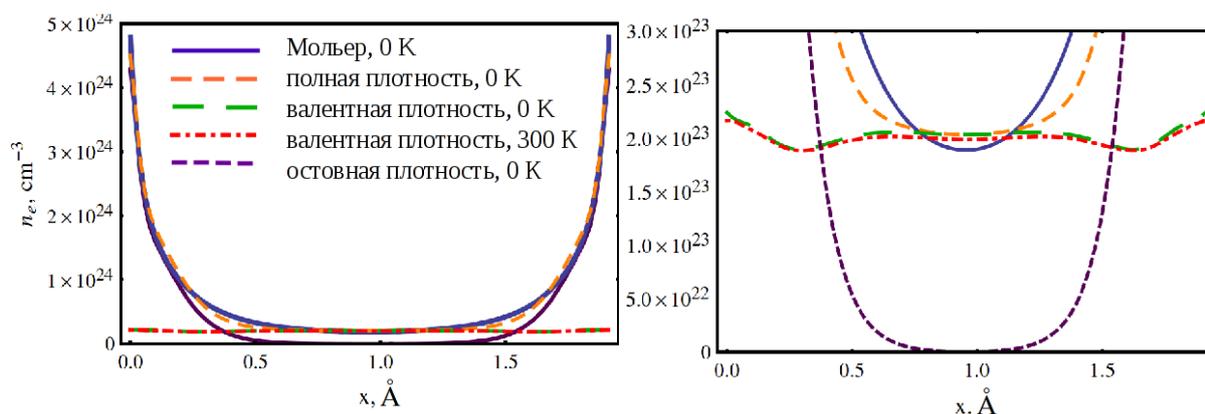


Рис. 1. Электронная плотность между двумя плоскостями (110) в различных масштабах

Полученная при моделировании трехмерная электронная плотность (полная, валентная и остовная) была усреднена по двум координатам вдоль плоскости (110). Результаты приведены на рисунке 1. Для сравнения построен график электронной плотности в приближении Мольер [1]. Последняя имеет сходство с промоделированной полной электронной плотностью, однако их различие при некоторых расстояниях до плоскости достигает 25%. Полученные результаты используются для более точного моделирования эффекта каналирования в программе CRYSTAL.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ – Минобразование М-2014 (грант № Ф14МВ-010).

- [1] Gemmell D. S. Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals / D. S. Gemmell // *Rev. Mod. Phys.* – 1974. – Vol. 46. – P. 129.
- [2] Sytov A.I. CRYSTAL simulation code and modeling of coherent effects in a bent crystal at the LHC/ A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov// *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.* – 2015. – Vol. 355. – P. 383–386.
- [3] The Elk FP-LAPW Code [Electronic resource]/ USA. – Mode of access: <http://elk.sourceforge.net> – Date of access : 12.10.2015.
- [4] Quantum ESPRESSO [Electronic resource]/ USA. – Mode of access: <http://www.quantum-espresso.org> – Date of access : 09.03.2015.
- [5] Junquera J. Numerical atomic orbitals for linear-scaling calculations/ J. Junquera, Ó. Paz, D. Sánchez-Portal, E. Artacho// *Phys.Rev.B.* – 2001. – Vol. 64. – 235111.– P. 1-9.
- [6] Holzwartha N.A.W. A Projector Augmented Wave (PAW) code for electronic structure calculations, Part I: atompaw for generating atom-centered functions/ N.A.W. Holzwartha, A.R. Tackettb, G.E. Matthews// *Computer Physics Communications.* – 2001. – Vol. 135, Issue 3. – P. 329-347.

УДК 539.1.043

Ю. А. Целков¹, В. В. Тихомиров², В. В. Гавриловец³, А.П. Морозова⁴

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ В УСЛОВИЯХ ПРОБОЯ НА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Беларусь
¹skytec@mail.ru, ²vvtikh@mail.ru, ³bycel@tut.by, ⁴ganna.marozava@gmail.com

В последнее время утвердилось понимание того, что земная атмосфера может служить источником генерации мощных пучков частиц высоких энергий, сопровождаемых комплексом разнообразных явлений, детектируемых как на поверхности планеты, так и в космосе [1]. В основе данных явлений лежит процесс развития лавины релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), который происходит при полях с напряженностями меньше электрического пробоя [2]. Наряду с изучением характеристик ЛРУЭ представляет также практический интерес вопрос о радиационном воздействии ЛРУЭ и сопровождающих ее излучений на вещество летательных аппаратов. Для этой цели были проведены серии численных экспериментов на базе программного комплекса GEANT4. Во-первых, моделировалась одиночная лавина в однородных статических полях ($E < 20$ кВ/см), и восстанавливались ее свойства: высотный профиль числа электронов $N(z) = N_0 \exp(z/\lambda)$, длина генерации лавины λ и ее зависимость от напряженности поля $\lambda(E)$, спектры ЛРУЭ и вторичных излучений, формируемых ею, зависимости спектров от высоты над уровнем моря и напряженности поля. На рис.1 показан пространственный профиль ЛРУЭ и ее спектр.

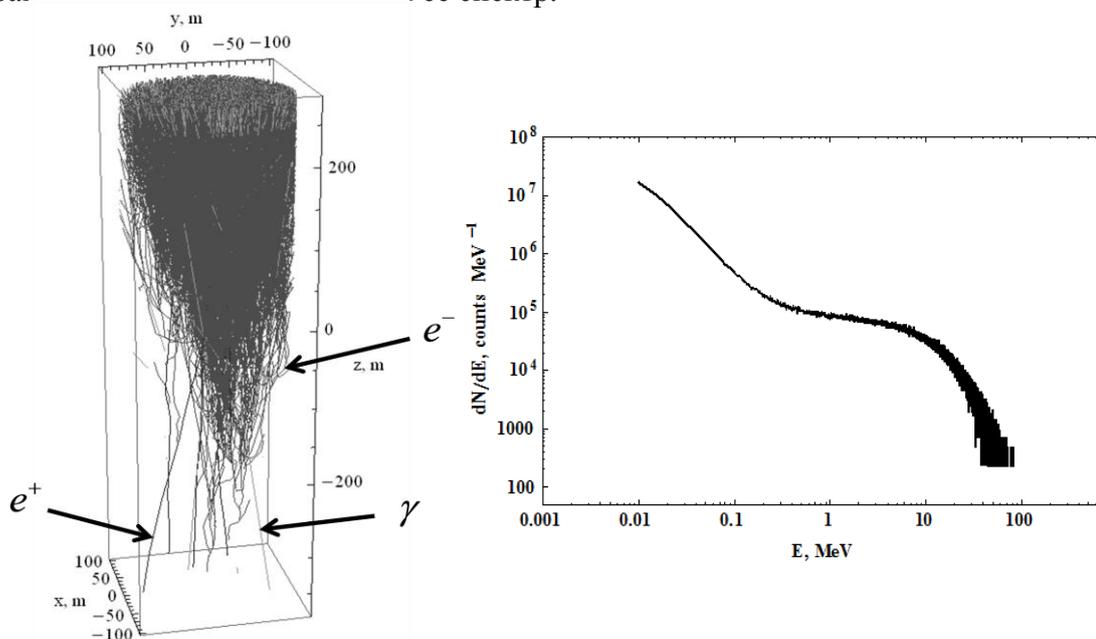


Рис. 1. Треки ЛРУЭ, позитронов и фотонов (слева) и спектр УЭ (справа)

Как известно, высокоэнергетическая часть спектра при $\varepsilon > 1$ МэВ имеет обрезание $\sim \exp(-\varepsilon/7.3\text{MeV})$, что хорошо видно на рисунке 1. Во-вторых, исследовалось влияние фотонных и позитронных обратных связей, т.к. позитроны, двигаясь по полю в направлении обратном ЛРУЭ, ускоряются и становятся источником новых лавин. Это же касается и фотонов, распространяющихся в обратном направлении. На рисунке 1 такие события представлены. Обратные связи приводят как к существенному возрастанию плотности числа частиц, так и к самосогласованному развитию лавины, которая перестает зависеть от затравочных частиц. Учесть это можно введением параметра обратной связи γ [1], связанным с характерным возрастанием числа частиц после реализации цикла обратной связи, что влечет к модификации высотного профиля $N(z) = N_0 \exp(z/\lambda)/(1-\gamma)$. Видно, что в случае сильной обратной связи $\gamma \rightarrow 1$ профиль $N(z)$ перестает зависеть от N_0 . Для исследования влияния обратной связи на усиление дозовых характеристик поля излучения сравнивались одиночные лавины и лавины, когда запускались цепочки обратных связей при прочих равных условиях. Полученные пучки направлялись в алюминиевый детектор, контролирующей поглощенную дозу. Результаты представлены на рисунке 2. Видно, что вклад новых лавин, возникающих из-за наличия обратной связи, увеличивает поглощенную дозу как минимум на порядок.

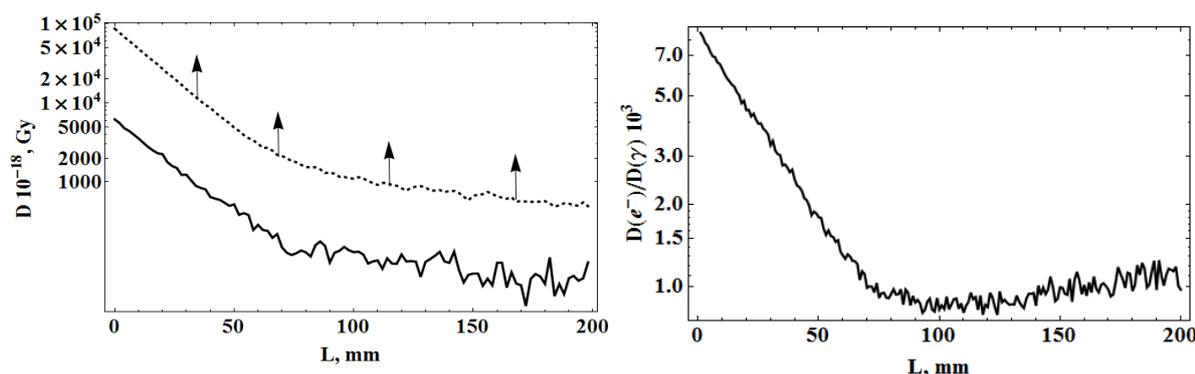


Рис. 2. Слева-иллюстрация вклада обратной связи в поглощенную дозу: сплошная линия - поглощенная доза от одного каскада в толще алюминия. Пунктир - доза от многих каскадов с обратной связью. Поле - 1000 кв/м. затравочная частица - электрон с энергией 1МэВ. Справа-отношение доз от электронных и фотонных пучков

Наличие обратных связей приводит к существованию характерного минимального объема воздуха для развития одиночного каскада, выше которого интенсивности излучений существенно возрастают за счет генерации вторичных лавин. Данный объем определяется параметром γ и временем реализации цепочки обратной связи.

- [1] Dwyer, J. R. High-energy atmospheric physics: Terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena / J. R. Dwyer, D. M. Smith, S. A. Cummer // Space Science Reviews. — 2012.— Vol. 173.— Pp. 133–196.
- [2] Гуревич, А.В. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы./ А.В. Гуревич, К.П. Зыбин К.П.// УФН – 2001 - Том 171, № 11 – с.1177.

УДК 535.3, 621.391.64, 681.7.068

S. F. Mingaleev¹, E. S. Sokolov¹, A. Richter², and I. G. Koltchanov²

AUTOMATED DESIGN FRAMEWORK FOR LARGE-SCALE PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS

¹ VPI Development Center, Filimonova str. 15, 220037 Minsk, Belarus

sergei.mingaleev@vpiphotonics.com

² VPIphotonics GmbH, Carnotstr. 6, 10587 Berlin, Germany

andre.richter@vpiphotonics.com

We present our approach towards an automated design framework for integrated photonics and optoelectronics, based on the experience of developing VPIcomponentMaker Photonic Circuits [1-3]. We show that design tasks imposed by large-scale integrated photonics require introducing new “functional” types of model parameters and extending the hierarchical design approach with advanced parameter scripting capabilities. We discuss the requirements imposed by the need for seamless integration between circuit-level and device-level simulators, and illustrate our approach for the combination of VPIcomponentMaker Photonic Circuits and VPImodeDesigner.

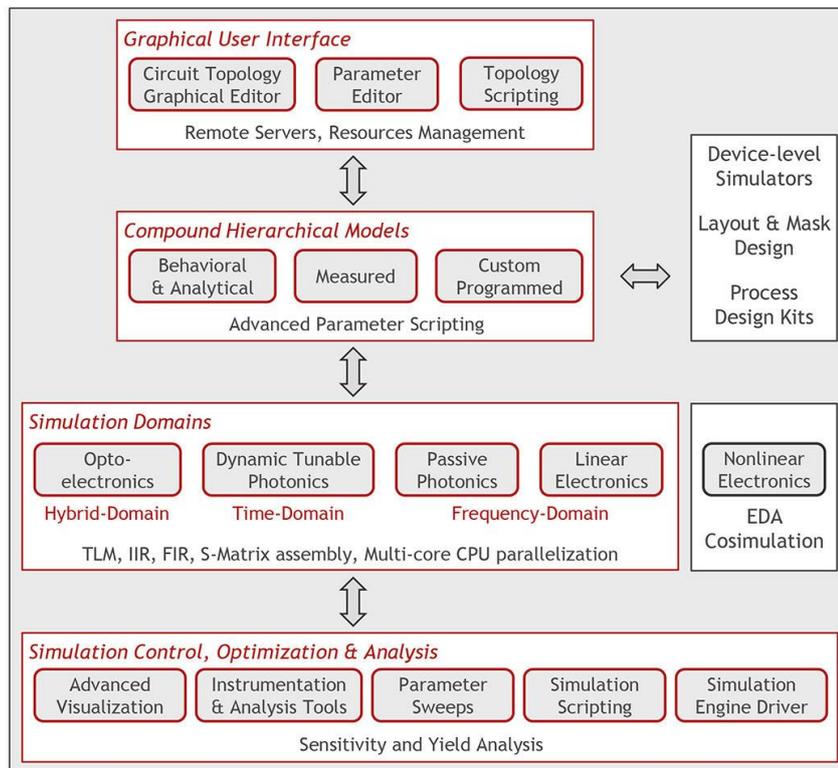


Fig. 1. Organization of VPIcomponentMaker Photonic Circuits, a circuit simulator addressing the complex requirements of an automated design framework for integrated photonic and optoelectronic circuits. TLM: Transmission line model. IIR: Infinite impulse response. FIR: Finite impulse response.

S-Matrix: Scattering matrix. CPU: Central processing unit.

We show that accurate and scalable circuit-level modeling of large-scale photonic integrated circuits requires combination of several frequency- and time-domain simulation techniques (scattering-matrix assembly, transmission-line models, FIR and IIR digital filters, etc) within the same circuit simulation [1]. We extend the scattering-matrix assembly approach for modeling linear electronic circuits, and motivate it being a viable alternative to the traditional modified nodal analysis approach employed in SPICE-like electronic circuit simulators. Further, we present our approach to support process design kits (PDK) for generic foundries of integrated photonics. It is based on the PDAFlow API which is designed to link different photonic simulation and design automation tools. In particular, it allows design and optimization of photonic circuits for a selected foundry with VPIcomponentMaker Photonic Circuits, and their subsequent export to Phoenix OptoDesigner for layout verification and GDSII mask generation.

- [1] Mingaleev S. F., Sokolov E. S., Arellano C., Koltchanov I. G., and Richter A. Hybrid time-and-frequency-domain approach for modeling photonic integrated circuits / Proc. IEEE 11th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), paper ThA4, pp. 183-184 (2011).
- [2] Mingaleev S. F., Richter A., Sokolov E. S., Arellano C., Koltchanov I. G., Towards an automated design framework for large-scale photonic integrated circuits, Proc. SPIE 9516, p. 951602 (2015); DOI:10.1117/12.2182230.
- [3] VPIcomponentMaker Photonic Circuits, <http://vpiphotonics.com/Tools/PhotonicCircuits/>

УДК 621.37/.39:621.9.048.7

С. В. Шалупаев, А. Н. Сердюков, Ю. В. Никитюк, А. А. Середя

**МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ЛАЗЕРНОГО
ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ**

*УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины»,
ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь*
shalupaev@gsu.by

Благодаря удачному сочетанию свойств арсенид галлия занимает важное место по своему значению в современной электронной технике. Важнейшей задачей при производстве приборов на основе арсенида галлия является качественное разделение пластин, вырезанных в какой либо кристаллографической плоскостях на элементы. Одним из наиболее эффективных методов высокоточного разделения хрупких неметаллических материалов является управляемое лазерное термораскалывание, отличительная особенность которого заключается в том, что разделение материала на части заданной формы происходит вследствие образования трещины, формируемой в результате поверхностного нагрева материала лазерным излучением и последующего охлаждения зоны нагрева хладагентом [1].

Выполнено численное моделирование процесса управляемого лазерного термораскалывания кристаллического арсенида галлия. Моделирование осуществлено в рамках несвязанной задачи термоупругости в квазистатической постановке с использованием метода конечных элементов. В качестве критерия, определяющего направление развития лазерно-индуцированной трещины, был использован критерий максимальных растягивающих напряжений [2]. Арсенид галлия относится к числу разлагающихся соединений. Начиная с 600 °С, разлагается с выделением мышьяка [3]. Поэтому режимы обработки были выбраны такими, чтобы температура материала не превышала 600 °С.

Расчеты были выполнены для дисков радиусом 15,5 мм и толщиной $h=0,2$ мм, $h=0,4$ мм и $h=1$ мм. Радиус пятна лазерного излучения $R=1,5$ мм, плотность мощности излучения $4 \cdot 10^6$ Вт/м². В области подачи хладагента радиусом 3 мм задается теплоотдача с коэффициентом равным 6800 Вт/(м²·К). Скорость перемещения пластины относительно лазерного пучка и хладагента выбиралась равной $v=10$ мм/с и $v=100$ мм/с. В качестве источника излучения использован лазер с длиной волны 0,808 мкм энергия которого эффективно поглощается в поверхностных слоях. Теплофизические свойства материала были выбраны в соответствии с источниками [4, 5]. В соответствии с работой [6] для кристаллов, относящихся к кубической системе, учтены анизотропные упругие свойства пластины. Рассчитана матрица $\{C_{ik}\}$ при следующих константах упругой жесткости: $C_{11}=1,176 \cdot 10^5$ МПа, $C_{12}=0,527 \cdot 10^5$ МПа, $C_{44}=0,596 \cdot 10^5$ МПа

Расчет термоупругих полей, формируемых в монокристаллической пластине из арсенида галлия в результате последовательного лазерного нагрева и воздействия хладагента, осуществлялся для шести различных вариантов: I а – анализ среза (100), при резке в направлении [001]; I б – анализ среза (100), при резке в направлении [011];

II a – анализ среза (110), при резке в направлении [1-10]; II b – анализ среза (110), при резке в направлении [001]; II c – анализ среза (110), при резке в направлении [1-11], III – анализ среза (111), при резке в направлении [1-10]. В таблице 1 приведены расчетные значения максимальных по величине напряжений растяжения σ_y в зоне обработки, действующие перпендикулярно линии обработки.

Таблица 1 – Расчетные значения максимальных по величине напряжений растяжения в зоне обработки в процессе управляемого лазерного термораскалывания

Максимальные растягивающие напряжения в зоне обработки σ_y , МПа						
	h=0,2 мм		h=0,4 мм		h=1 мм	
	v=10 мм/с	v=100 мм/с	v=10 мм/с	v=100 мм/с	v=10 мм/с	v=100 мм/с
I a	38,9	20,7	18,2	11,3	6,2	5,7
I b	38,7	20,7	17,59	12,3	6	7,2
II a	39	20,7	18,5	11,1	6,1	5,4
II b	51,5	27,7	23,4	14,9	8,1	7,7
II c	44,6	23,8	19,8	13,7	6,8	7,85
III	47,6	24,9	21,8	14,6	7,4	8,24

Установлено, что максимум растягивающих напряжений наблюдается для режима IIb. При этом их величина превышает предел прочности арсенида галлия, что показывает возможность реализации процесса управляемого лазерного термораскалывания. Разница в величинах растягивающих напряжений между режимами IIa и IIb составляет от 21 до 30%; между режимами IIb и IIc составляет от 8 до 16%; между режимами III и IIb составляет от 4,5 до 9,2%; между срезами (100) и (110) составляет от 22 до 26%. Полученные результаты позволяют сделать вывод о необходимости учета анизотропии упругих свойств пластин из арсенида галлия при моделировании процессов лазерного термораскалывания. Указанная разница в величинах напряжений должна быть учтена при выборе параметров процесса разделения (например, за счет изменения скорости резки или мощности лазерного излучения).

- [1] Способ резки неметаллических материалов: пат. 2024441 Рос. Федерация, МПК5 С 03 В 33/02 №5030537/33 // Кондратенко В.С. – заявл. 02.04.92; опубл. 15.12.94.
- [2] Сердюков, А.Н. Особенности управляемого лазерного термораскалывания кристаллического кремния / А.Н. Сердюков, С.В. Шалупаев, Ю. В. Никитюк // Кристаллография. – 2010. – Т. 55, № 6. – С. 1180 – 1184.
- [3] Гольдаде, В.А. Материалы электронной техники: Курс лекций [Электронный ресурс] / В.А.Гольдаде // Электронные документы УО «Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины» – URL: http://docs.gsu.by/DocLib8/Учебные%20пособия/Материалы%20электронной%20техники/13.%20Гл.11.Полупров_А3В5.doc –Дата доступа: 25.03.2015.
- [4] GaAs – Gallium Arsenide: Basic Parameters [Электронный ресурс] / Официальный сайт Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН» – URL: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/basic.html> – Дата доступа: 06.04.2015.
- [5] GaAs – Gallium Arsenide: Thermal properties [Электронный ресурс] / Официальный сайт Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН» – URL:<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/thermal.html> – Дата доступа: 06.04.2015.

УДК 621.317.422:593.816.2:621.318.1

С. А. Гришин¹, В. А. Селянтьев¹, Г. А. Пашкевич¹, Н. С. Недвецкий¹, А. Г. Батищев²,
С. В. Колдашов², А. М. Гальпер²**СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ КОНТРОЛЬНО-ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ
АППАРАТУРЫ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ И ОТРАБОТКИ МЕТОДОВ КАЛИБРОВКИ
КОСМОФИЗИЧЕСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ**

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
пр. Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь
srbas@open.by*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Каширское ш., 31, 115409, Москва, Россия.*

Надежность работы спектрометрической аппаратуры регистрации заряженных частиц, предназначенной для установки на борт космического аппарата, обеспечивается проведением большого объема наземных испытаний, требующих значительных временных и материальных затрат. Сокращения этих затрат можно добиться путем применения специализированной контрольно-испытательной аппаратуры [1], позволяющей проводить диагностику технического состояния бортовых научных комплексов в автоматическом режиме.

В докладе представлены результаты разработки и применения контрольно-испытательной аппаратуры «КИА-М» для проведения экспериментальных исследований и отработки методов калибровки детекторной системы (ДС) космофизического спектрометра, разрабатываемого НИЯУ МИФИ совместно с Институтом физики НАН Беларуси.

3D-модель и внешний вид детекторной системы (ДС) показаны на рисунке 1.

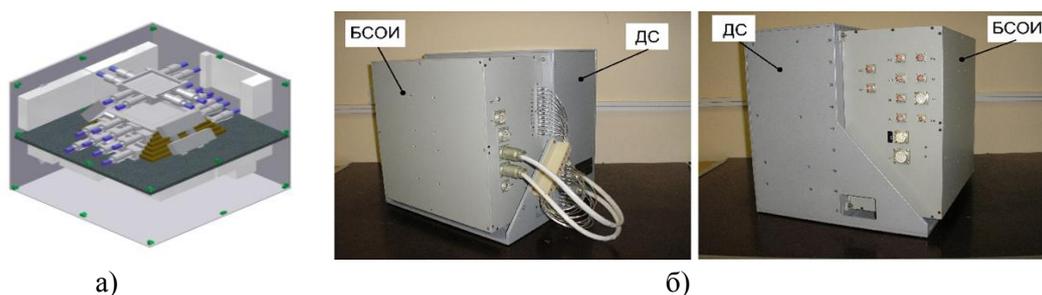
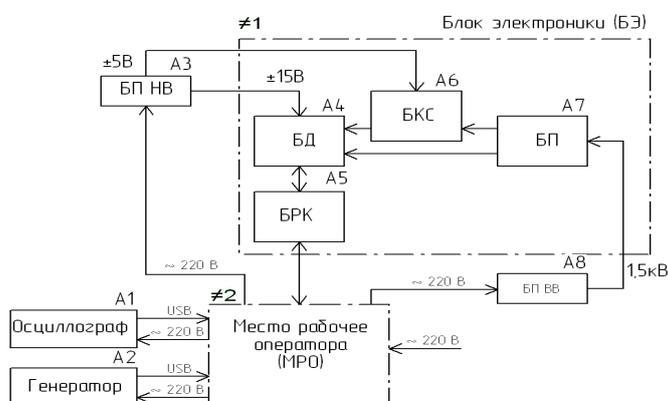


Рис. 1. 3D – модель и внешний вид детекторной системы бортового спектрометра

ДС состоит из стопки сцинтилляционных полистирольных пластин, обладающих высокой прозрачностью, хорошей конверсионной эффективностью и минимальным временем высвечивания (около 3 нс). В качестве фотоприемников в ДС используются фотоэлектронные умножители. Особенностью ДС является наличие большого количества синхронно работающих аналоговых и цифровых каналов приема/передачи

информации (более 40), модулей электроники, питания и телеметрии параметры которых должны контролироваться при проведении наземных испытаний ДС.

На рисунке 2 показана структурная схема контрольно-испытательной аппаратуры.



№1 – Блок электроники, №2 – Место рабочее оператора, А1 – Осциллограф,
 А2 – Генератор, А3 – Блок питания низковольтный, А4 – Блок дискриминаторов,
 А5 – Блок резервных каналов, А6 – Блок каналов связи, А7 – Блок преобразователей, А8 – Блок питания высоковольтный.

Рис. 2. Структурная схема контрольно-испытательной аппаратуры «КИА-М»

Разработанная контрольно-испытательная аппаратура «КИА-М» обеспечивает питание ДС, автоматическое тестирование каналов ДС, прием информации по каналам, отбор логических сигналов, формирование триггерных сигналов, сбор, накопление, передачу массивов информации и телеметрии в компьютер. Результаты тестирования ДС отображаются в реальном времени на экранах мониторов и выводятся на печать в виде протоколов испытаний. По сравнению с аппаратурой аналогичного назначения «КИА-М» имеет большее количество каналов, обладающих повышенным быстродействием и точностью за счет применения современной элементной базы; обладает высокой скоростью обработки информации, которая обеспечивается применением высокопроизводительной мультипроцессорной системы на модуле, позволяющей проводить в реальном масштабе времени предобработку потоков событий; автоматизирует процедуру наземной калибровки ДС, основанную на использовании радиоактивных источников и потоков атмосферных частиц (в основном – мезонов); имеет средства имитации импульсных сигналов с минимальной длительностью 10 нс и проверки аналоговых каналов для сигналов с частотой до 500 МГц. Использование контрольно-испытательной аппаратуры позволяет существенно сократить время и трудоемкость проведения тестирования и калибровок ДС.

[1] Батищев, А.Г. Аппаратно-программные средства для наземной отработки бортовых спектрометров заряженных частиц/А.Г. Батищев, А. М. Гальпер, С. А. Гришин, С. В. Колдашов, П. Ю. Наумов, Н. С. Недвецкий // Журнал «Ядерная физика и инжиниринг», 2014, том.5, №3, с. 247-256.

УДК 621.317.2

С.А. Гришин¹, Г.А. Пашкевич¹, В.А. Селянтьев¹, Н.С. Недвецкий¹, А.А. Бунчук¹,
К.Ю. Желудевич¹, В.В. Климентовский¹, Д.А. Ягодников²**АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС “МОНИТОРИНГ-М” ДЛЯ
ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ РАЗГАРА ТЕПЛОНАПРЯЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
КОНСТРУКЦИИ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**¹*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь**srbas@open.by*²*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
2-я Бауманская ул., 5, стр. 1, 105005 Москва, Россия*

Применяемые в настоящее время в системах контроля при огневых испытаниях жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) контактные измерительные средства во многих случаях не обеспечивают необходимый уровень быстродействия, точности и достоверности. Кроме того контактными средствами не решаются такие задачи, как ранняя диагностика процессов разгара внутри газового тракта, контроль динамики и оптимального режима процессов горения. Поэтому актуальным является разработка программно-аппаратных комплексов диагностики ЖРД на основе бесконтактных сенсоров и высокопроизводительных многоканальных устройств сбора и компьютерной обработки измерительной информации [1].

В докладе представлены результаты создания и применения автоматизированного комплекса регистрации и анализа параметров ЖРД при проведении огневых испытаний. В состав комплекса входят: блок регистрации электрического поля (напряженностью до 10 кВ/м), блок регистрации магнитного поля (напряженностью до 50 А/м), блок регистрации оптического излучения факела ЖРД (в диапазоне от 300 нм до 1000 нм), блок регистрации температуры (в диапазоне от 0 °С до 1000 °С), блок видеосъемки процесса горения, блок электроники, рабочее место оператора.

Электромагнитные характеристики ионизированного газового потока ЖРД измеряются бесконтактными измерительными преобразователями переменных электрических и магнитных полей вблизи внешних поверхностей газовых трактов ЖРД в частотном диапазоне 0,01...50 кГц. Оптическое излучение факела ЖРД принимается оптико-механическим адаптером и передается с помощью оптического кабеля в спектрометр, данные с которого передаются на компьютер. Температура измеряется с помощью пирометра или тепловизора.

Разработанный комплекс был успешно использован при проведении огневых испытаний модельного ракетного двигателя, созданного МГТУ им. Н.Э. Баумана. На рисунке 1а представлен модельный ЖРД с установленными на нём датчиком электрического поля (1) и датчиком магнитного поля (2). На рисунке 1б показана система управления измерениями и регистрации сигналов с датчиков.

С помощью разработанного комплекса получены и проанализированы зависимости переменных электромагнитных полей и излучений от времени, частоты и

технологических параметров — давлений, расходов и соотношения топливных компонентов.



Рис. 1. Расположение датчиков на модельном ЖРД и система управления измерениями

На рисунке 2а изображён график зависимости сигнала электрической антенны от времени (1) и график зависимости давления в камере сгорания ЖРД от времени (2), на рисунке 2б показан спектр напряженности сигнала электрического поля.

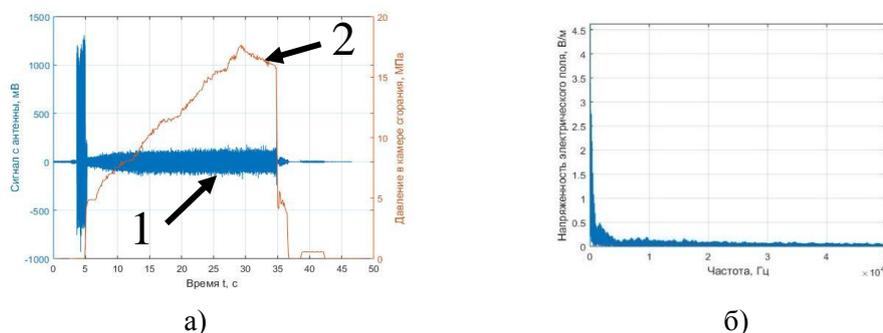


Рис. 2. Данные по регистрации электрического поля

По измеренным данным, путём математической обработки, получена зависимость амплитуды сигнала электрической антенны от давления в камере сгорания ЖРД, показанная на рисунке 3.

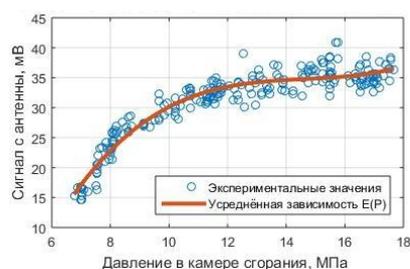


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала электрической антенны от давления в камере сгорания ЖРД

Применение комплекса, разрабатываемого в рамках российско-белорусского сотрудничества по программе Союзного государства «Мониторинг - СГ», показало полезность и перспективность применения бесконтактных электромагнитных, оптических и тепловых методов контроля ЖРД.

[1] Hryshyn S.A. The principles of creating hardware and software complex for rocket engine non-contact stand diagnostics / Y.V. Antonov, S.A. Hryshyn, A.L. Petsiuk, D.A. Yagodnikov // VII International Conference «Plasma Physics and Plasma Technology».— Minsk.— Belarus. — September 17-21. — 2012. — P. 267-269.

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

И.Б. Ковш

ФОТОНИКА: МИРОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ И СОСТОЯНИЕ В СНГ*Лазерная ассоциация России, Москва*

Фотоника – термин, получивший большое распространение в последние 10 лет как обобщающий для широкого круга технологий, основанных на использовании светового (в подавляющем большинстве случаев – лазерного) луча.

Этот термин, построенный аналогично слову «электроника», используется сегодня для обозначения новой быстро развивающейся высокотехнологичной отрасли, продукция которой применяются практически во всех областях человеческой деятельности.

Общепринятого перечня подотраслей фотоники пока нет. В США используют сочетание «фотоника и оптика», в Евросоюзе производство всех оптических элементов и систем считается частью фотоники, в России до недавнего времени фотонику неспециалисты вообще отождествляли с оптоэлектроникой, существенно сокращая номенклатуру продукции этой отрасли. Нами предлагается такая трактовка: существует три группы технологий, использующих ряд общих материалов и одинаковых элементов – фотоника, оптика и светотехника.

- фотоника – это силовые, коммуникационные, диагностические и др. технологии, базирующиеся на эффективной передаче энергии и/или информации пучком одинаковых или почти одинаковых по энергии фотонов;
- оптика и светотехника, используя видимый свет, обеспечивают возможность видеть, получить зрительную информацию, оптика – за счёт усиления зрения в нужном направлении, светотехника – за счёт освещения объекта, улучшения его видности.

Мировой рынок фотоники, объём её производства быстро растут, поскольку мир переживает сейчас период активного освоения технологий фотоники, сравнимый с электрификацией в начале прошлого века. Фотоника стала одним из локомотивов инновационного развития мировой экономики, темпы модернизации предприятий, клиник, информационных центров сегодня определяются темпами освоения лазерно-оптического и оптоэлектронного оборудования, т.е. технологий фотоники. Роль фотоники в мировом хай-теке иллюстрирует такой факт: производство лазерной аппаратуры для литографии в начале 2000-х годов на 1 млрд долл обеспечило выпуск чипов с размером минимального элемента 60 нм на 130 млрд долл, а на основе этих чипов было изготовлено конечной аппаратуры – компьютеров, цифровых камер и проч. – на 1,3 трлн долл. Аналогичные соотношения затрат и конечного эффекта можно привести и для других применений лазерно-оптических технологий.

Важная экономическая роль уже известных технологий фотоники и постоянное появление новых высокоэффективных методов и приборов (например, в последние несколько лет – аддитивные технологии производства, волоконно-оптическая сенсорика, оптическая связь с плотным спектральным мультиплексированием каналов, мультикиловатные источники излучения на основе диодных лазеров, солнечные батареи с КПД до 40-50% и др.) обусловили большое внимание к этой отрасли во всех развитых странах, её активную государственную поддержку, управление отраслью в интересах государства в целом. Мощная бюджетная поддержка НИОКР в сочетании с чётко работающими национальными системами анализа, планирования и координации

работ обеспечили странам-лидерам на рынке фотоники уверенный рост этой отрасли с темпами, превышающими рост ВВП минимум в 1,5 раза.

Россия и Беларусь обладают мощным научным и производственным потенциалом в области фотоники, но общий объём производства лазерно-оптической продукции в наших странах составляет всего около 0,3% от мирового, причём по целому ряду позиций - и в части элементной базы, и в части готового оборудования - имеется сильная зависимость от импорта. Заметно снизилась в последние 20 лет доля научных результатов мирового уровня в части фотоники, получаемых в отечественных лабораториях.

Трудности, по мнению многих экспертов, обусловлены, в первую очередь, малым спросом на новые технологии на внутреннем рынке из-за низких темпов модернизации отечественных производств. Тем не менее, более половины отечественных организаций – производителей продукции фотоники оценили свое состояние в 2014 г. как развитие. Динамика фундаментальных исследований по тематике отрасли свидетельствует о переходе этой тематики из области чисто научного поиска в область прикладных исследований и разработок, характерных для отрасли хай-тека.

В СНГ имеется 2 крупных отраслевых объединения – действующая в рамках СНГ международная научно-техническая организация «Лазерная ассоциация», которую в Беларуси представляет Научно-техническая ассоциация «Оптика и лазеры» РБ, и созданная по инициативе Лазерной ассоциации в 2011 г. в России технологическая платформа «Инновационные лазерные, оптические и оптоэлектронные технологии – фотоника». Сейчас идет работа по формированию Евразийской техплатформы «Фотоника». Деятельность отраслевых объединений весьма важна как для объективной самооценки имеющихся возможностей, так и для взаимодействия отраслевого сообщества с партнерами и заказчиками, в т.ч. с госструктурами и зарубежными организациями.

Фотоника как отрасль – это не только один из локомотивов инновационного развития экономики, это еще и источник новых инструментов и методик научных исследований. В последние годы именно фотоника позволила получить интереснейшие, подчас революционные результаты в физике экстремального состояния вещества, биологии, информатике и многих других областях естественных наук, да и сами квантовая оптика, нанофотоника, биофотоника, оптоинформатика, которых мы относим к фотонике, являются сегодня поставщиками таких результатов. Потенциал фотоники в этом плане огромен.

Фотоника в СНГ

Профильные организации	Всего	Гос. академии наук	ВУЗы и ВУЗовские НИИ, НТЦ	Отрасл. НИИ, КБ, НПО	ПО, заводы	Медучреж-дения (вкл. мед ВУЗы)	Малые предприятия	Другие
Азербайджан	2	-	-	-	-	2	-	-
Армения	7	1	2	1	-	-	3	-
Белоруссия	59	3	5	9	4	14	23	1
Казахстан	4	-	3	-	-	-	1	-
Киргизия	3	-	1	1	-	-	-	-
Молдавия	2	-	-	-	-	1	1	-
Россия	837	83	147	95	59	126	318	9
Таджикистан	1	-	-	-	-	1	-	-
Узбекистан	4	2	-	-	-	2	-	-
Украина	50	12	13	2	2	10	10	-

Л. В. Танин

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГОЛОГРАФИИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, ООО «Магия света»,
ЗАО «Голографическая индустрия», Белорусский государственный университет,
ОАО «БелОМО-ММЗ имени С.И. Вавилова»*

Создано наукоемкое высокотехнологичное предприятие «Голографическая индустрия» с крупнотиражным производством комбинированных аналоговых и цифровых голограмм. В рамках Государственных научно-технических программ разработаны и запатентованы инновационные, оригинальные, содержащие мировой приоритет средства национальной комплексной защиты (юниграмма и кодограмма), прошедшие этап от теоретических и экспериментальных исследований до промышленного освоения. В частности в ГНТП «Идентификация» ЗАО «Голографическая индустрия» совместно с Белорусским государственным университетом разработан и изготовлен аппаратно-программный комплекс цифровой диагностики для объективной оценки показателей голографических элементов защиты. Созданный комплекс позволяет проводить измерения дифракционных характеристик рельефных голограмм и может использоваться на всех этапах производства голографической продукции, включая запись голограмм на фоторезисте, контроль первичной мастер-матрицы, анализ акриловой пластины после мультипликации, контроль параметров многопозиционной мастер-матрицы и рабочей матрицы, а также изготовление конечной продукции на этапе тиснения голографических элементов защиты. С участием специалистов ООО «Магия света», ЗАО «Голографическая индустрия» и ОАО «БелОМО - ММЗ имени С.И.Вавилова» разработан и серийно изготавливается многофункциональный идентификатор. Прибор предназначен для установления подлинности ценных бумаг, документов, акцизных и контрольных марок. Он позволяет визуализировать скрытые голографические изображения, растровые (муаровые) защитные изображения, латентные поляризационные изображения, люминесцентные защитные метки и символы, идентифицировать микротекстовую информацию.

Для усиления защитных свойств голографического изображения, которое может содержать различные защитные элементы, например скрытое изображение, микротекст, растровые структуры с закодированным изображением, используются RFID метки. При этом роль базовых элементов голографического изображения могут выполнять элементы скрытых изображений.

Национальные средства защиты внедрены на предприятиях Департамента государственных знаков Республики Беларусь при производстве акцизных марок, контрольных (идентификационных) знаков, товарной и товарно-транспортной сопроводительной документации, дипломов о высшем образовании. Среди потребителей голографической продукции: Литва, Азербайджан, Сербия, Непал, Московская пробирная палата, Смоленский геммологический центр по сертификации бриллиантов, Красносельский ювелирпром, монетные дворы Санкт-Петербурга,

Казахстана, Литвы. Создано совместное предприятие ТОО «СП Голография «Kazakh-Bel», в которое от Республики Беларусь вошли ЗАО «Голографическая индустрия» и ООО «Магия света», от Республики Казахстан – АО «Научно-технологический центр «Парасат» и ТОО «Алем Байланыс».

Институтом физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси совместно с ООО «Магия света» разработаны «Способы формирования изображений», на основе которых получены комбинированные объемные и плоские изображения, взаимодополняющие друг друга. Данные способы позволяют формировать и восстанавливать комбинированные изображения в объеме, цвете и движении. Уникальность способа формирования изображений заключается в том, что при использовании источника с регулируемыми характеристиками излучения (интенсивность, когерентность, спектральный состав, поляризация) появляется возможность формирования и восстановления комбинированных объемных голографических и плоских изображений, а также возможность управления процессом восстановления и селекции записанной информации. Комбинированные изображения могут применяться в системах хранения информации для пространственного разделения образов, в системах индикации, при конструировании художественных панорам, в создании и размножении копий произведений искусства, регистрации голографических портретов, в рекламе, а также для изготовления наглядных и учебных пособий, технических стендов, сувениров и т.д. «Способы формирования изображений» запатентованы в России, США, Франции Германии и др. Впервые благодаря совместным усилиям ученых и специалистов предприятия ООО «Магия света» и Национальной академии наук Беларуси при поддержке Православной церкви воспроизведен голографический образ одного из величайших достояний белорусского народа и всего христианства - Креста Преподобной Евфросинии княжны Полоцкой. Важно отметить, что в 2011-2015 г.г. художественные голограммы, изготовленные в ООО «Магия света» были представлены на Международных выставках в Минске, Астане, Витебске, Гомеле, Гродно, Жодино.

Особо следует отметить работы в области динамической голографии, проводимые в Белорусском государственном университете. Благодаря этим исследованиям, в настоящее время реализованы многочисленные способы преобразования волнового фронта лазерного излучения, включая фазовое сопряжение, мультиплицирование фазы, частотное преобразование объемных изображений, изменение контраста, оконтуривание, инвертирование изображений и др. Большой интерес представляет новое направление динамической голографии связанное с записью сингулярных голограмм, формируемых при интерференции гауссовых и сингулярных световых полей (оптических вихрей). Он обусловлен возможностью управления волновым фронтом световых пучков, включая их топологическую структуру. Использование схем нелинейной голографической записи позволило реализовать инвертирование и мультиплицирование топологического заряда, а также частотное преобразование оптических вихрей из ИК-области спектра в видимую. Дополнительные возможности открывает поляризационная запись сингулярных голограмм. Введение нетривиальных информационных параметров (поляризации излучения и топологического заряда) позволяет объединить возможности поляризационной голографии и сингулярной оптики и на новых принципах осуществлять кодирование информации.

УДК 53

С. В. Гапоненко

СВЕТ, ФОТОНИКА И ЖИЗНЬ

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072
Минск, Беларусь
s.gaponenko@ifanbel.bas-net.by*

Высокие технологии порождаются высокой наукой. Современные технологии возникают на стыке нескольких научных направлений и обобщают достижения глобального научного сообщества. Оптические технологии зародились тысячи лет назад. Сначала люди начали делать первые зеркала, затем, примерно тысячу лет назад появились линзы, в XIII веке - очки, далее в XVI-XVII в.в.- зрительные трубы, телескопы, бинокли и микроскопы. Естественно, что эти приборы выполняли функцию пассивного «усиления» нашего зрения. В XIX веке появилось первое оптическое устройство записи информации – фотоаппарат.

В XX столетии произошло слияние оптики с электроникой. Оно началось с создания фотоэлектрических детекторов - фотоэлектронных умножителей и фоторезисторов. Важным этапом стало создание электролюминесцентных источников света (1927 г.). Затем в 1960 г. возникли лазеры. Генератор света – лазер – породил новое направление науки и технологий – квантовую электронику. Все лазеры, кроме химических, в конечном счете получают энергию «от розетки», т. е. являются электронно-оптическими устройствами.

Развитие электроники привело к революции в средствах связи и обработки информации. Появились радиосвязь и электронные вычислительные машины – компьютеры. Синтез оптики и электроники в последние десятилетия многократно усилил коммуникационные возможности электронных устройств. Как символ перехода от простейших зрительных устройств к сложным и разнообразным применениям оптико-электронных технологий возникло слово «фотоника».

Синергетическое совместное развитие и «перекрестное оплодотворение» химии, молекулярной физики, физики твердого тела, оптики, электроники привело к формированию нанофотоники – области науки и техники, где оптика и электроника взаимодействуют на масштабе от 1-10 (длина волны электрона в полупроводнике) до 100-200 (длина волны света в полупроводнике) нанометров. Управление электронными волнами (квантовая механика), управление световыми волнами (волновая оптика), взаимодействие света и вещества в нанометровом масштабе (квантовая электродинамика) создают научную базу нанофотоники, а тонкая химия (атомно-молекулярная инженерия), физика твердого тела и молекулярная физика формируют ее материальную основу.

Нанофотоника уже принесла и продолжает приносить реальную пользу для человеческой практики. Уже много лет работают в конкретных устройствах лазеры на квантоворазмерных структурах, а полупроводниковые светодиоды с использованием квантовых ям (нобелевская премия по физике 2014 года) в ближайшие 10-15 лет приведут к глобальному переходу от ламп накаливания и газоразрядных люминесцентных ламп к полностью твердотельному освещению. Сверхтонкая

фокусировка излучения с помощью наноструктур в оптических устройствах записи-хранения данных обещает повышение плотности записи информации. В современной нанофотонике молекулярная физика и химия все активнее конкурируют с физикой твердого тела и традиционными «кристалльными» технологиями, в которых создание оптоэлектронных компонентов начинается с роста больших высококачественных кристаллов. В последние 10 лет все громче заявляет о себе альтернативный подход, при котором вместо массивных кристаллов используются коллоидные наноструктуры. На наших глазах рождается коллоидная оптоэлектроника – новая технологическая платформа, позволяющая создавать устройства – лазеры, светодиоды, фоточувствительные матрицы и солнечные элементы без применения сложных и дорогих процессов роста крупных кристаллов, нанолитографии и вакуумного осаждения.

Конструирование свойств материалов на масштабе выше атомного (0.1 нм), но ниже оптического (100 нм) привело к появлению новых материалов, оптические свойства которых не имеют аналогов в природе. Например, все природные материалы либо сильно отражают свет (металлы, например, серебро), либо частично поглощают и отражают (полупроводники, например, кремний), либо не поглощают свет (диэлектрики, например, кварц). Новые синтетические материалы могут, например, в одном направлении вести себя как металлы, а в других – как диэлектрики.

В истории фотоники от древнего мира до новейших нанотехнологий удивительным остается то, что глубинные вопросы о первичных событиях рождения света атомами и превращения энергии излучения в энергию атомов, которые осуществляются в результате обмена фотонами между веществом и излучением, до сих пор являются предметом исследований и дискуссий. В то время как фотоника дарит миру один за другим новые приборы и устройства, сам фотон – квант света, воспринимаемый, как частица (или скорее, минимальная «порция») света, как физическая сущность остается во многом загадочным объектом. Квантовая оптика – раздел фотоники, анализирующий тончайшие нюансы взаимоотношений вещей и полей в оптике, а ее развитие может принести миру новое великое изобретение – квантовые компьютеры.

УДК 373.5.016

А.И. Слободянюк

ФИЗИКА В БЕЛОРУССКОЙ ШКОЛЕ. НОВЫЕ ПОДХОДЫ?

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

Не вызывает сомнения необходимость изучения физики в учреждениях образования, обеспечивающих получение общего среднего образования. Однако объем курса физики и его содержания, почему-то, постоянно изменяется. В настоящее время также продолжается работа над новыми концепциями и программами этого курса.

С нашей точки зрения все эти видоизменения приводят к серьезному ухудшению физического образования в Республике Беларусь. Прежде всего, это проявляется в уменьшении учебного времени, отводимого на изучение физики. Так в 9-11 класса на изучение физики отводится всего 2 часа в неделю (отметим, что 15 лет назад это число равнялось 6). Несколько спасает положение возобновление профильного обучения, в рамках которого в 10-11 класса объем курса составляет 4 часа в неделю.

Катастрофичность положения с физическим образованием подтверждается также результатами централизованного тестирования: за последние три года средний результат не превышает 20 баллов из 100 возможных. При этом следует учесть, что централизованное тестирование по физике не является обязательным, его сдают только, те, кому физика необходима для дальнейшего обучения в ВУЗе. Еще один аргумент в пользу высказанного утверждения – крайне низкие конкурсы и проходные баллы для поступления на физические специальности. Так в 2014 году физических факультет БГУ не добрал студентов даже на бюджетную форму обучения.

С другой стороны Беларусь «не оскудела талантами», что подтверждается результатами белорусских школьников на Международных физических олимпиадах. В последние 10 лет практически все члены белорусских команд завоевывают медали (в том числе золотые) на этих престижных интеллектуальных соревнованиях. Так и в этом году белорусы завоевали одну золотую, одну серебряную, три бронзовых медали. Также следует подчеркнуть, что для попадания в сборную участники должны пройти строгий отбор при весьма заметной конкуренции. Следует ли из этого, что имеющаяся система обучения физике в состоянии обеспечить современный и необходимый уровень подготовки? К сожалению, нет. Высокие результаты отдельных школьников обусловлены их кропотливой самостоятельной работой, внеурочными занятиями (не только в рамках факультативных курсов), трудом некоторых учителей, которых можно назвать фанатиками своего дела. Но такое положение дел не может сохраняться длительное время – не возможно достигать отдельных высоких результатов при существенном понижении общего уровня.

Обратимся к очередным нововведениям. Последние разработки новых учебных планов предлагают исключить физику из программы 6 классов и перенести начало ее изучения в 7 класс. Это в очередной раз ломает сложившуюся десятилетиями структуру курса физики. Напомним, что действующая сейчас структура предполагает два цикла изучения физических дисциплин – начальный (6-8 классы) и завершающий (9-11 классы). Такой подход учитывает возрастные особенности учащихся, а также тесную связь физики с другими учебными предметами, прежде всего математикой.

Подвергается также постоянному сокращению и содержание учебного материала, из программы постоянно исчезают не только отдельные явления, законы, но и целые разделы традиционных курсов.

Возникает вопрос – а может, действительно, физика, как учебный предмет, в имеющихся объемах и не нужна, нужно ли всех учащихся «делать физиками»? Наша точка зрения однозначна – задачи курса физики не только сугубо прагматические (готовить будущих физиков, инженеров и т.д.), но и более общие. К числу таких задач следует отнести, прежде всего, формирование научного мировоззрения и развитие мышления учащихся. Не секрет, что многие выпускники физических специальностей ВУЗов успешно работают в бизнесе, экономике и т.д. Например, значительное число выпускников физического факультета становятся высококвалифицированными (и высокооплачиваемыми) программистами. Но трудно назвать программиста по образованию, который бы стал физиком.

С этой позиции следует подходить и к разработке новых учебных программ по физике. По-видимому, следует признать, что практическая направленность курса физики все более теряет свою значимость: даже отличное знание курса физики не позволит без специальной подготовки заняться починкой современного телевизора, или даже утюга. Также все более снижается роль постоянного накопления (запоминания) информации – современный уровень развития информационных технологий позволяет без труда получить доступ к любой информации. Кроме того, современный поток новой информации настолько велик, что мозг человека не в состоянии ее усваивать.

По этому в основу курса физики следует положить усвоение основных идей фундаментальных физических теорий. Потому, что именно такой подход позволит сформировать сознание обучаемого так, чтобы он смог осознано усваивать новые идеи, новые темы, новые теории. Именно такой подход позволит сформировать достаточно цельное восприятие различных областей физики. Можно привести целый ряд курьезных примеров. В 10 классе достаточно подробно изучается явление электромагнитной индукции, абсолютно же равноправное явление ток смещения, в лучшем случае упоминается только вскользь. При изучении термодинамики рассматривается только 1 закон термодинамики и только его применение к идеальному газу. Что зачастую приводит к недоуменным вопросам: «А что этот закон применим не только к идеальному газу?» Если двигать по этому пути, то скоро придется обсуждать вопрос о том, кокой из трех законов динамики Ньютона исключить из программы.

С нашей точки зрения, следует модернизировать имеющиеся программы именно в направлении большего обобщения, формирования цельной картины физических теорий, а не заниматься якобы принципиальными новшествами типа внедрения «компетентностного» подхода.

К сожалению, сейчас, как и всегда, процессом развития (?) учебных дисциплин и не только физики, руководят люди, прежде всего чиновники, далекие от понимания того, чем они руководят. С этой точки зрения нужно реальное вмешательство Академии наук в ход развития нашей системы образования в рамках компетентного анализа имеющихся учебных программ, содержания учебников и других учебных материалов.

УДК 53

Ю.Г. Рудой, О.С. Овсянникова

**НОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИЗУЧЕНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕЕ
ПРЕПОДАВАНИИ В КУРСАХ ОБЩЕЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

*Российский университет дружбы народов, ул. Миклухо – Маклая, 6, 117198, Москва,
Российская Федерация*
rudikar@mail.ru, ovsyannikovaos@mail.ru

В последние годы происходит достаточно очевидное смещение акцентов в экспериментальном и теоретическом изучении ряда областей физики – прежде всего в квантовой радиофизике и оптике, в изучении низкоразмерных и неупорядоченных материалов – как «твердых», так и «мягких», а также в изучении астрофизических (или, более общо, гравитационно связанных) объектов и т.п.

В целом можно говорить об очередном этапе научной революции в физике и технологии – прежде всего в той ее части, которую принято называть *нанотехнологией*. К этому следовало бы добавить также область, называемую квантовой информатикой – разумеется, в части ее не математической (*soft matter*), но материальной реализации (*hard matter*). Ясно, что преподавание физики вообще – и прежде всего в профессиональном обучении физиков – должно откликнуться на указанные вызовы, хотя, конечно, определенное отставание преподавания любой науки от ее переднего края вполне традиционно и даже неизбежно.

При этом университетские курсы квантовой механики, дополняемые отечественными и переводными учебными пособиями, в общем и целом дают достаточное теоретическое обоснование для освоения и понимания новых проблем. К сожалению, иначе обстоит дело в отношении даже хороших университетских курсов термодинамики (ТД) (см., например, [1-7]): как и много лет назад, их основным содержанием остаются лишь общие законы ТД, проиллюстрированные описанием свойств обычных макроскопических объектов – газов, жидкостей, твердых тел, теплового излучения, иногда также магнетиков и диэлектриков.

На первый взгляд кажется, что современные направления физических исследований не должны затрагивать столь фундаментальный и притом весьма консервативный раздел физики, каким является классическая, или феноменологическая термодинамика. Действительно, все основные понятия термодинамики – в первую очередь, понятия изолированного или открытого объекта и его окружения (в частности, термостата) остаются неизменными; аналогично, остаются в силе также четыре начала ТД и стандартный набор ТД-параметров (как правило, не более пяти).

Этого набора вполне достаточно для описания равновесных *состояний*, однако ситуация резко меняется при применении ТД к описанию *процессов* – как правило, неравновесных и необратимых. Группа вопросов, связанная с весьма популярной 10-15 лет назад синергетикой, а именно образованием упорядоченных структур вдали от состояния ТД-равновесия, уже нашла вполне адекватное отражение в ряде учебных курсов и пособий [8-12], однако в настоящее время этим уже нельзя ограничиться.

На наш взгляд, сегодня можно выделить три основных группы новых задач, для которых вузовские курсы термодинамики следует существенно дополнить.

1. Прежде всего, ограничена применимость свойства *аддитивности* экстенсивных ТД-величин – например, энергии E и энтропии S , которое нарушается для дальнедействующего и неэкранируемого гравитационного взаимодействия.

2. Существенно также, что во многих практических приложениях ТД требует пересмотра ряда упрощающих предположений, лежащих в самом «сердце» классической ТД – например, представление о *квазистатических процессах* в реальных циклах.

3. Важным современным аспектом развития ТД является создание *мезо-* (а далее *нано-*) *термодинамики*. Эти понятия приобретают особую роль в физической химии и материаловедении, где речь обычно идет о физике кластеров.

- [1] Леонтович М.А. Введение в термодинамику. Изд. 3-ье. М., Наука, 1983.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Изд. 3-е. М., Наука, 1976.
- [3] Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика. Изд. 2-ое. М., Наука, 1979.
- [4] Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика. Изд. 2-ое. М., УРСС, 2008.
- [5] Базаров И.П. Термодинамика. Изд. 4-ое. М., Высшая школа, 1991.
- [6] Терлецкий Я.П. Статистическая физика. Изд. 3-е. М., Высшая школа. 1994.
- [7] Кубо Р. Термодинамика. Современный курс. Пер. с англ. М., Мир, 1970.
- [8] Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. Введение в теорию диссипативных структур. Пер. с нем. М., Мир, 1979.
- [9] Грабов В.М., Трофимова С.Ю. Элементы динамики неустойчивых состояний и неравновесной термодинамики. Изд-во ОГПУ, Оренбург, 1999.
- [10] Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. М., Янус-К, 2002.
- [11] Пригожин И.Р., Кондепуди Д. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур. Пер. с англ. М., Мир, 2002.
- [12] Быстрой Г.П. Термодинамика необратимых процессов в открытых системах. М.-Ижевск, РХД, 2011.

УДК 53:004

С.Н. Сытова¹, М.Д. Дежурко², И.Я. Дубовская², И.М. Кимленко²,
 А.Н. Коваленко¹, А.С. Лобко¹, А.Л. Мазаник¹, Н.И. Поляк², Т.А. Савицкая²,
 А.И. Тимощенко², С.В. Черепица¹

ФОРМИРОВАНИЕ КОНТЕНТА УЧЕБНО-НАУЧНОГО ПОРТАЛА ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ BELNET

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Беларусь

¹sytova@inp.bsu.by, lobko@inp.bsu.by, chere@inp.bsu.by

² *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4,
 220030 Минск, Беларусь*

² dubovskaya51@mail.ru, SavitskayaTA@bsu.by, a_timoshchenko@mail.ru

Создание специализированного учебно-научного портала ядерных знаний BelNET (**Belarusian Nuclear Education and Training**), осуществляемое в рамках ГПНИ «Информатика и космос», является важной задачей на этапе строительства Белорусской АЭС, поскольку по рекомендациям МАГАТЭ каждая страна, формирующая атомную отрасль, должна иметь оригинальный национальный портал ядерных знаний, интегрированный в мировую систему управления ядерными знаниями.

Миссия портала BelNET – формирование благоприятной информационной, социально-культурной и образовательной среды для устойчивого развития атомной энергетики страны. В настоящее время пилотная версия BelNET расположена по



адресу: <http://lar.inpnet.net/el/belnet/> (см. рисунок), где реализованы все необходимые функции портала, включая возможность удаленной правки структуры портала и занесения документов, разнообразной сортировки и фильтрации, а также два уровня доступа к документам в зависимости от прав пользователей. Фактически в рамках данной работы была создана оригинальная система управления контентом. Она предоставляет, в том числе, возможность ввода текста, формул в LaTeX-подобной форме, загрузки ссылок,

различных типов файлов, фотографий, картинок и видео.

Подчеркнем, что процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний, разработка специальных материалов для системы дистанционного обучения – процесс трудоемкий и длительный. И в этом смысле работа над BelNET находится в самом начале. В настоящее время ведется работа над глоссарием по ядерной физике и лабораторными работами для школьников и студентов. Определения понятий, включаемых в глоссарий, формируются на основании сложившихся в научной среде традиций, национальной и межгосударственной нормативной базы с учетом рекомендаций МАГАТЭ (если она распространяется на рассматриваемые термины), и мнения составителей, которое в случае отличий от общепринятых или стандартизированных формулировок разъясняется в отдельных статьях, освещающих

также область применения и, при необходимости, анализ различных формулировок определений терминов.

В школьной программе ядерная физика традиционно представлена лишь небольшим «теоретическим» разделом, в котором не предусматривается выполнение лабораторных работ. Это объясняется тем, что лабораторные работы по ядерной физике требуют применения источников ионизирующих излучений, что для школьников запрещено санитарными нормами. Однако практические навыки, которые обучающиеся получают при выполнении лабораторных работ, позволяют им более полно понять особенности прохождения ионизирующего излучения через вещество, а также опасность и принципы защиты, связанные с использованием радиоактивных веществ. В современном мире это очень важно, так как масштабы использования ионизирующих излучений и радионуклидных источников в медицине, технике и других областях растут чрезвычайно быстро. Требования к знаниям основ взаимодействия излучения с веществом и его воздействия на окружающую среду предъясняет и процесс развития атомной энергетики в Республике Беларусь. Насколько необходим хотя бы минимальный уровень знаний в данной области для широких слоев населения, показал опыт и последствия Чернобыльской катастрофы.

В рамках развития контента Портала ядерных знаний BeINET нами было решено предложить школьникам, студентам младших курсов, а также любому интересующемуся интернет-пользователю цикл лабораторных работ по изучению прохождения ионизирующего излучения через вещество, которые можно выполнить, используя интернет-ресурсы. Общей частью цикла лабораторных работ являются «Краткие сведения из ядерной физики и ядерной спектрометрии», в которых приведены основные закономерности явления радиоактивности, объясняется работа детектора ионизирующего излучения, принципы формирования и интерпретации экспериментального энергетического спектра излучения. Приведены формулы для оценок статистических погрешностей эксперимента. Практический цикл включает в себя пять лабораторных работ: «Определение активности радиоактивного источника относительным методом», «Поглощение электронов в веществе», «Поглощение гамма-квантов в веществе», «Изучение проникающей способности гамма-квантов различных энергий», «Естественные радиоактивные ряды». Каждая лабораторная работа содержит краткое описание изучаемых процессов, что необходимо для понимания выполнения измерительной части работы, а также для анализа полученных в работе результатов. Как отдельный раздел каждой работы даны методические указания по порядку обработки экспериментальных данных, расчету и анализу конечных величин. Экспериментальные данные (энергетические спектры определенного ионизирующего излучения) получены с использованием спектрометров ионизирующего излучения кафедры ядерной физики БГУ и содержатся в каждой лабораторной работе в виде текстовых файлов. Это позволяет выполнять лабораторные работы, имея только компьютер со стандартным набором программ. С помощью электронных таблиц (напр. MS Excel) осуществляется обработка экспериментальных спектров, расчет необходимых величин, представление результатов в графическом виде. В конце цикла приводится тестовая программа, позволяющая оценить правильность полученных результатов, а также уровень понимания пользователем изучаемых процессов и его готовности применить полученные результаты, например, для оценки параметров необходимой защиты от ионизирующего излучения.

УДК 12.79.00

Н. А. Никоненко¹, А. А. Белов²**ПОДГОТОВКА КАДРОВ ВЫСШЕЙ НАУЧНОЙ КВАЛИФИКАЦИИ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ**

¹ *Белорусский государственный медицинский университет, пр. Дзержинского, 83, 220116 Минск, Беларусь*

² *Белорусский институт системного анализа и информационного обеспечения научно-технической сферы, пр. Победителей 7, 220004 Минск, Беларусь*

Главной целью кадровой политики в условиях инновационного развития экономики является обеспечение промышленного комплекса высококвалифицированными специалистами и кадрами высшей научной квалификации, в том числе для работы в отраслях, относящихся к V и VI технологическим укладам (микроэлектронная промышленность, геновая инженерия и биотехнологии, наноматериалы и нанотехнологии, информационно-коммуникационные технологии, космическая техника).

В связи с этим представляется актуальным проанализировать состояние подготовки научных работников высшей квалификации в 2014 году, а также плановых на 2015 год и прогнозных на период 2016-2020 годы показателей приема лиц для получения послевузовского образования в области физико-математических наук с учетом потребностей развития высокотехнологичных и наукоемких производств.

В последние годы в целом по республике наблюдается устойчивая тенденция сокращения численности лиц, осваивающих содержание образовательной программы аспирантуры практически по всем важным для развития промышленного комплекса страны отраслям науки, за исключением физико-математических наук [1]. Так численность обучающихся в аспирантуре по физико-математическим специальностям возросла в 2014 году по сравнению с предыдущим годом на 6,0% и составила 265 человек. Подготовка кадров высшей научной квалификации в области физико-математических наук преимущественно осуществляется в системе Министерства образования (81,9% от общего числа обучающихся в аспирантуре). При этом доля лиц, проходящих подготовку по физико-математическим специальностям, необходимым для развития высокотехнологичных производств, относящихся к V и VI укладам экономики (далее – приоритетные специальности), в 2014 году примерно сохранилась на уровне 2013 года и составила 20,6%.

В 2014 году показатель эффективности деятельности аспирантуры «выпуск из аспирантуры с защитой диссертации» в области физико-математических наук превысил в два раза республиканский уровень и составил 9,8%, показатель «выпуск с проведением предварительной экспертизы диссертации» составил 15,9%, что на 3,7 п.п. больше значения данного показателя в целом по республике.

Наибольшее число аспирантов проходят в настоящее время подготовку по двум приоритетным специальностям в области физики: «оптика» и «физика конденсированного состояния». Тогда как, например, на протяжении последних трех

лет не осуществляется подготовка научных работников высшей квалификации по приоритетной специальности «физика высоких энергий». Причем в предстоящее пятилетие не планируется осуществлять прием аспирантов по данной специальности. Следует также отметить, что до сих пор не открыта подготовка кадров высшей научной квалификации по такой важной для развития наноиндустрии республики специальности как «физика и технология наноструктур, атомная и молекулярная физика».

На период 2015-2020 годы планируется ежегодно принимать в аспирантуру по физико-математическим специальностям в среднем 65 человек, из них в области физики – 50 человек. По сравнению с показателями фактического приема 2014 года численность приема в аспирантуру в области физико-математических наук планируется увеличить на 8,3%. При этом удельный вес численности приема аспирантов по приоритетным специальностям в области физики прогнозируется сохранить на уровне показателей фактического приема 2014 года – 21,0%.

Проведенный выше анализ свидетельствует, что для обеспечения развития высокотехнологичных и наукоемких производств необходимо решение целого ряда задач, таких как открытие подготовки по новым приоритетным специальностям, в том числе в области физики, стимулирование проведения диссертационных исследований аспирантов (докторантов) по приоритетным направлениям науки и высоких технологий, разработка мер по целевой подготовке кадров высшей научной квалификации, в том числе за рубежом.

Одним из важнейших механизмов дальнейшего совершенствования кадрового обеспечения промышленного комплекса страны является мониторинг и прогнозирование потребности организаций в кадрах с учетом обеспечения развития высокотехнологичных производств, формирование заказа на подготовку высококвалифицированных специалистов и научных работников высшей квалификации на основе реальной потребности в таких кадрах.

[1] Наука и инновационная деятельность в Республике Беларусь // Статистический сборник / Национальный статистический комитет РБ.– Минск, 2015. – С. 137.

УДК 378.018

Н.В. Матецкий, А.Е. Василевич, С.С. Ануфрик

**ПРОБЛЕМЫ ОБУЧЕНИЯ ФИЗИКЕ В СРЕДНЕЙ
ОБЩЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ШКОЛЕ**

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы,
ул. Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь
matsetsky@mail.ru

Вся история развития физики показывает, что она, безусловно, является фундаментальной основой как техники, так и естествознания в целом. Физика лежит в основе фундаментального образования инженера. Без ее глубокого изучения инженеру практически невозможно работать в новых областях техники и технологии.

Каково же качество нашего школьного физического образования?

Несмотря на хорошие результаты выступления наших школьников на Международных олимпиадах, большинство учащихся показывают сравнительно невысокий уровень подготовки по физике, о чем говорят результаты централизованного тестирования (ЦТ). На наш взгляд такое состояние дел обусловлено следующими причинами:

Во-первых, это недостаточное количество часов отводимых на изучение физики в средней школе. Базовый уровень предполагает: 1 ч в неделю в 6 классе; 2 ч в неделю в 7, 8, 9 классах; 2 ч в неделю в 10, 11 классе; 4ч в неделю в 10 и 11 профильных классах физико-математического направления. Выпускного экзамена по физике нет.

Во-вторых, как известно, существуют два пути познания окружающего мира – эмпирический и теоретический. В настоящее время в связи с недостатком школьного оборудования, методического обеспечения, а также с отменой вступительных экзаменов в вузы и заменой их на ЦТ в обучении физике преобладает теоретическое направление. С введением централизованного тестирования физика стала в основном меловой наукой. Под основной задачей обучения физике многие учителя понимают решение задач и подготовку учащихся к ЦТ. Конечно, такие учебные занятия проводить удобнее и проще. Для проведения урока необходимы доска, мел, и сборники задач с решениями и тестами, которых сейчас предостаточно. Учителям нет необходимости тратить время на подготовку опытов и демонстраций, которые к тому же не всегда и получаются. Понятно, что без решения задач обучение физике неэффективно, но не надо забывать, что физика в своей основе наука экспериментальная. В результате такого подхода большое количество учащихся теряют мотивацию к изучению предмета: им не интересно решать задачи, слушать объяснения учителя. В то же время для большинства учащихся представляет интерес использования физических знаний в технике, быту, окружающем мире. Их привлекает самостоятельная работа с приборами, оборудованием, проведение опытов, исследований. А что мы видим на практике? В школах сократилось число часов отводимых на проведение лабораторных работ, из учебной программы исчез лабораторный практикум, который раньше проводился в конце четверти или в конце учебного года. Таким образом, произошло падение интереса и мотивации к изучению

физики и как следствие потеря приоритета всего естественнонаучного образования в целом.

В третьих - человеческий фактор. Во все времена большую часть учительства составляли энтузиасты, работавшие больше по призванию, чем за материальное вознаграждение. У хороших талантливых учителей всегда были талантливые и хорошо подготовленные учащиеся. Но времена изменились. В результате мы столкнулись с проблемой кадров, которая в конечном итоге переросла в проблему качества преподавания физики в школе и как следствие при поступлении в вузы из “слабых” учащихся получают “слабые” студенты. Все это в конечном итоге приведет к снижению качества подготовки инженерных кадров и как следствие на производство придут некомпетентные специалисты. Для решения поставленных проблем, на наш взгляд, необходимо:

–увеличить число часов, отводимых на изучение физики и других естественнонаучных дисциплин. Вернуть в школы профильную систему обучения.

–больше внимания уделять экспериментальной составляющей учебного процесса, использованию новых цифровых технологий, созданию качественных информационных ресурсов и современных методик позволяющих расширить возможности физического эксперимента и тем самым активизировать познавательную деятельность учащихся, реализовать деятельностный подход в обучении. Необходимо отметить, что Министерством образования Республики Беларусь разработана программа переоснащения школ республики учебным оборудованием на 2012-2017 годы и выделены средства на ее реализацию;

–необходима и инновационная система подготовки и переподготовки учителей физики и других естественнонаучных дисциплин, направленная на формирование профессиональной компетенции учителей, которая означает переход от информативно-когнитивных образовательных технологий, традиционно используемых для подготовки студентов, к активным практико-ориентированным технологиям.

–для повышения эффективности обучения необходимо использовать более совершенные критерии оценки качества труда учителя, которые более разносторонне и объективно оценивали бы его труд и учитывали интересы всех обучаемых.

Следует отметить, что в Гродненском государственном университете имени Янки Купалы на физико-техническом факультете ведется активная работа по разработке и внедрению в учебный процесс школ и вузов инновационной системы обучения, основанной на комплексном использовании современных электронных средств и физического эксперимента. В 2011 году по обеспечению деятельности Министерства образования Республики Беларусь реализован научно-методический проект «Научное обоснование и разработка инновационной методики обучения физике, основанной на комплексном использовании современных информационных технологий и физического эксперимента». Ведутся также научно-методические исследования, акцент в которых делается на комплексное использование реального физического эксперимента и электронных средств обучения. Создано РУП УНПЦ «ТехноЛаб», которое успешно занимается разработкой и производством современного демонстрационного и лабораторного оборудования, которое успешно поставляется в школы и вузы Республики Беларусь и за рубеж.

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

- В.Г. Барышевский**
НИУ "Институт ядерных проблем" БГУ
ЯДЕРНАЯ ОПТИКА 7
- Mats Larsson**
Stockholm University
FREE ELECTRON LASERS - THE NEW TOOL IN THE NATURAL
SCIENCES 9
- О.Д. Скоромник, **И.Д. Феранчук**
Белорусский государственный университет
КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЭЛЕКТРОНА С ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ 10
- Э. Ауфрей, О.В. Буганов, М.В.Коржик, **С.А. Тихомиров**, А.А. Федоров, А.Д.
Широканов
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ДВУХ-ФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ КАК НОВЫЙ МЕТОД
ФОРМИРОВАНИЯ СУБ- ПИКОСЕКУНДНЫХ ВРЕМЕННЫХ МЕТОК
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В
НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ 11
- Н.В. Максименко, **Е.В. Вакулина**, С.М. Кучин
Брянский государственный университет
ДИПОЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ И ГИРАЦИИ ЧАСТИЦ
СПИНА ЕДИНИЦА В ФОРМАЛИЗМЕ ДАФФИНА–КЕММЕРА–ПЕТЬЮ 13
- П. Аргиракис, В.С. Вихренко, П. Гиазитзидис, **Я.Г. Грода**
*Учреждение образования «Белорусский государственный технологический
университет»*
ПАРАМЕТР ПОРЯДКА РЕШЕТОЧНОГО ФЛЮИДА С
ОТТАЛКИВАНИЕМ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ НА ПЛОСКОЙ
КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С БЛОКИРОВАННЫМИ УЗЛАМИ 15
- А.А. Хрущинский, С.А. Кутень, **Ф.А. Сперанский**, Л.Ф. Бабичев
*Департамент по ядерной и радиационной безопасности Министерства по
чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь.*
РАЗБРОС АМПЛИТУД ИМПУЛЬСОВ ИОНИЗАЦИИ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ,
ОБУСЛОВЛЕННЫЙ РАЗБРОСОМ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ U-235 ПО Z,
M, E 17
- А.Ю. Манько**, Р.Г. Шуляковский
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ДВУХФОТОННОЕ РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОНОВ НА АДРОННЫХ
УСКОРИТЕЛЯХ В НЕЛИДИРУЮЩЕМ ПОРЯДКЕ 19

С.Л. Черкас , В.Л. Калашников <i>НИУ "Институт ядерных проблем" БГУ</i> КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА ПОЗВОЛЯЕТ ЗАДАВАТЬ НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ СИНГУЛЯРНОСТИ: ПРИМЕР МОДЕЛИ ГОУДИ	20
А.И. Сытов , В.В. Тихомиров, V. Guidi, E. Bagli, L. Bandiera, G. Germogli, A. Mazzolari <i>НИУ "Институт ядерных проблем" БГУ</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ	22
И.И. Наркевич, Г.С. Бокун, В.С. Вихренко <i>Белорусский государственный технологический университет</i> СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА НАНОЧАСТИЦ В РАМКАХ ДВУХУРОВНЕВОГО МОЛЕКУЛЯРНО-СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА	24
М.А. Князев <i>Белорусский национальный технический университет</i> НОВОЕ РЕШЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА	26

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

А.Я. Блохин, В.А. Поводайло, В.А. Толкачев , Д.Л. Яковлев <i>Институт физики НАН Беларуси им. Б.И. Степанова</i> МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА "АНОМАЛЬНОЙ" ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЦИС-АЗОАЛКАНОВ	31
A. Starukhin , V. Kouhar, R. Czerwień, A. Gorski, T. Raichonok, V. Kniukshto <i>B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences</i> INTERNAL HEAVY ATOM EFFECT FOR METALLOCOMPLEXES OF ОСТАETHYLPORPYRIN	33
A. Starukhin , V. Kniukshto, T. Raichonok, V. Chernii, M. Kijak, S. Gawinkowski, A. Gorski <i>B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences</i> QUANTUM CHEMICAL AND PHOTOPHYSICAL STUDY OF CHROMOPHORE-LIGAND INTERACTION IN PHTHALOCYANINES METALLOCOMPLEXES WITH OUT-OF-PLANE LIGANDS	35
Г.Е. Малашкевич , В.В. Ковгар, Т.Г. Хотченкова, К.А. Акиншев, А.А. Суходола, В.Н. Сигаев, Н.В. Голубев, М.З. Зиятдинова <i>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси</i> СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Sb-СОДЕРЖАЩИХ ХАНТИТОПОДОБНЫХ СТЕКОЛ	37

- Г.Е. Малашкевич**, Г.Ю. Шахгильдян, В.В. Ковгар, В.И. Савинков, В.Н. Сигаев, А.А. Суходола, П.П. Першукевич
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Eu-СОДЕРЖАЩЕГО ФОСФАТНОГО СТЕКЛА 39
- М.Б. Шундалов**, Г.А. Пицевич, А.А. Минько, С.В. Гапоненко, А.С. Мацукович
Белорусский государственный университет
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ И НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ МНОГО-ОПОРНЫХ МЕТОДОВ 41
- Н.Н. Крук**, И.В. Вершиловская
Белорусский государственный технологический университет
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ СМЕШАННЫХ 5,10,15,20-ТЕТРААРИЛПОРФИРИНОВ 43
- Н.Н. Курьян**, С.С. Ануфрик
Гродненский Государственный Университет имени Янки Купалы
ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ЖИВОПИСИ ЛАЗЕРНО-ЭМИССИОННЫМ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА 45
- Д.В. Кленицкий, **Н.Н. Крук**
Белорусский государственный технологический университет
РОЛЬ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫХ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ КИНЕТИКИ ФЕДИНГА ФЛОУРЕСЦЕНЦИИ 47
- Н.Н. Крук**, Д.В. Кленицкий
Белорусский государственный технологический университет
АНАЛИЗ ХАРАКТЕРА НЕПЛОСКОСТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ МАКРОЦИКЛА СВОБОДНЫХ ОСНОВАНИЙ КОРРОЛОВ 49
- М.Б. Барашкова**, К.Н. Горбаченя, А.С. Ясюкевич, В.Э. Кисель, С.В. Курильчик, Н.В. Кулешов, А.А. Павлюк
НИЦ Оптических материалов и технологий
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛА КАЛИЙ ИТТРИЕВОГО ВОЛЬФРАМАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНА ЭРБИЯ 51
- Х. Сохраби Анараки, **Н.В. Гапоненко**, А.И. Кулак, Т.Ф. Райченко, С.А. Тихомиров
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ ПЛЕНОК ТИТАНАТА СТРОНЦИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ ЗОЛЬГЕЛЬ МЕТОДОМ 53

- Д.С. Умрейко, **А.П. Зажогин**, А.И. Комяк
Белорусский государственный университет
 ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА ПРОЦЕССЫ
 ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ УРАНА 55
 ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В РАСТВОРАХ УРАНИЛПЕРХЛОРОТА
 В АЦЕТОНЕ
- С.М. Качан**, А.Ю. Панарин, П. Мойзес, С.Н. Терехов
Белорусский национальный технический университет
 НАСТРОЙКА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ
 МАКСИМАЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ СИГНАЛА ГКР СЕРЕБРЯНЫМИ 57
 НАНОСТРУКТУРАМИ НА ПОДЛОЖКАХ АНОДНОГО ОКСИДА
 АЛЮМИНИЯ
- В.В. Шепелевич, **А.В. Макаревич**, П.И. Ропот, С.М. Шандаров
*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.
 Шамякина*
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ 59
 ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ ОТ ТОЛЩИНЫ
 КРИСТАЛЛА СИЛИКОСИЛЛЕНИТА ВИСМУТА
- Ю.Ю. Адамович**, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик
Белорусский государственный университет
 УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОВОПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ 61
 ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ
 ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ
- А.В. Макаревич**, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров
*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.
 Шамякина*
 ВЛИЯНИЕ УГЛА БРЭГГА НА ПОЛЯРИЗАЦИОННО 63
 ОПТИМИЗИРОВАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ
 ЭФФЕКТИВНОСТИ СМЕШАННЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ В
 КРИСТАЛЛЕ ТИТАНОСИЛЛЕНИТА ВИСМУТА
- В.М. Стедик, В.С. Пунтус, Б.А. Оразов, **В.К. Кононенко**
Белорусский государственный университет
 СПЕКТРАЛЬНЫЕ И МОЩНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 65
 СВЕТОДИОДОВ EPSTAR
- Г.А. Пицевич**, А.Е. Малевич, Е.З Шаламберидзе
Белорусский государственный университет
 РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ 67
 ИНТЕНСИВНОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНО–ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОЛОСЫ
 ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ В АРГОНОВОЙ МАТРИЦЕ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

- С.Н. Курилкина**, Н.С. Казак, В.Н. Белый, Н.А. Хило
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ЭВАНАСЦЕНТНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ И ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ 71
- Н.В. Кулешов**, В.А. Орлович, В.Э. Кисель, В.И. Дашкевич
НИИЦ оптических материалов и технологий БНТУ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ НОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ 73
- В.В. Тихомиров**
НИУ "Институт ядерных проблем" БГУ
ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ В ОСВОЕНИИ ЖЕСТКОГО ГАММА-ДИАПАЗОНА 74
- Д.В. Новицкий**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В НЕЛИНЕЙНЫХ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ 76
- С.А. Лысенко**, М.М. Кугейко, В.В. Хомич
Белорусский государственный университет
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АЭРОЗОЛЯ ИЗ СИГНАЛОВ МНОГОЧАСТОТНОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ИНФОРМАЦИОННОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ 78
- В.Н. Капшай, А.А. Шамына**
Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины
THE RAYLEIGH-GANS-DEBYE MODEL OF SHG FROM THE FINITE CYLINDER IN CASE OF NORMAL INCIDENCE OF A PLANE WAVE 80
- Г.С. Митюринч**, Е.В. Черненко, В.В. Свиридова, А.Н. Сердюков
Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины
ФОТОТЕРМИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПЛОТНОМ СЛОЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК 82
- А.Л. Уласевич**, А.А. Кузьмук
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ПРИМЕНЕНИЕ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ В ОПТИКОАКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГАЗОВЫХ СРЕД 84
- Д.В. Новицкий**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧИРПИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА С ПЛОТНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ СРЕДОЙ 86

- О.Г. Романов, **Я.К. Штыков**
Белорусский государственный университет
 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ
 АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ **88**
 НАНОСТРУКТУРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ
 ИМПУЛЬСОВ
- Д.В. Новицкий, **В.М. Катаркевич**, Т.Ш. Эфендиев
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
 КИНЕТИКА ГЕНЕРАЦИИ РОС–ЛАЗЕРА НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ **90**
 РЕШЕТКЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СУБНАНОСЕКУНДНОМ
 ВОЗБУЖДЕНИИ
- К.Ф. Ермалицкая**, Е.С. Воропай, Ф.А. Ермалицкий
Белорусский государственный университет
 ДВУХИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОАНАЛИЗ ПОРИСТЫХ И **92**
 ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ
- Е.В. Вилейшикова**, П.А. Лойко, В.И. Дашкевич, В.А. Орлович,
 А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, А.С. Ясюкевич, К.В. Юмашев, Н.В. Кулешов,
 А.А. Павлюк **94**
Белорусский национальный технический университет
 СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОВОГО
 ЛАЗЕРНОГО КРИСТАЛЛА: $\text{Eu}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$
- Л.П. Свирина**
БНТУ
 ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ АНИЗОТРОПНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ **96**
- С.С. Ануфрик, **Г.Г. Сазонко**, В.В. Тарковский, М.М. Асимов
Гродненский государственный университет имени Янки Купалы
 ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСА ВКЛЮЧЕНИЯ НА **98**
 ОСНОВЕ ФЕНАЛЕМИНА 160 С α - И γ -ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ
- В.К. Павленко, А.П. Шкадоревиц, **Г.А. Пашкевич**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси **100**
 АНАЛОГОВЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР СВЧ СПЕКТРОВ

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

- Л. В. Симончик, **М. С. Усачёнок**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КРИСТАЛЛ, УПРАВЛЯЕМЫЙ ПЛАЗМОЙ **105**
 АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ, ПРИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ СВЧ
 ИЗЛУЧЕНИЯ

- В.С. Бураков, А.В. Буцень, В.В. Кирис, М.И. Неделько, Е.А. Невар,
Н.В. Тарасенко
ФИЗИКА ЛАЗЕРНОЙ И ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В ЖИДКОСТИ 107
- В.И. Архипенко, А.А. Кириллов, **А.В. Павлова**, Л.В. Симончик, О.Е. Нежвинская, Н.В. Дудчик
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ИНАКТИВАЦИЯ КОНСОРЦИУМОВ МИКРООРГАНИЗМОВ 108
ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ
- В.И. Архипенко, **А.А. Кириллов**, А.В. Павлова, Л.В. Симончик, А.Н. Мигун, А.П. Чернухо
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
КОНВЕРСИЯ ЭТАНОЛА В СИНТЕЗ-ГАЗ В РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО 110
ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ
- И.И. Филатова**, Н.А. Савастенко, В.А. Люшкевич, С.В. Гончарик, Н.И. Чубрик, Т.С. Рамазанов, М.Т. Габдуллин, Х.А. Абдуллин, М.К. Досболаев
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ПОВЫШЕНИЕ АКТИВНОСТИ ФОТОКАТАЛИЗАТОРОВ 112
ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ
- Е.З. Гусаков, Л.В. Симончик, А.В. Томов, **Ф.М. Трухачев**, И.А. Черкасова
ГУВПО «Белорусско-Российский университет»
НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ 114
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА
- В.И. Насонов**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
СВЯЗЬ ДИНАМИКИ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОЦЕССАМИ НА 116
ПОВЕРХНОСТИ И В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ФАКЕЛЕ ПРИ
ВОЗДЕЙСТВИИ КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА
ТИТАНОВУЮ МИШЕНЬ В ВОЗДУХЕ
- А.А. Горбачев**, В.В. Кирис, Н.В. Тарасенко, О.Н. Третинников
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
НЕОБРАТИМАЯ ИММОБИЛИЗАЦИЯ И СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ 118
ОКСИДА ЦИНКА НА ПОВЕРХНОСТИ ГИБКОГО ПОЛИМЕРНОГО
НОСИТЕЛЯ
- Ходор Баззал, А.Р. Фадаиян, Е.С. Воропай, **А.П. Зажогин**
Белорусский государственный университет
ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИКАЛОВ AlN В 120
ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ
НА АЛЮМИНИЕВЫЙ СПЛАВ Д16Т В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА

БИОФИЗИКА

- Г.Б. Толсторожев**, М.В. Бельков, О.И. Шадыро, Г.В. Майер, В.Я. Артюхов, О.К. Базыль
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
АНАЛИТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И КВАНТОВАЯ ХИМИЯ: АНТИВИРУСНЫЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ МОЛЕКУЛЫ В БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЯХ 125
- В.Ю. Плавский**, Н.В. Барулин, С.Б. Бушук, А.И. Водчиц, И.А. Ходасевич, Л.Е. Батай, А.С. Грабчиков, А.И. Третьякова, Л.Г. Плавская, А.И. Микулич, Т.С. Капская, В.А. Орлович, Н.С. Казак
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГИДРОБИОНТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ БИОЛОГИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭМБРИОНАЛЬНОМ И КЛЕТОЧНОМ УРОВНЯХ 127
- С.А. Лысенко, В.А. Фираго, **М.М. Кугейко**, А. И. Кубарко, О. Хотра, А.Н. Собчук
Белорусский государственный университет
ОПРЕДЕЛЕНИЕ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПАРАМЕТРОВ БУЛЬБАРНОЙ КОНЪЮНКТИВЫ ПО БЕСКОНТАКТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ СПЕКТРА ЕЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ 129
- К.О. Макаревич**, В.Ф. Миненко, К.А. Веренич, С.А. Кутень
НИУ
ОЦЕНКА ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ ПРИ ДЕНТАЛЬНЫХ РЕНТГЕНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ 131
- С.В. Лепешкевич**, С.Н. Гилевич, Б.М. Джагаров
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
МИГРАЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА ЧЕРЕЗ КСЕНОНОВЫЕ САЙТЫ ТЕТРАМЕРА ГЕМОГЛОБИНА И ЕГО ИЗОЛИРОВАННЫХ ЦЕПЕЙ 133
- С.В. Черепица**, С.Н. Сытова, А.Л. Мазаник, А.Н. Коваленко
Институт ядерных проблем БГУ
МЕТОДЫ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЧЕСТВЕННОГО И КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА ШИРОКОГО СПЕКТРА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЕЩЕСТВ 135
- Е.Ю. Бобкова**, Л.Н. Василевская, М.А. Ксенофонтов, Л.Е. Островская, М.Б. Шундалов
Институт ядерных проблем БГУ
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСОВ 3-d МЕТАЛЛОВ С ФУНКЦИОНАЛЬНЫМИ ГРУППАМИ ПОЛИУРЕТАНОВ В ПРОЦЕССЕ СОРБЦИИ 137

- Г.А. Пицевич**, Е.Н. Козловская
Белорусский государственный университет
АНАЛИЗ ВАЛЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ГИДРОКСИЛЬНОЙ ГРУППЫ В
ПРОТОНИРОВАННОМ ДИМЕРЕ ВОДЫ **139**
- С.С. Ануфрик, А.П. Володенков, **К.Ф. Зноско**
Гродненский государственный университет
ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЗУБНУЮ ТКАНЬ **141**
- С.К. Дик**, И.И. Хлудеев, Г.Г. Чистякова, Д.А. Завацкий
Белорусский государственный университет информатики и
радиоэлектроники
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ СПЕКЛ-КАРТИНЫ
СВЕТОВОГО ПОЛЯ ВНУТРИ ЗУБНОГО ФАНТОМА ОТ СКОРОСТИ
ДВИЖЕНИЯ РАССЕИВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ **143**
- К.А. Веренич**, В.Ф. Миненко, К.О. Макаревич, С.А. Кутень, А.А.
Хрущинский
Институт ядерных проблем БГУ
ФОТОНЕЙТРОНЫ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ ПРИ ЭКСПЛУАТАЦИИ
МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ **145**
- В.А Мансуров**, А.И. Кубарко, В.Л Казущик, В.Г. Лещенко, А. В.Шотт
Белорусский государственный медицинский университет
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОРОЭЛАСТИЧНОЙ
РЕЛАКСАЦИИ СЛОЯ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ **147**
- М.П. Патапович, Т.В. Докукина, С.А. Марчук, Ж.И. Булойчик,
А.П. Зажогин
Белорусский государственный университет
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА КАЛЬЦИЯ В ОРГАНИЗМЕ МАТЕРИ
И РЕБЕНКА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ
МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС **149**
- Ж.И. Булойчик**, А.П. Зажогин, Н.И. Нечипуренко, А.Л Танин
Белорусский государственный университет
ЛАЗЕРНАЯ АТОМНО-ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ
ЛОКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛЬЦИЯ В ОБРАЗЦАХ КРОВИ
ПАЦИЕНТА С ДИАГНОЗОМ НЕВРИНОМА, ВЫСОХШИХ НА ТВЕРДОЙ
ПОВЕРХНОСТИ **151**
- Г.Т. Маслова, А.Н. Веремчук, Т.А. Русско, А.С. Мавричев, А.П. Зажогин,
Ж.И. Булойчик
Белорусский государственный университет
СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ В ДИАГНОСТИКЕ
ОНКОЛОГИЧЕСКИХ БОЛЬНЫХ **153**

- М.П. Патапович, И.Д. Пашковская, Н.И. Нечипуренко, **Ж.И. Булойчик**
Белорусский государственный университет
 РЕТРОСПЕКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТНЫЙ ПОРТРЕТ ЧЕЛОВЕКА КАК РЕЗУЛЬТАТ АНАЛИЗА ВОЛОС МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ 155
- В.Г. Лещенко**, Е.М. Ермоленко, Ж.А. Ибрагимова, Т.С. Колесникова, Е.В. Ходосовская, С.И. Марчук, С.Е. Семерихина, М.А. Шеламова
Белорусский государственный медицинский университет
 ДИФФЕРЕНЦИРОВКА И ПРОЛИФЕРАЦИЯ МЕЗЕНХИМАЛЬНЫХ СТВОЛОВЫХ КЛЕТОК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ 157
- Е.В. Королик, **А.А. Иванов**, Н.И. Инсарова, В.Г. Лещенко, А.К. Королик, В.В. Кирковский
Белорусский государственный медицинский университет
 ОЦЕНКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ ПЛАЗМЫ КРОВИ ПАЦИЕНТОВ С ДИСЛИПИДЕМИЕЙ МЕТОДОМ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ 159
- Л.В. Кухаренко**, С.А. Чижик, Е.С. Дрозд, М.В. Гольцев, Н.Н. Мороз-Водолажская
Белорусский государственный медицинский университет
 ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОМБОЦИТОВ ПАЦИЕНТОВ С ТЕРМИНАЛЬНОЙ СТАДИЕЙ ХРОНИЧЕСКОЙ СЕРДЕЧНОЙ НЕДОСТАТОЧНОСТИ МЕТОДОМ АСМ 161
- А.В. Микулич**, А.И. Третьякова, Л.Г. Плавская, И.А. Леусенко, Т.С. Ананич, В.Ю. Плавский, И.Л. Морозова, Т.Е. Кузнецова, А.Э. Пыж, Е.Л. Рыжковская, Н.И. Счастливая, В.С. Улащик
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
 О ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПОЛИЕНОVOГО АНТИБИОТИКА АМФОТЕРИЦИНА В 163
- L.V. Kukharenski**, Th. Schimme, H. Fuchs, M. Barczewski, T.V. Shman, A.V. Tarasova
Belorussian State Medical University
 ATOMIC FORCE MICROSCOPY STUDY OF VISCOELASTIC PROPERTIES, STRUCTURAL AND SURFACE MORPHOLOGICAL CHANGES OF FANCONI ANEMIA PATIENT FIBROBLASTS OCCURRING AFTER EXPOSURE TO γ -RADIATION 165
- В.А. Фираго**, А.И. Кубарко, И.А. Волкова
Белорусский государственный университет
 ОЦЕНКА ГЕМОДИНАМИКИ БУЛЬБАРНОЙ КОНЪЮНКТИВЫ ГЛАЗА 167
- И.И. Хлудеев**, В.П. Зорин
Белорусский государственный университет
 БИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ КЛЕТОК ЦЕЛЬНОЙ КРОВИ 169

- А.В. Микулич**, Л.Г. Плавская, И.А. Леусенко, А.И. Третьякова, Т.С. Ананич,
О.А. Козленкова, В.Ю. Плавский
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЕ БИЛИРУБИНОМ ПОВРЕЖДЕНИЕ
КЛЕТОЧНЫХ СТРУКТУР 171
- А.И. Кубарко**, В.А. Фираго, С.А. Лысенко, М.М Кугейко, А.Н. Сабчук
Белорусский медицинский государственный университет
ВОЗМОЖНОСТИ РАННЕЙ ДИАГНОСТИКИ СОСУДИСТЫХ
ЗАБОЛЕВАНИЙ НА ОСНОВЕ ОЦЕНКИ ЗРИТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ И
СОСТОЯНИЯ СОСУДОВ ГЛАЗА 172
- И.В. Яковец**, К.Д. Тихонов, И.В. Янковский, Л.Н. Болотина, В.П. Зорин
Белорусский государственный университет
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АФИННОСТИ
ПОРФИРИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ К БИОЛОГИЧЕСКИМ
СТРУКТУРАМ 173
- Т.Е. Зорина, И.В. Янковский, **И.В. Яковец**, И.Е. Кравченко, Т.В. Шман,
М.В. Белевцев, В.П. Зорин
Белорусский государственный университет
ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛИПОСОМАЛЬНЫХ ФОРМ
ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ В ФДТ 175
- М.В. Пархоц**, С.В. Лепешкевич, А.С. Сташевский, Б.М. Джагаров,
А.О. Саргсян, Р.К. Казарян, А.Г. Гюльханданян, Г.В. Гюльханданян
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ФОТОСЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ СИНГЛЕТНОГО
КИСЛОРОДА НАНОКОМПОЗИТАМИ “НАНОЦЕОЛИТ ПОРФИРИН” В
ВОДНЫХ РАСТВОРАХ 176
- Г.А. Пицевич**, А.Е. Малевич, К.В. Ковалева, Е.Н. Козловская, Ю.
Дорошенко, В.Е. Погорелов, В. Шаблинскас, В. Балевичус, Л. Питерсо
Белорусский государственный университет
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КЛАСТЕРНЫЙ
СОСТАВ МЕТАНОЛА С ПОМОЩЬЮ ИК СПЕКТРОСКОПИИ И МЕТОДА
АНАЛИЗА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ 178
- A. Starukhin**, A. Gorski, M. Kijak, R. Czerwieniec, H. Yersin
B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences
CONFOCAL RAMAN PROBE OF $\text{Pt}(\text{2-THPY})_2$ IN SOLID POWDER 180

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР, ТВЁРДОГО ТЕЛА И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

10:30-11.00

Н.А. Поклонский

Белорусский государственный университет

185

ПОЛУПРОВОДНИКИ В МИРЕ МАТЕРИАЛОВ И ПРИБОРОВ

И.С. Ташлыков, О.М. Михалкович, И.И. Ташлыкова-Бушкевич,
Ю.С. Яковенко

БГПУ им. М. Танка

187

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК Al, Al+1at.%Cr И Mo, ОСАЖДЕННЫХ ПРИ ИОННОМ АССИСТИРОВАНИИ

Э.И. Зенькевич, А.П. Ступак, Д. Коверко, Т. Блаудек, К. фон Борцисковски

Белорусский национальный технический университет

189

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И НАНОАНСАМБЛЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ

В.В. Попов, А.В. Новицкий

Белорусский государственный университет

191

ЭЛЛИПТИЧЕСКО-ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

И.И. Ташлыкова-Бушкевич

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

193

О КИНЕТИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОДОРОДА С ДЕФЕКТАМИ В БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВАХ АЛЮМИНИЯ

О.С. Васьков, В.С. Нисс, А.С. Турцевич, А.Ф. Керенцев, **В.К. Кононенко**

Белорусский государственный университет

195

ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В.А Фираго

Белорусский государственный университет

197

ПРИНЦИПЫ СНИЖЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ ТЕХНИКОЙ

Е.С. Дорогуш

Белорусский государственный университет

199

ОСОБЕННОСТИ ПРЯМОЙ ТОКОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ЛАЗЕРОВ С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИПЕРО В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

Ю.В. Крученок, А.Н. Собчук, В.М. Катаркевич, Т.Ш. Эфендиев

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси

201

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЖЕЛАТИНОВОЙ ПЛЕНКИ

- В.В. Малютина-Бронская**, В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.С. Малышев
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С
ВЕРТИКАЛЬНЫМИ p-n ПЕРЕХОДАМИ ДЛЯ ГИБРИДНЫХ СОЛНЕЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ 203
- А.О. Муравицкая, **Л.И. Гуринович**, М.В. Артемьев, А.В. Прудников, С.В.
Гапоненко
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
НАНОПЛАСТИН CdSe, НАХОДЯЩИХСЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ 205
- А.Д. Замковец**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛАНАРНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ ZnS-
Ag 207
- М.А. Ходасевич**, Г.В. Синицын, Ю.А. Варакса, А.С. Ясюкевич, М.П. Демеш,
В. Асеев
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЗАТУХАНИЯ
АПКОНВЕРСИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ФТОР-ФОСФАТНЫХ
СТЕКЛОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ 209
- Т.А. Корниенко**, А.Л. Толстик, К.А. Саечников, Ю.И. Миксюк
Белорусский государственный университет
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ
СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ И ИХ ДИАГНОСТИКА 211
- Ж.В. Колядко**, Т.А. Корниенко, А.Л. Толстик, В.В. Шепелевич
*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.
Шамякина*
РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В
ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ
СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ 213
- О.С. Кабанова**, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик, И.И. Рушнова
Белорусский государственный университет
ПРОСТРАНСТВЕННО СТРУКТУРИРОВАННЫЕ
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ЗАДАЧ
ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ 215
- М.В. Гольцев**, А. Хофман, М.В. Гольцева
Белорусский государственный медицинский университет
ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ ПРИ
ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ Ne и Ar ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ 217

Н.И. Сушко, А.Б. Малый, **О.Н. Третинников**
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ ОРГАНО-
НЕОРГАНИЧЕСКИХ НАНОКОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ-
ГЕТЕРОПОЛИКИСЛОТА 219

О.М. Бородавченко, В.Д. Живулько, А.В. Мудрый
НПЦ НАН РБ по материаловедению
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ CuInSe_2 ,
ОБЛУЧЁННЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ 221

ФИЗИКА И ИНФОРМАТИКА

С.Н. Сытова
Институт ядерных проблем БГУ
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ РАЗЛИЧНЫХ
ВАРИАНТОВ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ 225

К.И. Ушева, А.А. Хрущинский, Ф.А. Сперанский, Л. Ф. Бабичев,
С.А. Кутень
Белорусский государственный университет
ПРИМЕНЕНИЕ КОДА SERPENT ДЛЯ РАСЧЕТА ДИФФУЗИОННЫХ
КОНСТАНТ ОТРАЖАТЕЛЯ РЕАКТОРА ВВЭР 227

О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов
Белорусский государственный университет
ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОТКАНИ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
МНОГОМЕРНЫХ ЗАДАЧ 229

И.В. Сафронов, А.И. Сытов
Белорусский государственный университет
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСТОВНОЙ И ВАЛЕНТНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ
ПЛОТНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ 231

Ю.А. Целков, А.П. Морозова, В.В. Тихомиров, **В.В. Гавриловец**
Институт ядерных проблем БГУ
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И
РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ В УСЛОВИЯХ ПРОБОЯ НА
УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ 233

S.F. Mingaleev, E.S. Sokolov, A. Richter, I. G. Koltchanov
VPI Development Center (division of VPIphotonics)
AUTOMATED DESIGN FRAMEWORK FOR LARGESCALE PHOTONIC
INTEGRATED CIRCUITS 235

С.В. Шалупаев, А.Н. Сердюков , Ю.В. Никитюк, А.А. Середа <i>Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ	237
С.А. Гришин , В.А. Селянтьев, Г.А. Пашкевич, Н.С. Недвецкий, А.Г. Батищев, С.В. Колдашов, А.М. Гальпер <i>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси</i> СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ КОНТРОЛЬНО-ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ АППАРАТУРЫ «КИА-М» ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОТРАБОТКИ МЕТОДОВ КАЛИБРОВКИ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ	239
С.А. Гришин , Г.А. Пашкевич, В.А. Селянтьев, Н.С. Недвецкий, А.А. Бунчук, К.Ю. Желудевич, В.В. Климентовский, Д.А. Ягодников <i>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси</i> АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС “МОНИТОРИНГ-М” ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ РАЗГАРА ТЕПЛОАПРЯЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ	241
РОЛЬ ФИЗИКИ В ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА И ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ПО ФИЗИКЕ. ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ	
И.Б. Ковш <i>Лазерная ассоциация России</i> ФОТОНИКА: МИРОВЫЕ ТЕНДЕЦИИ И СОСТОЯНИЕ В СНГ	245
Л.В. Танин <i>ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова», ООО «Магия света», ЗАО «Голографическая индустрия», Белорусский государственный университет, ОАО «БелОМО-ММЗ имени С.И. Вавилова»</i> СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГОЛОГРАФИИ В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ	247
С.В. Гапоненко <i>Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований</i> СВЕТ, ФОТОНИКА, ЧЕЛОВЕЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО	249
А.И. Слабодянюк <i>Белорусский государственный университет</i> ФИЗИКА В БЕЛОРУССКОЙ ШКОЛЕ. НОВЫЕ ПОДХОДЫ	251
Ю.Г. Рудой , О.С. Овсянникова <i>Российский университет дружбы народов</i> НОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИЗУЧЕНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕЕ ПРЕПОДАВАНИИ В КУРСАХ ОБЩЕЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ	253

- С.Н. Сытова**, М.Д. Дежурко, И.Я. Дубовская, И.М. Кимленко,
А.Н. Коваленко, А.С. Лобко, А.Л. Мазаник, Н.И. Поляк, Т.А. Савицкая,
А.И. Тимошенко, С.В. Черепица
Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета **255**
ФОРМИРОВАНИЕ КОНТЕНТА УЧЕБНО-НАУЧНОГО ПОРТАЛА
ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ BeINET
- Н.А. Никоненко**, А.А. Белов
Белорусский государственный медицинский университет **257**
ПОДГОТОВКА КАДРОВ ВЫСШЕЙ НАУЧНОЙ КВАЛИФИКАЦИИ В
ОБЛАСТИ ФИЗИКИ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ
- Н.В. Матецкий**, А.Е. Василевич, С.С. Ануфрик
Гродненский государственный университет имени Янки Купалы **259**
ПРОБЛЕМЫ ОБУЧЕНИЯ ФИЗИКЕ В СРЕДНЕЙ
ОБЩЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ШКОЛЕ

Организаторы выражают благодарность за
спонсорскую помощь:
Национальной академии наук Беларуси
Белорусскому Республиканскому фонду
фундаментальных исследований
ЗАО «Солар ЛС»
ООО «Магия света»
ЗАО «Голографическая индустрия»



Научное издание

V Конгресс физиков Беларуси

Минск, Беларусь, 27 – 30 октября 2015 г.

Сборник научных трудов

Редакционная коллегия

Килин С.Я. (главный редактор), Курочкин Ю.А., Анищик В.М., Ануфрик С.С.,
Апанасевич П.А., Гапоненко С.В., Джагаров Б.М., Казак Н.С., Олехнович Н.В.,
Орлович В.А., Поклонский Н.А., Рабинович О.С., Томильчик Л.В.,
Шепелевич В.В., Усачёнок М.С., Ковгар В.В., Шёлковый Д.В.

Ответственный за выпуск В.П. Кузьмин

Подписано в печать 23.10.2015.
Формат 60x84^{1/16}. Бумага офсетная. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 16,3. Уч. изд. л. 14,5.
Тираж 200 экз. Заказ 91.

ООО «Ковчег».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/381 от 1 июля 2014 г.

Пр. Независимости, 68-19, 220072 г. Минск

Тел./факс: (017) 284 04 33

kovcheg_info@tut.by