

XVI МЕЖДУНАРОДНАЯ МОЛОДЕЖНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО
**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ,**
посвященная 100-летию
Иркутского государственного
университета

Село Аршан, Республика Бурятия, Россия,
2-7 июля 2018 г.

ТЕЗИСЫ ЛЕКЦИЙ И ДОКЛАДОВ

Научный совет по оптике и лазерной физике Российской академии наук
Научный совет по люминесценции Российской академии наук
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН
Институт геохимии СО РАН
Иркутский государственный университет
Сибирское отделение Российской академии наук
Совет научной молодежи ИЛФ СО РАН

**XVI Международная молодежная конференция
по**

**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ,
ПОСВЯЩЕННАЯ 100-ЛЕТИЮ ИРКУТСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

Село Аршан, Республика Бурятия, Россия,
2–7 июля, 2018 г.

Тезисы лекций и докладов

Иркутск – 2018 г.

Руководитель конференции

Академик Багаев Сергей Николаевич, председатель Научного совета РАН
по оптике и лазерной физике

Программный комитет

А.Г. Витухновский, А.П. Войтович, В.П. Дресвянский, Е.Ф. Мартынович
(председатель), А.И. Непомнящих (зам. председателя), А.В. Тайченачев

Консультативный научный совет

В.Г. Архипкин, А.Т. Акилбеков, А.А. Аполонский, М.-А. Ассман, С.А. Бабин, В.И. Барышников, В.В. Бельков, В.С. Бердников, И.А. Вайнштейн, В.М. Гордиенко, Ю.В. Гуляев, Жиль Дамам, Йорг Дебус, В.И. Денисов, А.В. Егранов, М.В. Зигрист, С.А. Зилов, Н.А. Иванов, В.С. Калинов, В.П. Кандидов, Б.И. Кидяров, С.М. Кобцев, Е.А. Котомин, Карел Крал, А.Г. Кречетов, О.Н. Крохин, Тошио Куробори, В.Л. Курочкин, В.М. Лисицын, В.Ф. Лосев, А.Н. Лукин, А.Ч. Лущик, Е.В. Мальчукова, А.А. Маньшина, Филипп Мартан, Г.Г. Матвиенко, Д.Н. Мацюкевич, С.Б. Мирон, Л.Д. Михеев, А.В. Наумов, С.В. Никифоров, Н.Г. Никулин, Одсурэн Бухцоож, В.А. Орлович, И.С. Осадько, Л. Остер, В.Л. Паперный, Е.В. Пестряков, Гийом Петит, П.В. Покасов, Е.Ф. Полисадова, Ю.Н. Пономарев, Ю.М. Попов, М.Н. Попова, В.Е. Привалов, Е.А. Раджабов, Н.А. Ратахин, И.И. Рябцев, Е.А. Слюсарева, А.Н. Солдатов, Б.Г. Сухов, Масахико Тани, В.Ф. Тарасенко, Вильям Тонг, Лайма Тринклере, В.И. Трунов, А.Н. Трухин, Ганс-Иоахим Фиттинг, Д.Р. Хохлов, Сватоплук Цивиш, А.С. Чиркин, А.М. Шалагин, Т.С. Шамирзаев, Тао Шао, Б.В. Шульгин, Содном Энхбат, В.Ю. Яковлев, А.Н.Яковлев

Организационный комитет

В.П. Дресвянский (председатель) А.А. Шалаев (зам. председателя),
Ф.А. Степанов (ученый секретарь), Андрей В. Кузнецов (ученый
секретарь по международным связям), М.А. Арсентьева, С.В. Бойченко,
Д.С. Глазунов, А.С. Емельянова, М.Д. Зимин, Алексей В. Кузнецов,
Р.О. Кузнецов, Н.Л. Лазарева, Н.Т. Максимова, А.А. Мясникова,
Т.Ю. Сизова, А.А. Тютрин, Е.О. Чернова, Р.Ю. Шендрик

Конференция проводится при финансовой поддержке

Российского фонда фундаментальных исследований проект № 18-32-10023
Федерального агентства научных организаций России

DEPTH PROFILE AND IN-SITU LUMINESENCE OF LiF CRYSTALS IRRADIATED WITH FAST IONS

A. Akilbekov¹, V. Skuratov^{2,3}, N. Kirilkin², A. Seitbayev^{1,4}, A. Dauletbekova¹

¹*L.N. Gumilyov Eurasian National University, 010008, Astana, Satpayev str.2*
akilbekov_at@enu.kz

²*FLNR, JINR, Dubna, Russia;*

³*Dubna State University, Dubna, Russia;*

⁴*Institute of Nuclear Physics, Astana, Kazakhstan;*

Depth distribution of F type aggregate centers in LiF irradiated by 0.4÷3 MeV/nucleon C, Ar, Kr, Xe ions have been studied using laser confocal scanning microscopy (LCSM) micro luminescence techniques, and in-situ ionoluminescence. It was found that luminescence signal ascribed to F² and F³⁺ centers measured across thickness of irradiated layers correlate with ionizing energy loss profiles at fluences corresponding to ion track non overlapping regime. Direct proportion of the luminescence intensity to the total absorbed dose allowed us to quantify the depth profiles of corresponding color centers knowing their total concentration from optical absorption spectra. Experimental results have revealed that the luminescence yield at high ion fluences is associated with radiative decay of F² and F³⁺ centers formed in elastic collisions in the end of range area while their emission in the rest of irradiated layer is totally suppressed due to ion track region interference. Also, in this report we analyze results of high energy ionoluminescence experiments aimed at studies of radiation defects and associated stresses in LiF single crystals.

PHOTOELECTRONIC PROPERTIES OF PEROVSKITE CRYSTALS AND FILMS

V E Anikeeva^{1,2}, O I Semenova², O E Tereshchenko^{1,2}

¹*Novosibirsk State University, Novosibirsk 630090, Pirogova, 2*

²*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk 630090, Lavrent'ev av.,13, vasilisanikeeva@gmail.com*

At the past five years, organic-metal perovskite (CH₃NH₃PbI₃) has attracted enormous interest due to its unique properties, low cost and easy fabrication process. Solution-processed perovskite solar cells have achieved high PCE (power conversion efficiency) values from 3.2% at 2009 [1] to 22.1 at 2017 [2]. Such high PCE values is attributed to optimal optical band gap (1.55eV), high absorption coefficient (10⁶cm⁻¹), weakly bound excitons, that

easily dissociate into free carriers, and extraordinarily electron-hole diffusion length [3].

We developed the growth process of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ films and crystals and also examined their composition, structure, absorption spectra and photoconductivity. Optical band gap, obtained from the absorption spectrum, is 1.6 eV. Analysis of the photoconductivity spectra of single crystals at temperatures 85-140 K shows that the peak of 1.63 eV, possibly, corresponds to exciton absorption, and the peak at 1.65 eV corresponds to the edge of the band. In the temperature range 140-200 K, a significant transformation of the photoconductivity spectrum is observed, at 160 K a peak of 1.51 eV appears, which slightly shifts with increasing temperature. This change is due to a transition from orthorhombic to tetragonal phase, known from literature sources.

It is too early predict whether the $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ single crystals will be the materials in commercial solar cells. But it provided a platform for study fundamental properties of new photoactive semiconductor material.

This work was supported by Federal Agency for Scientific Organizations [grant number AAAA-A17-117042110141-5].

References:

1. Kojima, et al, *J. Am. Chem. Soc.*, 131, 6050-6051, (2009).
2. W.S. Yang, et al, *Science*, 356, 1376-1378, (2017).
3. S.D. Stranks, et al, *Science* 342, 341-344, (2013).

ELLIPTICALLY POLARIZED CYLINDRICAL VECTOR BEAMS IN SINGLE-MOLECULE LASER-SCANNING CONFOCAL FLUORESCENCE MICROSCOPY

S.V. Boichenko

*Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics of Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences*

Lermontov str. 130a, 664033, Irkutsk, Russian Federation

E-mail: ste89@yandex.ru

Previously, we have demonstrated that the task of visualization of arbitrarily oriented single quantum emitters (SQEs) can be solved efficiently by means of laser-scanning confocal fluorescence microscopy (LSCFM) using an elliptically polarized cylindrical vector excitation beam (EPCVB) for SQEs located in a homogeneous medium [1] and inside the planar optical antenna providing 99% fluorescence collection efficiency [2]. In the present work, we generalize the applicability of the EPCVB-based LSCFM technique for the visualization of SQEs near different planar interfaces. We consider SQEs of two types: linear dipole emitter and 2D-dipole emitter (a pair of two incoherent mutually orthogonal linear dipoles). The efficiency of arbitrarily oriented SQE

visualization is described using the approach of comparing the dimmest and the brightest orientations [2].

In particular, we demonstrate numerically that, using EPCVB-based LSCFM technique, the image intensity difference between the dimmest and the brightest molecules dispersed in a 100-nm-thick polymer film and oriented arbitrarily can be reduced down to 30%. The similar difference for arbitrarily oriented single molecules located on top of plasmonic planar structures and on a glass slide can be reduced down to less than 10%. Next, it is derived analytically that for 2D-dipole emitters located in the same plane parallel to layers of a planar layered structure under investigation, the image intensity orientational dependence can be completely excluded by using the azimuthally polarized CVB in LSCFM.

The suggested technique can be directly applied for the visualization of arbitrarily oriented single dye molecules in thin polymer films and on top of cover glasses and plasmonic structures.

This work was supported within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of the State Academies of Sciences for 2013-2020, Section II.10.1, Project No. 0307-2016-0004

References:

- [1] S. Boichenko and E.F. Martynovich, *JETP Letters* **97**, 52-56 (2013).
- [2] S. Boichenko and K. König, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 601-605 (2015).

COMPARISON OF LASER PULSE COMPRESSION IN TWO STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING CELL CONFIGURATION

M. Jaberi^{1,2,*}, A. H. Farahbod², S. Panahibakhsh¹

¹*Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.*

²*Plasma and Fusion research school, Nuclear science and Technology Research Institute, Tehran, Iran
14399-51113 North Kargar Av.
mohammad.jaberi@gmail.com*

Keyword: *SBS, Phase Conjugation Mirror, Pulse Compression. Two SBS Cell*

Stimulated Brillouin scattering (SBS) are applied for building phase conjugating mirrors (PCM) and thus can be utilized to compensate the wave-front distortion [1-3] It can be used as well to temporarily compress nanosecond pulses [4]. In this paper, we have used a single and two cells configuration as the stimulated Brillouin scattering (SBS) media and studied the laser pulse

compression in two pass amplification system. For this purpose, a solid state Nd:YAG ring resonator with the pulse duration of ~30 nanosecond in FWHM and mode separation about $\Delta\nu_m = 240 \text{ MHz}$ has been used [5]. The pulse compression coefficient in the two configuration of SBS-PCM (single generator cell and two generator-amplifier cells) has been measured and compared to each other. The results show that the two-cell configuration has some new advantages over the single cell such as higher compression factor and much better distortion elimination of the back-scattered Stokes waveform. Also as the pump energy increases, the Stokes pulse width remains constant with a few error bar

References

1. Hasi, W., et al., *Improved output energy characteristic of optical limiting based on double stimulated Brillouin scattering*. Applied Physics B, 2009. 95(4): p. 711-714.
2. Yoshida, H., et al., *Heavy fluorocarbon liquids for a phase-conjugated stimulated Brillouin scattering mirror*. Applied optics, 1997. 36(16): p. 3739-3744.
3. Brignon, A. and J.-P. Huignard, *Phase conjugate laser optics*. Vol. 9. 2004: Wiley. com.
4. Schiemann, S., W. Ubachs, and W. Hogervorst, *Efficient temporal compression of coherent nanosecond pulses in a compact SBS generator-amplifier setup*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 1997. 33(3): p. 358-366.
5. Jaberi, M., A. Farahbod, and H. Rahimpur Soleimani, *Longitudinal mode structure in a non-planar ring resonator*. Iranian Journal of Physics Research, 2013. 13(1): p. 35-44.

SIMULTANEOUS IN VIVO CONFOCAL REFLECTANCE AND TWO-PHOTON RETINAL GANGLION CELL IMAGING BASED ON A HOLLOW CORE FIBER PLATFORM

T. Kamali,^a J. Fischer,^a S. Farrell,^{b,c} W. H. Baldrige,^{b,d,e} B. C. Chauhan^{b,c,e}

^a*Heidelberg Engineering GmbH, Heidelberg, Germany*

^b*Dalhousie University, Retina and Optic Nerve Research Laboratory,
Halifax, Nova Scotia, Canada*

^c*Dalhousie University, Physiology and Biophysics, Halifax, Nova
Scotia, Canada*

^d*Dalhousie University, Medical Neurosciences, Halifax, Nova Scotia,
Canada*

^e*Dalhousie University, Ophthalmology and Visual Sciences, Halifax,
Nova Scotia, Canada*

To date, there are few published reports on in vivo two-photon excitation (2PE) fluorescence imaging in the retina [1,2]. Systems used thus far are bulky, complex and require sophisticated adaptive optics (AO) with complex deformable mirrors. Recently, a non-AO 2PE mouse retinal imaging system was described [3], however a water-immersion contact microscope objective lens and surgical fixation of the skull was required for imaging. While experimental objectives are achievable with such systems, there is little translational potential for clinical use.

In this work authors have developed a compact hollow core fiber (HCF) based imaging platform capable of simultaneous in vivo confocal reflectance and two-photon imaging through the mouse pupil, without adaptive optics (AO). We demonstrate the performance of this platform by imaging retinal ganglion cells (RGCs) in which the fluorophores YFP and GCaMP3 are expressed in Thy1-YFP-16 and Thy1-GCaMP3 transgenic mice, respectively. Confocal reflectance images of the mouse retina served as a reference for the simultaneous acquisition of the two-photon signals that clearly showed RGCs with single cell resolution. Application of this novel approach includes longitudinal investigation of the structure and function of healthy and diseased RGCs. Furthermore, the use of a HCF platform makes the system compact and versatile, with potential for future clinical translation

References:

1. R. Sharma et al., *Biomed. Opt. Express* 4, 1285 (2013).
2. G. Palczewska et al., *Nat. Med.* 20, 785 (2014).
3. A. S. Bar-Noam et al., *Light Sci. Appl.* 5, e16007 (2016).

INTERRELATIONSHIP «COMPOSITION-STRUCTURE-PROPERTY» FOR NONLINEAR OPTICAL SELENITE CRYSTALS

B.I. Kidyarov

A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, 630090, Novosibirsk, Russia.

Av. ac. Lavrentiev 13, kidyarov@isp.nsc.ru

Structure and physical properties are tabulated for ~ 60 non-centrosymmetrical (NCS) crystals of simple and binary selenite-bearing oxides. A simple empirical way to classify the known acentric selenite $M_mE_nSe_pO_t$ is presented. As a basic criterion the shortest oxide bond length $L(E, M-O)$ between cation and oxygen in crystal lattice is taken [1]. Here the cations E and M are defined by the relation $123 \leq L(E-O) \leq 202 \text{ pm} < L(M-O)$. In the plane $L(M-O) - L(E-O)$ the acentric selenite crystals are positioned inside of two intersected ellipses of «acentricity» I and II, part of ellipse III is empty, Fig.1. The selenite crystals with high non-linear (NLO) and others acentric physical parameters are concentrated near the right boundary of the vertical ellipses rosette revealing non-monotonic dependency of the properties on the shortest tellurium oxide bond lengths, having three main maxima $L(\text{Se-O}) = 163,8$ ($\text{Pb}_4(\text{VO}_2)_2(\text{SeO}_3)_4(\text{Se}_2\text{O}_5)$, point symmetry- C_{2v}), 168 (TeSeO_4 , C_s), and 170.3 pm ($\text{Na}_2(\text{WO}_3)_3(\text{SeO}_3)2\text{H}_2\text{O}$, C_{3v}), Fig.1, Fig.2. The high NLO-susceptibility is observed also in crystals: $\text{Sr}_4(\text{VO}_2)_2(\text{SeO}_3)_4(\text{Se}_2\text{O}_5)$, C_{2v} ; $\text{Cs}_2(\text{WO}_3)_3(\text{SeO}_3)$, C_6 , $\text{Rb}_2(\text{MoO}_3)_3(\text{SeO}_3)$, C_6 ; $\text{Cs}_2(\text{MoO}_3)_3(\text{SeO}_3)$, C_6 . It is also seen that up to now many selenite, having two large cations ($> 205 \text{ pm}$), are not synthesized. This methodology allows to classify more reliable acentric tellurite crystals and it is useful to predict the values of their NLO properties.

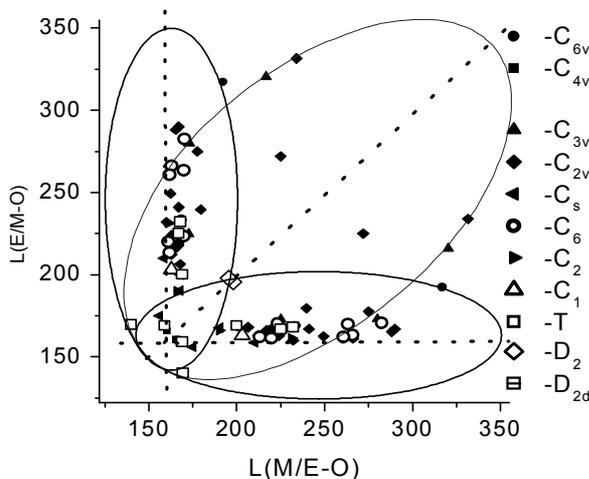


Fig.1. Ellipses of «acentricity» for the simple and binary selenite crystals.

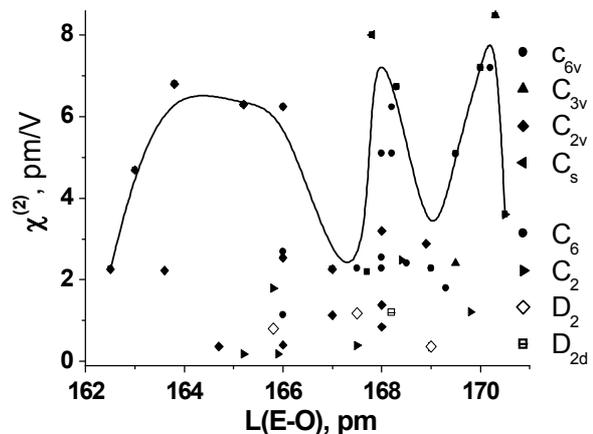


Fig.2. The dependence of the NLO- susceptibility on the shortest bond length $L(\text{Se-O})$ for selenite crystals.

Reference:

1. B.I. Kidyarov. *Crystals*. 7 109 (2017).

INTERRELATIONSHIP «COMPOSITION-STRUCTURE-PROPERTY» FOR NONLINEAR OPTICAL TELLURITE CRYSTALS

B.I. Kidyarov

A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, 630090, Novosibirsk, Russia.

Av. ac. Lavrentiev 13, kidyarov@isp.nsc.ru

Structure and physical properties are tabulated for ~ 60 non-centrosymmetrical (NCS) crystals of simple and binary tellurite and tellurite-bearing oxides. A simple empirical way to classify the known acentric tellurites $M_mE_nTe_pO_t$ is presented. As a basic criterion the shortest oxide bond length $L(E, M-O)$ between cation and oxygen in crystal lattice is taken [1]. Here the cations E and M are defined by the relation $123 \leq L(E-O) \leq 202 \text{ pm} < L(M-O)$. In the plane $L(M-O) - L(E-O)$ the acentric tellurite crystals are positioned inside of two intersected ellipses of «acentricity» I and II, part of ellipse III is empty, Fig.1. The tellurite crystals with high non-linear (NLO) and others acentric physical parameters are concentrated near the right boundary of the vertical ellipses rosette revealing non-monotonic dependency of the properties on the shortest tellurium oxide bond lengths, having two main maxima $L(\text{Te-O}) = 183.4$ and $186.6 \div 187.7 \text{ pm}$, Fig.1, Fig.2. The high NLO-susceptibility is observed in

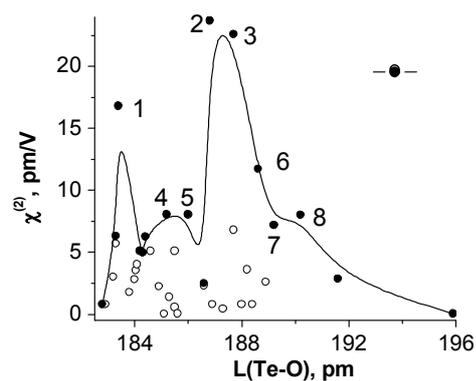
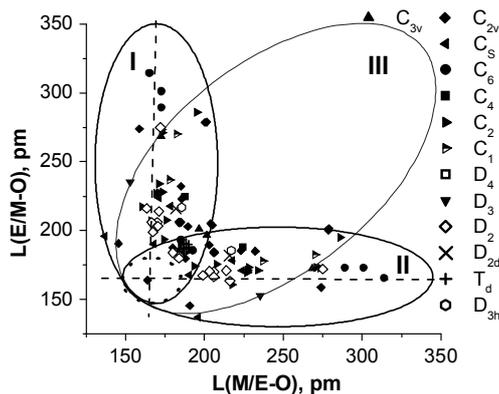


Fig.1. Ellipses of «acentricity» for the simple and binary tellurite crystals.

Fig.2. The dependence of the NLO-susceptibility on the shortest bond length $L(\text{Te-O})$ for tellurite crystals.

crystals: 1- MgTeMoO_6 , point symmetry- D_2 ; 2- $\beta\text{-BaTeMo}_2\text{O}_9$, C_2 , $\chi^{(2)} = 23.7 \text{ pm/V}$; 3- CdTeMoO_6 , D_{2d} ; 4- $\text{Na}_2\text{TeW}_2\text{O}_9$, C_s ; 5- $\text{Na}_2\text{Te}_3\text{Mo}_3\text{O}_{16}$, C_2 ; 6-

MnTeMoO₆, D₂; 7- Te₂O₅, C₂; 8-TeSeO₄, C_s. It is also seen that up to now many tellurites, having two large cations (> 205 pm), are not synthesized. This methodology allows to classify more reliable acentric tellurite crystals and it is useful to predict the values of their NLO properties.

Reference:

- 1 B.I. Kidyarov. *Crystals*. 7 109 (2017).

SPECTRAL AND KINETIC FEATURES OF GLOW AND GASEOUS PRODUCTS EVOLUTION FROM COALS DURING IRRADIATION WITH LASER PULSES

Ja.V. Kraft, R.Yu. Kovalev, D.R. Nurmukhametov,
B.P. Aduiev, Z.R. Ismagilov

Институт углехимии и химического материаловедения ФИЦ УУХ СО
РАН,
650000, г. Кемерово, пр. Советский, д.18.

The goal of the present work was to determine the spectral and kinetic features of the glow arising during influence of laser pulses on coal samples and to elucidate the products at these conditions of initiation.

The first harmonics of neodymium laser ($\lambda = 1064$ nm) operating in the free-oscillation mode with pulse duration 120 μ s. The maximum pulse energy of the laser was 0.8 J. The beam energy affecting the sample was varied with neutral light filter with previously determined transmittances. The focused laser beam diameter on the sample surface was 2.5 mm. The glow arising as a result of laser influence was detected with a streak-camera and a photoelectron multiplier.

The samples of lignite and sub-bituminous coal prepared as powders with bulk density 0.5 g/cm³ or pressed pellets with density 1 g/cm³.

The three temporal stages of the processes evolving during and after laser irradiation influence on the coal samples were distinguished: i) coal surface heating (during the laser pulse); ii) volatiles ignition (≥ 1 ms); iii) coke residue combustion (25 \div 150 ms). The stages evolution depends on the pulse energy density.

It was shown that there is sample surface glow arising during the pulse which was interpreted as a gray-body with temperature 3000 K glow. In the time range 1 – 10 ms the glow spectrum contain bands that we discuss as excited molecular glow of CO (in the blue part of the spectrum, the maximum at 470 nm), H₂ and H₂O (in the red part of the spectrum, the maximum at 650

nm). In the time range 20 – 150 ms the spectrum corresponds to the coke residue combustion with typical temperature 1700 – 1800 K.

The mass-spectrometry approached was applied for products analysis. We found out that the main molecular products of laser influence on coals are hydrogen H₂ and carbon dioxide CO₂.

PREPARATION OF DIAMOND NANOCRYSTALS AND THEIR STUDY BY CONFOCAL SCANNING LUMINESCENCE MICROSCOPY

E.A. Ludina², N.L. Lazareva^{1,2}, N.V. Bryanskiy³, E.F. Martynovich^{1,2}

¹*Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics SB RAS, 130a Lermontov str., Irkutsk, 664033, Russia, femto@bk.ru, +79500555133*

²*Irkutsk State University, 20 Gagarin blvd, Irkutsk, 664033, Russia*

³*Vinogradov Institute of Geochemistry SB RAS, 664033, Russia*

Obtaining and researching the properties of nanomaterials, in particular on the basis of diamond and other carbon-containing compounds, is an actual line of modern research. The mechanisms of graphitization and modification of the surface properties of diamond in the process of laser ablation are extensively studied. Methods for obtaining diamond nanoparticles have been developed: from natural and synthetic diamonds by high-energy ball milling methods, by synthesis methods at ultrahigh pressures and temperatures, electron and ion-beam methods (irradiation of carbon-containing materials by electron beams and argon ions) deposition of carbon-containing vapor at high temperatures and pressures to create nanocrystalline diamond films, the production of nanoparticles by the detonation method, and also by means of a laser pulse the ablation of graphite. However, we did not find any article in which the particles obtained in the course of laser ablation of single crystals of natural diamond would be studied. The task of this paper was to obtain and to study of the luminescence of diamond nanoparticles obtained by laser ablation of natural diamond single crystals.

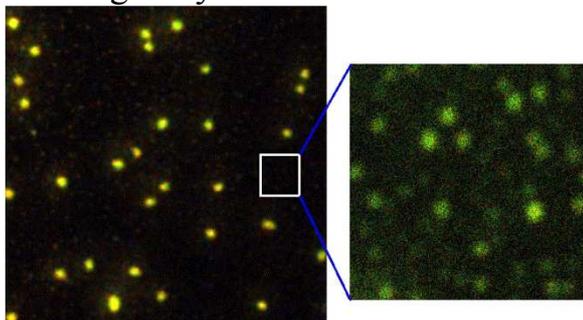


Fig. 1. Confocal scanned luminescent images of large and small nanoparticles. Field sizes: 40x40 and 6x6 μm²

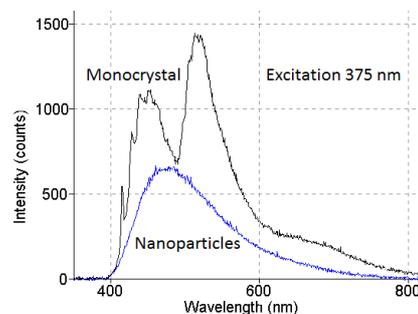


Fig. 2. Luminescence spectra of the original single crystal and obtained nanoparticles

The ablation was carried out by the emission of the fifth harmonic of a neodymium laser. To collect particles that fly off during ablation, the crystal was placed under a layer of distilled water under irradiation. As a result, a suspension of nanoparticles formed in water. Then the nanoparticles were placed on the coverslips. On a confocal scanning luminescent microscope operating in the time-correlated photon counting mode, luminescent images of the obtained nanoparticles were studied, spectra and luminescence kinetics of single nanoparticles were measured.

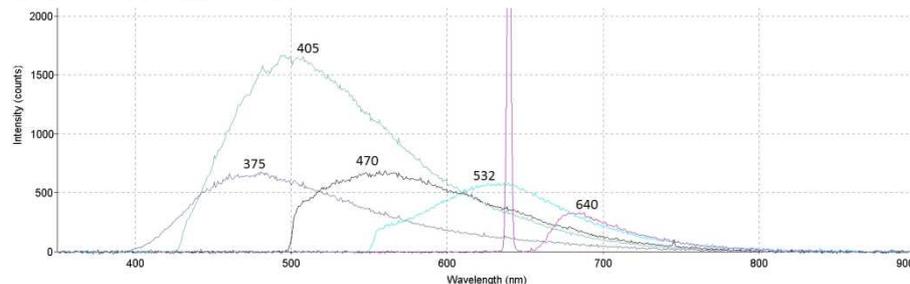


Fig. 3. Luminescence spectra of nanoparticles obtained at different wavelengths of exciting radiation

As follows from the data of Fig. 1, the formed particles have two different characteristic dimensions. The nomenclature of the luminescence centers contained in the initial crystal (N3, H3, H4, etc.) underwent a significant change (Fig.2). A broad structureless band registered at the nanoparticles. It is non-elementary. This is confirmed by the type of luminescence spectra shown in Fig. 3, as well as the complex kinetics of luminescence.

The work are supported by the Program of the Russian State Academies of Science, project 0307-2016-0004 and by the project 3.8401.2017 of Irkutsk State University

STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING PULSE EVOLUTION IN Ag-NANOPARTICLES SUSPENSIONS

M. Jaberi¹, M. Davoudi², M. R. J. Milani^{1*}

¹*Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.*

14399-51113 North Kargar Av. mrj.milani@gmail.com

²*Department of Physics, Shahed University, Tehran Iran.*

Interaction of short laser pulses with matter is attractive due to its applications in the X-ray and harmonic generation, electromagnetic radiation, biomedical application [1-4]. New opportunities for investigating the effects of stimulated scattering in impurity particles have opened by nanotechnology. Stimulated scattering of laser in nanoparticle (metallic and dielectric) colloids is an important research topic in the field of laser-matter interaction [5]. In this work, we have presented experimental results on the effect of Ag-

nanoparticles suspended in acetone on the scattering of laser pulse in the nanosecond regime. First, temporal evolution of backward Stokes pulse from a phase conjugate mirror resulted by stimulated Brillouin scattering in pure acetone is investigated. Then by adding the Ag-nanoparticles into the acetone cell, the Stokes pulse shape is studied. The backward Stokes energy and pulse compression of laser in the pure acetone and Ag-nanoparticles/acetone were measured and compared with each other. It is observed that by adding Ag-nanoparticles into the pure acetone, the duration and output energy of Stokes pulse were reduced.

References

1. A. Pokhov, and J. Meyer-Ter-Vehn, *Phys. Plasmas*, 5, 1880-1886, (1998)
2. H. M. Milchberg, C. G. Durfee and T. J. McIlrath, *Phys. Rev. Lett*, 75, 2494 (1995).
3. A. Pokhov, Z. M. Sheng and J. Meyer-Ter-Vehn, *Phys. Plasmas*, 6, 2847-2854, (1999).
4. R. R. Gattass, E. Mazur, *Nat. Photonics*, 2, 219-225, (2008).
5. J. Shi, H. Wu, J. Liu, S. Li and X. He, *Scientific Reports*, 5, 11964, (2015).

PHOTOTHERMAL CONVERSION OF COLOR CENTERS IN LITHIUM FLUORIDE CRYSTALS UNDER LASER EXCITATION

*V.P. DRESVYANSKIY**, *S. MURZIN****, *M.D. ZIMIN**,
*E.F. MARTYNOVICH**, **

**Irkutsk Branch of Institute of Laser Physics SB RAS, 130 a Lermontov st., Irkutsk, 664033, Russia, E-mail: filial@ilph.irk.ru*

***Institute of Applied Physics, Irkutsk State University, 20 Gagarin Blvd., Irkutsk, 664003, Russia*

****Irkutsk State Transport University, 15 Chernyshevsky st., Irkutsk, 664039, Russia*

Dielectric crystals with induced aggregate color centers are the gain medium of tunable lasers and passive laser shutters, photosensitive storage materials for multilayer and volumetric fluorescent recording media and are widely used in other applications of science and technology. To achieve the required functional characteristics of these materials in some cases, it is necessary to use special technologies providing optical and thermal transformation of color centers.

Here, the results of the photothermal transformation of color centers in lithium fluoride crystals are presented. We have carried out the temperature de-

pendence of the luminescence intensity of some types of color centers during the annealing process under the constant CW laser irradiation ($\lambda_{\text{ex}}=405$ nm).

The data presented show that with the temperature increasing the decay of F_2 and F_3^+ - color centers occurs. Moreover, the decrease rate of the concentration of different centers is different. The F_3^+ - centers are destroyed much faster and when the temperature reaches 300°C , they are destroyed almost completely. F_2 -color center annealing occurs at a slower rate and takes place up to the 450°C .

In the temperature range from 430 to 490°C the photoluminescence spectra show high temperature band increase with a maximum at 510 nm (Fig.1b) caused by the formation of new color centers. The nature of these centers is not defined currently.

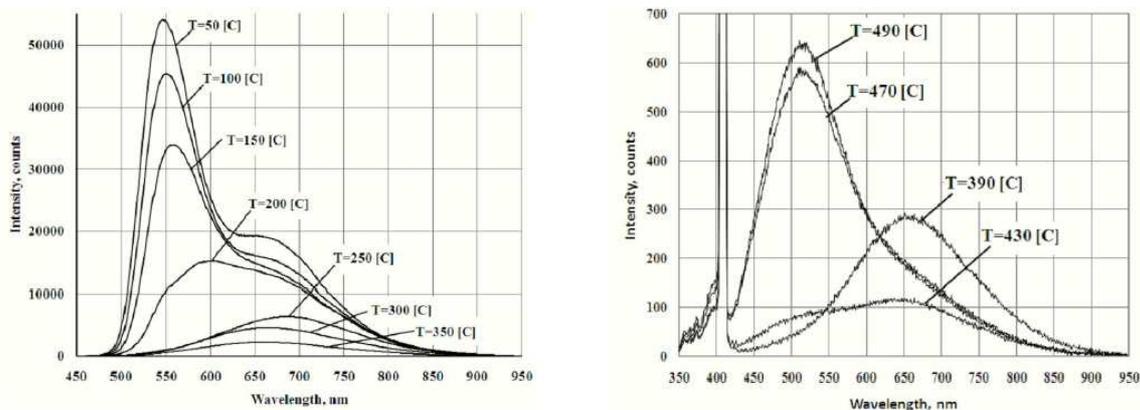


Fig. 1. The luminescence spectra at different temperatures: a) temperature range from 50 to 350 °C; b) temperature range from 390 to 490 °C.

It is shown that the influence of laser radiation on heated gamma-irradiated lithium fluoride crystals accelerates the transformation of F_2 and F_3^+ -centers. In the temperature range from 430 to 490 °C the formation of new high-temperature color centers with photoluminescence band maximum at 510 nm have been revealed.

The continuous exposure with the laser excitation accelerates the transformation of the centers. It can be explained by the fact that in addition to the thermally activated processes in the ground state of the centers we have activation processes in excited states populated under laser irradiation.

This work was supported by project SB RAS II.10.1.6., and also with financial support of RFBR project № 17-52-44015 Mong_a.

LUMINESCENCE SPECTROSCOPY UNDER SYNCHROTRON RADIATION EXCITATIONS

Vladimirs Pankratovs
MAX IV Laboratory, Lund University, PO BOX 118,
SE-221 00 Lund, Sweden

The tuneability of synchrotron radiation (SR) and its inherent well-defined time structure makes it particularly well suited for time-resolved luminescence studies. Nevertheless, it took more than 20 years after SR discovery when the pioneering work was published in 1970 reporting the luminescence spectroscopy experiments under SR excitations. The measurements were performed at TANTALUS storage ring (Wisconsin, USA). Afterwards, luminescence activities at other synchrotron centers around the world started. Since 1970 luminescence spectroscopy experiments have been carried out for instance at Tokyo synchrotron (Japan), at synchrotron center of Lebedev Physical Institute (Moscow, USSR), at ACO storage ring (Orsay, France), MAXLAB (Lund, Sweden), UVSOR (Okazaki, Japan) and others. However, the most successful and significant luminescence experiments under SR were performed at SUPERLUMI setup. The SUPERLUMI setup was constructed and developed as a user facility in 1981 at DORIS III storage ring of HASYLAB at DESY (Hamburg, Germany) and it was a flagship experiment for three decades [1].

In the present lecture, after brief introduction about SR the pioneering experiments are illustrated. The exciting development is demonstrated presenting highlights for the whole period from the beginning to the present day. The highlights are taken from fields like exciton self-trapping, inelastic electron-electron scattering, cross luminescence, or probing of nanocluster properties with luminescence spectroscopic methods. More technological aspects play a role in present day's experiments, like quantum cutting in rare-earth-doped insulators.

Finally, a few ideas concerning the future development of luminescence spectroscopy with SR will be sketched. The main attention will be paid to the new luminescence setup – FINESTLUMI that recently was designed, constructed and installed on the Finnish-Estonian beamline (FinEstBeAMS) of the 1.5 GeV storage ring at MAX IV Laboratory (Lund, Sweden) [2]. The first experiments as well as the first results obtained at FINESTLUMI will be demonstrated and discussed.

[1] G. Zimmerer, *Radiation Measurements* 42 (2007) 859

[2] R. Pärna, et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* 859 (2017) 83

COLOR CENTERS IN BaBrI CRYSTALS

R. Shendrik¹⁾, A. Myasnikova¹⁾, A. Shalaev¹⁾, A. Bogdanov¹⁾, A. Rusakov¹⁾,
A. Rupasov^{1),2)}, N. Popov¹⁾

¹⁾ *Vinogradov Institute of geochemistry SB RAS,
664033, Irkutsk, 1a, Favorskii str.*

²⁾ *Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, 20, Gagarina blvd.*

Crystals of alkaline earth halides BaBrI doped with Eu^{2+} ions are promising scintillators [1-3]. Some of their optical and scintillation properties have been detailed studied [1, 2]. However, the radiation resistance of these crystals, as well as the formation of radiation defects in them, have not been studied. In this paper we study electron and hole centers in irradiated BaBrI crystals using optical spectroscopy and ab initio methods.

Optical absorption spectra, thermostimulated (TSL) and photostimulated (PSL) luminescence in wide temperature range 7-300 K are studied. It is found that absorption bands in VUV or X-ray irradiated crystals appeared in the region of 1.6 and 1.85 eV are attributed to F-centers. The efficiency of the creation of these centers is substantially reduced at temperatures below 80 K, in the region where the intensity of the emission of excitons increases [3]. Optical absorption spectra of F-centers and position of ground state of F-centers in band gap are calculated. The calculated results agree well with the experimental ones.

Stimulation in the red region of the spectrum exhibits intense photostimulated luminescence in the crystals irradiated at liquid nitrogen temperature. The excitation spectra of PSL are found in region of the absorption band of the F centers. Photostimulated emission of undoped crystal is found at about 450 nm. In the paper mechanism of radiation defect creation and origin of 450 nm band in nominally undoped crystals are discussed.

The research was supported by grant of Russian Science Foundation RSF 17-72-10084

Литература

- [1] E. Bourret-Courchesne et al // J. Cryst. Growth 352 (1) (2012) 78
- [2] R. Shendrik et al. // Journal of Luminescence 192 (2017) 653
- [3] A. A. Shalaev et al // Optical Materials 79 (2018) 84

RECENT ADVANCES IN HIGH-PRECISION OPTICAL CLOCKS BASED ON ULTRACOLD ATOMS AND IONS

Sergey Bagayev^{1,2}, Alexey Taichenachev^{1,2}, and Valeriy Yudin^{2,1,3}

¹ *Institute of Laser Physics, Novosibirsk, Russia*

² *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

³ *Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

Abstract— New methods and approaches in precision laser spectroscopy of forbidden transitions in ultracold atoms and ions are discussed with an emphasis on contributions of Institute of Laser Physics SB RAS.

Keywords — *optical clocks, forbidden transitions, Ramsey method, ultracold atoms and ions, optical lattice, Paul trap*

Presently, laser spectroscopy and fundamental metrology are among the most important and actively developed directions in modern physics. Frequency and time are the most precisely measured physical quantities, which, apart from practical applications (in navigation and information systems), play critical roles in tests of fundamental physical theories (such as QED, QCD, unification theories, and cosmology) [1,2]. Now, laser metrology is confronting the challenging task of creating an optical clock with fractional inaccuracy and instability at the level of 10^{-17} to 10^{-18} . Indeed, considerable progress has already been achieved along this path for both ion-trap- [3,4] and atomic-lattice-based [5,6] clocks.

Work in this direction has stimulated the development of novel spectroscopic methods such as spectroscopy using quantum logic [7], magnetically induced spectroscopy [8], hyper-Ramsey spectroscopy [9], spectroscopy of “synthetic” frequency [10] and others [11,12]. Part of these methods was developed in order to excite and detect strongly forbidden optical transitions. The other part fights with frequency shifts of various origins. In the present talk we will review both parts with a special emphasis on methods developed and studied in Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk. The history and present status of experimental works devoted to the optical frequency standards will be discussed.

Acknowledgments

The work was supported by the Russian Scientific Foundation (projects No. 16-12- 00052 and No. 16-12- 00054).

References

- [1] S.N. Bagayev et al., Appl. Phys. B 70, 375 (2000).

- [2] S.A. Diddams et al., *Science* 306, 1318 (2004).
- [3] T. Rosenband et al., *Science* 319, 1808 (2008); C.W. Chou et al., *Phys. Rev. Lett.* 104, 070802 (2010).
- [4] N. Huntemann et al., *Phys. Rev. Lett.* 116, 063001 (2016).
- [5] T. Akatsuka, M. Takamoto, and H. Katori, *Nature Physics* 4, 954 (2008).
- [6] N. Hinkley et al., *Science* 341, 1215 (2013); B.J. Bloom et al., *Nature* 506, 71 (2014).
- [7] P.O. Schmidt et al., *Science* 309, 749 (2005).
- [8] A.V. Taichenachev et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 083001 (2006); Z. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 083002 (2006).
- [9] V.I. Yudin et al., *Phys. Rev. A* 82, 011804(R) (2010); N. Huntemann et al., *Phys. Rev. Lett.* 109, 213002 (2012); T. Zanon-Willette et al., *Phys. Rev. A* 96, 023408 (2017)
- [10] V.I. Yudin et al., *Phys. Rev. Lett.* 107, 030801 (2011); V.I. Yudin et al., *Phys. Rev. A* 94, 052505 (2016).
- [11] V.I. Yudin et al., *Phys. Rev. Lett.* 113, 233003 (2014).
- [12] Ch. Sanner et al., *Phys. Rev. Lett.* 120, 053602 (2018); V.I. Yudin et al. *Phys. Rev Applied*, accepted for publication, (2018).

MASS-DEFECT EFFECTS IN ATOMIC CLOCKS

Valeriy I. Yudin, Alexey V. Taichenachev,

¹⁾*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

taichenachev@laser.nsc.ru, viyudin@mail.ru

Abstract—We consider some implications of the mass defect on the frequency of atomic transitions. We have found that some well-known frequency shifts (such as gravitational and quadratic Doppler shifts) can be interpreted as consequences of the mass defect, i.e., without the need for the concept of time dilation used in special and general relativity theories. Moreover, we show that the inclusion of the mass defect leads to previously unknown shifts for clocks based on trapped ions.

Keywords—*mass-defect, atomic clocks; quantum metrology, special and general relativity*

Introduction

At the present time, atomic clocks are most precise scientific devices. The principle of operation of these quantum instruments is based on modern methods of laser physics and high-precision spectroscopy. In this way, the unprecedented value of fractional instability and uncertainty at the level of 10^{-18} has already

been achieved with the goal of 10^{-19} on the horizon [1]. Frequency measurements at such a level could have a huge influence on further developments in fundamental and applied physics. In particular, we can foresee tests of quantum electrodynamics and cosmological models, searches for drifts of the fundamental constants, new types of chronometric geodesy, and so on (see, for example, review [2]). However, this level of experimental accuracy requires a comparable level of theoretical support, which would account for systematic frequency shifts of atomic transitions due to different physical effects. Thus, modern atomic clocks are also at the point of interweaving different areas of theoretical physics.

In this paper we develop the mass defect concept with respect to atomic clocks. Historically, considerations of the mass defect have been connected with nuclear physics, where the mass defect explains the huge energy emitted due to different nuclear reactions. However, a quite unexpected result is that this effect has a direct relation to frequency standards, where it leads to shifts in the frequencies of atomic transitions.

Mass defect produced shifts in atomic clocks

The main idea of our approach is following. Let us consider an arbitrary atomic transition between states $|g\rangle$ and $|e\rangle$ with unperturbed frequency $\omega_0 = (E_e^{(0)} - E_g^{(0)})/\hbar$, where $E_e^{(0)}$ and $E_g^{(0)}$ are the unperturbed energies of the corresponding states (see Fig.1). Using Einstein's famous formula, $E=Mc^2$, which links the mass M and energy E of a particle (c is the speed of light), we can find the rest masses of our particle, M_g and M_e , for the states $|g\rangle$ and $|e\rangle$, respectively: $E_g^{(0)} = M_g c^2$ and $E_e^{(0)} = M_e c^2$. The fact that $M_g \neq M_e$ is the essence of the so-called mass defect. In our case, the connection between M_g and M_e is the following:

$$M_e c^2 = M_g c^2 + \hbar\omega_0 \Rightarrow M_e = M_g + \hbar\omega_0 / c^2 \quad (1)$$

We show that the relationship (1) allows us to reinterpret some well-known systematic frequency shifts (such as the so-called time dilation effects) [3,4]. Moreover, our approach actually predicts some new shifts previously unconsidered, to our knowledge, in the scientific literature.

Gravitational shift.

As the first example, let us show how the mass defect allows us to formulate a very simple explanation of the gravitational redshift even under a classical description of the gravitational field (as classical potential U_G). Indeed, because the potential energy of a particle in a classical gravitational field is equal to the product MU_G (where $U_G < 0$), we can write the energy of j -th state $E_j(U_G)$ as:

$$E_j(U_G) = M_j c^2 + M_j U_G = M_j c^2 (1 + U_G / c^2), \quad (j = g, e) \quad (2)$$

Using Eqs.(1) and (2), we find the frequency of the transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ in the gravitational field:

$$\omega = \omega_0(1 + U_G / c^2). \quad (3)$$

This expression coincides to the leading order of the well-known formula from general relativity theory:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 2U_G / c^2} \approx \omega_0(1 + U_G / c^2) \quad (4)$$

in the case of $|U_G|/c^2 \ll 1$.

We emphasize that the expression (4) was here derived without including the concept of time dilation, which is taken as a basis of Einstein's theory of relativity. Nevertheless, in deriving (4) we have used an equality of gravitational and inertial masses, $M_{\text{grav}} = M_{\text{in}}$, which is one of the cornerstones of general relativity.

Frequency shifts for atoms (ions) trapped in a confinement potential.

A second example concerns frequency shifts in the presence of a confinement potential $U(\mathbf{r})$, which we take to be the same for both states $|g\rangle$ and $|e\rangle$. Such a situation occurs both for clocks based on neutral atoms in optical lattice and those based on trapped ions. In this case, we have the standard task of quantizing the energy levels with translational degrees of freedom:

$$\hat{H}_j |\Psi_j\rangle = E_j^{(\text{vib})} |\Psi_j\rangle, \quad \hat{H}_j = \hat{\mathbf{p}}^2 / 2M_j + U(\mathbf{r}), \quad (5)$$

where Hamiltonian \hat{H}_j and state $|\Psi_j\rangle$ describe the translational motion of the particle in the j -th internal state $|j\rangle$ ($j=g,e$), and \mathbf{r} is coordinate of atomic center-of-mass. Thus, taking into account the translational motion, the atomic wave function is described by the pair products $|j\rangle \otimes |\Psi_j(\mathbf{r})\rangle$. Because of the mass defect ($M_g \neq M_e$), the energy levels for the lower and upper states differ: $\mathcal{E}_g \neq \mathcal{E}_e$. Consequently, the frequency ω between corresponding levels of trapped particle is different from the unperturbed frequency, ω_0 , with a value $\Delta\omega$ (see Fig.1): $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = (\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_g) / \hbar$. Let us now estimate this value. For this purpose, we write the Hamiltonian for upper state \hat{H}_e in the following form:

$$\hat{H}_e = \hat{H}_g + \Delta\hat{H}; \quad \Delta\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M_e} - \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M_g} = -\frac{\hbar\omega_0}{2M_e M_g} \hat{\mathbf{p}}^2, \quad (6)$$

where the operator $\Delta\hat{H}$ can be considered as a small perturbation. In this case, using the standard perturbation theory, energy \mathcal{E}_e can be written as a series $\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_e(0) + \Delta\mathcal{E}_e(1) + \dots$, where $\mathcal{E}_e(0) = \mathcal{E}_g$, and the first correction is determined as the average value $\Delta\mathcal{E}_e(1) = \langle \Psi_g | \Delta\hat{H} | \Psi_g \rangle$. Using Eq. (6) and taking into account $M_g \approx M_e$, we obtain the following estimation of the relative value of shift:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx -\frac{1}{2c^2} \frac{\langle \Psi_g | \hat{\mathbf{p}}^2 | \Psi_g \rangle}{M_g^2}. \quad (7)$$

We note that this expression coincides with a well-known relativistic correction, which is the quadratic Doppler shift due to the time dilation effect for

moving particle [4]. Indeed, at the present time the following explanation is conventionally used. In accordance with special relativity, the tick rate Δt in the moving (with velocity v) coordinate system changes with respect to the tick rate $\Delta t'$ in motionless (laboratory) coordinate system by the law: $\Delta t = \Delta t' (1 - v^2/c^2)^{1/2}$. As a result, an atomic oscillation with eigenfrequency ω_0 is perceived by an external observer to be shifted to $\omega = \omega_0 (1 - v^2/c^2)^{1/2}$. In the non-relativistic limit, ($v^2/c^2 \ll 1$), we have: $\omega \approx \omega_0 (1 - v^2/2c^2) = \omega_0 [1 - (p/M)^2/2c^2]$ (where p is momentum of particle). Then, if we take into account quantum considerations through the replacement $\mathbf{p} \rightarrow \hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$, we obtain the expression for frequency shift (7).

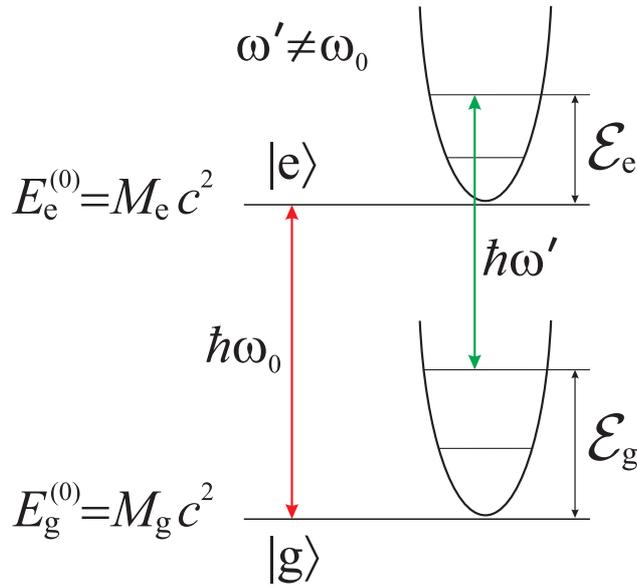


Fig. 1. Schemematic for an atomic transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Also shown is the quantization of the energy levels for translational degrees of freedom in a confined potential, $U(r)$, where $\omega \neq \omega_0$ due to the mass defect.

Thus, some well-known systematic shifts, previously interpreted as the time dilation effects in the frame of special and general relativity theories, can be considered as a consequence of the mass defect. Furthermore, our approach has predicted a series of previously unknown shifts for ion clocks related to electric-field sensitivities (as will be shown in our presentation). These results could have importance for high-precision optical atomic clocks.

Acknowledgment

We are thankful for support from the Russian Scientific Foundation (Project No. 16-12-00052) and Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Project No. 3.1326.2017).

References

1. M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew, N. Hinkley, R. J. Fasano, K. Bely, T. H. Yoon, G. Milani, D. Nicolodi, J. A. Sherman, N. B. Phillips, C.

2. W. Oates, and A. D. Ludlow, “Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles”, *Nature Photonics* vol. 11, pp.48–52 (2017).
3. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, “Optical atomic clocks”, *Rev. Mod. Phys.* vol. 87, pp.637 (2015).
4. A. Einstein, *Annal. Physik* vol. 17, pp.891 (1905).
5. C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband, and D. J. Wineland, “Optical Clocks and Relativity”, *Science* vol. 329, pp.1630-1633 (2010).

СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ АЗ-В5 ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ, ИНТЕГРИРОВАННЫЕ В КРЕМНИЕВУЮ ТЕХНОЛОГИЮ

Д.С. Абрамкин^{1),2)}, М. О. Петрушков¹⁾, Е.А. Емельянов¹⁾, М.А. Пуцято¹⁾,
Б.Р. Семягин¹⁾, М.Ю. Есин¹⁾, И.Д. Лошкарев¹⁾, А.К. Гутаковский^{1),2)}, В.В.
Преображенский¹⁾, Т.С. Шамирзаев^{1),2)}

¹⁾*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, г. Новосибирск,
пр. Лаврентьева, 13*

²⁾*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090,
ул. Пирогова, 2
demid@isp.nsc.ru*

Одной из важнейших современных технологических задач является разработка высокоэффективных светоизлучателей, интегрированных в кремниевую технологию. Решение этой задачи открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу как в пределах одного процессора, так и между различными устройствами [1]. На данный момент наиболее эффективными твёрдотельными излучателями являются низкоразмерные гетероструктуры на основе материалов АЗ-В5. Из всех гетеросистем АЗ-В5/Si наиболее интересными являются системы (1) GaAs/Si, позволяющая надеется на интеграцию в кремниевую технологию уже разработанных оптоэлектронных приборов на основе GaAs-технологии, и (2) GaP/Si, характеризующаяся относительно низким рассогласованием параметров решётки (<0.5%).

Нами отработана технология получения GaAs/Si и GaP/Si гибридных подложек. Внедрение дислокационных фильтров в виде слоёв низкотемпературного (200°C) GaAs и AlP/GaP сверхрешёток а также проведение *in situ* и послеростовых отжигов позволило снизить плотность прорастающих дислокаций в гибридных структурах до $10^6 \div 5 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Исследование InAs/AlAs/GaAs/Si и GaAs/GaP/Si гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) показало, что основным фактором, ограничивающим эффективность их люминесценции, является высокая

концентрация центров безызлучательной рекомбинации в AlAs и GaP матрицах, вызванная высокой степенью шероховатости поверхности GaAs/Si и GaP/Si структур. Дальнейшие усилия будут направлены на получение гибридных подложек с более гладкой поверхностью и исследование гетероструктур с КЯ и КТ, сформированных на таких подложках. Работа поддержана РФФ (проект 17-72-10038).

Литература:

1. A. Rickman, Nature Photon. 8, 579 (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В УСЛОВИЯХ СЛАБО-ЧИРПИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

С.В. Алексеев, М.В. Иванов, Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, sergey100@sibmail.com

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований, направленных на изучение условий генерации второй гармоники при использовании излучения первой гармоники (950 нм) с небольшим положительным или отрицательным чирпом. Основной целью исследований являлся поиск условий для получения пучка второй гармоники с хорошей пространственной однородностью, поскольку она всегда нарушается за счёт керровской нелинейности в случае преобразования спектрально ограниченного импульса. Поскольку данный пучок используется для дальнейшего усиления в гибридной лазерной системе THL-100, то формирование его гауссового профиля интенсивности является очень важным.

Эксперименты проводились на Ti:sapphire фемтосекундном комплексе, который обеспечивает 50 фс импульс излучения с энергией до 50 мДж. Идея экспериментов заключалась в том, чтобы при генерации второй гармоники снизить роль керровской нелинейности и найти условия получения её с гауссовым профилем. Для этого длительность импульса первой гармоники увеличивалась от 50 фс до 1.2 пс за счёт положительного или отрицательного чирпа в выходном компрессоре фемтосекундного комплекса.

В работе показано, что с ростом длительности импульса излучения основной гармоники эффективность преобразования во вторую гармонику уменьшается, однако, при этом однородность ее излучения улучшается. При длительностях импульса более 600 фс распределение интенсив-

ности излучения становится близким к гауссову. В докладе приводятся результаты исследований эффективности преобразования во вторую гармонику, пространственных и спектральных параметров излучения обеих гармоник для различных длительностей импульса.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-08-00383 и 16-08-00204.

ПРОЦЕССЫ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИЕ ОБЪЕМНОЕ ВЫДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ТЭНА

Н. Л. Алукер, Д.Р.Нурмухаметов

*Кемеровский государственный университет,
Красная, б. г. Кемерово, 650043, Россия,
naluker@gmail.com*

Согласно общепринятой точке зрения «затравочным» этапом при иницировании тэна является фрагментация молекулы, приводящая к появлению свободного радикала NO_2 , т.е. разрыв O-N связи. Для чистого ТЭНа с открытой поверхностью зависимость порога лазерного иницирования от температуры является термоактивационной, с энергией активации 0.4 ± 0.05 эВ. Такая зависимость предполагает фототермический характер иницирования: фотовозбуждение (1,165 эВ) и последующая термоактивированная фрагментация возбужденного состояния, приводящая к появлению активного радикала. Это величина ($\sim 1,6$ эВ) близка к энергии активации термического разложения ТЭНа. Если молекула находится в дефектной области кристалла, в первую очередь, в приповерхностном слое, то требуемая для фрагментации энергия активации может оказаться значительно меньшей. При этом может возникнуть ситуация сосуществования двух каналов фрагментации фотовозбужденных молекул: требующего термической активации, – в объеме микрокристаллов, и безбарьерного – в приповерхностном слое.

Для осуществления взрывного разложения объемного образца, т.е. осуществления выделения энергии в объеме необходимо развитие процессов приводящих к выделению энергии, необходимой для осуществления объемной фрагментации при зарождении процесса на облучаемой поверхности, т.е. передача энергии. В работе рассматриваются процессы, которые могут приводить к такому объемному выделению энергии при лазерном иницировании ТЭНа и начальные этапы взрывного разложения определяющиеся процессами, связанными с элементарными возбуждениями электронной подсистемы материала (элек-

тронно-дырочные пары, экситоны) и дефектами решетки (точечные дефекты, дислокации).

Обсуждаются причины, обеспечивающие выигрыш в энергетике взрыва под воздействием лазерного излучения по сравнению с чисто тепловым механизмом, причем при незначительной зависимости от длины волны (энергии возбуждающего импульса) и высокой прозрачности ТЭНа в областях возбуждения.

Рассматривается роль (поглощение, рассеивание) нанометаллических (~100 нм) добавок в ТЭН, обеспечивающих снижение критической плотности энергии возбуждения взрывного разложения.

ПЕРОВСКИТ. СИНТЕЗ, СТРУКТУРА, ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

В.Е. Аникеева¹, О.И. Семенова², О.Е. Терещенко^{1,2}

¹Новосибирский госуниверситет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, vasilisanikeeva@gmail.com

В качестве фотоактивного материала для тонкопленочных солнечных элементов (СЭ) перспективным в последнее время считается перовскит ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ - метиламмония трийодид свинца). За несколько лет изучения этого гибридного полупроводникового материала, эффективность конверсии солнечной энергии в электрическую для лабораторных СЭ возросла с 3,2 до 22,1%, т.е. немного ниже КПД СЭ на кремниевых подложках. Перовскит находит применение в разработках светоизлучающих устройств, датчиках рентгеновского и гамма излучения.

Разработана методика роста монокристаллов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$. Состав и структура исследовали методом РФЭС, дифракцией рентгеновских лучей и методом РНЕЕД. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) монокристаллов получены в интервале температур 10 - 300 К. Изменения в спектрах ФЛ в диапазоне 140-165 К, представленные на рис.1, связаны с фазовым переходом и обусловлены изменением кристаллической структуры от орторомбической к тетрагональной.

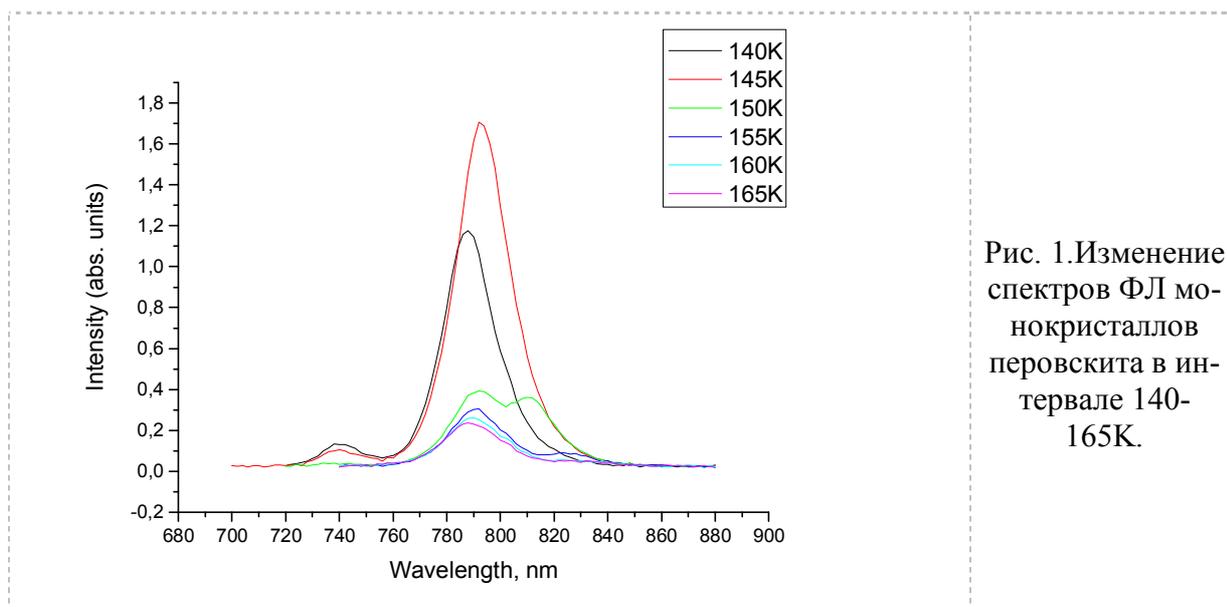


Рис. 1. Изменение спектров ФЛ монокристаллов перовскита в интервале 140-165К.

Автор выражает признательность ФАНО РФ за финансирование работы в рамках проекта № АААА-А17-117042110141-5

ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ НА ОСНОВЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ РАМАНОВСКОГО УСИЛЕНИЯ

Архипкин В.Г., Мысливец С.А.

*Институт физики им.Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
660036, Красноярск, Академгородок, avg@iph.krasn.ru*

Дифракционные решетки привлекают большое внимание благодаря важным применениям в различных областях науки и техники. В последние годы, теоретически и экспериментально активно исследовались дифракционные решетки в многоуровневых атомных средах, основанные на электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) [1-5]. В таких решетках можно динамически управлять дифракционными свойствами. Решетки формируются, когда управляющее поле заменяют на стоячую волну [2], которая и приводит к пространственной модуляции показателя преломления и поглощения. Когда пробное поле распространяется перпендикулярно стоячей волне, оно испытывает дифракцию, т.е. такая структура работает как дифракционная решетка. Другой подход основан на пространственной модуляции гигантской керровской нелинейности при ЭИП [6,7], когда второе управляющее поле заменяют на стоячую волну [8].

В лекции рассматривается альтернативный подход для создания *одно- и двумерных дифракционных решеток* на основе пространственной модуляции рамановского усиления в атомных средах - индуцированные

рамановские дифракционные решетки (ИРДР). Они имеют существенные преимущества по сравнению с решетками на основе ЭИП. Рассматриваются два типа решеток. В первом случае решетка формируется, когда поле накачки является стоячей волной, а пробное поле распространяется перпендикулярно ему [9]. Второй подход основан на пространственной модуляции керровской нелинейности в схеме рамановского взаимодействия [10], когда второе управляющее поле заменяют на стоячую волну. В отличие от ЭИП здесь пробное поле усиливается, что обуславливает интересные особенности дифракции в таких схемах. Анализируются и определяются условия, при которых интенсивность высших дифракционных порядков может быть усилена. Показано, что ИРДР представляют эффективные многолучевые расщепители световых пучков с усилением.

Литература

1. M. Fleischhauer, et al, *Rev. Mod. Phys.*, 77, 633, (2005).
2. H. Ling, Y. Li, M. Xiao, *Phys. Rev. A* 57, 1338 (1998).
3. B.K. Dutta, P.K. Mahapatra, *J. Phys. B* 39, 1145 (2006).
4. L. Zhao, W. Duan, S. F. Yelin, *Phys. Rev. A* 82, 013809 (2010).
5. L. Zhao, *Sc. Rep.* 2018.
6. H.Schmit, A. Amamoglu, *Opt. Lett.* 21, 1936 (1996).
7. K.J. Jiang, et al, *Phys. Rev. A* 77, 045804 (2008).
8. L. E. E. de Araujo, *Opt. Lett.* 35, 977 (2010).
9. В. Г. Архипкин, С. А. Мысливец. 6-й Сибирский семинар по спектроскопии комбинационного рассеяния света. Красноярск: Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 2017. – 125-132.
10. S. Q. Kuang, C. S. Jin, and C. Li, *Phys. Rev. A* 84, 033831 (2011).

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЫ НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ, ДЕТЕКТИРУЕМОГО МЕТОДОМ РЭМСИ

К.А. Баранцев, Г.В. Волошин, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов, А.С. Курапцев

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29, kostmann@yandex.ru*

Настоящая работа посвящена активно исследуемому в настоящее время методу Рэмси [1] для детектирования резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) [2] в атомных ансамблях. Данный метод позволяет значительно сузить линию резонанса КПН до десятков герц при сохранении его амплитуды, что актуально в спектроскопии сверхвысоко-

го разрешения и метрологических применениях, таких как стандарты частоты и магнитометры.

Одной из основных проблем в области метрологии при детектировании опорного резонанса лазерным излучением является световой сдвиг этого резонанса. Лазерное поле вызывает сдвиги частот атомных переходов, что приводит к ошибкам при измерении эталонной частоты.

Несмотря на большое количество работ по исследованию метода Рэмси [3-5], остаются некоторые открытые вопросы, связанные с влиянием оптически плотной среды на форму рамзеевской гребенки и на ее световые сдвиги. В работе исследуется это изменение при прохождении излучением оптически плотного атомного ансамбля. Найдено, что в оптически плотной среде возможно создать распределение возбуждения атомов с максимумом в конце среды. Проведено сравнение сигнала при детектировании прошедшего вперед рассеянного вбок и излучения. Проведено исследование влияния интенсивностей и длительностей лазерных импульсов, длительности темновой паузы, матричных элементов переходов на рамзеевский резонанс когерентного пленения населенностей в оптически плотном атомном ансамбле.

Литература:

1. N. F. Ramsey, *Phys. Rev.*, 78, (1950).
2. E. Arimondo and G. Orriols, *Nuovo Cimento Lett.*, 17, 333, (1976).
3. Y. Yano, W. Gao, S. Goka, et al., *Phys. Rev. A*, 90, 013826, (2014).
4. P. Yun, F. Tricot, C. E. Calosso, et al., *Phys. Rev. Appl.*, 7, 014018, (2017).
5. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaeв, *Phys. Rev. A*, 93, 013820, (2016).

**ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ
ФОТОПРОЦЕССОВ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
МАТЕРИАЛОВ**

К.С. Бактыбеков, [А.А. Баратова](#)

*Институт космических Исследований им. У.М. Султангазина, 010008, г.
Астана, ул. Кажымукана, 13, aa.baratova@yandex.kz*

*Евразийский национальный университет им.Л.Н. Гумилева, 010008, г.
Астана, ул. Кажымукана, 13, aa.baratova@yandex.kz*

Результаты исследования кинетики транспорта энергии в неоднородных или неупорядоченных средах играют важную роль в многочисленных областях, например таких, как гетерогенный катализ и биологические ре-

акции, в получении материалов с прогнозируемыми свойствами, определении оптимальных режимов их изготовления и условий последующей эксплуатации.

В данной работе приведены результаты экспериментально-теоретических исследований кинетики фото процессов с участием триплетно-возбужденных молекул органолюминофоров во фрактальных матрицах молекулярных адсорбатов на поверхности структурно-неоднородных сред. Полученные экспериментально и рассчитанные при компьютерном моделировании кинетические зависимости позволили установить, что на поверхности непористого сорбента распределение взаимодействующих пар можно считать случайным. На поверхности пористых сорбентов кинетика затухания замедленной люминесценции определяется характером распределения реагентов и доступностью центров люминесценции тушителям. Анализ кинетики гетероаннигиляции показал, что исследуемая система ведет себя аналогично гомогенной в случаях, когда локальные структурные элементы (кластеры) имеют одинаковые размеры. Это позволяет применять простой формально-кинетический подход для описания протекающих в системе межмолекулярных взаимодействий. Образование при гетероаннигиляции или миграции энергии электронного возбуждения по донорной подсистеме локальных структурных элементов, различающихся размером и топологией, приводит к необходимости использовать фрактально-кинетический подход, позволяющий учитывать топологические особенности образующих матрицу неоднородно распределенных структурных элементов и появление различных кинетических режимов на разных временных участках кинетической зависимости.

ЭЛЕКТРОННО–ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

В.И. Барышников

*Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, vibh@rambler.ru*

Высокая объемная интенсивность излучения фемтосекундных лазеров обеспечивает в нелинейном многофотонном режиме высокий темп ионизации и возбуждения кристаллов, при котором на временном интервале от десятков фемтосекунд происходит значительное изменение плотности электронных состояний зонной структуры и затем в когерентном режиме миграция значительной концентрации зонных электронов и ды-

рок. Исследования физики нелинейного взаимодействия интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с кристаллическими средами позволяют углубить фундаментальные основы высоко-энергетической электроники твердого тела и на этой основе успешно разрабатывать новые лазерные комплексы для медицины, науки и техники.

В рамках данного направления исследуются и выявлены особенности многофотонных процессов ионизации и их влияние на нелинейную восприимчивость и эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в нелинейных кристаллах.

В прямых экспериментах, установлено, что в ходе фемтосекундного многофотонного лазерного и сильноточного наносекундного электронного возбуждения указанных кристаллов достигается близкая по величине, концентрация зонных носителей заряда. При этом выход катодлюминесценции (КЛ) и ФЛ при фемтосекундном многофотонном лазерном возбуждении примесных ионов определяется эффективностью их взаимодействия с наведенными зонными носителями заряда, которая зависит от степени различия электронных систем s-, p-, d- подгрупп внешней оболочки ионов собственного вещества и активатора.

При лазерном возбуждении, облученных кристаллов Al_2O_3 сильноточными пикосекундными пинчеванными электрон- Ti^{3+} ионными пучками, исследована и определена пространственная структура наведенного люминесцирующего феломента собственных дефектов, согласно которой в режиме пинчевания электронный пучок сжимается собственным магнитным полем до диаметра не более микрометра с плотностью тока в пучке более $5 \cdot 10^9$ А/см².

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВЫХ ТРАЕКТОРИЙ ОДИНОЧНЫХ F_2 И F_3^+ - ЦЕНТРА В КРИСТАЛЛЕ LiF

А.В. Батуев¹, А. Касперович¹, С. А. Зилов²

¹Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074, Иркутск, Чернышевского, 15

²Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, vibh@rambler.ru

Ранее авторами [1-3] сообщалось, что методом конфокальной флуоресцентной микроскопии, экспериментально наблюдалась люминесценция одиночных F_2 центров в кристалле LiF. Было обнаружено, что интенсивность люминесценции центра исчезает и через некоторое время вновь появляется с той же или другой интенсивностью. Авторами было показано, что это явление обусловлено переориентацией F_2 центра в «темном» триплетном состоянии.

Одиночные F_3^+ центры окраски в кристалле LiF были также исследованы методом конфокальной флуоресцентной микроскопии с анализом и статистической обработкой временных зависимостей интенсивности их флуоресценции (квантовых траекторий). Показано, что в процессе фотооблучения F_3^+ центр окраски способен переходить в триплетное состояние, однако в основном (синглетном) состоянии центр меняет ориентацию с частотой 1,5 – 2 Гц при комнатной температуре, вследствие переориентационной диффузии.

На основе математического аппарата для флуоресценции одиночных молекул [4], в частности уравнений для on – и off – интервалов для молекулы с триплетным уровнем, авторами было введено дополнительное уравнение, описывающее переориентацию центра окраски. Программа была сделана в среде математического моделирования MathCAD, на рис.1 приведен пример расчета квантовой траектории F_3^+ центра окраски.

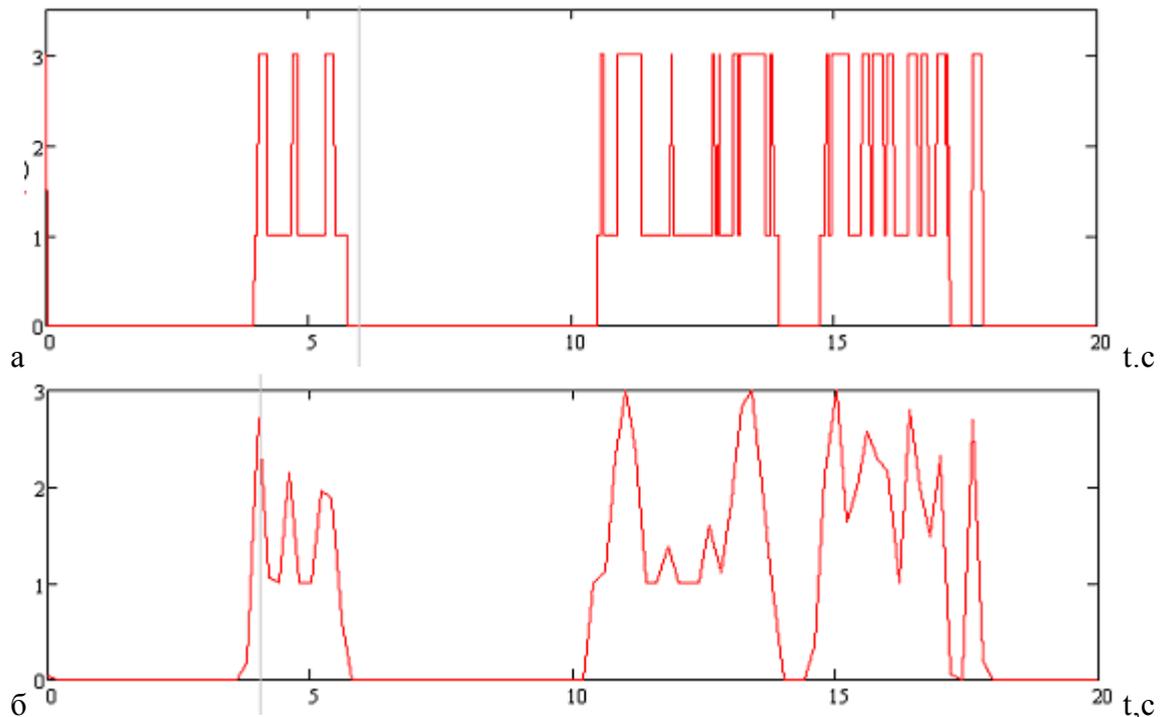


Рис.1 Рассчитанные флуктуации флуоресценции F_3^+ центра окраски при $\tau_{ST} = 2$ с, $\tau_{TS} = 4$ с и времени переориентации $\tau_{REO} = 0.2$ с (а), и изменение флуктуаций при времени накопления сигнала $t_{int} = 0.2$ с (б).

Полученные в результате расчета квантовые траектории одиночных F_2 и F_3^+ центров окраски хорошо согласуются с экспериментальными.

Литература

1. S V Boichenko, K Koenig, S A Zilov, V P Dresvianskiy, A P Voitovich, A L Rakevich, A V Kuznetsov, A V Bartul, E F Martynovich // Study of the

fluorescence blinking behavior of single F_2 color centers in LiF crystal // Journal of Physics: Conference Series 552 (2014), p.1-4.

2. С. А. Зилов, А. П. Войтович, С. В. Бойченко, А. В. Кузнецов, В. П. Дресвянский, А. Л. Ракевич, А. В. Бартуль, К. Кениг, Е. Ф. Мартынович // Переориентация одиночных F_2 центров в кристаллах LiF // Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 1, с. 89–92

3. В. П. Дресвянский, С. В. Бойченко, С. А. Зилов, А. Л. Ракевич, А. П. Войтович, Е. Ф. Мартынович // Квантовые траектории фотолюминесценции F_2 центров в кристалле LiF // Известия РАН. Серия физическая, 2016, том 80, № 1, с. 98-101.

4. И.С. Осадько // Флуктуирующая флуоресценция одиночных молекул и полупроводниковых нанокристаллов // УФН, 2006, Т.176, №1, с.23-57.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СТЕКЛОКЕРАМИКА

С. Ю. Батуева, Н. М. Кожевникова

Байкальский институт природопользования СО РАН

tsyretarova@inbox.ru

Разработана методика получения оксифторидной стеклокерамики на основе систем $SiO_2 - V_2O_3 - Bi_2O_3 - ZnO - CaF_2$ с температурой синтеза ниже $1000^\circ C$. По данным рентгенофазового анализа в образцах кристаллизуется фаза виллемита Zn_2SiO_4 . Исследована морфология поверхности, определены температуры стеклования (T_g) и кристаллизации (T_c).

Изучение локальной структуры методом ИК - спектроскопии показало, что стекла, независимо от состава, содержат сложные полиборатные анионы, образованные $[BO_3]$ и $[BO_4]$ группами, также происходит встраивание висмута в сетку стекла с образованием $Bi-O-Si$ связей и сеткообразователей в виде $[BiO_6]$ групп.

При возбуждении с длиной волны 466 нм на спектрах люминесценции регистрируются полосы, отвечающие переходам с резонансного уровня 5D_0 на уровни основного мультиплета 7F_J иона Eu^{3+} . Причем наибольшей интенсивностью обладает электрический дипольный переход $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$, определяющий характерное красное свечение образцов ($\lambda_{max} \sim 620$ нм). Менее интенсивная полоса при 598 нм относится к магнитному дипольному переходу $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$. Известно [1], что относительные интенсивности переходов $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$ и $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ сильно зависят от локального окружения ионов европия. Когда ионы европия занимают centrosymmetric позиции магнитный дипольный переход $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$ должен быть относительно интенсивным, в то время как, электрический дипольный переход $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ запрещен по четности и должен быть слабым. Спектры

люминесценции ионов Eu^{3+} во всех образцах проявляют интенсивную красную люминесценцию перехода ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ при 620 нм, что указывает на то, что ионы европия располагаются в низкосимметричных позициях

Полученные спектрально-люминесцентные характеристики указывают на перспективность их использования в качестве материалов для красных люминофоров.

Литература:

1. Цыретарова С.Ю., Кожевникова Н.М., Еремина Н.С. и др. Синтез люминофоров красного свечения на основе боросиликатного стекла и фаз переменного состава $\text{NaMgSc}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}(\text{MoO}_4)_3:\text{Eu}^{3+}$ и $\text{Na}_{0.5}\text{Mg}_{0.5}\text{ScLu}_{0.5}(\text{MoO}_4)_3:\text{Eu}^{3+}$ со структурой NASICON // Неорганические материалы. 2015. № 12. С. 1374-1379.

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОСНОВНЫХ МЕТОДОВ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И СВОЙСТВ РАСПЛАВОВ НА КАЧЕСТВО МОНОКРИСТАЛЛОВ

В.С. Бердников, В.А. Винокуров, В.В. Винокуров, В.А. Гришков,
С.А. Кислицын, К.А. Митин

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новоси-
бирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1, berdnikov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Но-
восибирск, пр-т Карла Маркса, 20, berdnikov@itp.nsc.ru*

Методы направленной кристаллизации из расплавов отличаются большим разнообразием геометрий тепловых узлов и условий роста кристаллов. Важной отличительной особенностью, сильно влияющей на гидродинамику расплавов, является геометрия области, занятой расплавом, и расположение границы раздела расплав-кристалл относительно направления вектора силы тяжести. Важный фактор – направление градиентов температуры по нормали к фронту кристаллизации (ФК) и их ориентация относительно направления вектора силы тяжести. От этих особенностей методов Чохральского, бестигельной зонной плавки, горизонтальной направленной кристаллизации, метода Бриджмена существенно меняются пространственные формы течений расплавов и закономерности конвективного теплообмена в объеме расплавов и, особенно, в пограничных слоях (ПС) у ФК. А от особенностей локального теплообмена у ФК зависят их формы и поля температуры, градиентов температуры и термических напряжений в кристаллах. При наличии свободных границ расплавов и границ раздела расплав-кристалл-газовая среда рост кристаллов проис-

ходит в условиях сопряженного конвективного теплообмена в режимах нестационарной термогравитационной или гравитационно-капиллярной конвекции в зависимости от условий на свободных границах. При вращении кристаллов или кристаллов и тиглей дополнительно влияют центробежные силы и гидродинамика расплавов является функцией сложного комплекса сил. При увеличении размеров кристаллов и объемов расплавов течения расплавов во всех режимах теряют устойчивость. Ориентация ФК относительно вектора силы тяжести сильно влияет на механизмы потери устойчивости в пограничных слоях у ФК и на амплитудно-частотные характеристики возмущений в режимах ламинарно-турбулентных переходов в ПС. От особенностей нестационарного локального теплообмена зависят мгновенные формы фронтов кристаллизации и поля температуры и градиентов температуры в затвердевшем материале, от которых зависит однородность кристаллографических характеристик кристаллов. На выяснение этих особенностей методов роста кристаллов был направлен цикл экспериментальных и численных исследований коллектива авторов.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА НА ГИДРОДИНАМИКУ РАСПЛАВОВ В РЕЖИМАХ СВОБОДНОЙ И СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

В.С. Бердников, В.А. Винокуров, В.В. Винокуров

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1, berdnikov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр-т Карла Маркса, 20, berdnikov@itp.nsc.ru*

Метод Чохральского один из основных методов получения высококачественных монокристаллов. Этот метод многовариантен и модифицируется при выращивании кристаллов с различными теплофизическими свойствами. Из-за перепада температуры между фронтом кристаллизации и стенками тигля в всех вариантах метода возникает свободная конвекция, имеющая тепловую гравитационно-капиллярную природу. Она принципиально неустранима и плохо управляема. В технологии для управления гидродинамикой и конвективным теплообменом в системах «тигель– расплав–кристалл», применяется простой способ – подбор скорости вращения кристалла. От теплофизических свойств расплавов существенно зависит относительная роль сил плавучести, термокапиллярного эффекта и центробежных сил в генерации пространственной формы и интенсивности течений расплавов. До настоящего времени плохо изучена относительная роль термокапиллярного эффекта и сил плавучести на

процессы перехода от режима свободной конвекции к технологически оптимальным режимам смешанной конвекции при увеличении угловой скорости вращения кристалла для различных расплавов. Для решения вопроса о корреляции условий роста кристалла и его объемных кристаллографических характеристик, необходимо прогнозировать режимы течения расплава в объеме и в пограничном слое на фронте кристаллизации (ФК). Сочетая физическое и численное моделирование, выполнены исследования конвективного теплообмена и изучена зависимость от его особенностей формы фронтов кристаллизации. Численные исследования выполнены методом конечных разностей (программа собственной разработки) и пакетом Ansys Fluent. Исследована тепловая гравитационно-капиллярная конвекция. Затем при заданных значениях чисел Грасгофа Gr и Марангони Ma исследовалась эволюция структуры течения и теплообмен с ростом числа Рейнольдса Re при числе Прандтля $Pr = 10,78; 16; 45,6$. Показано, что относительно большой вклад термокапиллярного эффекта в формирование пространственной формы течения в режимах смешанной конвекции на жидкости с числом Прандтля $Pr = 10,78$ (вода), приводит к существенным изменениям радиальных распределений локальных тепловых потоков, особенно на кромках кристаллов. Это влияет и на интегральные потоки тепла на ФК.

НЕОБЫЧНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПАРА ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА В ЗАДАЧАХ СПИН-ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В. А. Бобрикова, Е. Н. Попов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,
victoria.bobrikova@gmail.com*

Механизм спин-обменного взаимодействия между атомами благородного газа и щелочными атомами позволяет накачивать ядерную намагниченность благородного газа [1]. Для её считывания в ячейке наводят спиновую поляризацию щелочных атомов. Вместе с ней появляется намагниченность, которая вносит вклад в индукцию внешнего магнитного поля. В результате изменяется скорость прецессии ядерных спинов благородного газа, и сдвигается частотная линия ЯМР.

Описанная проблема наводит на мысль о необходимости подготовки поляризованных состояний ансамблей щелочных атомов с нулевой намагниченностью. Поскольку факторы Ланде двух нижних сверхтонких

уровней в D1-линии щелочного металла имеют разные знаки, такие состояния возможны.

Для накачки спиновой поляризации щелочных атомов предлагается использовать два поля с ортогональными круговыми поляризациями, частоты полей совпадают с частотами разных переходов в D1-линии. При построении модели за основу взята полуклассическая теория оптической накачки Хаппера [2]. Нам удалось найти требуемое соотношение между амплитудами полей, при котором выполняется условие формирования поляризованных состояний с нулевой намагниченностью (рис.1).

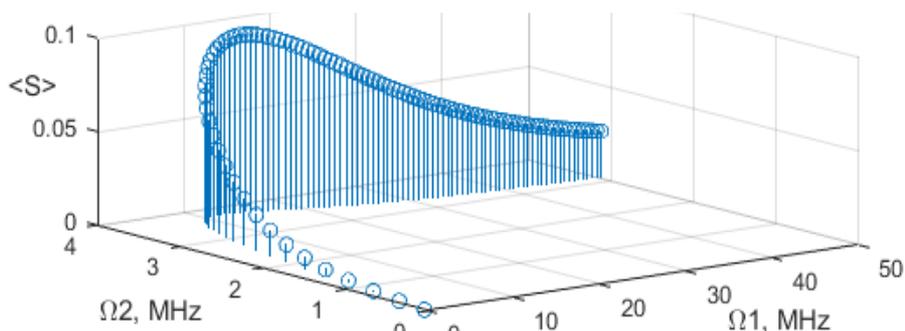


Рис.1. Кривая поляризованных состояний с нулевой намагниченностью.

Литература:

1. W. Happer, E. Miron, S. Schaefer, D. Schreiber, W. A. van Wijngaarden, and X. Zeng, PHYSICAL REVIEW A, 29, №6, 3092-3110 (1985).
2. W. Happer, *Review of modern physics*, 44, p. 170 (1972).

ВАКАНСИИ КИСЛОРОДА В ЦИРКОНАТЕ-ТИТАНАТЕ СВИНЦА. ВЛИЯНИЕ НА СТРУКТУРУ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А.И. Богданов, А.В. Киммель

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт геохимии им. А.П. Виноградова Сибирского отделения Российской Академии Наук, Россия, 664033, г. Иркутск, а/я 9, ул. Фаворского, 1А,
alex.bogdanov2012@gmail.com*

Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, UK

Вакансия кислорода является одним из самых распространенных дефектов в оксидных материалах. В цирконате-титанате свинца релаксация структуры, вызванная ее появлением, может привести к изменению сегнетоэлектрических параметров, таких как величина спонтанной поляризации. Кроме того, при достаточно большом количестве пьезоэлектрических циклов за счет диффузии происходит накопление вакансий на гра-

ницах доменов, что ведет к деградации пьезоэлектрических характеристик. В работе представлены результаты теоретического исследования влияния вакансии кислорода на структурные и сегнетоэлектрические свойства цирконата-титаната свинца. Показано, в каком химическом окружении накопление вакансии наиболее выгодно энергетически, и какие изменения функциональных характеристик это вызывает. Кроме того, показано, что наличие вакансии в ряде случаев может индуцировать поворот вектора спонтанной поляризации на локальном масштабе.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ АЛМАЗА

К.Н. Болдырев

*Институт спектроскопии РАН,
108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д.5, kn.boldyrev@gmail.com*

Развитие технологий синтеза алмазов открыло огромные перспективы научных и практических применений этих кристаллов, в том числе в фотонике. Особенно интересна возможность контролируемого ввода легирующих и излучающих примесей, как ранее известных, так и совсем новых. Как показали исследования, некоторые центры могут давать очень узкую линию излучения, кроме того, возможно получать излучение от одиночных центров, что перспективно для квантовых применений. В ряде центров был продемонстрирован оптически детектируемый магнитный резонанс (ODMR), показавший очень большую чувствительность к внешним факторам, что открывает невероятные возможности для их использования в качестве точечных сенсоров. В частности, уже были продемонстрированы точечные детекторы температуры (с точностью до мК), магнитного поля (до нТл, с возможностью определять направление и величину магнитного поля от одиночного атома или молекулы), электрических полей, деформаций. Кроме того, открываются перспективы применения в биологии и медицине.

Доклад будет посвящен как уже известным центрам окраски (NV и SiV [1,2]), так и новому, связанному с примесью германия (GeV) [3,4], который излучает в красно-оранжевой области спектра. Будут обсуждаться: интересные изотопические эффекты, как связанные с углеродом, так и с германием [3] и кремнием; времена затухания люминесценции и квантовый выход [4]; возможности практического применения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-72-10293.

Литература:

1. В.А. Давыдов, А.В. Рахманина, С.Г. Ляпин, И.Д. Ильичев, К.Н. Болдырев, А.А. Ширяев, В.Н. Агафонов, Письма в ЖЭТФ, 99, 673 (2014).
2. V. Sedov, K. Boldyrev, V. Krivobok, S. Nikolaev, A. Bolshakov, A. Khomich, A. Khomich, A. Krasilnikov, V. Ralchenko, Phys. Status Solidi A, 00, 1700198 (2017).
3. E.A. Ekimov, S.G. Lyarin, K.N. Boldyrev, M.V. Kondrin, R. Khmel'nitskiy, V.A. Gavva, T.V. Kotereva, M.N. Popova, Письма в ЖЭТФ 102, 811 (2015).
4. K.N. Boldyrev, B.N. Mavrin, P.S. Sherin, M.N. Popova, Journal of Luminescence, 193, 119-124 (2018).

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$

К.Н. Болдырев, М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН,

108840, г. Москва, г. Троицк, ул. Физическая, д.5, kn.boldyrev@gmail.com

Литий-иттриевый фторид хорошо известен как многофункциональный оптический материал и модельная система для изучения различных взаимодействий и очень тонких эффектов. В частности, ранее были изучены сверхтонкие взаимодействия [1-3], изотопные эффекты [4], квантовая динамика при антипересечениях сверхтонких подуровней [5,6] для LiYF_4 , слабо легированного ионами гольмия. Кроме того, рассматривалось применение этого кристалла в современных приложениях квантовой обработки информации (QIP) [7,8]. Однако все эффекты наблюдались или в спектрах пропускания в оптическом диапазоне, или в спектрах ЭПР.

В работе было проведено первое исследование спектров люминесценции с высоким спектральным разрешением монокристалла $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$, в том числе с приложением внешнего магнитного поля. Нами была обнаружена очень узкая люминесценция, в которой хорошо разрешалась сверхтонкая структура электронных переходов гольмия, а ширины некоторых линий составляли менее 100 МГц. Наблюдался ряд эффектов, которые ранее были обнаружены в спектрах поглощения и ЭПР.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант №18-52-52001) и Грант Президента Российской Федерации (МК-3577.2017.2).

Литература:

1. N.I. Agladze, M.N. Popova, Solid State Comm., 55, 1097 (1985).
2. N.I. Agladze, E.A. Vinogradov, M.N. Popova, Sov. Phys. JETP 64, 716 (1986).

3. M.N. Popova, N.I. Agladze, *Molecular physics* 102, 1377 (2004).
4. N.I. Agladze, M.N. Popova, G.N. Zhizhin, V.J. Egorov, M.A. Petrova, *Phys. Rev. Lett.* 66, 477 (1991).
5. R. Giraud, W. Wernsdorfer, A.M. Tkachuk, D. Mailly, B. Barbara, *Phys. Rev. Lett.* 87, 057203 (2001).
6. M. J. Graf, A. Lascialfari, F. Borsa, A.M. Tkachuk, B. Barbara, *Phys. Rev. B* 73, 024403 (2006).
7. P. Goldner, O. Guillot-Noël, *Molecular physics* 102, 1185 (2004).
8. C.W. Thiel, T. Bottger, R.L. Cone, *J. Luminescence*, 131, 353 (2011).

РОЛЬ ЛИТИЯ В ФОРМИРОВАНИИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОКСИДА ЦИНКА

Будилова Е.Н., Никитенко В.А., Кокин С.М.

*Российский университет транспорта (МИИТ),
127994, г. Москва, ул. Образцова, д 9, стр. 9 kokin2@mail.ru*

Оксид цинка – материал, который не только находит широкое применение для создания источников излучения в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра, но и является одним из базовых объектов, на котором проверяются теоретические представления о механизме люминесценции в широкозонных полупроводниках. В частности, именно ZnO считается соединением, максимально адаптированным для изучения экситонных процессов в кристаллах и создания на его основе поляритонного лазера, способного работать при комнатной температуре [1,2].

Способы чувствления ультрафиолетовой экситонной люминесценции ZnO и аномалии в её поведении нами были описаны ранее [2]. В настоящем сообщении приведена интерпретация линий экситонных спектров монокристаллов ZnO, термообработанных в Li_2CO_3 : а) линии 3685 Å, обусловленной излучательной рекомбинацией экситонов, связанных на нейтральных состояниях $\text{Li}_{\text{Zn}}^{\times}$, б) линии 3712 Å, которая связана с этим же процессом, но протекающим одновременно с переходом донора в возбужденное состояние, в) линии 3682 Å, возникающей при излучении экситонов, связанных на ионизованных состояниях Li_i^+ . Данные измерений позволили рассчитать энергию ионизации мелких доноров $\text{Li}_{\text{Zn}}^{\times}$: $E_d = 0,033$ эВ.

На основании совместных исследований люминесценции и фото-ЭПР в монокристаллах ZnO-Li в широком диапазоне температур от 4,2 К до 400 К обсуждается роль лития в формировании фиолетовой, желто-оранжевой, красной и инфракрасной люминесценции оксида цинка. Литиевый акцептор $\text{Li}_{\text{Zn}}^{\times}$ – точнее, $(\text{Li}_i^+ - \text{O}^{\text{I}})^{\times}$ – рассмотрен как центр желто-оранжевой люминесценции; ассоциаты вида $(\text{Zn}_i^+ \text{Li}_{\text{Zn}}^{\text{I}})$, $(\text{Li}_{\text{Zn}}^+ \text{Li}_{\text{Zn}}^{\text{I}})$ – как

состояния, обуславливающие фиолетовое излучение. Показано, что длительной термообработкой кристаллов оксида цинка в Li_2CO_3 можно добиться перезарядки примеси $\text{Fe}_{\text{Zn}}^{2+}$ до состояний $\text{Fe}_{\text{Zn}}^{4+}$ (обнаружено, в частности, что в термообработанных кристаллах центры $\text{Fe}_{\text{Zn}}^{3+}$ будут являться источниками красной и инфракрасной люминесценции).

Литература:

1. M. Zamfirescu, A. Kavokin, B. Gil, G. Malpuech, M. Kaliteevski, *Phys. Rev. B*, V. 65, 161205-161209 (2002).
2. Е.Н. Будилова, В.А. Никитенко, С.М. Кокин, *Известия РАН. Сер. Физическая*, 79, №2, 181-185, (2015).

МИКРОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МИКРОДИСКОВЫХ РЕЗОНАТОРОВ С InP/GaInP КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

П. А. Буряк¹, А. Ю. Романова¹, Д. В. Лебедев², М. М. Кулагина²,
Ю. А. Гусева², А. М. Минтаиров²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, office@spbstu.ru

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, post@mail.ioffe.ru

В работе исследуются микродисковые резонаторы, сформированные из исходной гетероструктуры методом фотолитографии и жидкостного химического травления.

Исходная структура была получена с помощью металлоорганической эпитаксии из газовой фазы и представляла собой следующую последовательность слоев: GaAs подложка / 100 нм буферный слой GaAs / 700 нм слой AlGaAs / 60 нм слой GaInP / 3 монослоя InP, формирующие квантовые точки (КТ) / 60 нм слой GaInP. Вытравленные из данной структуры микродиски имели форму гриба с диаметром шляпки 2 - 5 мкм и толщиной 120 нм. Для микродисков был проведен расчет собственных мод методом конечных элементов с использованием программного пакета COMSOL на основе модели разработанной Oxborrow[1]. Экспериментальные данные показали хорошее согласие с моделированием. Спектр микрофотолюминесценции такого диска демонстрировал широкую полосу излучения от КТ (700-800 нм) и узкие полосы (полуширина 0.2 нм), соответствующие собственным резонансным TE модам шепчущей галереи. Межмодовый интервал определялся диаметром микродиска и варьировался от 35 нм при диаметре 2 мкм до 20 нм при диаметре 4 мкм. Увеличение мощности

возбуждения фотолюминесценции для ряда дисков приводило к резкому возрастанию интенсивности излучения, что указывает на переход микро-резонатора в режим лазерной генерации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00321.

Литература:

1. M. Oxborrow. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 55, 1209-1218, (2007).

ПРИВЕДЕННАЯ ТОЛЩИНА СЛОЯ ЛЮМИНОФОРА В «БЕЛЫХ» СД

В.А. Ваганов, В.М. Лисицын

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, г. Томск, проспект Ленина, дом 30, vav13@tpu.ru

Одной из основных проблем при конструировании СД «белого» света является выбор оптимальной толщины слоя люминофора, обеспечивающего при выбранном чипе и люминофоре оптимальные значения световой отдачи и цветности. Оптимальные значения толщины слоя люминофора или толщины слоя композита на основе люминофора могут быть выбраны с использованием подхода, основанного на расчете приведенной толщины слоя люминофора. Под приведенной толщиной слоя люминофора понимается толщина кристалла люминофора, обеспечивающая заданную цветность излучения при возбуждении «синим» излучением чипа. Приведенная толщина слоя в люминофоре в СД является характеристикой конкретной пары: чип – люминофор.

Цветность света СД определяется для каждой пары чип – люминофор соотношением излучений люминофора и прошедшего через люминофор излучения чипа S . Величина потока люминесценции прямо пропорциональна доле поглощенного люминофором излучения чипа:

$$\Phi = \alpha k \Phi_{\text{ч}}; \quad (1)$$

где: α - коэффициент поглощения, k - коэффициент преобразования.

Величина доли прошедшего через люминофор излучения определяется коэффициентом ослабления τ_{λ} . Разработан алгоритм расчета S по данным значениям $\alpha_{\lambda}, \tau_{\lambda}, k_{\lambda}$, цветности света по S .

Для оценки соответствия результатов расчетов цветности излучения СД измерены спектры возбуждения и люминесценции люминофоров типа СДЛ 2700, 3500, 4000, и спектр излучения также чипа. При заданных α_1, k_1 были рассчитаны S и координаты цветности излучения при разных

τ_1 , зависящего от толщины приведенного слоя, на цветовой диаграмме была показана зависимость цветности от S .

Затем была изготовлена серия образцов на основе композита СДЛ 3500 разной толщины и разным количеством люминофора. Приведенная толщина слоя люминофора в образцах находилась из известной концентрации (веса) люминофора в композите, толщины композита.

Измерена экспериментально цветность излучения СД на основе чипа с $\lambda_{\text{изл}} = 450$ нм и композитов при различной приведенной толщине.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МОРФОЛОГИЯ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ STED-DLW СТЕРЕОЛИТОГРАФИИ

Д.А. КОЛЫМАГИН¹, Р.Д. ЗВАГЕЛЬСКИЙ¹, Д.А. ЧУБИЧ¹,
А.Г. ВИТУХНОВСКИЙ^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (ГУ) МФТИ, Долгопрудный

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Методом конфокальной микроскопии и коррелированного счета одиночных фотонов исследованы двумерные и трехмерные периодические полимерные наноструктуры, созданные STED-DLW стереолитографией. Морфология структур исследована методами SEM и AFM.

Предлагается увеличение пространственного разрешения метода прямого лазерного письма (DLW – Direct Laser Writing)- двухфотонной полимеризации при освещении фоторезиста излучением фемтосекундного лазера. Увеличение пространственного разрешения достигнуто использованием идеи STED (STimulated Emission Depletion – гашение вынужденным излучением) для уменьшения размера эффективно возбужденной области (нобелевская премия по химии, 2014г [1]). Суть метода заключается в использовании второго лазера гашения для стимулирования излучательных переходов по периферии фокального пятна первого (возбуждающего) лазера, то есть для уменьшения размера возбужденной области.

Применение техники STED в нанолитографии позволило существенно расширить технологические возможности получения 3D структур при помощи аддитивных технологий (STED-DLW стереолитография). Данная идея была предложена авторами в 2012 году [2]. Создан STED-DLW стереонанолитограф и продемонстрирована возможность получения 2.5D и 3D структур с субмикронным разрешением методом лазерной фотополимеризации с подавлением спонтанного излучения [3]. Полученные наноструктуры исследованы оптическими и микроскопическими методами.

Работы поддержаны РФФИ – гранты 16-29-11805 и 18-02-00811.

- [1]. 1. Hell S.W., Wichmann J. Opt. Lett., 19, 780 (1994).
[2]. Глубоков Д.А., Сычев В.В., Витухновский А.Г., Тайдаков И.В., Способ изготовления резистивных масок для нанолитографии(патент RU 2510632).
[3]. Vitukhnovsky A.G., Chubich D.A., Eliseev S.P., Sychev V.V., Kolymagin D.A., Selyukov A.S. J. Russ. LaserRes., 38, 375 (2017).

ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ ФТОРИДОВ ЛИТИЯ, НАТРИЯ И МАГНИЯ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОРАЗМЕРНЫЕ КЛАСТЕРЫ

А.П. Войтович

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

Кристаллы с точечными дефектами широко используются в электронике, дозиметрии, лазерной технике. Например, все активные среды твердотельных лазеров содержат точечные дефекты, которые являются центрами свечения. Недавно нами было обнаружено, что создание во фториде лития наноразмерных кластеров приводит к кардинальному изменению характеристик собственных точечных дефектов в этом кристалле.

В данной лекции представляются результаты исследований свойств фторидов лития, натрия и магния, содержащих наноразмерные кластеры, а также характеристик их радиационных дефектов и центров окраски (ЦО).

Рассматриваются методики создания и разрушения кластеров в приповерхностных слоях и в объеме кристаллов. С использованием данных сканирования образцов на конфокальном лазерном люминесцентном микроскопе оценивается толщина приповерхностного слоя, в котором формируются нанокластеры. Приводятся, сравниваются и обсуждаются результаты измерений структуры кристаллов с кластерами и без кластеров методами рентгеновской дифрактометрии и электронной микроскопии.

Сопоставляются спектры поглощения и фотолюминесценции собственных дефектов, расположенных в областях кристаллов, в которых присутствуют кластеры, и в областях, не содержащих кластеры. Показано, что спектры для этих областей кардинальным образом отличаются. Проводится отнесение спектров, регистрируемых при наличии кластеров, к определенным (по составу) типам ЦО. Находятся параметры Хуанга-Риса и сравнивается электрон-фононное взаимодействие в областях, содержа-

щих и не содержащих кластеры. Демонстрируются возможности трансформации ЦО, расположенных вблизи кластеров и характеризующихся новыми оптическими свойствами, в обычные, ранее известные ЦО.

Представляются результаты измерения кинетики процессов агрегации дефектов в областях с кластерами и без кластеров. Сравниваются найденные величины энергии активации диффузии для анионных вакансий в этих областях.

Приводятся результаты экспериментов, характеризующие формирование кластеров, и обсуждается возможный механизм формирования.

ОСОБЕННОСТИ ВЕЩЕСТВЕННОГО СОСТАВА КВАРЦИТОВ ВОСТОЧНОГО САЯНА

М.Г. Волкова, А.И. Непомнящих

Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск, Россия

Иркутский научный центр СО РАН, Иркутск, Россия

mariavolkova2008@yandex.ru

ainep@igc.irk.ru

В работе представлены результаты минералого-петрографического изучения десяти типов кварцитов Ока-Урикского и Уренгенурского блоков Восточного Саяна, а также данные полученные в процессе исследования флюидных включений (ФВ) в этих породах. Применялись методы: оптической петрографии; микрокриотермометрии; масс-спектрометрии индукционно-связанной плазмы с лазерным испарением.

Установлено, что породы сложены преимущественно гетерогранобластовыми агрегатами кварца от микро- до грубобластовой размерности и содержат от 0,1 до 10% объема породы минералов-примесей, наиболее распространенной из которых является серицит, реже карбонаты, окислы железа, циркон.

Определено, что в разных типах кварцитов: встречаются ФВ размером до 45 мкм, но чаще всего – 5-15 мкм; характер распределения ФВ в кварцитах весьма разнообразен и существенно влияет на методику получения кварцевых концентратов; ФВ обладают преимущественно округлой, вытянутой и сложной морфологией; наблюдаются газовой-жидкие, реже существенно газовые ФВ; по составу ФВ – водно-солевые, углекислотно-водные, водные; рассчитанная по [1, 2] соленость водно-солевых ФВ составляет от 3 до 15 мас. % экв. NaCl, а основным элементом в составе солевой системы флюида является натрий.

Особенности вещественного состава кварцитов, выявленные в ходе исследований, были применены для разработки схемы получения кварцевых концентратов высокой и ультравысокой чистоты.

Литература:

1. Bodnar R. J. Geochim. Cosmochim. Acta. 1993. V. 57, № 3. P. 683-684.
2. Brown P. E. American Mineralogist. 1989. V. 74. P. 1390-1393.

КВАЗИСИНХРОНИЗМ В ДВУМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.М. Вьюнышев

*Институт физики им Л.В. Киренского СО РАН, 660036, г. Красноярск,
Академгородок, 50, стр. 38, vyunishev@iph.krasn.ru
Сибирский федеральный университет, 660041, г. Красноярск,
пр. Свободный, 79.*

Квадратично-нелинейные среды с одномерной пространственной модуляцией широко используются на практике благодаря возможности существенного повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий за счет квазисинхронного режима согласования фаз взаимодействующих волн. В тоже время в последние пятнадцать лет большое внимание уделяется исследованию нелинейно-оптических явлений в нелинейных кристаллах, структурированных в двух независимых направлениях. Такие структуры получили название двумерных (2D) нелинейных фотонных кристаллов [1,2]. Отличительной особенностью 2D нелинейных фотонных кристаллов является не только возможность преобразования нескольких пространственных и спектральных компонент, но также получение пучков с нетривиальным волновым фронтом, генерация бездифракционных пучков и пучков, несущих орбитальный угловой момент. Нелинейно-оптические характеристики 2D нелинейных фотонных кристаллов во многом определяются типом и параметрами структуры. Поэтому, значительная часть работ в рассматриваемой области направлена на установление указанной связи.

В лекции сообщаются известные подходы к рассмотрению квазисинхронных нелинейно-оптических взаимодействий в двумерных квадратично-нелинейных средах, рассматриваются общие подходы к проектированию двумерных структур для реализации требуемых нелинейно-оптических взаимодействий, а также приводятся последние результаты по нелинейно-оптическому взаимодействию в пространственно-модулированных средах.

Литература:

1. V. Berger, Phys. Rev. Lett. 81, 4136 (1998).
2. N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, and D. C. Hanna, Phys. Rev. Lett. 84, 4345 (2000).

**СИНХРОНИЗАЦИЯ И КОНТРОЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В СИСТЕМЕ МАТРИЧНОГО
АНАЛИЗА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ПОЛЕЙ ВЕЩЕСТВА.**

В.И. Барышников, А.С. Вязников, А.В. Болондзь

*Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074, Иркутск, Чернышевского, 15, E-mail: vibh@rambler.ru*

С развитием инфраструктуры высотных сооружений, антенных комплексов радиотехнической связи, специальных конструкций высоковольтных энергетических комплексов значительный интерес представляет развитие методов и систем дистанционного неконтактного оптического контроля состояния труднодоступных силовых конструкций и объектов. Кроме того, значительный интерес также представляет оптический контроль объектов миллиметрового масштаба.

Традиционный фотографический и визуальный подход в условиях плохой освещенности и оптически помех в виде яркого солнечного света не позволяет осуществить контроль на расстоянии состояния конструкций, сооружений и различных объектов. При этом остается актуальной задача автоматизированных измерений с устранением человеческого фактора.

Для этих целей был разработан импульсный спектрометр, который состоит из канала регистрации, включающего спектрограф и импульсную высокочувствительную ПЗС матрицу и канала лазерного возбуждения люминесценции или подсветки. Данный спектрометр связан с компьютером и работает в режиме синхронизации ПЗС матрицы с возбуждающим полупроводниковым лазером.

Блок управления построен на 8-битном микроконтроллере Atmega 328p. Управление полупроводниковым лазером организовано на основе ШИМ и усилителя, обеспечивающего высокую стабильность импульсной мощности до 10 Вт. Основным узлом, формирующим временные диаграммы работы ПЗС камеры, является программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС) с архитектурой FPGA. Работа блока управления ПЗС камерой заключается в «общении» с ПЛИС. Для удобной настройки

режимов и параметров работы используется жидкокристаллический матричный индикатор.

Программное обеспечение для микроконтроллера создано на высокоуровневом языке программирования C++. Программное обеспечение блока управления позволяет задавать частоту работы ПЗС камеры и лазера, настраивать время экспозиции, а также задержки запуска ПЗС камеры и лазера относительно друг друга. Сервисная программа обеспечивает хорошую информативность, высокую чувствительность и низкий уровень шумов спектрометра.

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРНОСТИ ОКРУЖЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЗОНДА КАК МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ПРОЦЕССОМ РАЗВОРАЧИВАНИЯ БЕЛКА

М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева, Е.В. Немцева

*Сибирский федеральный университет, 660041, г. Красноярск,
пр. Свободный, 79, marina_2506@mail.ru*

Методы оптической спектроскопии с применением красителей в качестве флуоресцентных зондов для исследования биологических систем широко применяются в биохимии, биосенсорике, визуализации и медицине. В основе этих методов лежит получение информации о ближайшем окружении молекулы красителя по изменению её спектральных и фотофизических характеристик в месте закрепления на биомолекуле. Высокая избирательная чувствительность некоторых красителей к изменению таких свойств окружения, как вязкость, полярность, рН и ионная сила, дает возможность люминесцентными методами исследовать структуру белков, мембран, нуклеиновых кислот и других сложных макромолекул. Краситель, связывающийся с определенными участками глобулы белка, позволяет отслеживать структурные изменения этой глобулы при различных внешних воздействиях на неё, что приводит к полной или частичной потере исходной природной структуры белка.

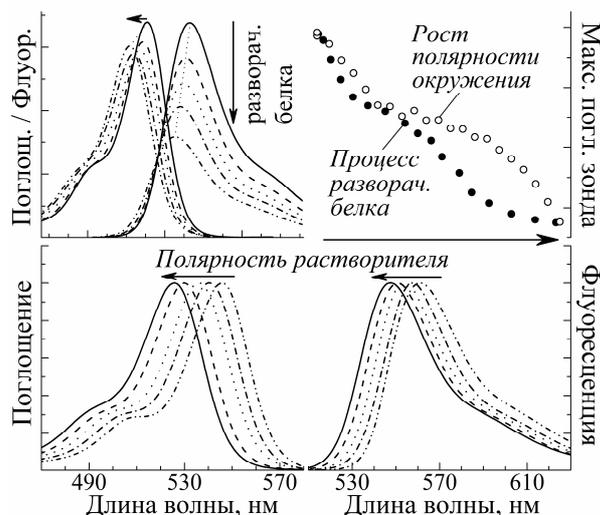


Рис. 1. Демонстрация чувствительности эритрозина к изменению полярности окружения

В работе предложен метод наблюдения за процессом разворачивания глобулярного белка (бычий сывороточный альбумин) с использованием внешнего флуоресцентного зонда (эритрозин В) при воздействии щелочных значений рН и гуанидин гидрохлорида. Молекулы эритрозина В почти всегда диполярны и сильно поляризуемы, поэтому он был выбран в качестве потенциального эффективного зонда на изменение полярности окружения.

ЧАСТИЦЫ ИЗ РАЗНОЗАРЯЖЕННЫХ ПРИРОДНЫХ ПОЛИСАХАРИДОВ КАК СИСТЕМА ДЛЯ ИНКАПСУЛЯЦИИ ЛЕКАРСТВ

И. Ю. Горбатенко¹, Н.В. Слюсаренко¹, А.С. Казаченко²,
М.А. Герасимова¹, Е.А. Слюсарева¹

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск,
пр. Свободный, 79, ESlyusareva@sfu-kras.ru

²Институт химии и химической технологии СО РАН
ФИЦ «КНЦ СО РАН», 660036, Красноярск, Академгородок, 50/24

В последнее время возрастает интерес к использованию биологически активных веществ природного происхождения, которые более безопасны по сравнению с синтетическими аналогами. Природный полисахарид арабиногалактан (АГ), (исходное сырье - древесина лиственницы сибирской, *Larix sibirica Ledeb*) после сульфатирования представляет собой анионный водорастворимый полимер с антикоагулянтным и гиполлипидемическим действием. Хитозан, поликатионный продукт деацетилирования хитина (основного структурного вещества покровов ракообраз-

ных), известен своими антимикробными и уникальными адсорбционными свойствами. Частицы из разнозаряженных полимеров можно использовать в качестве носителя лекарственных средств с улучшенными транспортными свойствами без потери функциональных свойств каждого из полимеров.

В работе использован сульфатированный АГ, полученный экологически безопасным методом [1], хитозан низковязкий, пр-ва «Sigma-Aldrich». Прототипом лекарственного средства был выбран анионный краситель эритрозин В. Для коллоидного синтеза полиэлектролитных комплексов использован оригинальный протокол, успешно примененный ранее для хитозана и хондроитинсульфата [2].

Полученные новые частицы из хитозана и сульфатированного АГ имеют размер около 0,3 мкм (индекс полидисперсности, PDI=0,14-0,16) и ζ -потенциал около +50 мВ. Величина ζ -потенциала, обеспечивающая коллоидную стабильность раствора, сохраняется на протяжении не менее 2-х месяцев (размер частиц и PDI также сохраняются). Спектрофотометрическим методом было показано, что до 75% красителя адсорбируется на поверхности частиц и полностью сохраняется в связанном состоянии не менее 12 дней. Полученная система является перспективной для инкапсуляции лекарственных, в том числе противораковых препаратов.

Литература:

1. Васильева Н.Ю. и др. Пат. РФ №2521649 МПК С08В37/00(2006.01).
2. E. Slyusareva и др, *J. Colloid Interface Sci.*, 417, 80-87, (2014).

МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Барышников¹⁻², О.В. Горева¹

¹*Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, E-mail: vibh@rambler.ru*

Исследовано преобразование лазерного излучения на нелинейных кристаллах в сферическом вогнутом зеркальном интерферометре двух одномерных копий фемтосекундного лазерного импульса. Посредством матричного фотоприемного устройства на выходе нелинейно кристалла одновременно регистрировалась генерация от обеих копий излучение второй гармоники и суммарной частоты.

Установлено, что в нелинейных кристаллах с энергией запрещенной зоны, превышающей суммарную энергию двух фотонов, падающего на него излучения, достигается процесс трехфотонной ионизации и с уменьшением длительности фемтосекундных лазерных импульсов наблюдается увеличение интенсивности двух копий суммарной частоты и второй гармоники фемтосекундных импульсов.

Указанная закономерность основана на том, что в нелинейных кристаллах с энергией запрещенной зоны (E_g), превышающей суммарную энергию двух фотонов фемтосекундного лазерного импульса, эффективность процесса трехфотонной ионизации зависит от интенсивности падающего излучения. С уменьшением длительности фемтосекундных лазерных импульсов растет их объемная интенсивность и в канале преобразования нелинейного кристалла возрастает эффективность трехфотонного процесса ионизации. При этом растет концентрация электронов зоны проводимости, индуцируется дополнительная поляризация и, как следствие, возрастает нелинейная восприимчивость кристалла и увеличивается выход генерации второй гармоники и сложения частот.

Эффективность трехфотонного процесса ионизации и увеличение нелинейной восприимчивости нелинейного кристалла определяются кубической зависимостью от объемной интенсивности фемтосекундного излучения. При этом выход суммарной частоты и второй гармоники имеют квадратичную зависимость от интенсивности лазерных фемтосекундных импульсов. Установлено, что при $\tau < 100$ фс зависимость отношения $\tau I_{2\omega} / I_{2\omega}^{100 \text{ фс}}$ линейно возрастает.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ В СПЕКТРАХ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

А.А. Горшелев¹, М.Г. Гладуш¹⁻³, Т.В. Плахотник⁴, А.В. Наумов¹⁻³

¹ *Институт спектроскопии РАН, Россия, Москва Троицк, Физическая 5, www.single-molecule.ru, gorshlev@isan.troitsk.ru*

² *Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Россия*

³ *Московский Педагогический Государственный Университет, Москва, Россия*

⁴ *The University of Queensland, QLD 4072, St Lucia, Brisbane, Australia*

Спектроскопия и микроскопия одиночных молекул (СМОМ) в настоящее время является одной из наиболее актуальных междисциплинарных областей науки. Особенно информативными методы СМОМ оказались при криогенных температурах, где доступны для наблюдения бесфонные линии

(БФЛ), которые соответствуют чисто электронным переходам излучающих центров [1]. Анализ БФЛ одиночных молекул (ОМ) органических красителей позволяет исследовать внутри- и межмолекулярные процессы в примесных твердых средах, т.к. параметры БФЛ чувствительны к параметрам локального окружения, т.е., в целом, к статическим и динамическим параметрам локальных полей.

Большой интерес исследователей привлекают эффекты, которые определяют кинетику люминесценции излучающих центров. Помимо широко известного эффекта Парселла, локальное поле проявляет себя в широком круге экспериментов, где исследована зависимость времени жизни возбужденного состояния T_1 примесных центров от величины показателя преломления n прозрачной матрицы. Зависимости $T_1(n)$ были обнаружены и теоретически интерпретированы для редкоземельных центров окраски в неорганических кристаллах и стеклах, коллоидных полупроводниковых квантовых точек в растворах.

В настоящей работе мы обсуждаем уникальные экспериментальные данные о БФЛ ОМ террилена, измеренных при ультранизких температурах, что позволило найти значения T_1 и построить гистограммы распределений этих времен для стеклообразных, поликристаллических и полимерных матриц. Обнаруженные распределения были проанализированы в контексте влияния эффектов локального поля. [2]

Работа поддержана в рамках Программы РАН «Актуальные проблемы фотоники»

Литература:

[1] А.В. Наумов, УФН, 183, 633 (2013); A.V.Naumov et al., Eur. Phys. J. D, 68, 348 (2014).

[2] Т.А. Анкушина et al., Faraday Discussions, 184, 263 (2015).

ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ

В.И. Барышников¹⁻², О.В. Горева¹, Ю.А. Григорьева¹,
О.Л. Никонович¹, Т.А. Колесникова¹

¹*Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074, Иркутск, Чернышевского, 15*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, Иркутск, Лермонтова, 130а, E-mail: vibh@rambler.ru*

В режиме двух-, трех- и четырехфотонного фемтосекундного лазерного возбуждения исследовалась люминесценция легированных кристаллов Ce,Ti:YAlO₃; Ti:Al₂O₃; OH:NaCl; Tl,O:CsI и др. При таком же воз-

буждении изучено излучение указанных кристаллов высокой и номинальной чистоты: оксиды примесей $< 10^{-6}$ вес. %, в остальных 10^{-4} - 10^{-5} вес. %. Для возбуждения люминесценции в многофотонном режиме использовалось излучение фемтосекундного перестраиваемого 2ω :Ti:Al₂O₃ лазера (TIF-50). При длительности импульсов 50 фс перестройка длины волны лазерного излучения производилась в диапазоне 380–450 нм. Импульсная интенсивность лазерного излучения посредством линзовой телескопической системы регулировалась в диапазоне 5 – 800 МВт/см².

Установлено, что трехфотонное возбуждение кристаллов Ti:YAlO₃ (содержание Ti 10^{-4} вес. %, Ce 10^{-5} вес. %) ФЛ Ti³⁺ с полосой на 575 нм и Ce³⁺ на 380 нм происходит при $\lambda_{\text{возб}} < 450$ нм ($3 h\nu = 8,3$ эВ $> E_g = 7,8$ эВ). В кристаллах Ti:Al₂O₃ (содержание Ti $10^{-1} - 10^{-6}$ вес. %) ФЛ Ti³⁺ с полосой на 780 нм происходит при $\lambda_{\text{возб}} < 380$ нм ($3 h\nu = 9,8$ эВ $> E_g = 9,6$ эВ) и $\lambda_{\text{возб}} < 450$ нм ($4 h\nu = 11$ эВ).). В кристаллах O:CsI (содержание O 10^{-3} вес. %) ФЛ (O²⁻A⁺) с полосой на 380 нм происходит при $\lambda_{\text{возб}} < 410$ нм ($2h\nu = 6,1$ эВ $> E_g = 6,0$ эВ). Полученные результаты позволяют считать, что процесс возбуждения ФЛ примесей в указанных кристаллах происходит вследствие многофотонной ионизации собственного кристаллического вещества с последующим последовательным захватом примесными ионами наведенных зонных дырок и электронов.

Установлено, что в ходе фемтосекундного многофотонного лазерного и сильноточного наносекундного электронного возбуждения указанных кристаллов достигается близкая по величине, концентрация зонных носителей заряда. При этом выход катодолюминесценции (КЛ) и ФЛ при фемтосекундном многофотонном лазерном возбуждении примесных ионов определяется эффективностью их взаимодействия с наведенными зонными носителями заряда, которая зависит от степени различия электронных систем s-, p-, d- подгрупп внешней оболочки ионов собственного вещества и активатора.

МЕХАНИЗМЫ ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.П. Дресвянский¹, С.В. Алексеев³, А.В. Кузнецов¹, О. Бухцоож²,
С. Энхбат², Е.Ф. Мартынович¹

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033,
Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130А, e-mail: nadyp@listl.ru

²Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Science

³Институт сильноточной электроники СО РАН

Диэлектрические среды обладают широким спектральным диапазоном прозрачности от вакуумного ультрафиолета до средней ИК области. Видимое и ближнее ИК излучение, генерируемое стандартными фемтосекундными лазерами, в линейном режиме возбуждения вообще не поглощается такими средами. Однако, при большой интенсивности лазерного излучения начинаются процессы высоконелинейного взаимодействия света и вещества. Нелинейное поглощение света обеспечивается возбуждением электронной подсистемы диэлектрика, в основном, с образованием электронно-дырочных пар и экситонов. В беспримесном совершенном диэлектрике, например, в ионном кристалле, запасание энергии в виде собственных электронных возбуждений возможно лишь в течение короткого времени жизни этих возбуждений. Более долговременная аккумуляция энергии на секунды, сутки и многие годы обеспечивается либо структурными преобразованиями в атомно-остовной подсистеме твердого тела, в результате ее взаимодействия с возбуждениями электронной подсистемы, либо за счет введения легирующих добавок, формирующих глубокие ловушки для электронов и дырок.

В задачу наших исследований входило изучение механизмов образования структурных дефектов под действием фемтосекундного лазерного излучения. Исследования проведены на модельных диэлектрических кристаллах с преимущественно ионным типом связи, в основном, на кристаллах фторида лития (ширина зоны запрещенных энергий ~ 14 эВ). Изучено неразрушающее взаимодействие предельно интенсивного лазерного излучения (энергия фотонов 1,3-1,5 эВ) с диэлектриками. Для оценки величины поглощенной дозы (энергии фемтосекундного лазерного излучения) мы использовали дозиметрические кристаллы LiF:Mg,Ti.

Полученные экспериментальные данные показывают, что для режима облучения, когда вся поглощенная доза энергии вводится за время меньшее времени жизни анионных вакансий $\tau_{обл} \ll \tau_a^+$, номенклатура образованных центров наиболее проста. Это обусловлено тем, что в ходе

облучения процессов агрегации еще нет. Следовательно, электроны и дырки, возникающие под действием возбуждающего лазерного излучения, не могут быть захвачены агрегатными центрами. Агрегация происходит уже после окончания облучения, поэтому процессы электронно-дырочной перезарядки практически исключены. В этих условиях уже после облучения образуются F_2^+ -центры, которые затем в результате ассоциации с F-центрами дают F_3^+ -центры окраски. F_3 -центры образоваться не могут. Тем более не могут образоваться F_3^- -центры окраски, а также более сложные агрегатные и коллоидные центры. Образовавшиеся в ходе релаксации F_2 -центры создаются в меньших концентрациях, чем F_3^+ -центры окраски. Под воздействием длительного лазерного облучения, т.е. когда в ходе облучения успевают образоваться F_2^+ -центры, и включаются процессы их перезарядки, при этом формирующиеся центры окраски могут трансформироваться в другие центры. Поэтому соотношение различных типов центров окраски в кристалле зависит от интенсивности и длительности облучения, что подтверждается проведенными нами исследованиями.

При длительном облучении кристаллов сериями из большого числа фемтосекундных импульсов процессы становятся более сложными, граница между электронно-дырочным и экситонным механизмами стирается, процессы дефектообразования могут сопровождаться образованием «лавины» электронов в зоне проводимости. При повышении концентрации первичных дефектов растет концентрация их агрегатов F_2 , F_3 , F_4 . Процессы дальнейшей ассоциации F центров приводит к давно известному и хорошо изученному в ЩГК явлению образования коллоидных металлических частиц размером в сотни ангстрем (в нашем случае Li). Рост ассоциаций H центров, как показано в ряде работ приводит к образованию дислокационных петель.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004 и проекта РФФИ № 17-52-44015.

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЩЕЛОЧНЫХ ГАЛОИДОВ ИЗ РАСТВОРА

В.А. Бороноев³, А.Л. Ракевич¹, Т.Ю. Сизова², В.П. Дресвянский¹,
Е.Ф. Мартынович¹

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, Россия, e-mail:*

²*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, г. Иркутск,
Россия*

³*Иркутский национальный исследовательский технический университет*

Кристаллы щелочных галоидов широко используются в различных областях техники в качестве оптических элементов, сцинтилляторов, термолюминесцентных детекторов ионизирующего излучения, активных элементов и пассивных затворов в лазерной технике. В настоящее время активно ведется поиск новых методов и технологий для получения материалов на основе ЩГК, таких как нанокристаллы, наноструктурные пленки, фторидно-литиевая нанокерамика.

Целью данных исследований являлось практическая апробация метода ультразвукового осаждения наночастиц щелочных галоидов из раствора, в частности фторида лития, создание и исследование спектрально-кинетических характеристик радиационных центров окраски в синтезированных микро и нанокристаллах. Ультразвуковое осаждение из раствора является одним из перспективных направлений промышленного применения ультразвука. Данный метод основан на применении высокочастотных (3...5 МГц) и низкочастотных (22...200 кГц) УЗ колебаний, фокусируемых в слое жидкости и вызывающих образование на ее поверхности фонтана, из которого происходит распыление.

В результате проведенных исследований методом ультразвукового осаждения из раствора были синтезированы наночастицы фторида лития. Результаты атомно-силовой микроскопии показали, что они представляют собой мелкозернистую структуру с характерными размерами кристаллов 50 - 200 нм. Было установлено, что размеры синтезируемых кристаллов напрямую зависят от частоты напряжения питания ультразвукового генератора, т.е. чем выше частота, тем меньше размер синтезируемых частиц. Т.о. изменяя частоту ультразвукового генератора можно контролировать размер осаждаемых частиц.

После рентгеновского облучения, синтезированных микро и наночастиц фторида лития были проведены исследования спектрально-кинетических характеристик наведенных радиационных центров окраски. Исследования проводились конфокальным сканирующим люминесцент-

ном микроскопе MicroTime 200. Выявлены различия времён жизни F_3^+ центров в синтезированных нами наночастицах и монокристаллах фторида лития.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ F_3^+ -ЦЕНТРА В КРИСТАЛЛЕ LiF

В. П. Дресвянский¹, С. А. Зилов¹, А. Л. Ракевич¹, Е. Ф. Мартынович¹

¹*Иркутский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
E-mail: zilov@ilph.irk.ru*

Одиночные F_3^+ центры окраски в кристалле LiF исследованы методом конфокальной флуоресцентной микроскопии с анализом и статистической обработкой временных зависимостей интенсивности их флуоресценции (квантовых траекторий). Показано, что в процессе фотооблучения F_3^+ центр окраски способен переходить в триплетное состояние, однако в основном (синглетном) состоянии центр меняет ориентацию с частотой 1,5 – 2 Гц при комнатной температуре, вследствие переориентационной диффузии. Также показано, что данный подвид вращательной диффузии центра не приводит к его поступательной диффузии. Предложена динамическая модель данного центра, рассчитанные на основе этой модели квантовые траектории находятся в согласии с экспериментально наблюдаемыми траекториями.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
КОНЦЕНТРАЦИИ ЦЕНТРОВ, ОБРАЗОВАННЫХ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В
ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

В. П. Дресвянский¹, С. А. Зилов¹, Н.Л. Лазарева^{1,2}, А. Л. Ракевич¹,
Е. Ф. Мартынович^{1,2}

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, femto@bk.ru*

²*Иркутский государственный университет, г. Иркутск,
664003, ул. К. Маркса, 1*

После облучения фемтосекундным излучением титан-сапфирового лазера образцов одноосных кристаллов MgF_2 и фтористого лития с предварительно наведенной анизотропией (оптическая ось образцов была в направлении $[100]$ и $[110]$, соответственно) наблюдалась пространственно-периодическая картина канала люминесценции образовавшихся F_2 и F_3^+ центров окраски. Авторами показано, что наблюдаемое явление обусловлено следующими причинами:

1. излучение фемтосекундного лазера при прохождении в двулучепреломляющем кристалле последовательно меняет состояние поляризации от линейной, эллиптической, циркулярной и т.д.;

2. вероятность за ед. времени фотоионизации электрона (перехода из валентной зоны в зону проводимости в кристалле LiF) при циркулярной поляризации меньше, чем при линейной при одинаковой напряженности поля E и параметре Келдыша γ ;

3. процесс самофокусировки излучения уравнивается дефокусировкой при достижении некоторой критической концентрации носителей (электронов) в зоне проводимости $n_{кр}$ в физическом фокусе.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004.

ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ФОТОХРОМНЫЕ ЦЕНТРЫ В ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДАХ АНАЛОГАМИ DX ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ?

А.В. Егранов, Р.Ю. Шендрик, Т.Ю.Сизова

Институт геохимии СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского 1а, alegra@igc.irk.ru

Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20

Среди примесных центров, имеющих метастабильные состояния, значительное внимание в течение многих лет привлекают DX-центры в полупроводниках, которые образуются в результате захвата на нейтральный донорный центр дополнительного электрона и сопутствующей этому процессу сильной пространственной перестройки центра — смещения центрообразующей примеси или ее лиганда в область ближайшего междоузлия. Однако до наших исследований подобные процессы не наблюдались в широкозонных ионных кристаллах. Нами показано, что для ряда примесей имеющих основное d состояние, которое локализовано в зоне проводимости, подобные процессы могут наблюдаться и в широкозонных ионных кристаллах щелочноземельных фторидах.

В предыдущих работах нами была рассмотрена неустойчивость некоторых двухвалентных редкоземельных ионов (La, Ce, Gd, Tb, Lu и Y), имеющих небольшой третий потенциал ионизации. Для этих ионов было показано, что основное d^1 состояние этих ионов локализовано в зоне проводимости, что предполагает неустойчивость этих ионов в щелочноземельных фторидах. Сильное Ян-Теллеровское искажение, приводящее к значительному внецентровому смещению примесного иона, наблюдается в щелочноземельных фторидах, активированных рядом ионов переходных металлов, имеющих также вырожденное d – основное состояние.

В данной работе приводятся новые экспериментальные данные, полученные с помощью оптических измерений и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), подтверждающие, предложенные ранее модели искажения решетки около примесного иона, находящегося в метастабильном состоянии. В результате такого искажения могут создаваться собственные дефекты (в частности анионные вакансии), которые, захватывая электрон, образуют так называемый F–центр, который регистрируется с помощью ЭПР.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГВГ ПОРОШКОВ РЯДА НОВЫХ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ $K_7CaR_2(B_3O_{10})_3$ ($R = Y, Nd, Yb$)

Д.М. Ежов¹, А.Б. Кузнецов², К.А. Кох^{1,2}, В.А. Светличный¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, г. Томск, проспект. Ленина, 36, ezhov_dm@mail.ru

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 3, ku.artemy@gmail.com

Задача поиска новых нелинейно-оптических и генерационных сред не теряет своей актуальности. Так, например, нелинейно-оптический кристалл $YAl_3(BO_3)_4$ может быть использован не только для преобразования излучения в УФ и дальнюю-УФ область путём генерации гармоник, но и в качестве активной среды твердотельного лазера, при замещении иттрия редкоземельными элементами f-группы (Nd, Yb). Подобные материалы позволяют одновременно генерировать лазерное излучение и осуществлять нелинейное преобразование частоты лазерного излучения (эффект самоудвоения частоты) [1].

В данной работе экспериментально исследованы спектрально-люминесцентные свойства ряда перспективных для нелинейно-оптических применений кристаллов семейства $K_7CaR_2(B_3O_{10})_3$, где R – Y, Nd, Yb, а также проведено сравнительное исследование эффективности ГВГ в порошках данных кристаллов по методу Куртца – Перри [2].

При исследовании взаимодействия порошков нелинейных кристаллов $K_7CaR_2(B_3O_{10})_3$ с наносекундным излучением основной гармоники Nd:YAG лазера, было показано, что коэффициенты эффективной нелинейности данных кристаллов сравнимы с таковым для известного нелинейно-оптического кристалла KDP, для R = Y, Yb. Эффективность преобразования излучения порошками нелинейного кристалла, в котором атомы Y замещены Nd, в ~2 раза меньше, чем для KDP, что связано с собственным поглощением ионами Nd^{3+} на частоте второй гармоники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по гранту № 17-32-50140 мол_нр.

Литература:

1. H. Yu, Z. Pan, H. Zhang, J. Wang, *J Materiomics*, Vol. 2, 55–65 (2016).
2. S.K. Kurtz, T.T. Perry, *J. Appl. Phys.*, Vol. 39, 3798–3813 (1968).

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КИНЕТИКА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АЛМАЗОВ ПРИ МЕЖЗОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Е. Ф. Мартынович¹⁻³, А. С. Емельянова^{1,2}, А. Л. Ракевич¹

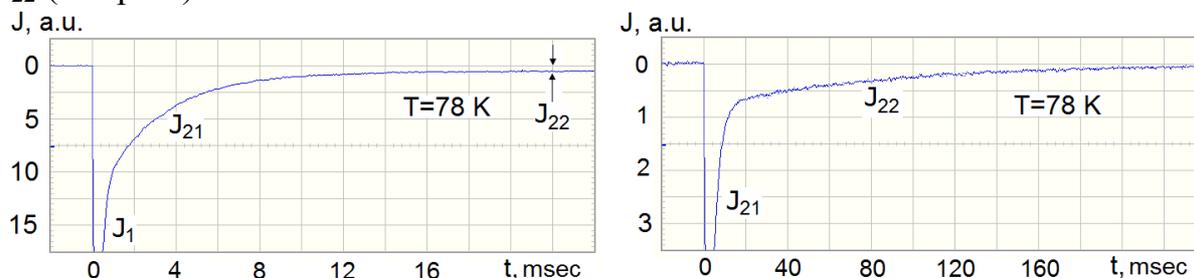
*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, femto@bk.ru
Иркутский научный центр СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул.*

Лермонтова, 134

*Иркутский государственный университет, г. Иркутск,
664003, ул. К. Маркса, 1*

Исследованы природные алмазы месторождений Якутии. Люминесценция возбуждалась импульсами лазерного излучения, ответные импульсы люминесценции регистрировались фотоумножителем и воспроизводились на экране цифрового осциллографа. Температура кристаллов изменялась с помощью азотного криостата Microstat-N фирмы Oxford Instruments. Кинетика была неэлементарной, так как люминесценция содержала несколько временных компонентов, поэтому при каждой температуре измерялись и затем обрабатывались несколько осциллограмм при различной длительности развертки и переключаемой чувствительности осциллографа. Спектры возбуждаемой люминесценции регистрировались спектрофлуориметром Ocean Optics 65000. В большинстве кристаллов регистрировалась одна широкая спектральная полоса люминесценции, простирающаяся от ~ 350 до 700 нм с максимумом в области 470 - 480 нм.

При комнатной температуре регистрировались два временных компонента: кратковременный J_1 и длительный J_2 , причем основную долю светосуммы составлял длительный компонент. При температурах ниже ~ 200 К длительный компонент J_2 распадается на два других компонента J_{21} и J_{22} (см. рис.).



Постоянная времени затухания компонента J_{21} при 78 К равна $3,6$ ms и компонента J_{22} - 80 мс. Температурные зависимости времени затухания и выхода люминесценции описываются в трехуровневой модели центра люминесценции с термическим взаимодействием двух близлежащих возбужденных состояний.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Интеграционной программы ИНЦ СО РАН «Фундаментальные исследования и прорывные технологии».

ЛОКАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В КРИСТАЛЛАХ YAG

Л.К.Ермаков, П.А.Родный, В.М. Ханин

*Санкт Петербургский политехнический университет, 195251, г. СПб,
ул. Политехническая, 29, office@spbstu.ru*

Кристаллы иттрий алюминиевого граната (YAG) вызывают большой интерес в физике твердого тела. Большая ширина запрещенной зоны (около 6 эВ) даёт возможность вводить и выводить из кристалла электромагнитное излучение в широком диапазоне частот. В данной решетке атом алюминия занимает две характерные позиции с тетраэдрическим и октаэдрическим окружением из атомов кислорода. Иттрий находится в позиции с координационным числом 8 (тоже атомы кислорода). Такое богатство позиций в решетке с разной симметрией даёт возможность, вводя различные примеси, получать различные наборы уровней в запрещенной зоне. Поэтому теоретическое изучение локальной плотности состояний (ЛПС) в данной системе имеет большое значение.

В данной работе для расчета ЛПС мы применяли метод разложения функции Грина в непрерывную дробь [1]. Матрица гамильтониана строилась в базисе атомных орбиталей (АО) Слэйтеровского типа [2]. Надо отметить, что в работе [3] также рассчитывалась плотность состояний, но по типам атомов без уточнения позиции в решетке. В добавок использовались АО в численном виде, что снижает наглядность результата. Применённый нами вышеупомянутый метод [1] позволяет изучить различие в ЛПС как по разным позициям в решетке, так разным типам АО.

Литература:

1. Solid State Physics, v.35 (1980), Acad. Press, N. Y.
2. E. Clementi, D.L. Raimondi, J. Chem. Physics., 1963, v.38, 2686-2689.
3. A.V. Munoz-Garcia, L. Seijo, Phys. Rev. B 82, 184118 (2010).

ПОЛУЧЕНИЕ КВАРЦЕВЫХ КОНЦЕНТРАТОВ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА ИЗ КВАРЦИТОВ ВОСТОЯНОГОСАЯНА.

Жабоедов А.П., Непомнящих А.И., Зимин М.Д.
*Институт геохимии им. А.П.Виноградова СО РАН, 664033,
г. Иркутск, ул. Фаворского 1а. rover2808@yandex.ru*

Качество кварцевого сырья в основном определяется количеством содержащихся в нём примесей, которые можно разделить на три категории: твердые минеральные включения, флюидные включения и структурные примеси. Твердые минеральные включения и флюидные включения можно эффективно удалить (>99.9%) при помощи физических (термодробление, флотация, отжиг и др.) и химических методов обогащения (обработка кислотами при высокой температуре, хлорирование и др.), структурные примеси практически не извлекаемы.

Объектом исследования являются кварциты Ока-Урикского блока, геохимические и петрологические исследования которых подробно изложены в работе [1]. В кварцитах определены твердые минеральные примеси (единичные минеральные включения графита, мусковита, алунита, циркона, диккита, пирита, лимонита по пириту, натёки лимонита), флюидные включения преимущественно представлены двухфазными. Жидкая фаза соответствует раствору NaCl- H₂O, солёность составляет 5-10 мас.%. Установлено, что сливные кварциты отличаются большей флюидонасыщенностью и флюидное включение располагается преимущественно внутри кварцевого агрегата, а не в межзерновом пространстве, как это наблюдается в суперкварцитах, мелкозернистых и порфиридных кварцитах.

В результате работы была разработана схема глубокого обогащения. На примере суперкварцитов были получены кварцевые концентраты ультравысокой чистоты, соответствующие КГО-7 и ЮТА-4 [2]. Из остальных типов кварцитов были получены кварцевые концентраты, соответствующие КГО-3, КГО-4.

Литература:

1. Fedorov A.M., Makrygina V.A., Nepomnyaschikh A.I., Zhaboedov A.P., Parshin A.V., Posokhov V.F., Sokolnikova Yu.V. Geochemistry and petrology of superpure quartzites from East Sayan Mountains, Russia // Acta geochimica, 2018, doi.org/10.1007/s11631-018-0268-5

2. Технические условия ТУ 5726-002-11496665-97. Кварцевые концентраты из природного кварцевого сырья для наплава кварцевых стекол // ГОССТАНДАРТ РОССИИ, Внесён в Реестр за № 200/016061 15.09.97

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ШАБЛОНОВ ДЛЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОАНТЕНН МЕТОДОМ STED-DLW ЛИТОГРАФИИ

Р.Д. Звагельский, Д.А. Колымагин, А.В. Писаренко, Д.А. Чубич,
В.В.Сычев, А.Г. Витухновский

Московский физико-технический институт (государственный университет),

141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53

Металлические наноантенны обладают широким спектром свойств для эффективного детектирования, анализа и мониторинга молекул при использовании явлений поверхностно усиленной Рамановской и инфракрасной спектроскопии [1]. Подобрать параметры массивов из таких метаатомов можно добиться совпадения плазмонного резонанса антенны и линий поглощения исследуемой молекулы и тем самым увеличить чувствительность Фурье-спектроскопии на несколько порядков.

Эффективным методом создания шаблонов для подобных антенн является прямое лазерное письмо (DLW – direct laser writing). Данный метод основан на двухфотонной полимеризации молекул фоторезиста при возбуждении фемтосекундным лазером. Последующее сканирование позволяет создавать произвольные 2D и 3D структуры. При этом разрешение прямого лазерного письма ограничено дифракционным пределом Аббе и напрямую влияет на добротность резонанса антенны. Разрешение лазерного письма можно повысить, если использовать идею STED (stimulated emission depletion) [2] для уменьшения размеров эффективно возбужденной области путем использования второго лазера гашения. В данной работе авторы экспериментально реализовали идею STED-DLW литографии, подобрали состав фоторезиста и параметры письма для эффективного создания полимерных наноструктур. Были изготовлены полимерные 2D и 2,5D шаблоны плазмонных наноантенн для дальнейшей металлизации, изучены их спектральные и оптические свойства. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20418).

Литература:

1. Jahn M., Patze S., Hidi I.J. et al. Plasmonic nanostructures for surface enhanced spectroscopic methods // *Analyst* 2016. Vol.141. P.756-793.
2. Hell S.W. // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2015. Vol.54. P.8054-8066.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ ШГК

В. П. Дресвянский¹, С. А. Зилов¹, А. Л. Ракевич¹, Е. Ф. Мартынович¹
¹*Иркутский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук*
E-mail: zilov@ilph.irk.ru

Одиночные F_3^+ центры окраски в кристалле LiF исследованы методом конфокальной флуоресцентной микроскопии с анализом и статистической обработкой временных зависимостей интенсивности их флуоресценции (квантовых траекторий). Показано, что в процессе фотооблучения F_3^+ центр окраски способен переходить в триплетное состояние, однако в основном (синглетном) состоянии центр меняет ориентацию с частотой 1,5 – 2 Гц при комнатной температуре, вследствие переориентационной диффузии. Также показано, что данный подвид вращательной диффузии центра не приводит к его поступательной диффузии. Предложена динамическая модель данного центра, рассчитанные на основе этой модели квантовые траектории находятся в согласии с экспериментально наблюдаемыми траекториями.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ ЛЕГИРОВАННОЙ Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+}

М.Д. Зимин¹, В.П. Дресвянский², С.Ю. Батуева³, Н.М. Кожевникова³

¹*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, Иркутск, Фаворского 1а, zima.dom@mail.ru*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

³*Байкальский институт природопользования СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой б.*

Некристаллические материалы, такие как стёкла и стеклокерамики обладают рядом преимуществ в сравнении с монокристаллами: большая твёрдость, изотропность, возможность вариации состава и коэффициента преломления, простота легирования, удобство обработки. Эти преимущества позволяют их широко использовать в различных оптических приборах в качестве оптических материалов для волноводов, лазерных сред,

сцинтилляторов, люминофоров и др. Поэтому исследования новых стёкол является актуальной задачей.

В данной работе авторами были изучены оптические свойства фторидно-оксидных стёкол состава: $14\text{CaF}_2-15\text{SiO}_2-14\text{B}_2\text{O}_3-4\text{Lu}_2\text{O}_3-13\text{ZnO}-40\text{Bi}_2\text{O}_3$; $12\text{CaF}_2-8\text{SiO}_2-8\text{B}_2\text{O}_3-5\text{Lu}_2\text{O}_3-36\text{ZnO}-20\text{BaO}-11\text{Bi}_2\text{O}_3$; $15\text{CaF}_2-36\text{SiO}_2-18\text{B}_2\text{O}_3-20\text{ZnO}-6\text{Bi}_2\text{O}_3-5\text{BaO}$ и легированные ионами РЗЭ: Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} . Стёкла такого состава получены впервые. В работе проведены результаты измерения оптического поглощения и люминесценции в видимом и ближнем ИК диапазоне. Помимо свечения ионов РЗЭ обнаружена широкая бесструктурная линия свечения матрицы в видимом диапазоне с максимумом на 482 нм при возбуждении вблизи края оптического поглощения азотным лазером (337 нм). При анализе спектров люминесценции выдвинуто предположение, что ионы Er^{3+} хуже встраиваются в матрицу, чем ионы Yb^{3+} .

Литература:

1. Hayashi M. et al. Effect of fluorine on silicate network for $\text{CaO}-\text{CaF}_2-\text{SiO}_2$ and $\text{CaO}-\text{CaF}_2-\text{SiO}_2-\text{FeO}_x$ glasses //ISIJ international. – 2002. – Т. 42. – №. 4. – С. 352-358.

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ МУЛЬТИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ АКСИАЛЬНО-АЗИМУТАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ

Иванов А.А. , Пресняков Р.В.

В настоящее время мультикремний является базовым материалом в наземной солнечной энергетике в ряду монокристаллическим кремнием, составляющим основу полупроводниковой электроники. Для мультикремния предпочтительны следующие характеристики: размер зёрен ~ 1 см; диффузионная длина и время жизни неравновесных носителей заряда > 100 мкм и > 5 мкс, соответственно; удельное сопротивление $> 0,5$ Ом·см; р-тип проводимости. Активное влияние на указанные свойства в первую очередь связано с направленной кристаллизацией, в результате которой происходит не только конечная очистка исходного кремния от переходных примесей, но и формирование необходимой макро- и микро-структуры поликристалла. Существенную роль в формировании структуры и распределении примесей при выращивании мультикремния играет тепловая конвекция в расплаве, поэтому задача получения высоких электрофизических характеристик связана с поиском эффективного способа управления конвективным теплопереносом.

Для реализации этой задачи были применены методы численного моделирования:

Для расчета нагревателей, происходило построение их 3D-моделей и тестирование на Джоулев нагрев в приложении ANSYS Electronics с целью получения заданных конфигураций вариантов азимутально-однородного и азимутально-неоднородного тепловых полей на внешней стенке тигля.

Нестационарное численное моделирование в приложении ANSYS Fluent или Autodesk CFD гравитационно-капиллярной конвекции во вращающейся жидкости (3D-расчёт линий тока и поля скорости). При заданной доле затвердевшего кремния граничное условие на боковой внутренней стенке тигля, учитывающее вертикальную и азимутальную неоднородность температурного профиля, задаётся некой функцией, аппроксимирующей измеренные по внутренней стенке азимутальные профили температур. Свободная поверхность – неизотермическая (с заданным числом Био), а фронт кристаллизации - граничное условие в виде изотермы $T_{пл}$ с заданным (на основе анализа строения реального кристалла) радиусом кривизны.

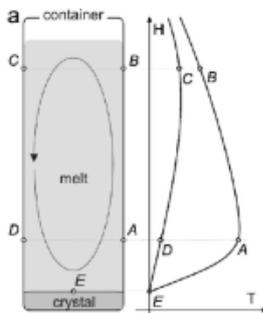


Рис. 1. Граничное условие по температуре для модели вращающейся жидкости.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПРЕССИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЧИРПИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА ПОСЛЕ ЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ

М.В. Иванов, С.В. Алексеев, Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, mikhan.iv@gmail.com

Одним из путей получения мультитераваттных лазерных пучков в видимой области спектра является прямое усиление импульсов видимого диапазона в выходном усилителе. Данный подход развивается в ИСЭ СО

РАН на основе гибридной лазерной системы THL-100. Эта система использует твердотельную и газовую активные среды на основе $Ti:Sa$ фемтосекундного стартового комплекса и фотодиссоционного $XeF(C-A)$ усилителя. Стартовый комплекс генерирует спектрально ограниченный импульс излучения на второй гармонике (475 нм) с длительностью 50 фс, либо положительно chirпированный импульс с длительностью 50 пс (FWHM). $XeF(C-A)$ усилитель позволяет увеличивать энергию импульса излучения стартового комплекса до 2-3 Дж. Для обратного сжатия 50 пс импульса излучения после усиления до исходной длительности требуется компрессор.

В данной работе приводятся результаты расчета параметров компрессора на основе дифракционных решеток и экспериментальные данные по компрессии выходного импульса излучения стартового комплекса. Представлена схема компрессора, параметры и методика его юстировки. Демонстрируется возможность сжатия 50 пс импульса второй гармоники до длительности равной 75 фс в компрессоре при энергии импульса $E = 7$ мДж и диаметре пучка 1 см. Обсуждаются возможные причины, препятствующие получению импульса с длительностью 50 фс.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-19-00009).

Литература:

1. S.V. Alekseev, A.I. Aristov, N.G. Ivanov, B.M. Kovalchuk, V.F. Losev, G.A. Mesyats, L.D. Mikheev, Yu.N. Panchenko, and N.A. Ratakhin, *Laser and Particle Beams*, 31, № 01, 17–21, (2013).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ И УРАНОВЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛЕ LiF С ПРИМЕСЯМИ УРАНА, МАГНИЯ И ГИДРОКСИЛА

¹Н.А. Иванов, ¹С.А. Небогин, ²Л.И. Брюквина

¹*Иркутский национальный исследовательский технический университет,
664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83, ivnik@istu.edu*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, baikal@ilph.irk.ru*

В данной работе изучались спектрально-люминесцентные характеристики кристаллов $LiF:U$. Установлено, что ионы OH^- , входящие в состав известных урановых центров [1], имеют ИК колебательные по-

лосы с максимумами 3460 и 3503 см^{-1} , что отличается от данных, полученных в работах [1,2].

В γ -облученном до дозы $2,58 \times 10^3$ Кл/кг кристалле LiF с ураном присутствуют полосы F_2 центров (448 нм), N (572 нм) центров (полоса сдвинута в длинноволновую сторону), полосы в области 510 и 524 нм , принадлежащие урану, и полосы неизвестной дискутируемой природы при 920 и 1020 нм (рис.1).

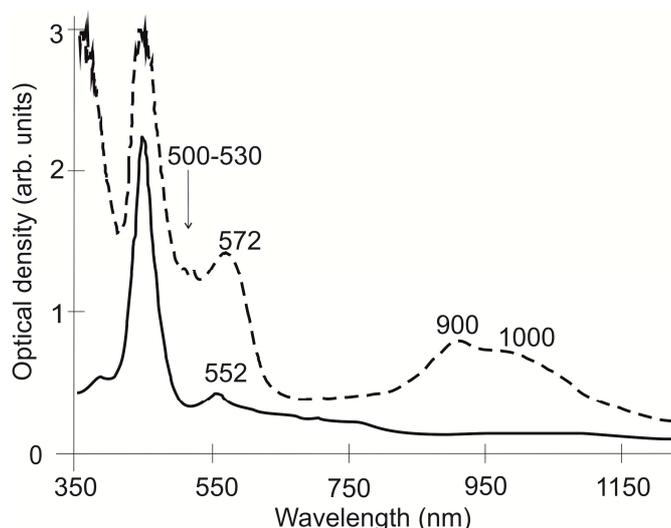


Рис.1. Спектры оптического поглощения LiF:U (1) и LiF:OH (2)

Результаты получены с использованием оборудования ЦКП БЦНТ

Литература:

[1]. A. Lupei, V. Lupei, I. Ursu, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **18**, 6099-6107 (1985).

[2]. L.A. Lisitsyna, G.S. Denisov, A.K. Dauletbekova, Zh.T. Karipbayev, A.A. Markhabaeva, V.A. Vaganov, V.M. Lisitsyn, A.T. Akilbekov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **830**, 012156/1-7, (2017).

U₁ ЦЕНТРЫ В КРИСТАЛЛАХ LiF

¹Н.А. Иванов, ²Л.И. Брюквина

¹*Иркутский национальный исследовательский технический университет, 664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83, ivnik@istu.edu*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, baikal@ilph.irk.ru*

В данной работе методами ИК спектроскопии показано, что в результате радиационного разложения ионов гидроксила в кристалле LiF созда-

ются не только молекулярные комплексы с водородной связью ($\nu=1900\text{--}2200\text{ см}^{-1}$ [1]), но и нестабильные $U_1(\text{OH}^-)$ -центры (междоузельные ионы водорода), имеющие поглощение при $\nu=2315\text{ см}^{-1}$ (Рис. 1).

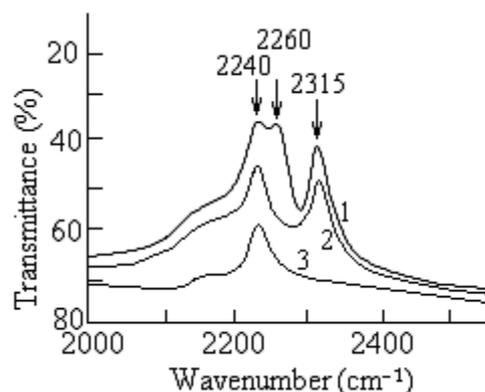


Рис. 1. ИК спектры кристалла LiF:OH , γ -облученного до дозы 3.4×10^3 Кл/кг при $T=80\text{ К}$, измеренные сразу после облучения (1), через 20 мин. после облучения (2), через 1.7 года после облучения (3). $T_{\text{изм}}=300\text{ К}$.

Интерпретация новых центров основана на совпадении положения величины волнового числа водородной локальной моды со значением величины на диаграмме, построенной в двойной логарифмической шкале против постоянной решетки щелочно-галогидных кристаллов [2]. Также рассматриваются процессы диффузии точечных дефектов при нагреве кристалла от 80 К до 300 К .

Литература:

- [1]. L. I. Bryukvina, N. A. Ivanov, *J. Fluorine Chem.* 192A, 124-129 (2016).
- [2]. W. Gellermann, F. Lüty, K.- P. Koch, G. Litfin, *Phys. Stat. Sol. (a)* 57, 411-418 (1980).

ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ КИНЕТИКИ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ В КВАНТОВЫХ РЕЖИМАХ

Р.Я. Ильенков^{1,2}, О.Н. Прудников^{1,2}, А.В. Тайченачев^{1,2}, В.И. Юдин¹⁻³

¹Институт лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 13/3,

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова 2

³Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, проспект Карла Маркса 20
ilenkov.roman@gmail.com

В работе авторы исследуют квантовые режимы ($w_R \geq \gamma$) лазерного охлаждения двухуровневых атомов на запрещенных (часовых) переходах. Известно, что квазиклассическое приближение [1,2] дает гауссову форму импульсных распределений атомов, совершенно некорректную для описания квантовых режимов. Результаты квантового расчета (по методу, изложенному в [3]) даны на рис. 1. Если в квазиклассическом режиме частоту Раби, отстройку и отдачу удобно выражать в единицах спонтанной релаксации, то в квантовом и ультраквантовом режиме все меняется. При выражении параметров задачи в единицах частоты отдачи наблюдается эквивалентность стационарных распределений атомов ^{24}Mg ($w_r / \gamma = 1100$) ^{40}Ca ($w_r / \gamma = 32.3$) ^{88}Sr ($w_r / \gamma = 0.635$). Кроме того, были найдены оптимальные режимы лазерного охлаждения атомов в таких режимах.

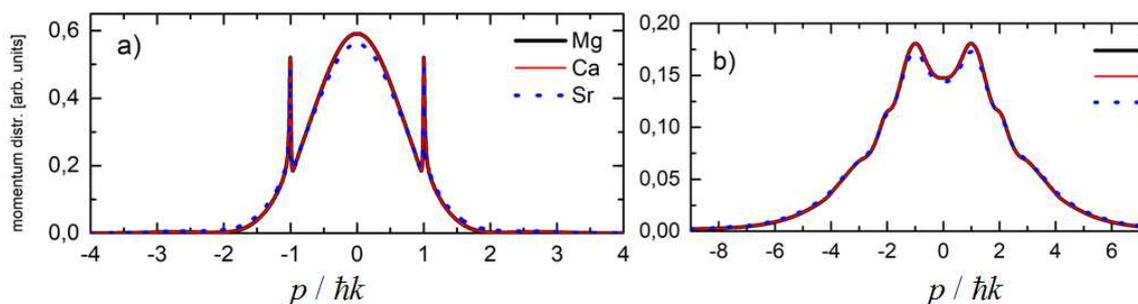


Рис. 1 Эквивалентность импульсных распределений атомов охлажденных на узких (часовых) переходах. Отстройка светового поля $\delta = -3w_r$, частота Раби $\Omega = 0.64w_r$ (a) $\Omega = 6.4w_r$ (b)

Работа поддержана Российским научным фондом (No. 17-72-10139)

Литература

1. V.G. Minogin, V.S. Letokhov, *Laser Light Pressure on Atoms*, Gordon and Breach, New York, 1987.

2. A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, World Scientific, Singapore, 1990.
3. O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, *JETP*, Volume 112, 939-945 (2011)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОПОРИСТЫХ СТРУКТУР АНОДИРОВАННОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Д.О. Ильин, А.С. Вохминцев, И.А. Вайнштейн

*Уральский федеральный университет, НОЦ НАНОТЕХ, 620002,
г. Екатеринбург, ул. Мира, 19, d.o.ilin@urfu.ru*

Нанопористые структуры анодированного оксида алюминия (АОА) применяются в качестве твердотельных шаблонов для создания композитных люминофоров высокой интенсивности в широкой области длин волн. Наряду с этим, неактивированные матрицы АОА в состоянии «as-grown» также обладают видимой люминесценцией, эффективность которой существенно зависит от условий и режимов синтеза. Природа указанного свечения остается невыясненной и требует проведения дополнительных исследований. В настоящей работе изучены спектральные параметры фотолюминесценции (ФЛ) нанопористых структур АОА, полученных в различных электролитах.

Методом анодирования в потенциостатическом режиме синтезированы образцы нанопористого Al_2O_3 в различных растворах на основе кислот HF , $(\text{COOH})_2$, H_3PO_4 и H_2SO_4 . По результатам рентгеноструктурного анализа установлено, что синтезированный оксид алюминия находится в аморфном состоянии. Для всех полученных структур АОА изучены спектры свечения и возбуждения ФЛ в диапазонах 350–650 нм и 200–410 нм, соответственно. Установлено, наблюдаемая ФЛ характеризуется широкой полосой, максимум которой лежит в интервале 430–490 нм в зависимости от условий синтеза. Показано, что наибольшей интенсивностью ФЛ – в 50–450 раз интенсивнее остальных – обладают образцы, выращенные в электролите на основе HF .

Экспериментальные спектры свечения численно аппроксимированы в предположении суперпозиции двух независимых полос гауссовой формы. Выполнен анализ результатов измерения ЭПР синтезированных структур в сравнении с полученными и независимыми люминесцентными данными. Сделано заключение, что наблюдаемая ФЛ имеет собственную природу и обусловлена оптически активными анионными центрами F-типа, которые формируются с разной степенью эффективности на стадии роста нанопористого оксидного слоя.

1. D.O. Ilin, A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein, *AIP Conf. Proc.* 1767,020028 (2016).
2. D. O. Ilin et al., *J. Phys.: Conf. Series.* 917, 062061 (2017).

**СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК PbS,
ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ КООРДИНАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ
[Pb(N₂H₄CS)₂(CH₃COO)₂] И [Pb(N₂H₄CS)₂Cl₂]**

В.А. Карнушина, А.Н. Лукин, В.Н. Семенов,
П.В. Рыбьянец, Н.М. Овечкина

*Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1,
394018 Воронеж, Россия, e-mail: 79803416041@yandex.ru*

Сульфид свинца широко используется в инфракрасной технике и оптоэлектронике, что дает большие возможности для создания на его основе приборов, работающих в видимом и инфракрасном диапазонах спектра.

Получение полупроводниковых пленок сульфида свинца осуществляли методом пиролиза аэрозолей водных растворов тиокарбамидных координационных соединений (ТКС) свинца состава [Pb(N₂H₄CS)₂(CH₃COO)₂] и [Pb(N₂H₄CS)₂Cl₂]. Исходные растворы прекурсоров были приготовлены таким образом, что концентрация солей свинца Pb(CH₃COO)₂·3H₂O и PbCl₂ была неизменной 0,1 моль/л, а концентрация тиокарбамида (сульфидизирующего агента) в них варьировалась в пределах от 0,5 до 1,1 моль/л. Таким образом, соотношение концентраций исходных компонентов в системах Pb(CH₃COO)₂·3H₂O – N₂H₄CS и PbCl₂ – N₂H₄CS изменялось от 1:5 до 1:10. Выбор этих концентрационных соотношений был обусловлен хорошим качеством осаждаемых слоев, а именно, высокой адгезией по отношению к материалу подложки, отсутствием локальных неоднородностей и достаточной плотностью образцов. С помощью Фурье-спектрометра Vertex70 были получены спектры пропускания пленок PbS и на установке HMS3000 (Esoria) проведено измерение электрических параметров образцов.

Приведенные в табл. данные электрических параметров пленок PbS показывают, что при увеличении концентрации сульфидизирующего агента повышается число свободных дырок, что свидетельствует о р-типе проводимости. В свою очередь, повышение концентрации свободных положительно заряженных носителей является следствием того, что увеличивается концентрация электрически активных дефектов, а именно, вакансий V_{Pb}^{''}, играющих роль акцепторов электронов.

С другой стороны, при исследовании оптических свойств пленок было выявлено, что происходит изменение ширины запрещенной зоны в

сторону понижения при увеличении концентрации тиокарбамида. Данное изменение значений E_{gd} может быть связано с появлением акцепторных состояний, которые создают «хвост» плотности состояний в запрещенной зоне материала. В результате этого, при комнатной температуре может быть активирована только часть акцепторных уровней, что приводит к смещению края собственного поглощения сульфида свинца в сторону меньших энергий. Этим обусловлено снижение значения ширины запрещенной зоны от 0,47 до 0,42 эВ в пределах изменения соотношения $C_{Pb(CH_3COO)_2 \cdot 3H_2O} : C_{N_2H_4CS}$ 1:5-1:10 и от 0,39 до 0,33 эВ при тех же концентрационных соотношениях $C_{PbCl_2} : C_{N_2H_4CS}$. Анализ результатов оптических исследований показал, что 450 °С является оптимальной температурой для синтеза пленок PbS в присутствии использованных прекурсоров.

Таблица

Значения электрических параметров пленок PbS, синтезированных при 450 °С

$C_{Pb(CH_3COO)_2 \cdot 3H_2O} : C_{N_2H_4CS}$	1:5	1:6	1:7	1:8	1:9	1:10
Концентрация носителей заряда $p \cdot 10^{17}, \text{ см}^{-3}$	3,423	4,630	4,828	5,013	5,484	7,167

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В МАТРИЦЕ ПОЛИСТИРОЛА

Карпов О.Н.^{1,2}, Дериков Я.И.², Шандрюк Г.А.², Мерекалов А.С.²,

Ежов А.А.², Тальрозе Р.В.²

¹ Факультет фундаментальной физико-химической инженерии МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр.51

² Институт нефтехимического синтеза имени А.В. Топчиева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 29

E-mail: o.karpov@ips.ac.ru

Исследование частиц nano размеров, таких как квантовые точки полупроводников, многие годы остается перспективным и актуальным направлением развития науки. Для стабилизации таких частиц все чаще используются тиолы, что обусловлено высокой прочностью связи, образующейся при взаимодействии тиогруппы с поверхностью частиц и обеспечивающей их стабильность. Поэтому возникает вопрос, как стабилизируются такие частицы полистиролом с различной молекулярной массой, который имеет тиольную группу на конце цепи и какими свойствами обладают получаемые композиты и их смеси с наночастицами золота. Была проведена работа по изучению стабилизирующей способности полимеров с концевой функциональной группой на одном из концов цепи полимера. Для этого предложена методика синтеза полистирола различной молекулярной массы в условиях контролируемой радикальной полимеризации

по механизму ОПЦ, с тритиокарбонатной группой на конце цепи, для которой были выявлены оптимальные условия восстановления с получением тиольной группы, без побочных продуктов. После чего полученным полимером были стабилизированы наночастицы золота и квантовые точки селенида кадмия, установлены условия синтеза таких композитов с высоким содержанием золотых наночастиц и квантовых точек. Изучены фотостабильность и оптические свойства индивидуального нанокompозита селенида кадмия в золях и твердых пленках. Получена информация о влиянии присутствия золотых наночастиц в смесевых композициях на оптические свойства квантовых точек.

ОДМР СПЕКТРОСКОПИЯ NV^- ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В ИСКУССТВЕННЫХ АЛМАЗАХ.

В.А. Антонов¹, И. А. Карташов¹, С. Н. Подлесный¹,
В. П. Попов¹, А. В. Шишаев¹, Ю. Н. Пальянов²

¹*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090 Россия, Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 13,*

²*Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН,
630090 Россия, Новосибирск, пр. Акад. Коптюга, 3*

Отрицательно заряженные азотные вакансии в алмазах многими исследовательскими коллективами рассматриваются в качестве прецизионных детекторов магнитного поля с высоким пространственным разрешением [1]. Флюоресценция этих атомно-подобных квантовых объектов благодаря спин-орбитальным и спин-спиновым взаимодействиям чувствительна к магнитным, электрическим, а также внутри кристаллическим деформационным полям. Долгоживущая спиновая когерентность основного состояния позволяет фиксировать малые сдвиги спиновых резонансов, вызванных внешними полями. Регистрация выполняется хорошо отработанной методикой оптического детектирования магнитных резонансов (ОДМР) [2].

В работе представлены результаты оптических исследований образцов синтетических алмазных монокристаллов [3] с высокой концентрацией азотных вакансий. В ходе исследований записывались ОДМР спектры на бесфононной линии люминесценции NV^- центров окраски и на её фононном крыле при комнатной температуре без наложения внешних магнитных полей и с магнитными полями малой интенсивности. Для возбуждения верхних уровней отрицательных азотных вакансий использовалось как непрерывное излучение ($\lambda=532$ нм) от второй гармоники $Nd^+ : YAG$, так и импульсное излучение п/п лазера ($\lambda=515$ нм). Микроволновое излу-

чение, возбуждающее спиновые состояния основного уровня, через плосковый резонатор поступало на алмазный чип и в непрерывном режиме, и через управляемый внешним контролером свич.

Литература:

1. C. L. Degen, Appl. Phys. Lett. 92, 243111, (2008).
2. N.D.Lai, D.W.Zheng, F. Jelezko, F.Treussart, J.F.Roch, Appl. Phys. Lett. 95, 133101 (2009)
3. V.P. Popov, V.A. Antonov, L.N.Safronov, S.N.Podlesny I.N. Kupriyanov, Yu.N. Pal'yanov, Proceed. of the XXII Intern.Conf. on Ion-Surf. Interactions ISI-2015, 2015, Moscow, Russia, 2-13, p.13-19

ПЕРСПЕКТИВЫ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ПРЕОБРАЗОВАННЫХ ЧАСТОТАХ СО-ЛАЗЕРА

И.О. Киняевский^{1*}, А.А. Лисенко², Ю.М. Андреев^{3,4}

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д.53, * 1996-racer@mail.ru*

² *Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический, 1, lisenko@iao.ru*

³ *Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, 634055, г. Томск, пр. Академический, 10/3, post@imces.ru*

⁴ *Сибирский Физико-Технический Институт, 634050, Томск, пл. Новособорная, 1, yuandreev@yandex.ru*

В модельных оценках определен потенциал применения неселективного СО-лазера низкого давления с преобразователями частоты на основе нелинейных кристаллов ZnGeP₂ и GaSe для зондирования газового состава и метеопараметров (температуры и влажности) атмосферы. Рассмотрены генераторы суммарных и разностных частот, в том числе в ТГц диапазон спектра по всем возможным типам трехволновых взаимодействий. Диапазон генерации СО-лазера перекрывает интервал длин волн 5-8 мкм, суммарных частот 2.5-4.0 мкм, разностных частот от 200 до 2000 мкм. Таким образом, диапазон генерируемого излучения 2.5-2000 мкм перекрывает как колебательно-вращательные линии поглощения в среднем ИК диапазоне, так и хорошо разрешенные чисто вращательные линии поглощения в ТГц диапазоне.

Спектральная ширина линий излучения СО-лазера $\leq 0,0001 \text{ см}^{-1}$ значительно уже ширины линий поглощения газов в приземной атмосфере. По-

ложение спектральных линий известно с погрешностью ~ 30 кГц, что исключает необходимость дополнительного контроля. Высокая плотность линий преобразованного излучения попадающих в пределах ширины отдельных линий поглощения (≤ 0.1 см⁻¹) позволяет восстановить их контуры и определить метеопараметры атмосферы. Кроме того, спектральные характеристики линий излучения суммарных и разностных частот СО-лазера дают богатые возможности для зондирования содержания атмосферных газов методом дифференциального поглощения в высоких слоях атмосферы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-00209).

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ В КРИОГЕННОМ ЩЕЛЕВОМ СО ЛАЗЕРЕ С ВЧ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

И.О. Киняевский^{1*}, В.В. Бадиков², Д.В. Бадиков², А.А. Ионин¹,
Ю.М. Климачев¹, А.Ю. Козлов¹, А.А. Котков¹, В.А. Можаяева^{1,3},
А.М. Сагитова¹, Д.В. Сеницын¹

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д.53, * kigor@lebedev.ru*

² *Кубанский государственный университет,
350040, г. Краснодар, ул. Ставропольская, д. 149, rector@kubsu.ru*

³ *Московский государственный университет геодезии и картографии,
105064, г. Москва, Гороховский пер., 4, portal@miigaik.ru*

Разработана компактная широкополосная лазерная система на базе криогенного щелевого СО-лазера, действующего в режиме модуляции добротности резонатора, с накачкой активной среды импульсно-периодическим ВЧ разрядом. Многочастотное излучение основной колебательной полосы СО-лазера преобразовывалось в суммарные частоты в нелинейном кристалле ВаGa₂GeSe₆, который находился внутри резонатора и являлся выходным зеркалом лазерной системы.

Система работала одновременно в двух спектральных диапазонах: в основной колебательной полосе молекулы СО (4,9-6,4 мкм) и в области суммарных частот (2,45-2,95 мкм). Увеличение добротности лазерного резонатора приводило к снижению выходной мощности излучения основной полосы, однако мощность излучения на суммарных частотах возрастала благодаря повышению интенсивности излучения внутри кристалла. Пиковые мощности излучения основной лазерной полосы и суммарных частот на выходе системы достигали ~ 2 кВт и ~ 10 Вт соответственно при длительностях импульсов ~ 1 мкс.

Отметим, что спектральный диапазон суммарных частот перекрывается с полосой первого колебательного обертона молекулы СО. Этот может приводить к усилению или поглощению преобразованного излучения в активной среде СО-лазера. Однако, эффекты взаимодействия суммарных частот с плазмой активной среды СО-лазера не выявлены, вероятно из-за низкого коэффициента усиления/поглощения на обертоновых переходах.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант РНФ №16-19-10619).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИКИ РЕГИСТРАЦИИ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ В ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСЕ

А.В. Коляко^{1,2,3,*}, А.С. Плешков^{1,2,3}, Д.Б.Третьяков^{1,3}, В.М. Энтин^{1,3},
И.И. Рябцев^{1,3}, И.Г. Неизвестный¹

¹ *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

² *Институт лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15б*

³ *Новосибирский государственный университет,
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

*E-mail: kolyako@inbox.ru

Основными целями современной квантовой криптографии являются увеличение дальности и повышение скорости генерации квантового ключа при сохранении абсолютной защищенности передаваемой информации. Главная проблема состоит в потере одиночных фотонов, которые используются при передаче данных, на больших расстояниях. Увеличение числа фотонов в передаваемом импульсе делают систему уязвимой к атаке с делением числа фотонов. В работе [1] было теоретически показано, что данная атака может быть обнаружена по изменению статистики числа фотонов в пришедшем лазерном импульсе. Однако для этого требуется фотодетекторы, распознающие число регистрируемых фотонов. Исследования по созданию таких детекторов начались в мире относительно недавно.

В данной работе мы представляем результаты измерения статистики регистрации одиночных фотонов в лазерном импульсе в зависимости от среднего числа фотонов в импульсе, которые показывают, что даже небольшие изменения в статистике пришедших фотонов могут быть выявлены с помощью обычных двух фотоприемников, не распознающих по отдельности число регистрируемых фотонов.

Для проведения экспериментов использовалась созданная нами в Институте физики полупроводников СО РАН им. А.В.Ржанова установка для генерации квантового ключа в атмосферной квантовой линии связи, работающая по протоколу BB84 [2].

Литература:

1. A. Gaidash, V. Egorov, A. Gleim, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 33, No. 7, p. 1451.
2. Д.Б. Третьяков, А.В. Коляко, А.С. Плешков *et. al.* Автометрия, №5, 44-54, (2016).

**БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС
ЭЛЕКТРОННОЙ ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ
КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ CdZnS/ZnS И CdZnSeS/ZnS
ЯДРО/ОБОЛОЧКА В ПЛЕНКЕ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА С
НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА**

Е. И. Константинова¹, В. В. Брюханов²

¹ – Калининградский государственный технический университет,
236022, г. Калининград, Советский проспект, 1,
konstantinovaeliz@gmail.com

² – Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта,
236041, Россия, г. Калининград, ул. Невского, 14, bryukhanov_v.v@mail.ru

Полупроводниковые нанокристаллы или квантовые точки (КТ) благодаря оптическим свойствам, определяемым квантово-размерным эффектом (широкой полосой поглощения, перестраиваемой длиной волны излучения) перспективны для активных элементов светоизлучающих и светосберегающих устройств. С целью повышения эффективности таких устройств в настоящее время широко изучаются безызлучательные переносы электронной энергии с КТ на флуоресцирующую молекулу, а также с молекулы на КТ, усиленные поверхностными плазмонами металлических наночастиц.

В данной работе проведены спектрально-кинетические исследования влияния наночастиц серебра, полученных методом лазерной фемтосекундной абляции, на динамику безызлучательного индуктивно-резонансного переноса энергии в донорно-акцепторной паре КТ CdZnS/ZnS (люм. 400 нм) и КТ CdZnSeS/ZnS (люм. 550 нм), внедренных в пленки полиметилметакрилата с наночастицами серебра. При резонансном возбуждении наночастиц серебра и первого экситонного перехода $1S_e-1S_h^{3/2}$ КТ донора электронной энергии было получено усиление ин-

тенсивности флуоресценции как КТ донора, так и КТ акцептора, а также увеличение эффективности диполь-дипольного переноса. Измерены квантовые выходы свечений, измерены времена жизни люминесценции КТ, определены константы переноса, степень поляризации и анизотропия люминесценции. Обнаружено увеличение времени жизни фосфоресценции КТ донора при резонансном фотовозбуждении поверхностных плазмонов наночастиц.

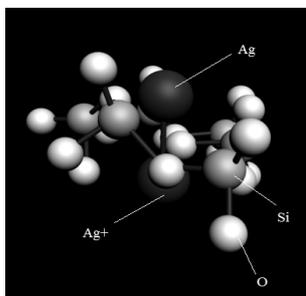
РАЗРАБОТКА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СОСТАВОВ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО КВАРЦА

А.С. Кузаков¹, С.Н. Малов¹, М.Д. Зимин²

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, rangaid@mail.com*
²*ФГБУН Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН,
664033, г. Иркутск, Фаворского, 1А*

В данной работе авторами предложен принцип определения оптимального состава фоточувствительных материалов, имеющих в своей основе аморфный кварц.

Согласно общепринятой концепции[1] основу любой аморфной



матрицы составляет стеклообразователь, разбавляемый промежуточными катионами, при этом фазовый состав шихты, формирующей материал, принципиальным образом влияет практически на все физико-химические свойства результирующей матрицы. Основа аморфного материала также снабжается модификаторами, которые способны весьма широко изменять любые, в том числе, оптические характери-

стики получаемых стеклообразных материалов. Одно из явлений, присущих силикатным стеклам, легированным как модификаторами, так и содержащими избыток промежуточных катионов – фотохромизм, окрашивание в результате дефектообразования под действием ионизирующей радиации. Разнообразие фотохромизма в силикатных стеклах чрезвычайно велико. Авторами рассмотрен механизм образования алюминий-кислородных дефектов и структура внедряемых активных центров на основе серебра в аморфном дымчатом кварце в рамках стохастического подхода.

Сделаны выводы о принципиальной возможности внедрения в кварцевую матрицу люминесцирующих модификаторов. На основе расчетов с помощью авторского программного продукта «Импульс»[2] было

установлено, что импульсное лазерное излучение может быть использовано для активации фоточувствительных центров, внедренных в аморфный кварц, исключая возможный фотохромизм матрицы за счет наличия промежуточных катионов. На основе расчета предложен фазовый состав шихты и модифицирующих примесей для достижения наилучшей фоточувствительности материала.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004.

- 1) Шелби Дж., Структура, свойства и технология стекла, пер. с англ., М., 2013. 288с.
- 2) Кузаков А.С. Импульс. Свидетельство № 2017613159. 2017.

СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ ЛЮМИНОФОРА BODIPY 3bf

А.В. Кузнецов^{1,3}, А.Л. Ракевич¹, О.В.Петрова², Л.Н.Собенина²,
В.И.Смирнов², Б.А.Трофимов², Е.Ф. Мартынович^{1,3}

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, filial@ilph.irk.ru*

²*Иркутский институт химии СО РАН 664033, г. Иркутск, Фаворского, 1*
³*Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20*

В данной работе решалась задача изучения новых свойств люминофора BODIPY 3bf, впервые синтезированного в Иркутске (ИрИХ СО РАН) [1], которые могут быть выявлены в исследованиях на одномолекулярном уровне. Исследования проводились на конфокальном сканирующем люминесцентном микроскопе с временным разрешением MicroTime 200 (ИФ ИЛФ СО РАН).

В матрицу поливинилпирролидона были внедрены молекулы исследуемого красителя. Для одиночных молекул люминофора были измерены квантовые траектории (рис. 1а) и кинетика затухания люминесценции (рис. 1б). Построчным сканированием снята картина пространственного распределения интенсивности люминесценции одиночных молекул исследуемого люминофора, внедренного в образец поливинилпирролидона (рис. 1в). Размер снимка 6 x 6 мкм.

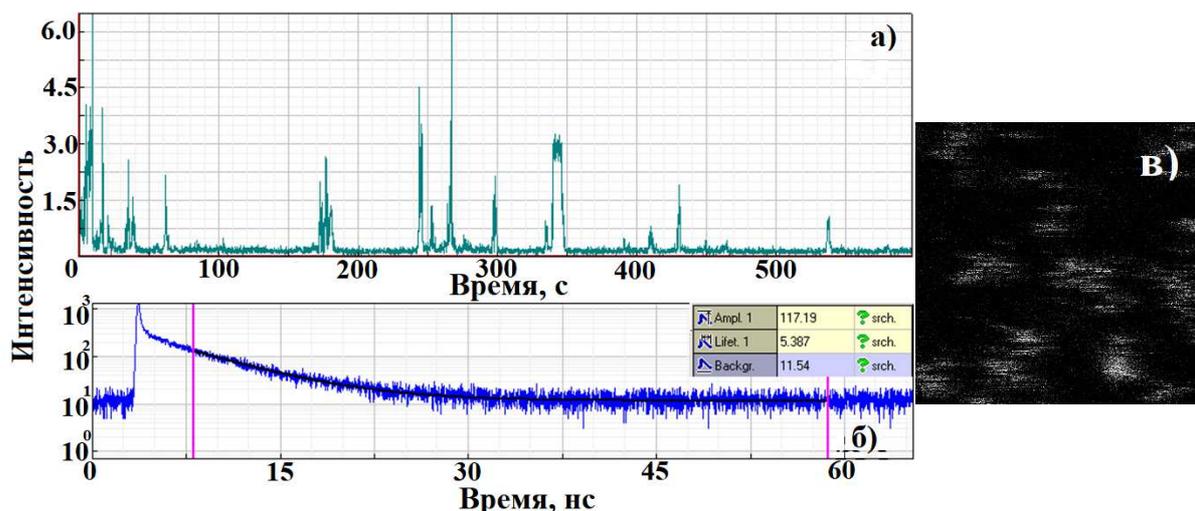


Рис. 1. Квантовая траектория (а), кинетика люминесценции (б) и картина пространственного распределения (в) люминофора BODIPY 3bf

Из параметров траекторий следует, что большую часть времени (более 90 %) молекулы люминофора находятся в неизлучающем состоянии, и не способны поглощать возбуждающее лазерное излучение и испускать кванты люминесценции, т. е. «не работают». При исследовании люминесценции ансамбля это свойство не проявляется. Такое свойство не отразится на величине квантового выхода люминесценции, измеренного на ансамбле, так как, если молекула не поглощает, то и излучать она «не обязана», учитывая, что квантовый выход - это отношение числа испущенных люминесцентных фотонов к числу поглощенных фотонов возбуждающего излучения. Но это отражается на «эффективной», т.е. работающей концентрации молекул, которая примерно на порядок ниже, чем их реальная концентрация.

Таким образом, впервые были зарегистрированы и исследованы конфокальные сканированные люминесцентные мерцающие изображения единичных молекул красителя BODIPY 3bf, измерены кинетика их люминесценции и квантовые траектории интенсивности. В предстоящем периоде стоят задачи по построению схем энергетических уровней и квантовых переходов исследуемых единичных молекул, определению их вероятностей и более полной интерпретации наблюдаемых особенностей квантовых траекторий.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004.

Литература:

1. Lyubov N. Sobenina, Olga V. Petrova, Konstantin B. Petrushenko, Igor A. Ushakov, Albina I. Mikhaleva, Rachel Meallet-Renault, and Boris A. Trofimov, «Synthesis and Optical Properties of Difluorobora-s-diazaindacene

Dyes with Trifluoromethyl meso-Substituents», Eur. J. Org. Chem. 2013, 4107–4118.

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ ФИЛАМЕНТА И ДЛИНЫ ПРОБЕГА СВЕТОВЫХ ПУЛЬ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ДЛИНАМИ ВОЛН от 800 до 4000 нм МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ КОЛОРАЦИИ

С. В. Чекалин¹, В.О.Компанец¹, А.В.Кузнецов³, А.Е.Дормидонов²,
В.П.Кандидов²

¹ *Институт спектроскопии РАН, 108840, Москва, Троицк*

² *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет и Международный лазерный центр, 119991, Москва*

³ *Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, Иркутск*

e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru, kompanetsvo@isan.troitsk.ru, dormidonov@gmail.com, kandidov@physics.msu.ru, rubin@ilph.irk.ru

Экспериментально и теоретически исследована динамика возникновения и развития световых пуль при филаментации одиночных фемтосекундных импульсов в области длин волн 800-4000 нм с мощностью, слегка превосходящей критическую мощность самофокусировки. Интенсивная люминесценция структур из долгоживущих центров окраски, сформированных за счет многофотонных процессов в кристалле LiF всего одним лазерным импульсом, позволяла легко регистрировать и исследовать их при последующей подсветке непрерывным лазером в полосе поглощения вблизи 450 нм. Обнаружено, что длина филамента, образующегося в одноимпульсном режиме, растет с увеличением длины волны возбуждения от нескольких десятков микрон на 800 нм до сотен микрон на 3900 нм. При этом в области аномальной ДГС, начиная с 2600 нм, первоначально гладкий профиль люминесценции наведенных долгоживущих центров окраски приобретает периодическую структуру, свидетельствующую об образовании одноциклового световой пули. Наблюдаемые осцилляции связаны с периодическим изменением амплитуды светового поля в сформированной световой пуле при распространении в диспергирующей среде. Таким образом впервые зарегистрирована одноцикловая световая пуля в изотропном кристалле LiF при филаментации лазерного импульса, переформируемого в диапазоне от 2600 до 3350 нм. Измеренная длина пробега световой пули не превышала 0.5 миллиметра для одноимпульсного режи-

ма и возростала до 2.7 мм при возникновении наведенного волновода в многоимпульсном режиме.

РАСЧЕТ НАЧАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПАССИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЗАТВОРОВ НА ОСНОВЕ ОДНООСНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Р.О. Кузнецов², Е.Ф. Мартынович^{1,3}

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, femto@bk.ru*

²*Иркутский государственный университет путей сообщения,*

³*Иркутский государственный университет*

В данной работе было рассчитано изменение начального пропускания пассивного лазерного затвора, выполненного в форме цилиндра из анизотропного одноосного кристалла $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, при повороте цилиндра вокруг его оси. Было обнаружено, что такие затворы способны при повороте плавно менять свое начальное пропускание, что позволяет легко автоматизировать, поддерживать и стабилизировать режим работы лазера при изменении внешних дестабилизирующих факторов [1,2].

Было рассчитано начальное поглощение лазерного излучения отдельными ориентационными группами рабочих центров в материале пассивных лазерных затворов при различной ориентации дипольных моментов, так же был определен вклад всех ориентационных групп в общее начальное поглощение. При этом использовалась методика, описанная в работе [3]. Соответствующие графики приведены на рисунке 1.

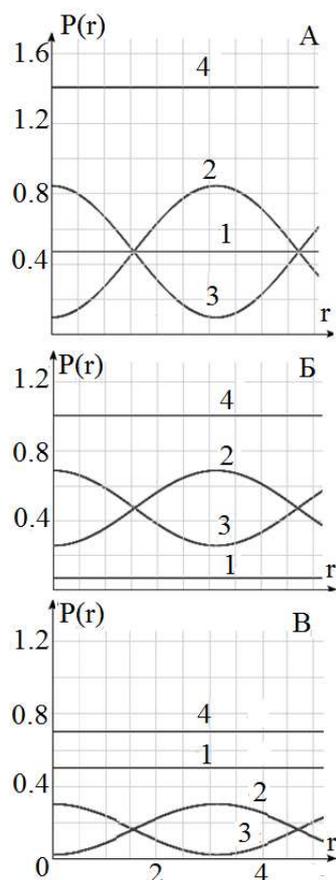


Рисунок 1 – Графики зависимости поглощенной мощности от расстояния. А – оптическая ось кристалла С совпадает с осью Z; Б – угол между оптической осью С и осью Z составляет 45 градусов; В - оптическая ось кристалла С совпадает с осью Y.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004.

Литература:

1. V. A. Grigorov, S. A. Zilov, E. F. Martynovich, D.N. Opanasenko. Nonlinear-absorbing medium for passive laser shutter in 0.8-1.08 μm spectral region based on color center $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ monocrystal. // SPIE Proceeding, Solid State Lasers and New Laser Materials, Vol. 1839, P. 274 (1991).
2. Д. С. Поляков, Е. Б. Яковлев. Изв. вузов. Приборостроение. 2015. Т. 58, № 8.
3. Е.Ф. Мартынович. Центры окраски в лазерных кристаллах. – Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 2004. – 227 с.: ил.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КРИОГЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ С МОЩНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Г.В. Купцов, В.В. Петров, А.В. Лаптев, А.И. Ноздрина,
В.А. Петров, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков

*Институт Лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 15Б, kuptsov.gleb@gmail.com*

*Новосибирский национальный исследовательский государственный
университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

*Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, пр. К.Маркса, 20*

В настоящий момент является актуальным создание и совершенствование лазерных систем, позволяющих получать излучение с высокой средней и пиковой мощностью. В Институте лазерной физики СО РАН разрабатывается источник импульсов с одновременно высокой пиковой и средней мощностью на основе масштабируемой полностью твердотельной диодно-накачиваемой высокоинтенсивной лазерной системы, работающей с высокой частотой повторения [1]. В систему входит лазерный мультидисковый многопроходный усилитель, накачиваемый лазерными диодами с общей средней мощностью излучения 800 Вт. Усилитель основан на диффузионно сваренных дисках YAG-Yb:YAG (10 ат.%) с замкнутым безжидкостным циклом криогенного охлаждения. Усилитель разработан для получения импульсов с энергией, превосходящей 300 мДж, при энергии входных импульсов 10 мДж. Большая средняя мощность накачки приводит к нагреву активных элементов, и как следствие, возникновению термически наведённой линзы и уменьшению коэффициента усиления.

В работе представлены результаты моделирования и экспериментальные данные по измерению величины термически наведённой линзы в активных элементах криогенного мультидискового усилителя с мощной диодной накачкой. Проведены исследования по непрямому измерению температуры активного элемента. Получено усиление слабого сигнала. Полученные данные будут использованы для оптимизации параметров мультидискового лазерного усилителя.

Работа поддержана программами Президиума РАН "Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом" и СО РАН.

Литература:

1. V.V. Petrov, G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, A.V. Laptev, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pestryakov, *Quantum. Electron.*, 48, №4, 358-362, (2018)

МЕЖАТОМНОЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ-ПЕРО С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

А.С. Курапцев, И.М. Соколов, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29,
aleksej-kurapcev@yandex.ru*

К настоящему времени хорошо известно, что оптические свойства атома в резонаторе могут существенно отличаться от свойств того же самого атома в свободном пространстве. Это обусловлено тем, что резонатор модифицирует структуру мод электромагнитного поля, в том числе и вакуумный термостат [1]. Кроме того, характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия в резонаторе также является модифицированным, так как в соответствии с концепцией близкодействия это взаимодействие обусловлено обменом фотонами между различными атомами. Таким образом, резонатор оказывает влияние не только на свойства отдельных атомов, но и на кооперативные свойства атомных ансамблей. В случае, когда зеркала резонатора являются заряженными, электростатическое поле вызывает штарковские сдвиги атомных уровней, которые в свою очередь приводят к дополнительным изменениям в характере диполь-дипольного взаимодействия.

В настоящей работе на основе последовательного квантового микроскопического подхода [2,3] исследовано совместное влияние модифицированной структуры полевых мод в резонаторе Фабри-Перо и электростатического поля, создаваемого зарядами на зеркалах, на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия. Подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции объединенной системы, состоящей из N атомов и квантованного электромагнитного поля, включая вакуумный термостат.

Рассчитан спектр перехода возбужденного атома, проанализированы сдвиги и уширения, вызванные межатомным диполь-дипольным взаимодействием. Исследована динамика кооперативного спонтанного распада атомного возбуждения, приготовленного в резонаторе Фабри-Перо, проанализировано пленение излучения. Показано, что резонатор может существенно влиять на характер коллективных процессов.

Литература:

- 1 Е.М. Purcell, *Phys. Rev.*, 69, 681, (1946).
- 2 А.С. Курапцев, И.М. Соколов, *ЖЭТФ*, 150, вып. 2, 275-287, (2016).
- 3 А.С. Kuraptev, I.M. Sokolov, *Phys. Rev. A*, 94, 022511, (2016).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВОГО КЛЮЧА НА СВЕРХДАЛЬНИЕ РАССТОЯНИЯ НА ОСНОВЕ МИКРОСПУТНИКОВ

В.Л. Курочкин, А.В. Миллер, В. Е. Родимин, С. С. Воробей,
М. Ю. Баланов, Ю.В. Курочкин.

ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий», 143025, Московская область, Сколково, ул. Новая, д. 100г.

v.kurochkinl@rqc.ru

Спутниковые каналы связи играют немаловажную роль в организации телекоммуникационных сетей в масштабах всей планеты. Другим важным аспектом передачи данных со спутника является обеспечение системы безопасности и защиты от постороннего вмешательства и прослушивания. При этом следует учитывать возможность декодирования зашифрованных сообщений не только непосредственно после их перехвата, но и позже, по мере появления новых методов дешифровки [1-4]. Рассматривается возможность создания системы спутниковой лазерной связи для организации высокоскоростной передачи информации по оптическому каналу с применением протоколов квантовой криптографии для защиты канала связи. Передающий лазерный терминал устанавливается в качестве полезной нагрузки на микроспутник формата 6U Cubesat, приемный оптический модуль расположен на поверхности Земли.

Рассматриваются двунаправленные и однонаправленные схемы распределения квантового ключа по открытому пространству. Приводятся расчеты распространения лазерных пучков. Приводятся экспериментальные данные по распределению ключа через открытое пространство в лабораторных условиях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Грант No. 17-71-20146).

Литература:

1. Gisin N., Ribordy G., Title W. et al, *Rev. of Mod. Phys.*, 74, 145-175, (2002).
2. Sheng-Kai Liao et al. *Phys. Rev. Lett.* 120, 030501 (2018)
3. Sheng-Kai Liao et al. *Nature* 549, 43–47 (2017)
4. В.Л. Курочкин, И.Г. Неизвестный *Известия вузов. Физика.* 56, 213-218 (2013)

ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ КОГЕРЕНТНЫМИ ПАРАМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Н.Л. Лазарева^{1,2}, В.П. Дресвянский¹, Е.Ф. Мартынович^{1,2}

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а

²Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20

В данной работе изучаются возможности позиционирования лазерного воздействия на заданные внутренние области кристаллической среды при формировании в ней центров люминесценции лазерным излучением. Рассмотрено совместное действие на заданную область двух компонентов когерентной пары интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов. Изучались два варианта взаимодействия со средой пары таких импульсов. В первом варианте компоненты пары, разнесенные по времени, бегущие в одном направлении с разными скоростями, во время их встречи совместно действуют на среду, создавая в ней люминесцирующие центры окраски. Во втором варианте рассмотрено создание таких центров компонентами когерентной пары фемтосекундных импульсов, распространяющихся навстречу друг другу.

В случае высоконелинейных процессов взаимодействия света и вещества возникает ряд новых явлений, усложняющих общую картину взаимодействия, в частности, это - самофокусировка и множественная филаментация лазерного излучения, генерация суперконтинуума, возникновение электронно-дырочной плазмы. Дефектообразование происходит тогда, когда имеет место филаментация лазерного луча с резким возрастанием его интенсивности до величин, достаточных для межзонной ионизации.

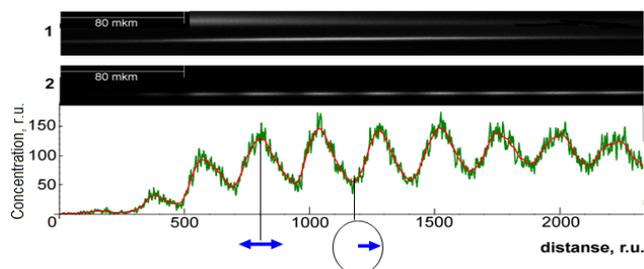


Рис. 1. Структура единичных шпуров, введенных в центральной (1) и начальной (2) областях канала

Если компоненты когерентной пары импульсов распространяются в анизотропном кристалле, то в области их пространственного перекрытия будет происходить пространственно-периодическое изменение состояния поляризации излучения. Поэтому может наблюдаться соответствующая

пространственная модуляция концентрации создаваемых излучением

центров. Для самофокусировки и филаментации требуется определенная дистанция. Если она оказывается больше величины $Y = ct/\Delta n$ (c – скорость света в вакууме, t – длительность импульсов, Δn – величина двулучепреломления среды), то никакой пространственной модуляции концентрации создаваемых центров люминесценции мы не сможем наблюдать. Это подтвердилось в первых экспериментах (рис. 1). Здесь представлены люминесцентные изображения двух шпуров (следов) из центров окраски, созданных единичными филаментами, сфокусировавшимися в начальной и центральной частях образца. В начальной части мы наблюдаем модуляцию, в центральной уже нет.

В данной работе прямыми экспериментами исследован вопрос о том можно ли, меняя величину сдвига между компонентами когерентных пар фемтосекундных импульсов на входе в кристалл, перемещать модуляционную картину концентрации наводимых центров люминесценции по всему кристаллу, или же, вследствие значительной степени хаотизации взаимодействия, характерной для высоконелинейного взаимодействия, это невозможно.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Госзадания Минобрнауки РФ на проведение научных исследований (базовая часть), проект № 3.8401-2017/8.9.

СПЕКТРОСКОПИЯ ЦИРКОНОВ ИЗ ВЫСОКОАЛМАЗОНОСНЫХ КИМБЕРЛИТОВ

Лазарева Н. Л., Мартынович Е. Ф., Миронов В. П.

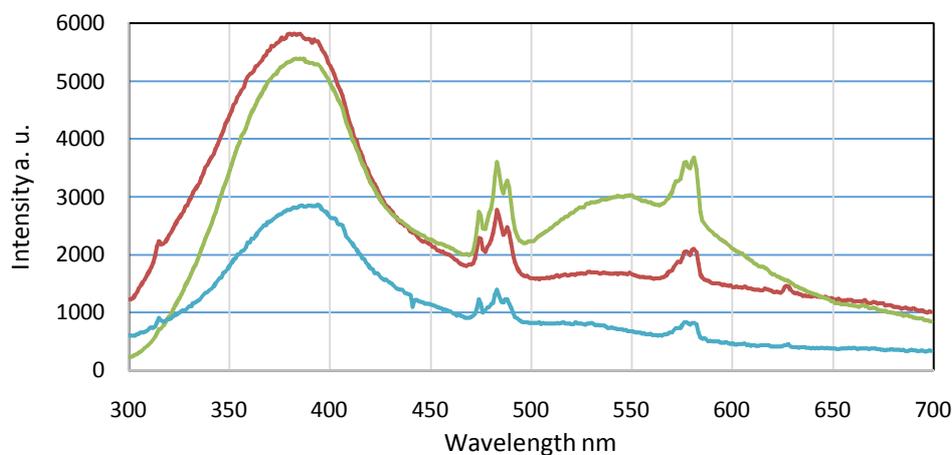
*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, femto@bk.ru
Иркутский научный центр СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул.
Лермонтова, 134*

*Иркутский государственный университет, г. Иркутск,
664003, ул. К. Маркса, 1, filial@ilph.irk.ru*

В работе приводятся результаты исследования цирконов из основных промышленных месторождений алмазов Якутии методами спектроскопии поглощения, фото и рентгенолюминесценции.

Для кимберлитовых цирконов типична округлая форма, как следствие древнего механического износа или растворения. Цвет фотолюминесценции цирконов изменяется от сине-зеленой до желто-оранжевой. В спектрах ФЛ содержится от одной до трех бесструктурных полос.

Окраска цирконов изменяется от более светлой на более темную в последовательности выборок их трубок Мир – Удачная – Нюрбинская.



Типичные спектры рентгенолюминесценции кимберлитовых цирконов.

Во всех РЛ спектрах присутствуют системы пиков при 480 и 580 нм, характерные для редкоземельных элементов. Относительная интенсивность люминесценции полосы 380 нм в спектре РЛ уменьшается по мере увеличения насыщенности окраски и растет при отжиге поглощающих центров. Характер изменений полосы 380 нм при облучении и отжиге сходен с поведением ЦО в ЩГК. Интенсивность полосы 450–650 нм с максимумом при 540 нм слабо изменяется в процессе отжига до 500°C. В кинетике затухания РЛ обнаруживаются три временных компонента, затухающие с постоянными времени 10 - 20 мкс, 0,2 и 0,5 мс. Под воздействием рентгеновского излучения в цирконы окрашиваются, образуются, по крайней мере два типа поглощающих дефектов (центров окраски), концентрация которых линейно зависит от дозы.

В заключении показаны сходства и различия между цирконами из основных промышленных кимберлитовых месторождений алмазов Якутии.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Интеграционной программы ИНЦ СО РАН «Фундаментальные исследования и прорывные технологии».

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПАРАМЕТР РАБОТЫ МЕМРИСТОРА НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ LiF С НАНОКЛАСТЕРАМИ Cu

Т.С. Лазарева, Л.И. Щепина, А.А. Черных,
В.Л. Паперный, Н.А. Иванов

*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск,
бульвар Гагарина, 20, schepina@api.isu.ru
Иркутский национальный исследовательский
технический университет, 664074, Иркутск, Россия*

Материалы для мемристоров на основе оксидов широко исследуются в настоящее время. Анализ опубликованных работ показал, что параметр переключения ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}}$) меняется от значений нескольких единиц для сборки Pt/TiO₂/Pt до 10⁷ для Ag/ZnO/Pt. Для большинства мемристоров этого класса (ионная коммутация) остается нерешенной проблема стабильности и воспроизводимости таких параметров, как сопротивление в низкоомном (R_{on}) и высокоомном состояниях (R_{off}). Основной причиной является неоднородность распределения электрического поля в активном слое мемристора из-за неидеальности этого слоя. В связи с этим является актуальным поиск новых материалов. Нами предложены мемристоры на основе тонкой пленки LiF с нанокластерами (НК) меди - пример электронной коммутации [1]. Максимально достигнутый параметр работы данного мемристора $R_{\text{off}}/R_{\text{on}}$ составлял порядка $4 \cdot 10^3$ при напряжении 0,6 В. В рамках данной работы изучалась возможность увеличения этого параметра. Исследовались ВАХ поперечной проводимости и спектры оптического поглощения пленок, сформированных магнетронным напылением на токопроводящее стекло. Установлено, что данный параметр зависит от концентрации НК Cu. Увеличить концентрацию НК можно либо увеличением тока магнетрона, либо – времени напыления пленки. Однако мы столкнулись с отрицательными факторами, которые не позволяют значительно повысить параметр работы мемристора. Так увеличение тока до 100 мА сопровождается усилением диффузионных процессов, приводящих к укрупнению НК меди, и поэтому параметр не превышает ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}} = 3 \cdot 10^4$). При увеличении времени напыления до 10 мин мы наблюдали образование пленки Cu₂O на поверхности активного слоя мемристора, которая увеличивает ток в выключенном состоянии. Определены оптимальные условия для создания активного слоя мемристора на основе тонкой пленки LiF с НК меди.

Исследования выполнены при частичной поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект №3.8401-2017/8.9).

Литература:

1. Yu.V. Genze, L.I. Shchepina, I.Ya. Shchepin et al, *Bulletin of Russia Academy of Sciences. Physics*, 79, №2, 194-197, (2015).

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА ХОЛОДНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЯХ, ПОМЕЩЕННЫХ В ПОСТОЯННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИЛИ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Н.В. Ларионов, И.М. Соколов

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251, Санкт-Петербург, Россия
larionov.nickolay@gmail.com*

В настоящей работе теоретически исследуется влияние постоянных электрического и магнитного полей на характер интерференционных эффектов при многократном рассеянии света в разреженных, но оптически плотных холодных ансамблях двухуровневых атомов ($J=0 \rightarrow J=1$). В частности исследуется эффект когерентного обратного рассеяния света (КОР) [1].

Используя полученные аналитические выражения для корреляционных функций поля проанализированы поляризационная, спектральная и угловая зависимости фактора усиления – величины характеризующей интерференционный вклад, обуславливающий эффект КОР, в полную интенсивность рассеянного света.

Все выявленные особенности и поведение эффекта КОР света на рассматриваемом атомном ансамбле объясняются появлением анизотропии среды, вызванной внешними полями, которая изменяет как угловое распределения при каждом отдельном акте рассеянии, так и характер распространения света в этой среде, обусловленный когерентным рассеянием вперед [2].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01085)

Литература:

1. В.Л. Кузьмин, В.П. Романов, УФН, 166, 247–278, (1996).
2. Н.В. Ларионов, И.М. Соколов, ЖЭТФ, 154, №2, (2018).

МАЛЫЙ ПОРОГ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В МИКРОДИСКАХ С InP/GaInP КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Д. В. Лебедев¹, П. А. Буряк², А. Ю. Романова², М. М. Кулагина¹,
Ю. А. Гусева¹, А. М. Минтаиров¹

¹Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26,
post@mail.ioffe.ru

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, *office@spbstu.ru*

Известно, что для микролазеров характерны малые пороги генерации. При этом одним из определяющих порог факторов является плотность фотонных состояний в микрорезонаторе, приводящая к изменению скорости спонтанного излучения в моду (эффект Парселла). При высоком коэффициенте Парселла излучение моды микрорезонатора демонстрирует сглаженный переход от спонтанного излучения к стимулированному [1, 2].

В работе исследовались микродисковые GaInP резонаторы с InP/GaInP квантовыми точками (КТ). При комнатной температуре был обнаружен переход в режим лазерной генерации для собственных резонансных мод шепчущей галереи при оптической накачке превышающей 1 мкВт. Микродисковые резонаторы были сформированы методом жидкостного травления из исходной гетероструктуры, содержащей InP КТ увеличенного латерального размера (диаметр 150 нм) и малой плотности ($1-5 * 10^8 \text{ см}^{-2}$). Диаметр микродисков варьировался от 2 до 4 мкм. В допороговом режиме наблюдали увеличение скорости излучения в моду резонатора в 1,5 раза по сравнению с излучением вне моды. При этом оцененная добротность микрорезонаторов составляла 3500. Сопоставление геометрических размеров КТ с моделированием распределения резонансной моды указывает на перекрывание излучающей области отдельной КТ с модой резонатора, что в случае резонансной подстройки излучения приводит к увеличению фактора Парселла и, как следствие, к достижению малого порога лазерной генерации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00321.

Литература:

1. G. Bjork, A. Karlsson, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. A*. 50, 1675-1680, (1994).
2. J. Gerard, B. Gayral. *J. of Lightwave Technol.* 17, 2089-2095, (1999).

ПРИКЛАДНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛМАЗА

Е.И. Липатов¹, Д.Е. Генин¹, Д.В. Григорьев², В.Ф. Тарасенко¹,
А.Г. Бураченко¹, Е.Х. Бакшт¹, Д.В. Белоплотов¹

¹Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055, г. Томск, пр-кт Академический, 2/3, lipatov@loi.hcei.tsc.ru
²НИТомский государственный университет, 634050,
г. Томск, пр-кт Ленина, 36

Оптические и электронные свойства, структурная совместимость с графеном, а также высокие радиационная стойкость и теплопроводность позволяют рассматривать алмаз как основу электронной компонентной базы для атомной промышленности, военных и космических приложений, физики элементарных частиц, сильноточной электроники и т.д.

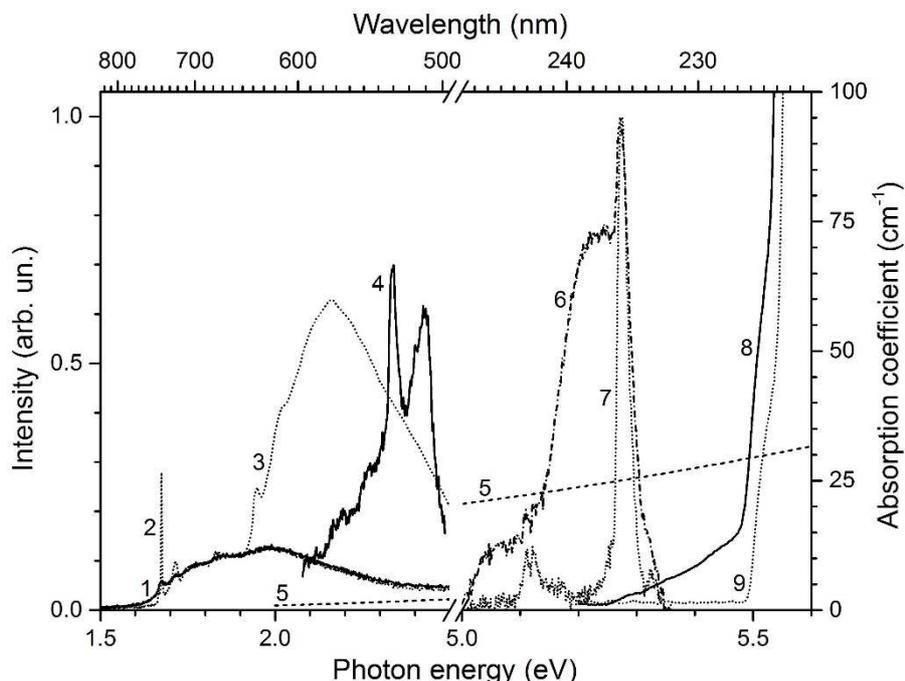


Рис. 1. Спектры поглощения (1, 2, 3, 8, 9), люминесценции (4, 6, 7) и излучения Вавилова-Черенкова (5) в алмазе. (1), (2) – спектры поглощения GR1-центра в природном образце, подвергнутом радиационно-термической обработке, при 300 и 82 К, соответственно; (3) – спектр поглощения NV-центра в синтетическом алмазе при 80 К; (4) – спектр катодолуминесценции 3H-центра в поликристаллическом образце при 300 К; (5) – расчетный спектр излучения Вавилова-Черенкова в алмазе под воздействием пучка электронов со средней энергией электронов ~ 100 кэВ; (6), (7) – спектры фотолюминесценции свободных экситонов и электронно-дырочной жидкости в синтетическом монокристалле при 82 К при возбуждении лазерным излучением на 222 нм с пиковой интенсивностью 13 и 7 МВт/см², соответственно; (8), (9) – спектры краевого поглощения в синтетическом монокристалле при 300 и 870 К.

В данном докладе производится обзор современных направлений исследований в области применения оптических свойств алмаза, таких как ди-

агностика радиационных разрушений в беспримесных образцах[1], кубитов на основе NV-центров[2], регистрации излучения Черенкова-Вавилова [3], диагностика электронно-дырочной жидкости в алмазе [4], экситонные эффекты [5].

Литература:

1. E.I. Lipatov, A.G. Burachenko, V.F. Tarasenko, et.al, *Proc. SPIE*, 10614, 106140I, 1-8, (2018).
2. G.-Q. Liu, X.-Y. Pan, *Chinese physics B*, 27, 020304, 1-39, (2018).
3. А.Г. Бураченко, Д.В. Белоплов, Д.А. Сорокин, и др., *Прикладная физика*, №3, 5-10, (2017).
4. Е.И. Липатов, Д.Е. Генин, В.Ф. Тарасенко, *Опт. и спектр.*, 119, №6, 902-908, (2015).
5. E.I. Lipatov, K.R. Burumbayeva, D.E. Genin, V.F. Tarasenko, *Proc. SPIE*, 10614, 106141H, 1-10, (2018).

УСЛОВИЯ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА ДЛЯ ГВГ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ВВО

Д.М. Лубенко¹, В.Ф. Лосев¹, Ю.М. Андреев^{3,4}, Г.В. Ланский^{3,4}, Н.А. Николаев², А.А. Мамрашев², Д.М. Ежов⁴, В.А. Светличный⁴

¹*Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, lubenkodm@gmail.com;*

²*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. академика Коптюга, 1, nazar@iae.nsk.su;*

³*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 10/3, lanskii@yandex.ru;*

⁴*Сибирский Физико-Технический Институт, 634050, пл. Новособорная, 1, Томск, ezhov_dm@mail.ru.*

Впервые исследована возможность выполнения условий фазового синхронизма для генерации второй гармоники ТГц излучения в нелинейных кристаллах. Особое внимание уделено оксидным кристаллам, ранее не использованным для преобразования частот в ТГц диапазоне, но имеющих высокие нелинейные свойства и лучевую стойкость: КТР, КТА, ЛВО и ВВО. Их оптические свойства были всесторонне исследованы, в т.ч. методом ТГц спектроскопии с разрешением во времени, при температуре 293 К. Полученные дисперсионные зависимости аппроксимированы в виде уравнений Сельмейера. Наиболее перспективную совокупность физических свойств при возможности реализации фазосогласованной (высокоэффективной) ГВГ показали кристаллы ВВО (Рис. 1).

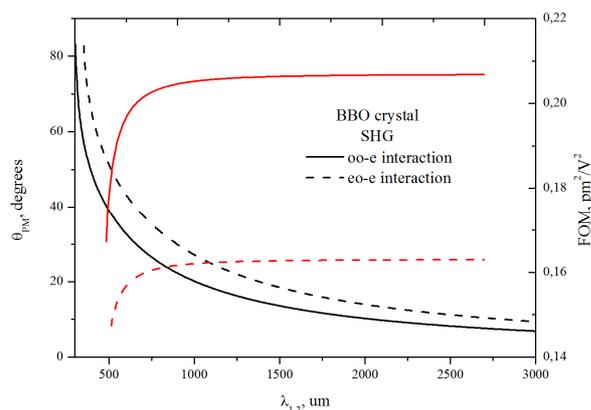


Рис. 1. Кривые ФС для ГВГ в кристаллах ВВО и коэффициент качества, пропорциональный эффективности генерации.

Кристаллы β -ВВО характеризуются малыми ($\alpha < 2 \text{ см}^{-1}$) потерями в длинноволновой части ТГц диапазона при 293 К и рекордно малыми потерями ($\alpha < 0,2 \text{ см}^{-1}$) при 81 К. Полученный результат представляет интерес как альтернативный путь освоения новых участков терагерцового диапазона.

Тi, Ni и TiNi СПЛАВЫ: ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ В БОЛОМЕТРАХ

Д.М. Лубенко¹, В.Ф. Лосев¹, Ю.М. Андреев^{2,3}, В.В. Денисов¹, В.В. Шугуров¹, Д.М. Ежов³, В.А. Светличный³

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, lubenkodm@gmail.com;

²Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 10/3, yuandreev@yandex.ru;

³Сибирский Физико-Технический Институт, 634050, пл. Новособорная, 1, Томск, ezhov_dm@mail.ru.

В данной работе исследована генерация импульсов ТГц излучения с поверхности объемных слитков металлов (Ti, Ni) и их сплавов (Ti_xNi_y , $x = 1 - y = 0.4 - 0.6$) при возбуждении импульсами Ti:Sapphire лазера: 100 фс, 80 МГц, 680-1080 нм, $P = 3,6 \text{ Вт}$. При этом, впервые (в сравнении) исследована генерация с поверхностей поликристаллического и монокристаллического образцов $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{50}$, а также в тонких ($\leq 100 \text{ мкм}$) пластинках и пленках (30-100 нм) на подложках, изготовленных методом вакуумного напыления на отражение и пропускание, а также в нелинейных кристаллах GaSe методом оптического выпрямления. В качестве детектора использован программно-аппаратный измерительный комплекс на базе ОАД Голея GC-1P (Tydex, Россия). Получены сравнимые выходные мощности. Однако, применение TiNi дает возможность создания высоконадежных устройств ТГц диапазона непосредственно управляемых путем контроля температуры/величины пропускаемого тока.

Проанализирована также возможность детектирования ТГц импульсов в болометрах на основе исследуемых материалов, а также Zr, Mo и Nb при комнатной температуре. Подтверждено, что лучший материал для них должен характеризоваться не только высоким ТКС, но и высоким значением удельного электросопротивления, минимальной удельной теплоемкостью и плотностью [1]. Из полученных данных следует, что наилучшую потенциальную чувствительность имеют пластинки сплава $Ti_{50.5}Ni_{49.5}$. Принципиальное преимущество тонких пленок остается, однако количественные характеристики результатов сравнения существенно зависят от технологии и условий изготовления: напыление, холодное или «горячее» раскатывание на воздухе и в атмосфере инертных газов.

Литература:

1. P. Vybornov., Yu. Andreev, IEEE Sensors J., 16, P. 6155-6160, (2016).

МЕХАНИЗМЫ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ ВО ФТОРИДАХ ЛИТИЯ И НАТРИЯ

Н.Т.Максимова, В.М.Костюков, А.В.Митова, И.Л.Ураков

*Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, Natmax_2001@mail.ru*

Уникальная реакция кристаллов LiF и NaF в ответ на воздействие ионизирующего излучения пропорциональной генерацией центров окраски внутри объема кристалла, высокий порог радиационного повреждения, нечувствительность к видимому свету и относительно низкая стоимость – все это дает значительные преимущества в использовании таких сред для визуализации как когерентных, так и некогерентных источников излучения. Кристалл LiF, являясь эффективным детектором рентгеновского спектрального диапазона, может быть использован для 3D- записи изображения [1]. Соответственно формирование видимого изображения в объеме кристалла может быть обеспечено наличием центров, люминесцирующих в видимом диапазоне [2]. Актуальной задачей остается создание условий, при которых осуществляется достижение максимального контраста: преимущественного создания люминесцирующих центров RGB – диапазона.

Термохимические реакции, осуществляемые в кристаллах LiF и NaF, активированных примесями, дают основание для поиска путей увеличения концентрации люминесцирующих центров нужного диапазона за счет других дефектов, предварительно созданных ионизирующей радиа-

цией. В настоящей работе на основе данных абсорбционных исследований, люминесцентной и ИК – спектроскопии проведен анализ диапазонов термического преобразования и разрушения радиационных дефектов, как собственных, так и примесных, и оценено их влияние на эффективность люминесценции центров RGB- диапазона. Результаты работы позволяют предложить механизм термохимического процесса, ведущий к обеспечению максимального контраста визуализированного изображения.

Литература:

1. Pikuz T., Faenov A., Matsuoka T. *et al. Sci. Rep.* 5, 17713; doi: 10.1038/srep17713 (2015).
2. Е.Ф.Мартынович, Е.О.Чернова, В.П.Дресвянский. *Патент на изобретение* № 2653575 (2018)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ Sm^{3+} И Sm^{2+} В АЛЮМОБОРОСИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

Е. В. Мальчукова¹, Б. Буазо², И.Н. Трапезникова¹, Е.И. Тербуков¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, Россия

²Laboratoire des Solides Irradies, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 91128,

France E-mail: e.malchukova@mail.ioffe.ru

evguenia.malchukova@polytechnique.edu

Исследования кинетики затухания люминесценции являются неотъемлемой частью флуоресцентного анализа, поскольку позволяют не только прояснить детали механизмов самой люминесценции, но и объяснить некоторые изменения в структуре люминесцирующего твердого тела, происходящие при внедрении в него ионов-активаторов, принимающих участие в излучении. Они могут, например, предложить новое понимание процессов миграции энергии или топологии структурных единиц, образующих кристаллический или аморфный образец.

В настоящей работе стекла номинальной композиции $59.13SiO_2-18.24V_2O_3-6.38Al_2O_3-12.82Na_2O-3.5ZrO_2$ (вес.%), содержащие 0.5-5 вес.% оксида самария (Sm_2O_3), были синтезированы методом высокотемпературной плавки на воздухе необлученные и облученные ускоренными электронами (акселератор Ван де Граафа 2,5МэВ) чтобы обеспечить протекание восстановительной реакции $Sm^{3+} \rightarrow Sm^{2+}$. Для оптических измерений были подготовлены пластины толщиной 0.5 мм, отшлифованные

и отполированные на ручном шлифовальном круге при помощи абразива из карбида кремния со средним размером зерна 10 мкм (1000-grit). Проведен анализ кинетики затухания излучения ионов Sm^{3+} и Sm^{2+} и оценка времен жизни возбужденных состояний этих ионов в зависимости от концентрации Sm_2O_3 . Обнаружено, что кинетика затухания хорошо аппроксимируется биэкспоненциальной функцией даже для малых концентраций самария. Результаты соотносятся с присутствием различных структурных окружений для ионов Sm^{3+} и Sm^{2+} .

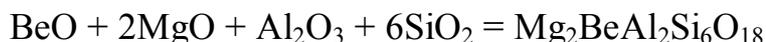
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ОБРАЗОВАНИЯ БЕРИЛЛИЕВОГО ИНДИАЛИТА ИЗ ОКСИДОВ В СИСТЕМЕ $\text{BeO} - \text{MgO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$

С.Г. Мамонтова¹, С.З. Зеленцов²

¹Институт геохимии им. А.П. Виноградова, СО РАН,
664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1а, svelta@igc.irk.ru

²Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», 61002, Харьков, ул. Курничёва, 2, НТУ «ХПИ»,
szelentcov@ukr.net

Синтез монокристалла бериллиевого индиалита (БИ, идеальная формула $\text{Mg}_2\text{BeAl}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$) – первоочередная задача для исследования его лазерных свойств, прогнозируемых на основании бериллоподобной структуры этого соединения (пространственная группа *rbтсс*, кольцевой структурный мотив Si_6O_{18}). В данной работе авторами впервые проведена термодинамическая оценка вероятности протекания реакции образования БИ из смеси оксидов согласно методикам [1]:



Видно, что величина свободной энергии Гиббса реакции образования БИ из простых оксидов (посчитанная в рамках приближений, однако показывающая общую тенденцию) во всём диапазоне температур положительна. Следовательно, такой процесс термодинамически невыгоден. Этот вывод подтверждают экспериментальные данные по фазообразованию в системе $\text{BeO} - \text{MgO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ [2], указывающие на предпочтительность иных путей образования БИ: при нагревании смеси оксидов первоначально кристаллизуются двухкомпонентные фазы BeAl_2O_4 , MgSiO_3 , MgAl_2O_4 , а БИ возникает как продукт их взаимодействия на завершающем этапе синтеза.

Таблица 1. Изменение свободной энергии Гиббса

Т, К	ΔG , кДж/моль	Т, К	ΔG , кДж/моль
900	10,56	1300	59,12
1000	18,16	1400	79,40
1100	28,66	1500	103,20
1200	42,25	1600	130,64

Задача дальнейших исследований – поиск термодинамически предпочтительных реакций, приводящих к кристаллизации монофазного БИ.

Литература:

1. Бабушкин В. И., Матвеев Г. М., Мчедлов-Петросян О. П. Термодинамика силикатов. – М.: Стройиздат, 1986. – 408 с.
2. Дёмина Т. В., Михайлов М. А. // Минералогический журнал, 1993. Т. 15. № 1. С. 61 – 70.

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЧ ТРАКТОВ
ВОЛНОВОДНЫХ СО₂-ЛАЗЕРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗРЯДОМ.**

А.И.Карапузиков, А.А.Маркелов

*Институт лазерной физики СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева 15Б, ir@laser.nsc.ru
Институт лазерной физики СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева 15Б, markellexa@mail.ru*

Волноводные СО₂-лазеры с высокочастотным (ВЧ) возбуждением хорошо известны, достаточно подробно изучены [1,2,3,4] и широко применяются в технологии, приборостроении и медицине. Чаще всего такие лазеры работают в импульсно-периодическом режиме, для которого важным параметром является стабильность импульсов генерации, которая зависит от многих факторов, включая ВЧ тракт лазера.

Проведено теоретическое моделирование ВЧ трактов волноводных СО₂-лазеров с учетом свойств оптического волновода как длинной линии и других факторов. Результаты расчета импеданса ВЧ тракта сравнивались с результатами измерений с помощью векторного рефлектометра «САВАН R140». Исследованы ряд макетов лазеров с различными типами волноводов при возбуждении разряда от генератора, работающего на частоте 144 МГц. По результатам расчетов и измерений разработана методика определения волнового сопротивления волновода – длинной линии. Измеренные модули импедансов для лазеров с волноводами различных типов представлены на Рис.1, из которого следует, что амплитуда импеданса для лазера с волноводом из керамики ВеО почти в 7 раз выше, чем

для лазера на стеклянном волноводе. Данный фактор совпадает с результатами моделирования и связан с меньшими ВЧ потерями в керамике, что обуславливает более высокую амплитудную стабильность лазерных импульсов и уменьшение временного джиттера.

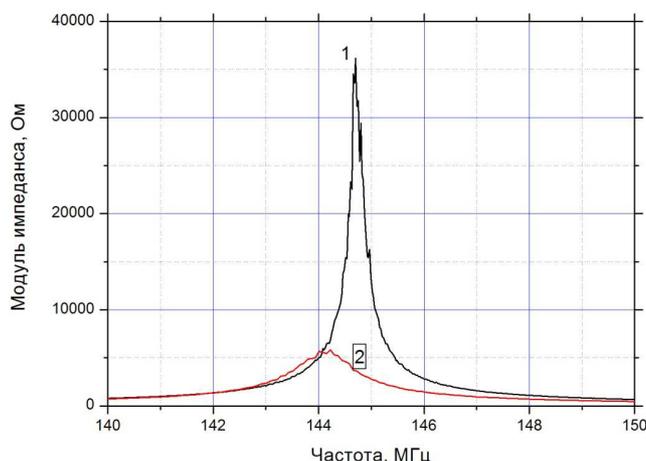


Рис. 1 – Частотные зависимости измеренных значений входных импедансов для лазеров с волноводом на основе BeO (1) и стекле(2).

Литература

1. D. Hea and D. R. Hall, *Appl. Phys. Lett.* 43, №8, 726-727 (1983).
2. D. Hea and D. R. Hall, *IEEE JQE*, 20, № 5, 509-514 (1984).
3. В. Heeman-Ilieva, Yu. B. Udalov, et al, *Appl. Phys.*, 74, №7, 4786-4788 (1993).
4. F. Villarreal, P. R. Murray, H. J. Baker and D. R. Hall, *Appl. Phys. Lett.*, 78, №16, 2276-2278 (2001).

АНИЗОТРОПИЯ ЛАЗЕРНОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Е.Ф. Мартынович^{1,2}, В.П. Дресвянский¹, Н.Л. Лазарева^{1,2}, О.Бухцоож³,
С.Энхбат³, П.В.Кострюков⁴, Б.Е.Перминов⁴, А.В.Конященко⁴

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033 Иркутск, Россия, femto@bk.ru

²Иркутский государственный университет, 664003 Иркутск, Россия

³Institute of Physics and Technology MAS, Enkhtaivan Avenue, 54B, Ulaanbaatar, 210651, Mongolia

⁴Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

Экспериментально показано, что эффективность образования простых и агрегатных центров окраски в кубических кристаллах LiF при нормальном падении лазерного луча на плоскость грани куба периодиче-

ски зависит от угла θ ориентации электрического вектора по отношению к кристаллографическому направлению [100] с периодом $\pi/2$. Такой же период ранее регистрировался и для генерации свободных носителей заряда и был объяснен угловой зависимостью их эффективной массы. Однако, эти азимутальные зависимости, для дефектообразования (максимум при $\theta = \pi/4$) и для генерации носителей (максимум при $\theta = 0$) оказались в противофазе. Данный результат является неожиданным, так как именно электроны и дырки, а также формируемые ими экситоны, образуют структурные радиационные дефекты. Поэтому ожидалось, что названные выше азимутальные зависимости эффективностей генерации носителей заряда и дефектообразования будут идентичными. Однако это не подтвердилось. Для разрешения обнаруженного противоречия методом люминесцентного z-сканирования исследована азимутальная зависимость длины самофокусировки. Томографированием облученного объема исследована макро- и микроструктура пространственного распределения концентраций индуцированных дефектов. Проведенные расчеты показали, что процессы взаимодействия света и вещества, контролируемые компонентами тензора восприимчивости третьего порядка наиболее эффективны при ориентации $\theta = \pi/4$. Эксперимент подтвердил, что при такой ориентации уменьшается критическая мощность и длина самофокусировки, увеличивается плотность филаментов и, в результате, возрастает средняя концентрация созданных филаментами центров окраски.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004, госзадания Минобрнауки РФ на проведение научных исследований (базовая часть), проект № 3.8401-2017/8.9 и проекта РФФИ № 17-52-44015.

КАТОДО- И РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АЛМАЗОВ (обзор)

В. П. Миронов, Е. Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, femto@bk.ru
Иркутский научный центр СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул.
Лермонтова, 134
Иркутский государственный университет, г. Иркутск,
664003, ул. К. Маркса, 1*

В обзоре приводятся и анализируются результаты исследований люминесценции алмазов при межзонном возбуждении: рентгенолюми-

несценции и катодолюминесценции, которые изложены более чем в 60 литературных источниках, начиная с классической работы Рамана (1944 год) по настоящее время.

В литературе устоялись точки зрения на люминесценцию алмазов в области 220 – 250 нм как на следствие рекомбинации экситонов, а в области 350 – 600 нм (А-полоса) как на рекомбинацию донорно-акцепторных пар.

В последние годы появились публикации об использовании синхротронного излучения и импульсных УФ лазеров для возбуждения межзонной люминесценции, что открывает новые перспективы в изучении процессов, приводящих к люминесценции алмаза.

Многочисленные результаты экспериментальных исследований характеристик РЛ и КЛ алмаза не всегда подтверждаются, часто противоречивы, не образуют целостную картину, позволяющую создать полную модель явления.

Изучение люминесценции алмаза при межзонном возбуждении нуждается в развитии и продолжении с целью решения фундаментальной задачи: определение природы приоритетных квантовых систем, возбуждаемых в процессе взаимодействия излучения с энергией квантов более 5 эВ с алмазами и ответственных за испускание люминесцентных фотонов, в поиске физических механизмов оптического возбуждения этих квантовых систем, которые обеспечат формирование люминесцентных, спектральных и временных сигналов от алмазов, что и при рентгеновском или катодном возбуждении.

Поставленная научная проблема актуальна для оптики и физики конденсированного состояния, так как ее решение раскроет неизвестные до сих пор важные детали механизмов возбуждения люминесценции природного алмаза ионизирующими излучениями. В частности, будет решена давняя проблема определения природы квантовых систем в кристаллах алмаза, ответственных за их рентгенолюминесценцию.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Интеграционной программы ИНЦ СО РАН «Фундаментальные исследования и прорывные технологии».

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ КРИСТАЛЛОВ В МЕТОДЕ БЕСТИГЕЛЬНОЙ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

В.С. Бердников, К.А. Митин

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1, berdnikov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр-т Карла Маркса, 20, berdnikov@itp.nsc.ru*

Монокристаллы различных материалов для микроэлектроники, силовой электроники, лазерной техники, оптоэлектронных систем и нелинейной оптики получают из расплавов методами Чохральского, Бриджмена-Стокбаргера и бестигельной зонной плавки (БЗП). Методом БЗП можно выращивать особо чистые монокристаллы веществ, расплавы которых вследствие химической активности или очень высокой температуры плавления взаимодействуют со стенками тиглей. В камере с газом находится монокристалл, получаемый в результате плавления индуктором нижнего торца исходного поликристаллического стержня. Кристалл выращивается снизу вверх от монокристаллической затравки. Разрастается коническая часть до выхода на заданный диаметр. Поскольку технологический процесс БЗП высокотемпературный и проводится в атмосфере инертного газа с повышенным давлением, то вклады радиационного и конвективного механизмов теплоотдачи могут быть равноценными. Несмотря на широкое использование метода БЗП процессы теплоотдачи от монокристалла и теплообмен в целом теплового узла с окружающей средой недостаточно исследованы. При проведении физического моделирования роста практически невозможно, получить информацию о распределении температуры внутри твердого тела. Поэтому актуально применение численного моделирования.

Проведено численное моделирование различных режимов теплоотдачи от поли- и монокристаллов различной относительной длины для геометрий, подобных технологическим. Проведены расчеты полей температуры в режимах теплопроводности и термогравитационной конвекции, в радиационно-кондуктивном и радиационно-конвективном режимах в зависимости от характерных перепадов температуры для геометрии, соответствующей зонной плавке стержня и для геометрии, подобной технологической схеме “игольное ушко”. Задачи решены с учетом и без учета наличия индуктора. Радиационные потоки вычислялись на основе зонального метода. Основное внимание уделено тепловой истории кристалла, влияющей на качество получаемого монокристалла, от нее зависят рас-

пределения примесей, дислокаций и термических напряжений в кристалле.

ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ФРОНТОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ ОТ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ В МЕТОДЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

С.А. Кислицын, В.С. Бердников, К.А. Митин, В.А. Гришков

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1, berdnikov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр-т Карла Маркса, 20, berdnikov@itp.nsc.ru*

Метод горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) один из основных методов получения монокристаллов из расплавов. Рост кристалла происходит в условиях сопряженного конвективного теплообмена на фронте кристаллизации. В зависимости от условий на верхней границе слоя расплава конвективное течение расплава имеет термогравитационную или тепловую гравитационно-капиллярную природу. В первом случае все границы жесткие, во втором – верхняя граница свободная с продольным градиентом температуры. Упрощенная модель процесса ГНК – кристаллизация расплава в прямоугольной полости с нагретыми до разных температур вертикальными стенками. От локальных особенностей течения и локального теплообмена зависят формы фронтов кристаллизации, поля температуры и градиентов температуры в затвердевшем материале, однородность кристаллографических характеристик кристаллов. Использование воды как имитатора расплава при физическом и численном моделировании конвективного теплообмена при ГНК обусловлено инверсной зависимостью ее плотности от температуры в окрестности 4°C. Аналогичными зависимостями обладают расплавы, например, галлия и эвтектики кадмий-ртуть-теллур и некоторых других веществ и материалов. Инверсная зависимость плотности расплава от температуры вблизи температуры кристаллизации вносит особенности в гидродинамику расплавов у фронта кристаллизации и в распределения локальных тепловых потоков. Данная работа является логическим продолжением исследований конвекции в прямоугольных полостях в однофазных средах и при наличии кристаллизации.

Численно исследован нестационарный сопряженный конвективный теплообмен и его влияние на форму фронта кристаллизации воды с учетом инверсной зависимости плотности расплава от температуры. Анало-

гичные расчеты выполнены в случае кристаллизации гептадекана. Результаты численного моделирования сопоставлены с данными физического эксперимента с кристаллизацией воды и гептадекана и дополняют эксперимент в части распределений температуры в жидкости и в твердом теле на разных этапах роста кристалла в слоях различной высоты и относительных размеров.

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛООТДАЧА КРИСТАЛЛОВ В МЕТОДАХ ЧОХРАЛЬСКОГО И СТЕПАНОВА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

В.С. Бердников, К.А. Митин

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новоси-
бирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1, berdnikov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Но-
восибирск, пр-т Карла Маркса, 20, berdnikov@itp.nsc.ru*

В методах вытягивания кристаллов из расплавов структурное совершенство получаемых кристаллов в значительной мере зависит от таких параметров, как симметрия полей температуры в тепловом узле, скорость роста кристалла, отсутствие резких изменений диаметра или толщины кристалла. Оптимизация технологического процесса состоит в создании возможности управления формой фронта кристаллизации при минимальных градиентах температуры в кристаллах, но при достаточно высоких скоростях роста. Для разработки методов управления процессами роста необходимы достоверные знания о сопряженных процессах теплообмена между кристаллом, расплавом и окружающей средой. Для решения вопроса о зависимости кристаллографических, оптических и электрофизических характеристик от условий роста кристалла необходимо прогнозировать поля температуры и градиентов температуры внутри кристаллов. Исследован сопряженный радиационно-конвективный теплообмен кристалла с окружающей средой в системе геометрически подобной промежуточной стадии технологического процесса выращивания монокристаллов методами Чохральского и Степанова. При фиксированной геометрии расчетной области, исследованы эволюция структуры течения и сопряженный конвективный теплообмен в режимах теплопроводности, термогравитационной конвекции и радиационно-конвективного теплообмена с ростом перепада температуры. Исследованы относительные роли теплопроводности, радиационной теплоотдачи и конвективного теплообмена в

газовой фазе. Показано, что в исследованном диапазоне перепадов температуры роль конвективного теплообмена остается существенной для всех рассмотренных методов выращивания монокристаллов. Радиационная теплоотдача понижает температуру поверхности кристалла и снижает перепад температуры между образующими кристалла и стенками ростовой камеры. В результате снижается интенсивность конвективного движения газа. Исследовано влияние особенностей течения на согласованные поля температуры в газе и в кристалле. При небольших числах Грасгофа влияние конвекции на распределение температуры в газе относительно не велико.

ТРЕХКАСКАДНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СО-ЛАЗЕРА В ОДНОМ ОБРАЗЦЕ КРИСТАЛЛА $ZnGeP_2$

А.А. Ионин¹, И.О. Киняевский^{1*}, Ю.М. Климачев¹, В.А. Можяева¹, Ю.М. Андреев²

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д.53, * 1996-racer@mail.ru*

² *Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, 634055, г. Томск, пр. Академический, 10/3, post@imces.ru*

В настоящее время активно разрабатываются лазерные источники среднего ИК-диапазона, поскольку они важны для решения широкого круга научных и прикладных задач. Ранее был разработан широкополосный лазерный источник среднего ИК-диапазона на базе СО-лазера и двухкаскадного преобразования частоты его излучения в одном образце нелинейного кристалла $ZnGeP_2$ [1]. Для расширения диапазона генерации этого лазерного источника мы впервые реализовали трехкаскадную генерацию излучения импульсно-периодического СО-лазера (длительность импульса ~ 1 мкс) в одном образце нелинейного кристалла $ZnGeP_2$.

В эксперименте излучение СО-лазера, содержащие 63 спектральные линии в диапазоне длин волн 4,9-6,2 мкм, фокусировались в кристалл $ZnGeP_2$ под углом, соответствующим углу фазового синхронизма 48.3° . В излучении, вышедшем из кристалла, было зарегистрировано: 1) 86 спектральных линий в интервале длин волн 2,45-2,67 мкм (1^{ый} каскад преобразования); 2) 60 спектральных линий в интервале длин волн 4,4-4,9 мкм, соответствующих генерации разностных частот излучения 1^{ого} каскада и излучения СО-лазера (2^{ой} каскад преобразования); 3) 30 спектральных линий в интервале длин волн 2,40-2,45 мкм, соответствующих генерации суммарных частот излучения 2^{ого} каскада и излучения СО-лазера (3^{ий} кас-

кад преобразования). Эффективности $1^{\text{ого}}$, $2^{\text{ого}}$ и $3^{\text{ого}}$ каскадов составляли 4,8 %, 0,4% и 0,05%, соответственно. Расчёты показали, что благодаря третьему каскаду спектр излучения лазерной системы может быть расширен в коротковолновую область до 2,2 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-00209).

Литература:

1. Yu.M. Andreev, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, et al., *Quantum. electron.*, 43, 139-143, (2013).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СИНТЕЗИРОВАННЫХ В ПОЛЕ РАДИАЦИИ ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ИАГ

Мусаханов Досымхан¹, В. М.Лисицын², М.Г.Голковский³,
Ю.И.Михайлов⁴

¹*Национальный исследовательский университет им. Гумилева,
Астана, Казахстан, dos_f@mail.ru*

²*Томский политехнический университет, ИШНП,
634050, г. Томск, ул. Ленина, 30*

³*ИЯФ СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева,
д. 11,*

⁴*ИХТТМ СО РАН, 630128 Новосибирск, ул. Кутателадзе, 18,*

Люминофоры на основе ИАГ:Се являются наиболее перспективными для использования в светодиодах (СД). Люминофоры представляют собою кристаллические многокомпонентные системы. Синтез их осуществляется обычно с использованием твердофазных реакций. Температуры плавления компонентов – от 2455°С в Y_2O_3 до 2075°С в Al_2O_3 . Поэтому воспроизводимость результатов синтеза низкая: элементный состав микрористаллов существенно отличается от заложенного в шихту, изменяется состав разных партий люминофора даже при синтезе в одинаковых условиях, и одинакового исходного состава шихты. Изменяются и люминесцентные свойства. Объясняется это сильным влиянием на результат синтеза неконтролируемых отклонениях технологических режимов в процессе синтеза. Поэтому постоянно ведутся работы по совершенствованию технологий синтеза.

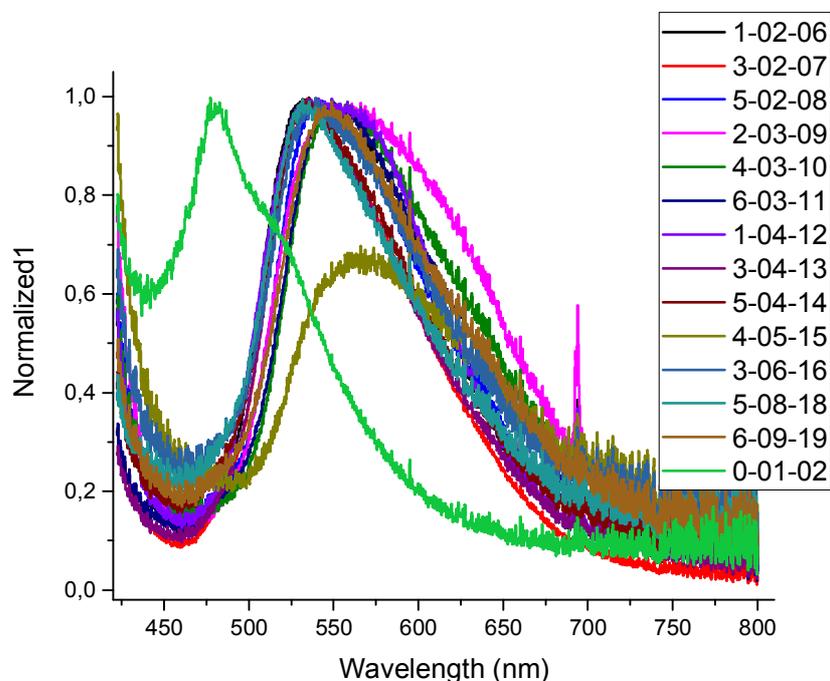
В настоящей работе приведены результаты исследований люминофоров, синтезированных в поле радиации. Синтез в поле радиации очевидно должен способствовать протеканию твердофазных реакций. Были синтезированы люминофоры разных составов с содержанием по шихте

Y₂O₃ от 22 до 36 вес%, Al₂O₃ от 56 до 62 вес%, Ce₂O₃ от 4.8 до 9.1 вес%, Gd₂O₃ от 0 до 12 вес%.

Синтезированные образцы представляли собою керамические шарики диаметром 3-6 мм характерного желтого цвета. Образцы дробились в порошок, измерялись спектры фотолюминесценции при возбуждении излучениями чипов с λ 365 и 460 нм. Были измерены также спектры возбуждения, кинетика затухания.

Установлено, что основные люминесцентные характеристики синтезированных люминофоров в основном подобны известным для полученных традиционными методами твердофазного синтеза.

На рисунке приведены результаты исследования спектров люминесценции раздробленных в порошок образцов разных составов. Видно, например, что в образцах с гадолинием спектры смещены в красную область.



Обозначения образцов	Составы
1.02.06.	Al ₂ O ₃ (62,5%) + Y ₂ O ₃ (37,5%)
3.02.07	Al ₂ O ₃ (59,5%) + Y ₂ O ₃ (35,7%)+ Ce ₂ O ₃ (4,8%)
5.02.08	Al ₂ O ₃ (56,8%) + Y ₂ O ₃ (34,1%)+ Ce ₂ O ₃ (9,1%)
2.03.09	Al ₂ O ₃ (62,5%) + Y ₂ O ₃ (25%)+ Gd ₂ O ₃ (12,5%)
4.03.10	Al ₂ O ₃ (59,5%) + Y ₂ O ₃ (23,8%) + Gd ₂ O ₃ (11,9%) + Ce ₂ O ₃ (4,8%)
6.03.11	Al ₂ O ₃ (56,8%) + Y ₂ O ₃ (22,7%)+ Gd ₂ O ₃ (11,4%) + Ce ₂ O ₃ (9,1%)
1.04.12	Al ₂ O ₃ (62,5%) + Y ₂ O ₃ (37,5%)
3.04.13	Al ₂ O ₃ (59,5%) + Y ₂ O ₃ (35,7%)+ Ce ₂ O ₃ (4,8%)
5.04.14	Al ₂ O ₃ (56,8%) + Y ₂ O ₃ (34,1%)+ Ce ₂ O ₃ (9,1%)
4.05.15	Al ₂ O ₃ (59,5%) + Y ₂ O ₃ (23,8%)+ Gd ₂ O ₃ (11,9%) + Ce ₂ O ₃ (4,8%)

3.06.16	$\text{Al}_2\text{O}_3(59,5\%) + \text{Y}_2\text{O}_3(35,7\%)+ \text{Ce}_2\text{O}_3(4,8\%)$
5.08.18	$\text{Al}_2\text{O}_3(56,8\%) + \text{Y}_2\text{O}_3(34,1\%)+ \text{Ce}_2\text{O}_3(9,1\%)$
6.09.19	$\text{Al}_2\text{O}_3(56,8\%) + \text{Y}_2\text{O}_3(22,7\%)+ \text{Gd}_2\text{O}_3(11,4\%) + \text{Ce}_2\text{O}_3(9,1\%)$
0.01.02.	Al_2O_3

Ведутся исследования свойств полученных образцов для сопоставления с люминесцентными характеристиками.

ФОТОХРОМНЫЕ ЦЕНТРЫ В КРИСТАЛЛАХ CaF_2 : НЕЭМПИРИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

А.С. Мясникова¹, А.С.Мысовский²

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт геохимии им.А.П.Виноградова Сибирского отделения Российской академии наук, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского, 1а, sasham@igc.irk.ru

² Национальный исследовательский Иркутский государственный технический университет, 664074, г.Иркутск, ул.Лермонтова, д.83

Явление фотохромизма (изменения окраски кристаллов под действием ультрафиолетового излучения) в кристаллах фторида кальция с некоторыми примесями известно более 50 лет [1]. Тем не менее интерес к исследованию таких центров не угасает, что связано как с возможностью использования таких материалов в голографических устройствах, так и с самими механизмами создания и преобразования фотохромных центров. В работе [1] была предложена модель, содержащая трехвалентный редкоземельный ион, анионную вакансию и один (PC^+) или два (PC) электрона. Тем не менее сейчас предложены и другие модели фотохромных центров (см. например, [2]). Ответы на некоторые вопросы могут дать расчетно-теоретические исследования.

В данной работе мы представляем результаты неэмпирических квантово-химических расчетов фотохромных центров в кристаллах CaF_2 , активированных ионами La^{3+} , Ce^{3+} , Pr^{3+} . Теоретические расчеты были выполнены методом встроенного молекулярного кластера с помощью программных комплексов PC Gamess и Gaussian 03. Расчеты были выполнены методом функционала плотности с использованием функционала B3LYP, а энергии оптических переходов рассчитывались методом TD DFT.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00298_мол_а.

Литература:

1. R.C.Alig. *Phys.Rev. B.*, V.3, p. 536 (1971).
2. A.V.Egranov, T.Yu.Sizova, R.Yu.Shendrik, N.A.Smirnova. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 90, p.7-15 (2016).
3. Иркутский суперкомпьютерный центр СО РАН (Электронный ресурс): сайт. – Иркутск: ИДСТУ СО РАН. – URL: <http://hpc.icc.ru>

ИСТОЧНИК КОРРЕЛИРОВАННЫХ ФОТОНОВ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

Б.А. Наседкин, А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев

*Институт физики им Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036,
г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38
Сибирский федеральный университет, 660041, г. Красноярск,
пр. Свободный, 79, b.nasedkin@bk.ru*

Спонтанный параметрический распад (СПР) является одним из самых распространённых способов генерации коррелированных пар фотонов. Уникальные свойства коррелированных фотонов находят своё применение в квантовой криптографии, томографии, бифотонной спектроскопии и квантовых изображениях. Коррелированные фотоны могут проявлять свойства квантовой запутанности и корреляции по времени, спектральной частоте, состоянию поляризации и направлению разлёта. В настоящей работе изучены характеристики коррелированных пар фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического распада в кристалле бета-бората бария (ВВО) в условиях неколлинеарного синхронизма I-типа. В качестве источника основного излучения использовался полупроводниковый лазер на 405 нм. Наблюдалась картина характерная СПР. Генерируемое излучение распространялось вдоль образующих конуса, ось вращения которого совпадала с направлением распространения основного излучения, а угол раствора определялся углом поворота кристалла ВВО. На противоположных образующих конуса выделялись участки (каналы), в которых производилась регистрация одиночных фотонов с временным разрешением 82 пс. Анализ временной задержки между регистрируемыми фотонами выявил пик, происхождение которого связано с наличием коррелированных по времени фотонов. Измеренное время корреляции составило 0,8нс. Измерения проводились при регистрации общего числа фотонов в каждом из каналов порядка 50000 ед./с. Скорость генерации коррелированных пар фотонов превышала 4000 ед./сек, что соответствует коэффициенту корреляции $\eta=8\%$.

Исследование выполнено при поддержке краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки на-

учной и научно-технической деятельности» в рамках участия в мероприятии: «XVI Международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике»

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИКО-БИОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Негреева М.Б.¹, Петрушин В.С.²

¹*Иркутск, ФГБНУ Иркутский научный центр хирургии и травматологии, negreeva@yandex.ru*

²*Иркутск, ФГБУ ВО Иркутский государственный университет*

Одним из современных медико-биологических направлений применения лазеров является использование его как инструмента воздействия на биологические объекты, в частности, рассечение тканей под влиянием мощного излучения. Лазерный луч широко используется в качестве универсального скальпеля, который превосходит обычный электронож по своим режущим и кровоостанавливающим свойствам, а также обладает рядом преимуществ:

- отсутствие прямого механического контакта инструмента с биотканью, устраняющее опасность инфицирования оперируемых органов и обеспечивающее проведение операции на свободном операционном поле,
- гомеостатическое действие излучения, позволяющее получить практически бескровные разрезы, останавливать кровотечение из кровоточащих тканей,
- собственное стерилизующее действие излучения, являющееся активным средством защиты инфицирования ран, что предотвращает осложнения в послеоперационном периоде,
- возможность управления параметрами лазерного излучения, позволяющая получать различные эффекты при взаимодействии излучения с биотканями,
- минимальное воздействие на близлежащие ткани.

Закономерности, управляющие проникновением излучения в ткани, имеют непосредственное отношение к проблеме механизма биологического действия лазерной радиации. Одна из причин того, что излучение проникает на ограниченную глубину, состоит в поглощении лазерного излучения биологическими тканями, а оно является, за редким исключением, обязательным начальным звеном, которое предшествует цепи изменений, развивающихся в облученном организме. Глубина проникновения лазерного излучения в ткани весьма важна в практическом отношении, так как она является одним из факторов, определяющих границы возмож-

ного применения лазеров в клинике. Наиболее широкое применение нашли газовые углекислотные лазеры (длина волны излучения 10,6 мкм), работающие в импульсном и непрерывном режиме с мощностью излучения до 100 Вт. Механизм действия излучения CO₂-лазера заключается в нагреве биоткани за счет сильного поглощения ею лазерного излучения вблизи поверхностного слоя. Глубина проникновения этого излучения не превышает 50 мкм. В зависимости от плотности мощности излучения его воздействие проявляется в эффектах разреза (при плотности мощности несколько сотен киловатт на 1 см³) или поверхностной коагуляции биоткани. Разрез ткани осуществляют сфокусированным лазерным лучом за счет послойного испарения ее (при объемных плотностях порядка нескольких сотен ватт на 1 см³).

При мощности лазерного излучения 20 Вт, диаметре сфокусированного пучка лазерного излучения 1 мм (поверхностная плотность мощности 2,5 кВт/см²) и глубине проникновения излучения 50 мкм объемная плотность мощности лазерного излучения, идущая на нагрев биоткани, достигает 500 кВт/см³. Такая чрезвычайно высокая объемная плотность мощности лазерного излучения обеспечивает быстрый нагрев и разрушение биоткани в зоне действия лазерного луча. Важно качественно представлять весь процесс воздействия: вначале происходит разложение биоткани с испарением жидкой и карбонизацией твердой фаз, полная карбонизация наблюдается в интервале температур 200--220°C, а карбонизированный каркас существует до температур 400--450°C и при дальнейшем повышении температуры -- выгорает. При горении карбонизированного каркаса температура газообразных продуктов сгорания составляет 800--1000°C. Меняя длительность нахождения луча в одной точке можно варьировать силу воздействия на эту область. Глубина разреза определяется скоростью перемещения границ слоя разрушения. Чем ниже скорость перемещения точки фокусировки вдоль линии разреза, тем больше глубина разреза, сильнее изменения и наоборот. Изучение физико-биологических эффектов высокоэнергетического лазерного воздействия на ткани позволит выработать четкие рекомендации в выборе параметров воздействия в зависимости от оптических свойств тканей, возможностей современных лазеров, а также выделить методики их применения, согласующиеся с потребностями разных областей медицины.

ОПТИЧЕСКИЕ СТЕКЛА ИЗ ПРИРОДНОГО КВАРЦЕВОГО МАТЕРИАЛА

А.И.Непомнящих

*Институт геохимии им.А.П. Виноградова СО РАН, 664033,
г. Иркутск, ул. Фаворского, 1а, ainer@igc.irk.ru*

Природное кварцевое сырье является главным источником получения высокочистых кварцевых концентратов для производства прозрачного кварцевого стекла и кварцевой керамики. Традиционно для получения кварцевых концентратов высокой и ультравысокой чистоты используются жильные разновидности кварца различных геолого-генетических типов. Как правило, жилы имеют небольшие запасы и характеризуются высокой степенью неоднородности. Кроме того, в связи с возрастающей потребностью в высококачественном кварцевом сырье и истощением запасов традиционных кварцевых месторождений возникает острая потребность в поисках и оценке других источников особо чистого кварцевого сырья. Примером такого источника высококачественного кварцевого сырья являются кварциты Восточного Саяна [1-3]. В отличие от жильных разновидностей кварца кварциты Восточного Саяна обладают высокой степенью однородности и высокой степенью чистоты. В докладе будут приведены основные характеристики различных типов кварцитов Гарганского кварценосного района Восточного Саяна [1-4], гранулированного кварца Анахчи-Чипикетского жильного поля Патомского нагорья (жила 2821). Все типы природного кварцевого сырья существенно отличаются по своим структурно-текстурным характеристикам, минеральным и флюидным включениям. В зависимости от этих характеристик требуется конкретный выбор процессов для получения особо-чистых концентратов. Нами обнаружен на Ока-Урикском блоке Восточного Саяна уникальный по чистоте сахаровидный кварц. По чистоте он превосходит горный хрусталь.

На основе суперкварцитов и сахаровидного кварца Ока-Урикского блока и сливного кварца Урда-Гарганского блока, без применения процессов высокотемпературного хлорирования, получены кварцевые концентраты ультравысокой чистоты, соответствующие марке КГО-5 по квалификации ТУ 5726 [5] или ЮТА-4 фирмы UNIMIN. Из кварцевых концентратов получено оптическое кварцевое стекло марки КИ в соответствии с ГОСТ 15130-86 [6]. Особые требования по устойчивости к кристаллизации предъявляются к кварцевому стеклу для получения термостойкой кварцевой керамики [7]. В свою очередь эти характеристики зависят как от качества кварцевых концентратов, применяемых для получения кварцевого стекла, так и от структуры стекла.

Литература

1. Непомнящих А.И., Волкова М.Г., Жабоедов А.П. и др. // Физика и химия стекла. 2018. Т.44. № 2,
2. Непомнящих А.И., Демина Т.В., Жабоедов А.П. и др. // Физика и химия стекла. 2017. Т.43. № 3. С. 288-295.
3. Воробьев Е. И., Спиридонов А. М., Непомнящих А.И., Кузьмин М.И. // Доклады АН. 2003. Т.390, № 2. С. 219-223.
4. Волкова М. Г., Непомнящих А. И., Федоров А. М. и др. // Геология и геофизика. 2017. т. 58. № 9. С. 1324-1331
5. Технические условия ТУ 5726-002-11496665-97. Кварцевые концентраты из природного кварцевого сырья для наплава кварцевых стекол // ГОССТАНДАРТ РОССИИ, Внесён в Реестр за № 200/016061 15.09.97
6. ГОСТ 15130-86. Стекло кварцевое оптическое.
7. А. И. Непомнящих, А. А. Шалаев, Т. Ю. Сизова и др. // Кристаллография, 2018, том 63, № 2.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ
ПЛЕНОК Al-Si-N**

Г.Ж. Ногайбекова, Б.П. Гриценко

*Национальный исследовательский Томский
политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.*

Пленки состава Al-Si-N обладают целым рядом полезных, с точки зрения их использования, свойств. Эти пленки имеют высокие микротвердость до 35 ГПа, температурную стойкостью к окислению, до 1500 °С, прозрачны в видимом диапазоне спектра электромагнитного излучения. Последнее дает возможность использовать их в оптических элементах, а также проводить исследования и диагностику оптическими методами, такими как абсорбционная и люминесцентная спектрометрия.

В работе изучены оптические свойства покрытий Al-Si-N нанесенных на кварцевое стекло. Изучение люминесцентных свойств пленок проводилось при возбуждении стационарной ксеноновой лампой (Osram XBO 150w/4) с выделением излучения с энергией 4,47 эВ, и электронным пучком ($E_{cp}=250$ кэВ, длительность $\tau = 12$ нс). Временное разрешение составляло 10 нс. Фотолюминесценция при возбуждении в других областях спектра, при данной интенсивности не наблюдалась. Излучение

ксеноновой лампы приходится на область фундаментального поглощения ($E > 4$ эВ) и, поэтому возбуждались только поверхностные центры свечения.

Спектр свечения фотолюминесценции имеет достаточно сложную структуру с максимумами в области 3,55 эВ и менее интенсивным в области 3,8 эВ (толщина пленки составляла $h = 20.8$ мкм).

Катодолюминесценция пленок при возбуждении наносекундным пучком электронов измеренная через 10 нс после начала импульса имеет также сложный спектр свечения. Необходимо отметить, что пробег электронов в кварцевом стекле, которое является подложкой, составляет ~ 250 мкм. Таким образом, при толщине пленок на уровне десятка микрон, электроны проходят сквозь подложку и поглощаются в основном в кварцевом стекле, вызывая его свечение. Поэтому спектр свечения пленки определялся по разности свечения кварцевого стекла с пленкой и кварцевого стекла без пленки (подложки). В свечении можно выделить максимумы в областях 2,5; 3,1; 3,8; 4,1; эВ. Основная часть интенсивности свечения спадает с постоянной времени менее 10 нс.

Таким образом, под действием оптического излучения и электронного пучка наблюдается интенсивное излучение пленок Al-Si-N со спектрами свечения сложного состава. Фотолюминесценция при возбуждении излучением с энергией 4,47 эВ, которое находится в непрозрачной области пленок, связано, по-видимому, с поверхностными центрами свечения.

Изучение люминесценции пленок, показывает, что спектры свечения при разных видах возбуждения не совпадают. Это указывает на то, что в пленках Al-Si-N имеется целый набор центров свечения, которые возбуждаются с разной эффективностью при разных типах возбуждения.

ИОННО-ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ МОДИФИЦИРОВАННЫХ СЛОЕВ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В.Л. Паперный

Иркутский государственный университет

Рассмотрены результаты синтеза плазменными методами композитных пленок LiF, содержащих наноразмерные металлические кластеры, в результате чего пленка приобретает нелинейные свойства. Приведены также данные по созданию модифицированных слоев щелочно-галогидных кристаллов путем облучения пучком ионов металлов с энергиями в диапазоне от нескольких десятков до сотен килоэлектронвольт. В результате облучения в кристаллах формируются поверхностные микронные слои, содержащие имплантированные ионы и кластеры атомов материала пучка, которые обладают люминесцентными свойствами в разных спектраль-

ных диапазонах. Рассмотрены некоторые возможные области применения полученных модифицированных слоев.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОКСИДА ЦИНКА ОТ ПАРАМЕТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ

Петрук Е.В., Зверев А.С., Алукер Н.Л

*Кемеровский государственный университет,
650000, г. Кемерово, ул. Красная, 6, petruk_evgeniy@mail.ru*

В работе была исследована люминесценция порошка оксида цинка марки ХЧ и поликристаллической пленки, полученной осаждением испаренного лазером порошка ZnO на кварцевое стекло. Во время возбуждения импульсом света микросекундной длительности с длиной волны 355 нм (3,49 эВ) наиболее интенсивной полосой люминесценции в обоих образцах является экситонная [1] полоса ≈ 3.2 эВ. Широкая неэлементарная полоса 3-1,9 эВ видимой люминесценции, связываемая с дефектами кристаллической решетки [1], отчетливо наблюдается в исходном порошке и почти полностью не видна в пленке.

В работе приведены результаты демонстрирующие значительное влияние интенсивности возбуждающего излучения, задержки и длительности регистрации люминесцентного сигнала на вид спектра люминесценции оксида цинка. Показано, что в момент возбуждения зависимости выхода экситонной люминесценции от интенсивности возбуждающего импульса имеет вид кривой с минимумом. При этом, видимая люминесценция монотонно растет с увеличением интенсивности возбуждающего импульса.

Были зарегистрированы спектры люминесценции образцов при возбуждении излучением 3,49 эВ с задержкой строба 50 мкс и длительностью строба 300 мкс. В данных условиях регистрации, в спектре исходного порошка ZnO удалось обнаружить полосу с максимумом 2,7 эВ и значительное менее интенсивную полосу 2,3 эВ, а в пленке исключительно полосу 2,7 эВ. Таким образом в видимой области люминесценции можно выделить две группы полос: интенсивную широкую неэлементарную полосу со условно малым временем затухания (≈ 5 мкс) и малоинтенсивную сине-зеленую люминесценцию со временем затухания порядка 80 мкс. Также стоит отметить качественную корреляцию интенсивности «быстрой» видимой люминесценции и длительной полосы 2,3 эВ в исходном порошке.

Литература:

1. Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, and H. Morkoç, *J. Appl. Phys*, 98,0413012005, (2005).

**ОПТИКО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКЕРАМИКИ
MgAl₂O₄, СИНТЕЗИРОВАННОЙ МЕТОДОМ
ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ**

Полисадова Е.Ф., Хасанов О.Л., Валиев Д.Т., Степанов С.А.,
Двилис Э.С., Пайгин В.Д., Ваганов В.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, пр. Ленина 30, elp@tpu.ru

Керамика на основе магний-алюминиевой шпинели (МАШ) обладает высокой механической прочностью, термической, химической и радиационной стойкостью, высокой прозрачностью в широком диапазоне спектра [1] и является перспективным функциональным материалом для изготовления оптических элементов устройств, работающих в экстремальных температурных и радиационных полях.

Метод электроимпульсного плазменного спекания (spark plasma sintering, SPS) является наиболее перспективным, т.к. обеспечивает высокое качество керамики за счет высокой скорости синтеза и минимального роста зерен. Целью работы является исследование влияния условий SPS синтеза и структурно-морфологических свойств нанопорошка MgAl₂O₄ на оптико-люминесцентные характеристики керамики. Оптически прозрачная керамика изготовлена из нанопорошка МАШ производства компании Baikalex на установке SPS-515S, при варьировании давления прессовки от 60 до 83 МПа, температуры T в диапазоне 1300-1500°C. Спекание спрессованных образцов проводили в вакууме (10^{-3} Па).

Исследованы спектры пропускания, возбуждения, фото- и катодолюминесценции, кинетики затухания свечения. Определены оптимальные условия для синтеза прозрачной керамики. Показано что увеличение давления прессования приводит к уменьшению коэффициента пропускания τ , максимум светопропускания наблюдается при $T=1350^\circ\text{C}$, превышение T приводит к значительному уменьшению τ . Показано, что интенсивность «собственной» люминесценции МАШ слабо зависит от условий синтеза, тогда как для примесных центров характерен рост интенсивности при T выше 1400°C .

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 17-13-01233

Литература:

1. Ganesh I. A review on magnesium aluminate ($MgAl_2O_4$) spinel: synthesis, processing and applications // Intern. Materials Reviews (2013), 58, 2, 63-112.
2. Khasanov O.L., Dvilis E.S., Khasanov A.O., Polisadova E.F., Kachaev A.A. Optical and mechanical properties of transparent polycrystalline $MgAl_2O_4$ spinel depending on SPS conditions // Physica Status Solidi C (2013), 10,6, 918.

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА АТОМОВ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА В БАЗИСЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ И ЯДРА

В.А. Бобрикова, Е.Н. Попов, К.А. Баранцев,
А.С. Курапцев, А.Н. Литвинов

*Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого,
195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29,
enp-tion@yandex.com*

Взаимодействие ансамбля горячих щелочных атомов с непрерывным лазерным излучением, как правило, описывается в базисе сверхтонких состояний [1]. Он удобен тем, что все зеемановские подуровни, относящиеся к одному и тому же сверхтонкому уровню, имеют одинаковые энергии. Однако в некоторых задачах по оптической накачке спиновой поляризации щелочных атомов имеет смысл рассматривать динамику состояния ядра и электронной оболочки независимо друг от друга. Особенно актуальна данная проблема в задачах, связанных со столкновительными релаксационными процессами в газовых ячейках, поскольку время столкновения щелочных атомов друг с другом или щелочных атомов с атомами буферного газа много меньше, чем характерное время сверхтонкого взаимодействия [2]. Это приводит к неоднородной релаксации состояний электронной оболочки и ядра щелочного металла в ячейках с плотным буферным газом.

Для исследования оптической накачки в базисе состояний электронной оболочки и ядра было использовано преобразование (1):

$$|F, M\rangle = \sum_{m_i, m_j} (-1)^{J-I+M} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} J & I & F \\ m_j & m_i & -M \end{pmatrix} |I, m_i\rangle |J, m_j\rangle \quad (1)$$

где F и M – полный момент атома и его проекция, J и m_j – полный момент электронной оболочки и его проекция, I и m_i – угловой момент ядра и его проекция.

Результатом работы являлось наблюдение динамики магнитного момента атома щелочного металла, который создаётся преимущественно

электронной оболочкой в $^2S_{1/2}$ состоянии в присутствии оптической накачки и магнитного поля.

Литература:

1. *W. Happer*, Rev. Mod. Phys. V.44, I.2 p.169 (1972)
2. *A. Sieradzan and F.A. Franz*, Phys. Rev. A. V.25, I.6 pp. 2985-2995 (1982)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ZnCdS С ПРИМЕСЬЮ СЕРЕБРА

Клюев В.Г., Волыхин Д.В., Попова Е.В., Зарочинцева М.С.

*Воронежский государственный университет, 394018,
г. Воронеж, Университетская площадь, 1, Badwolf17@yandex.ru*

Исследовано влияние переменной концентрации серебра на люминесценцию КТ ZnCdS. Образцы были получены золь-гель методом. Исходными материалами, используемыми для приготовления образца, были $CdBr \cdot 9H_2O$, ZnCl, Na_2S и $(Ag(NO_3)_3)$ и желатина использованного в качестве стабилизатора. Были получены спектры поглощения и люминесценции КТ (квантовая точка) $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$, а так же КТ $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$ с примесями серебра в процентных соотношениях 0.5 %; 1 %; 3 %; 5 % и 10 % в диапазоне 250-800 нм, графики которых приведены на рисунке ниже. Серебро, в нашем случае, осаждается на поверхность КТ. В спектрах поглощения наблюдается перегиб для энергии 3.3 эВ, соответствующий эффективной запрещенной зоне КТ $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$. При энергии равной 2.7 эВ для концентрации серебра 5 % и 10 % наблюдается перегиб, который соответствует КТ Ag_2S . Интенсивность полос люминесценции возрастает в 1.6 раза с увеличением концентрации серебра от 0.5 % до 3 %. Данный метод синтеза (осаждение серебра на поверхность КТ) позволяет увеличить интенсивность люминесценции КТ $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$ более чем в 1.5 раза.

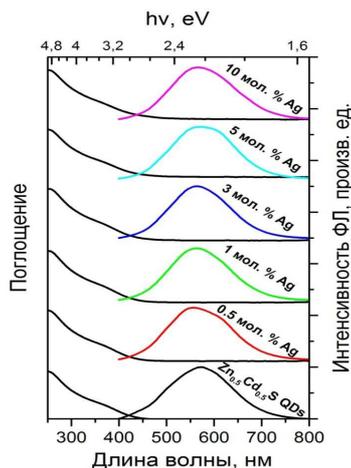


Рис. 1. Спектры поглощения и спектры люминесценции квантовых точек $Zn_{0,5}Cd_{0,5}S$ чистых и с примесью Ag в разных процентных соотношениях.

ЛИДАРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СЕРОВОДОРОДА

В.Е.Привалов, В.Г.Шеманин

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29, vaevpriv@yandex.ru ;
Новороссийский политехнический институт Кубанского государственного
технологического университета, 353900, Новороссийск, ул. К.
Маркса 20, vshemanin@yandex.ru*

В Чёрном море на глубине около 150-75 м находится сероводород [1]. Поскольку уровень H_2S пульсирует, возможно повышение концентрации этого опасного вещества в верхних слоях моря и даже в атмосфере. Необходим мониторинг H_2S с объектов, летающих над поверхностью моря. Наиболее подходящим инструментом для решения данной задачи может явиться лидар. В [2,3] нами производились соответствующие оценки для сероводорода в воздухе. Было показано, что лидар комбинационного рассеяния света может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на уровне сотен и тысяч ПДК, в том числе и из космоса. В лекции представлены результаты численного решения лидарного уравнения для комбинационного рассеяния света молекулами сероводорода при зондировании молекул H_2S в атмосфере и воде с летающей платформы на различных высотах. Исследовано время, необходимое для измерения уровня концентраций исследуемых молекул на глубине до 100 м (длина волны излучения лазера 532 нм).

Литература

1. <http://svpressa.ru/society/article/155858/?cbr=1> Иванов А. «Из Черного моря уходит жизнь», 06.09.2016.
2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Лань, 2013.- 288 с.
3. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул сероводорода в атмосфере лидаром комбинационного рассеяния света из космоса. //Оптика и спектроскопия. 2017, том 123, № 6, с. 941–945

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ СЕЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА НА УСИЛЕНИЕ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А.Кожевников, В.Е.Привалов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29, vaevpriv@yandex.ru

Большинство газоразрядных лазеров (ГРЛ) и диэлектрических имеют активные элементы цилиндрической формы. В 1960-70-х годах прошлого века стали интересоваться по различным причинам иными формами. В частности, шли поиски резервов мощности ГРЛ с линейными резонаторами, устойчивой работой кольцевых лазеров [1,2]. Модели не были достаточно строгими. Однако эксперименты с He-Ne лазером прямоугольного сечения показали соответствие модели и реальности [3]. Появилось желание найти оптимальное с энергетической точки зрения сечение. Поэтому изучались различные сечения и в последнее время [4,5].

В процессе исследований выяснялись новые влияющие факторы. Для их учета требовались более сложные модели. Кроме того, большинство сечений не допускают аналитических решений. Поэтому велись приближенные вычисления. За прошедшие десятилетия существенно изменились методы и средства вычислений. Появилась необходимость рассмотрения моделей 1960-70-х годов с учетом этих изменений. Авторы считали, что могут появиться неучтенные возможности.

Ожидания оправдались. Пришлось пересмотреть ряд моделей. В прежних моделях были и противоречивые результаты. В докладе рассмотрен ряд сечений, большинство из которых не изучались ранее. Основным достоинством уточненных моделей стала их непротиворечивость.

Литература

1. В.Е.Привалов, С.А.Фридрихов //ЖТФ 1968, т.38, с.2080.
2. В.Е.Привалов, С.Ф.Юдин // Квант. электроника 1974, т.1, с.2484.

3. Привалов В.Е., Ходовой В.А. // Оптика и спектр. 1974, т.37, с.797.
4. Привалов В.Е. Тезисы лекций и докладов 15-й ММК по люминесценции и лазерной физике, Иркутск, 2016, с.141
5. Долгих Г.И., Привалов В.Е. «Лазерная физика. Фундаментальные и прикладные исследования» Владивосток, изд-во «Рея», 2016, 352 с.

МНОГОФОТОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ОКСИДА АЗОТА В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

А. В. Пучикин, Ю. Н. Панченко, В. Ф. Лосев, С. М. Бобровников

*Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск,
пр. Академический, 2/3, apuchikin@mail.ru*

Диоксид азота является токсичным веществом, который содержится в атмосфере промышленных городов. Для определения источника локализации NO_2 наиболее эффективно используются лидарные методы, которые позволяют дистанционно и оперативно обнаруживать опасные вещества в атмосфере. Одним из перспективных методов дистанционной оптической диагностики является лазерная фотофрагментация вещества с последующей флуоресценцией фрагментов. Использование лазерных источников излучения фемтосекундной длительностью позволяет реализовать многофотонные процессы диссоциации, возбуждения и ионизации молекул.

В данной работе сообщается о результатах исследования взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с NO_2 в атмосферных газах. Экспериментально зарегистрирована флуоресценция молекулы NO $A-X$ в филаменте, образованной в газовой среде N_2/NO_2 при воздействии фемтосекундного излучения. Показано, что при концентрации NO_2 10 ppb в азоте с давлением 0,5 атм, флуоресценция NO состоит из колебательных переходов электронных уровней $A^2\Sigma^+(v'=0-2) - X^2\Pi(v''=0-5)$, которая обусловлена многофотонной диссоциацией с верхних возбужденных уровней $3s\sigma^2\Sigma^+$ молекулы NO_2 . Продемонстрировано, что интенсивность свечения спектральной полосы $A-X$ молекул NO повышается с ростом давления азота, за счет межмолекулярной безызлучательной передачи энергии с метастабильного уровня молекул N_2 $A^3\Sigma_u^+$ на электронный уровень молекул NO $A^2\Sigma^+$.

Работа выполнена при финансовой поддержке междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 161 и гранта РФФИ 16-29-09474 офи_м.

ЭФФЕКТИВНАЯ АПКОНВЕРСИЯ В ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb^{3+} - Ho^{3+}

Раджабов Е. А., Шендрик Р.Ю.

*Институт геохимии им.А.П. Виноградова СО РАН, 664033, г. Иркутск,
ул. Фаворского, 1а, eradzh@igc.irk.ru*

Поиск эффективных люминофоров преобразующих ближнее инфракрасное излучение в видимый свет остается актуальной задачей [1]. Ион Yb^{3+} является эффективным сенсбилизатором для ионов Ho^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} из-за его большого сечения поглощения около 980 нм и эффективного переноса энергии возбуждения [1, 2]. Детальные механизмы переноса и структура дефектов требуют исследований.

Нами исследована эффективная апконверсия в кристаллах SrF_2 , BaF_2 активированных YbF_3 - HoF_3 с концентрациями в интервале 0.01 до нескольких моль. %. Для возбуждения анти-стоксовой люминесценции использовался полупроводниковый лазерный модуль 980 нм с измеренной мощностью 69 мВт. В ряду изученных пар лантаноидов Yb-RE (RE - Pr, Nd, Sm, Dy, Ho, Er, Tm) только Yb-Ho обладали эффективной видимой апконверсионной люминесценцией.

В спектрах люминесценции нами наблюдались полосы Ho^{3+} при 542 нм ($^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4-^5\text{I}_8$), 650 нм ($^5\text{F}_5-^5\text{I}_8$), 752 нм ($^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4-^5\text{I}_7$) и 1150-1180 нм ($^5\text{I}_7-^5\text{I}_8$), с развитой структурой вследствие взаимодействия с кристаллическим полем. Структуры полос Ho^{3+} при возбуждении лазером 980 нм (апконверсия) и при возбуждении 532 нм, попадающем в край полосы Ho^{3+} , значительно отличаются. Отличаются также времена затухания свечения Ho^{3+} при возбуждении излучением 337 нм азотного лазера и лазера 980 нм. Все это вызвано близким расстоянием между ионами Yb-Ho в апконверсионном центре, что приводит к возмущению переходов в ионе гольмия. Обнаружено миллисекундное разгорание апконверсионного свечения Ho^{3+} . Интенсивности видимых полос свечения Ho^{3+} пропорциональны квадрату мощности излучения лазера 980 нм. Вместе с отсутствием «синих» полос свечения Ho^{3+} это указывает на двухфотонный механизм возбуждения. Обнаружена сильная экспоненциальная зависимость интенсивности апконверсионного свечения Ho^{3+} от концентрации Yb^{3+} и слабая зависимость от концентрации гольмия.

Возможные механизмы переноса возбуждений между Yb^{3+} и Ho^{3+} в кристаллах фторидов рассматриваются в докладе.

Литература:

[1] Auzel F. *Chemical reviews* 104, no. 1, 139-174 (2004)

[2] Овсянкин В.В., Феофилов П.П. *Письма в ЖЭТФ*, 4, 471-474 (1966)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ InP/GaInP ТОЧЕК

А. Ю. Романова¹, П. А. Буряк¹, Д. В. Лебедев², А. М. Минтаиров²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, office@spbstu.ru

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, post@mail.ioffe.ru

В данной работе при помощи метода ближнепольной микроскопии были зарегистрированы спектры люминесценции одиночных квантовых InP/GaInP точек при температуре 10 К.

Исходная гетероструктура была выращена методом металлоорганической эпитаксии из газовой фазы. Структура представляла собой следующую последовательность слоев: подложка GaAs (разориентация 2° относительно направления [110]), 100 нм буверный слой GaAs, 70 нм слой GaInP, 3 монослоя InP, формирующие квантовые точки (КТ), 40 нм слой GaInP. Осаждение фосфида индия проводили при температуре 725°C . При данных условиях роста были получены InP КТ обладающие латеральным размером 150 нм, толщиной 20 нм и поверхностной плотностью $1\cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$ [1, 2]. Такие геометрические характеристики КТ позволили зарегистрировать спектральные линии от одиночных точек при использовании ближнепольных зондов, полученных вытягиванием оптоволокна. Спектральные исследования проводили в установке криомагнитной ближнепольной микроскопии. Приложение магнитного поля позволило обнаружить диамагнитный сдвиг спектральных линий от одиночных точек. Для ряда КТ диамагнитный сдвиг составлял $0.01\text{ мВ}/\text{T}^2$ и носил квадратичный характер, исходя из чего были сделаны выводы о радиусе экситона в исследуемых объектах. Для ряда линий диамагнитный сдвиг носил линейный характер, что свидетельствует об эффектах электронной корреляции в КТ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00321.

Литература:

1. D. V. Lebedev et al, *Semiconductors*, 52, 497-501, (2018).
2. J. Porsche, A. Ruf, M. Geiger, F. Scholtz. *J. Cryst. Growth*, 195, 591-595, (1998).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

М.С. Руменских, М.А. Ефимов, А.А. Чибранов,
А.Г. Березуцкий, И.Б. Мирошниченко

marina_rumenskikh@mail.ru

*Институт лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15
б, info@laser.nsc.ru*

*Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1, nsu@nsu.ru*

Процессы, происходящие в ионосфере и магнитосфере Земли, достаточно трудно поддаются моделированию, и создание физических моделей, описывающих взаимодействие космической плазмы с внешними возмущениями, невозможно без экспериментальной проверки в лаборатории.

В экспериментах, проводимых в Лаборатории 3.1 энергетики мощных лазеров (отдел лазерной плазмы) ИЛФ СО РАН проводятся эксперименты с лазерной плазмой для моделирования быстропротекающих процессов в околоземной космической среде. Одним из важных параметров является скорости движения различных ионных компонент лазерной плазмы. Одним из способов измерения скорости является Доплеровское уширение и смещение спектральных линий. Ширина спектральной линии определяется по формуле $\Delta\lambda/\lambda = \Delta V/c$. В частности, это позволяет измерить поперечную составляющую скорости и конус лазерного факела. Применяемые лазерные мишени из полиэтилена дают ионы водорода и углерода разных зарядов, которые частично сепарируются и имеют разный конус разлета. Измерение этого эффекта возможно только спектральными методами с применением ПЗС линейки для регистрации профиля линии. Также предполагается проведение исследования по воздействию магнитного поля на угол разлета лазерной плазмы.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 18-32-00029, программы фундаментальных исследований СО РАН № 0307-2017-0015 и проекта РФФИ №16-52-14006

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ BaBrI МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО

А.Е. Рупасов^{1),2)}, А.И. Русаков¹⁾, А.А. Шалаев^{1),2)}, Р.Ю. Шендрик^{1),2)}

¹⁾ *Институт геохимии им. Виноградова СО РАН, ул. Фаворского, 1а,
Иркутск, 664043, Россия*

²⁾ *Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, б-р
Гагарина, 20.
jkljnb16@gmail.com*

Кристаллы BaBrI активированные ионами редкоземельных металлов являются перспективными сцинтилляционными материалами. В данной работе рассматриваются аспекты выращивания таких кристаллов, методом Чохральского. Этот способ предлагается в качестве альтернативы методу Стокбаргера, поскольку позволяет вытягивать монокристалл в свободном пространстве что позволяет исключить образование паразитных зародышей на стенках тигля. Метод Чохральского может быть лучшим вариантом для воспроизводимого и контролируемого роста крупных кристаллов, позволяет контролировать состав атмосферы.

Проведение ростовых экспериментов с использованием затравки в виде кварцевых капилляров, показали, что для роста необходима реакция вещества с кварцем. Были использованы затравки, изготовленные из монокристаллов BaBrI, полученные методом Стокбаргера. По данным термогравиметрического анализа, при котором регистрируется изменение массы образца и экспериментов были определены условия роста кристаллов, определены требования к предварительной подготовке сырья. Перед расплавлением требуется выдержка в вакууме на температурных полках для удаления воды из сырья, в процессе нагрева начинает выделяться газообразный йод. Выращивание кристалла происходило в атмосфере аргона для предотвращения нарушения стехиометрии расплава.

Выполнив ряд экспериментов по росту кристаллов, мы получили монокристаллические образцы. Согласно результатам рентгенофазового анализа и спектроскопии было установлено что полученными образцами являются: кристалл BaI₂, твёрдый раствор BaI₂xBaBr₂, кристалл BaBrI. Образцы были получены изменением соотношения массы BaBr₂ и BaI₂. Для предотвращения растрескивания кристаллов, требуется длительное охлаждение.

В дальнейшем для улучшения оптических свойств требуется фильтрация расплава для удаления примесей, в процессе данной работы необходимо подобрать оптимальные условия фильтрации, которые будут включать в себя: условия предварительной подготовки сырья, варьирование атмосферы, подбор фильтрующего элемента.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 17-72-10084).

Литература

1. Z. Yan, T. Shalapska, E.D. Bourret, “Czochralski growth of the mixed halides BaBrCl and BaBrCl: Eu”, The Journal of Crystal Growth 435, 42-45 (2016).
2. G. Galvert et al// “High speed growth of SrI2 scintillator crystals by the EFG process”, The Journal of Crystal Growth 455, 143-151 (2016).

РОСТ И СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ BaBrI, BaClI И SrBrI

*А.И. Русаков**, *А.А. Шалаев**, *Р.У. Шендрик**, *А.К. Субанакоев***

**Институт геохимии им. В. И. Виноградова СО РАН, г. Иркутск, ул. Фаворского, 1А, 664033, Россия, rusakov@igc.irk.ru, +79641159611*

*** Байкальский институт природопользования СО РАН, ул. Сахьяновой, 6, Улан-Удэ, 670047, Россия*

В работе описывается методика выращивания монокристаллов BaBrI, BaClI и SrBrI, номинально чистых и активированных ионами Eu^{2+} . Благодаря использованию метода фильтрации [1] удалось улучшить качество и увеличить размер монокристаллов.

Рост был проведен методом Стокбаргера-Бриджмена в температурном поле с низким градиентом. Из-за высокотемпературного градиента в кристаллизационном материале возникают термоупругие напряжения, которые способствуют образованию дефектов, что ограничивает размер монокристаллов. Выбор более низкого градиента основывается на литературных данных и на результатах авторов в экспериментах по выращиванию кристаллов BaBrI, в которых наблюдалось улучшение качества и увеличение размера кристаллов [2].

Интенсивные полосы в спектрах поглощения и возбуждения, измеренные при комнатной температуре, с характерной «ступенчатой» структурой имеют максимум около 4,25-4,4 эВ для BaBrI, 3,85-4,2 эВ для SrBrI и 4,25-4,45 эВ для кристаллов BaClI и являются результатом $4f^7 ({}^8S_{7/2}) \rightarrow 4f^6 5d^1 (t_{2g})$ перехода. Наименьшие энергии перехода 4f-5d в ионе Eu^{2+} , полученные из спектров, составляют 3,29 эВ для BaBrI, 3,1 эВ для SrBrI и 3,32 эВ для BaClI. Узкие интенсивные пики при 5,35, 5,7 эВ и 6 эВ в спектре возбуждения фотолюминесценции собственного излучения кристаллов BaBrI, SrBrI и BaClI, соответственно, обусловлены созданием экситонов.

Наблюдаемое тушение люминесценции Eu^{2+} при 80 К обусловлено экситонным излучением и перекрытием спектров поглощения $4f-5d$ Eu^{2+} , что делает возможным резонансный переход от экситонов к ионам Eu^{2+} .

Литература:

- [1] L.A. Boatner, J.O. Ramey, J.A. Kolopus, et al. // *Journal of Crystal Growth* – 2013. - Т. 379. - Р. 63–68.
[2] A.I. Rusakov, A.O. Vasilkovskaya, A.K. Subanakov, A.A. Shalaev // *Russian Physics Journal* – 2014. - Т. 57, № 12/3. – С. 185-188.

СТРУКТУРА И ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ Mg-ТЕТРААЗАПОРФИРИНА ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.О. Савостьянов¹, А.А. Горшелев^{1,2}, И.Ю. Еремчев^{1,2}, С.В. Орлов¹,
А.В. Наумов¹⁻³, А.С. Старухин⁴

¹ *Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия*

² *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

³ *Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия*

⁴ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

E-mail: savostianov.a@isan.troitsk.ru Web-page: www.single-molecule.ru

Спектромикроскопия одиночных молекул (СМОМ) является мощным инструментом для исследования как внутренней динамики примесных молекул, так и их взаимодействия с различными типами возбуждений в твердых телах. Данный метод особенно эффективен при криогенных температурах, когда в спектрах одиночных молекул (ОМ) возможно выделение узкой бесфонной линии (БФЛ) [1], соответствующей переходам между электронными уровнями. При этом, электрон-фонное взаимодействие может вызывать появление в спектре широкого фонного крыла (ФК) [2], анализ которого позволяет выяснить параметры колебательных мод, взаимодействующих с электронным переходом примесной ОМ.

В данной работе были измерены спектральные траектории ОМ Mg-тетраазпорфирина, внедренных в тонкую полиизобутиленовую пленку, при температуре 6К в широком спектральном диапазоне (до 4000ГГц или $\sim 135\text{см}^{-1}$). Обнаружена спектральная диффузия в аномально широком (вплоть до 950ГГц или $\sim 32\text{см}^{-1}$) диапазоне, что может быть объяснено взаимодействием примесной ОМ с близкорасположенной ($\sim 1\text{нм}$) туннелирующей двухуровневой системой [1], либо структурными изменениями в самой ОМ. В спектре одной ОМ помимо БФЛ зарегистрирован широкий пик (сдвинутый

относительно БФЛ на $\sim 15\text{см}^{-1}$ и совершающий синхронные с ней спектральные прыжки), который может быть интерпретирован как ФК. В спектре другой ОМ был обнаружен широкий пик ($\sim 4.1\text{см}^{-1}$) сдвинутый относительно БФЛ на 13.9см^{-1} соответствующий, вероятно, взаимодействию ОМ с одиночной низкочастотной квазилокализованной колебательной модой (см [2] и ссылки там).

Данная работа была выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН «Актуальные проблемы фотоники». Часть работы (А.А.С) была выполнена при поддержке программы «Горизонт-2020».

Литература

1. Наумов А.В. Успехи Физических Наук, 183, 633, 2013.
2. Осадько И.С. Квантовая динамика молекул, взаимодействующих с фотонами, фононами и туннельными системами. - М. Физматлит, (2017).

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ С УЧАСТИЕМ ЭКСИТОННЫХ И ДЕФЕКТНЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ InP/ZnS

С.С.Савченко, А.С.Вохминцев, И.А.Вайнштейн

*Уральский федеральный университет, НОЦ НАНОТЕХ
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мура, 19, s.s.savchenko@urfu.ru*

Полупроводниковые нанокристаллы на основе фосфида индия являются перспективными материалами с настраиваемыми оптическими характеристиками. Высокий квантовый выход в структуре ядро/оболочка и экологическая безопасность делают их актуальной альтернативой квантовым точкам (КТ) на основе халькогенидов кадмия [1,2]. В настоящей работе изучены процессы поглощения и свечения наноструктур InP/ZnS в широком диапазоне температур.

Исследовались два ансамбля коллоидных КТ InP/ZnS, покрытых модифицированной полиакриловой кислотой (производитель ФГУП «НИИ прикладной акустики», Дубна), со средними размерами частиц 2.1 нм (КТ-1) и 2.3 нм (КТ-2). Были измерены спектры их оптического поглощения (ОП) и фотолюминесценции (ФЛ) в области 7–296К. Управление температурой образцов реализовывалось с помощью системы на базе гелиевого криостата Janis CCS-100/204Nc замкнутым контуром. Регистрация спектров ОП проводилась в спектрофотометре Shimadzu UV-2450. ФЛ исследовалась в двух конфигурациях: с использованием спектрографа Shamrock SR-303i-B и ПЗС-матрицы Newton^{EM} DU970P-BV-602 при не-

прерывном возбуждении светодиодом и с помощью люминесцентного спектрометра PerkinElmerLS55 в импульсном режиме.

Показано, что температурное смещение первых экситонных полос поглощения обусловлено взаимодействием с фононами, имеющими эффективные энергии 15 (КТ-1) и 59 мэВ (КТ-2). Наблюдаемые высокоэнергетические особенности могут быть отнесены к оболочке ZnS. Обнаружено, что полуширина спектральных полос не изменяется за счет доминирования процессов неоднородного уширения. Установлено, что спектры ФЛ с максимумами 2.32 (КТ-1) и 2.14 (КТ-2) эВ при комнатной температуре формируются с участием экситонных переходов. Люминесценция, обусловленная дефектными состояниями, наблюдается ниже 150 Кв виде низкоэнергетического плеча.

Литература:

1. S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein, *Opt. Mater. Express*, 7, 354 (2017).
2. S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 961, 012003 (2018).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК СУЛЬФИДА КАДМИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ МЕДИ

Т.В. Самофалова, В.А. Кузнецов, А.Н. Лукин, А.Н. Нитута,
О.В. Звягина, Е.Ю. Проскурина, В.Н. Семенов

*Воронежский государственный университет,
394006, г. Воронеж, Университетская пл., д. 1, TSamofalova@bk.ru*

В данной работе представлены результаты исследования люминесценции и оптических свойств пленок w -CdS, полученных пиролизом аэрозоля растворов координационных соединений $[\text{Cd}(\text{N}_2\text{H}_4\text{CS})_2\text{Br}_2]$ при температуре 450 °С в присутствии ионов меди ($10^{-8} - 10^{-2}$ ат. %).

Изучение оптических свойств показало, что спектры пропускания исследуемых образцов зависят от содержания в них легирующей примеси. Оптическая ширина запрещенной зоны пленок CdS с концентрацией ионов меди $10^{-8} - 10^{-3}$ ат. % составляет 2,48 – 2,55 эВ. Образец, содержащий 10^{-3} ат. % ионов меди, имеет сложный переходный край.

Для пленок CdS с концентрацией легирующей примеси 10^{-2} ат. % наблюдается смещение края собственного поглощения в низкочастотную область. При этом происходит “гашение” фотолюминесценции. Введение ионов меди в концентрации $10^{-8} - 10^{-4}$ ат. % приводит к увеличению интенсивности фотолюминесценции в 3–5 раз.

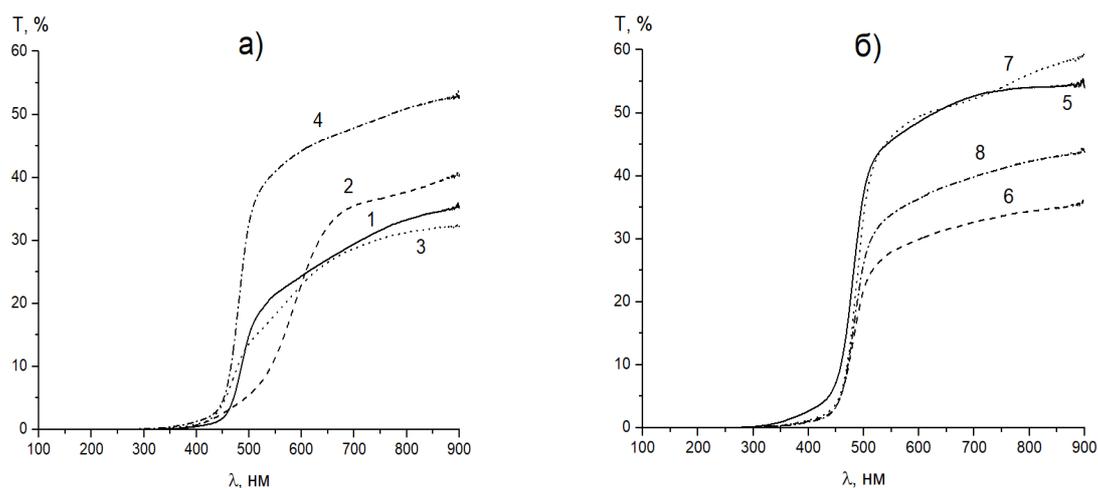


Рис. Спектры пропускания пленок CdS, легированных ионами меди: 1 – 0; 2 – 10^{-2} ; 3 – 10^{-3} ; 4 – 10^{-4} ; 5 – 10^{-5} ; 6 – 10^{-6} ; 7 – 10^{-7} ; 8 – 10^{-8} ат. %

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-01215 мол_а».

УВ:КУУ ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ МОЩНЫМ ОДНОМОДОВЫМ КОНИЧЕСКИМ ДИОДНЫМ ЛАЗЕРОМ

А. В. Семенко, С. А. Кузнецов, В. С. Пивцов

*Институт Лазерной Физики СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15Б, clock@laser.nsc.ru*

Фемтосекундные синтезаторы частоты (ФСЧ) являются важнейшими блоками прецизионных лазерных систем, использующихся для измерения оптических частот и переноса частотных характеристик в радиодиапазон. Так как в настоящее время все ФСЧ являются габаритными лабораторными установками, непригодными для мобильных систем, в России и за рубежом ведутся разработки компактных ФСЧ на основе волоконных и твердотельных лазеров. Одними из наиболее перспективных являются твердотельные лазеры на основе кристаллов, активированных иттербием.

DBR TDL (Distributed Bragg Reflector Tapered Diode Laser) лазер, используемый в качестве лазера накачки, состоит из трех секций: секции пассивного распределенного Брэгговского отражателя, секции гребневого волновода и конической секции усилителя с углом конуса 6° . Общая длина резонатора составляет 6 мм. Длина волны излучения ~ 981 нм, $\sim 76\%$ мощности содержится в центральной доле луча. Максимальная выходная

мощность 6.5 Вт. Поскольку выходное излучение лазера имело размеры $\sim 400 \times 100$ мкм, излучение было сколлимировано по обеим осям: быстрая ось – асферической линзой с фокусным расстоянием 3.1 мм, медленная ось – цилиндрической линзой фокусным расстоянием 30 мм. Проведены исследования характеристик DBR TDL лазера, получены зависимости длины волны излучения от температуры диода и от тока лазера. Получена генерация в Yb:KYW лазере с накачкой DBR TDL лазером. В свободном режиме генерации с использованием выходного зеркала с пропусканием 3% были получены рекордные значения дифференциального и оптического КПД $\eta_{\text{эфф}} = 62\%$ и $\eta_{\text{опт}} = 61\%$ для кристалла Yb:KYW толщиной 1 мм; $\eta_{\text{эфф}} = 66\%$ и $\eta_{\text{опт}} = 60\%$ для кристалла Yb:KYW толщиной 1.5 мм соответственно. С использованием зеркала SESAM (semiconductor saturable absorber mirror) был получен режим синхронизации мод. Межмодовая частота составила 754.5 МГц. Длительность импульса ~ 300 фс.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00639-а) с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Фемтосекундный лазерный комплекс»

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

В.А. Семибратова, А.В. Егранов

*Иркутский государственный университет
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, semibratova@nm.ru
Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН
664033, Иркутск, ул. Фаворского 1а, alegra@igc.irk.ru*

Терапевтический эффект от воздействия лазерного излучения на организм человека известен уже более 40 лет. Это привело к большому ряду исследований на различных биологических объектах в системах «*in vitro*» и «*in vivo*», в результате чего были обнаружены явления по стимуляции и угнетению жизненных функций. Однако до сих пор остается открытым вопрос о физическом механизме воздействия лазерного излучения на биологические объекты. Данная работа посвящена изучению механизма воздействия лазерного излучения на сывороточный альбумин человека. В качестве характеристики биологического эффекта была выбрана интенсивность люминесценции альбумина, максимум возбуждения которой приходится на длину волны 295 нм [1]. Результаты измерений в полулогарифмических координатах приведены на рис. 1.

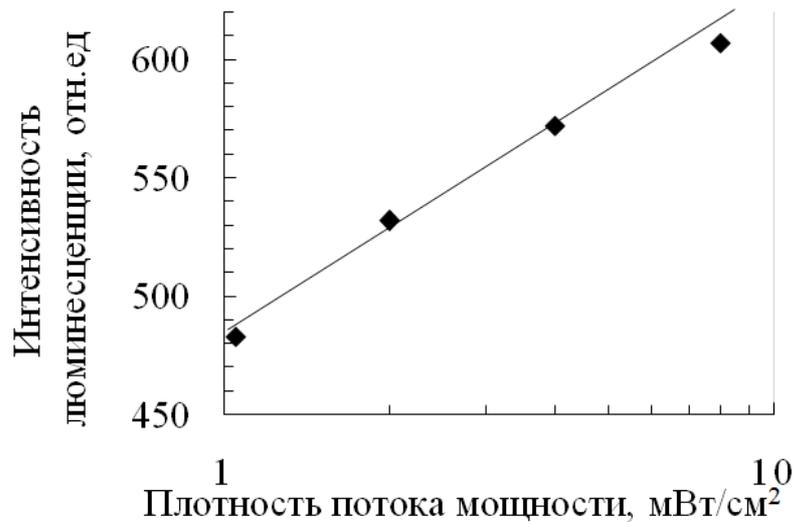


Рис. 1. Зависимость интенсивности люминесценции альбумина от плотности мощности облучения при постоянной плотности энергии

На основании проведенных исследований предполагается трехфотонный механизм взаимодействия лазерного излучения с биологическими объектами.

Литература:

1. Пермяков Е.А. Метод собственной люминесценции белка. М.: Наука, (2003)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГРАФЕНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНЫХ ТГц ИМПУЛЬСОВ

С. Б. Бодров, А.И. Корытин, А.А. Мурзанев, И.В. Оладышкин,
Ю. А. Сергеев, А.Н. Степанов, М.Д. Токман

*ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород, БОКС - 120,
ул. Ульянова, 46.
e-mail: yas@ufp.appl.sci-nnov.ru*

В данной работе исследовалось спонтанное оптическое излучение графена, облучаемого мощным терагерцовым импульсом.

Для исследования использовалась титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 0.7 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 70 фс. Интенсивные ТГц импульсы генерировались с использованием техники наклонного фронта интенсивности. Максимальное электрическое поле терагерцового излучения достигало 300 кВ/см.

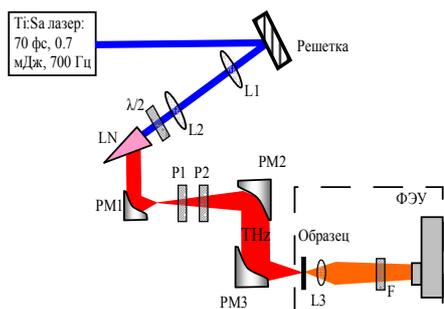


Рис. 1. Экспериментальная установка: L1, L2, L3 - линзы; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; LN - кристалл LiNbO₃, PM1, PM2, PM3 - параболические зеркала; P1, P2 – ТГц поляризаторы; F – оптические фильтры, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель.

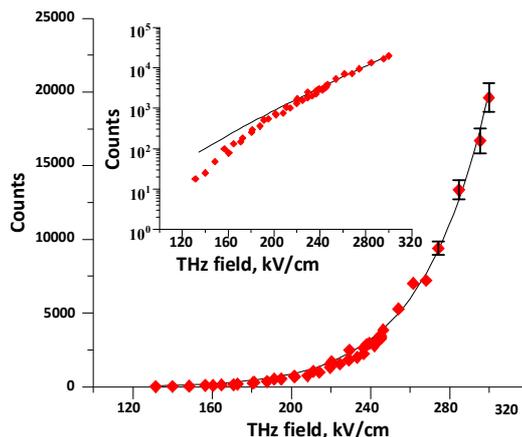


Рис. 2. Число излученных фотонов как функция ТГц поля. Сплошная кривая – теоретическая модель

Было обнаружено [1], что наблюдаемые фотоны имеют тепловой спектр, а температура излучения практически не зависит от амплитуды ТГц импульса в доступном для измерений диапазоне (200–300 кВ/см). При этом общее число фотон экспоненциально растёт с ростом ТГц поля, что говорит о невозможности описать данный эффект в рамках модели равновесного теплового излучения. Для интерпретации экспериментальных результатов была разработана теоретическая модель генерации оптического излучения на основе баллистического размножения носителей под действием интенсивных ТГц импульсов (швингеровский механизм генерации электронно-дырочных пар).

Литература:

1. I.V. Oladyskhin, S.B. Bodrov, Yu.A. Sergeev, A.I. Korytin, M.D. Tokman, and A.N. Stepanov, Physical Review B 96, 155401 (2017).

СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПРИРОДНЫХ КВАРЦИТАХ И КВАРЦЕВЫХ СТЕКЛАХ

Т. Ю. Сизова, Р. Ю. Шендрик, А. А. Шалаев, А. В. Егранов,
А. И. Непомнящих

Институт геохимии СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского 1а,
sizova@igc.irk.ru

В кристаллической структуре кварца содержится значительное число дефектов, связанных с изоморфными примесями, вакансиями кремния и кислорода, междоузельными атомами и другими несовершенствами строения минерала, которые в существенной мере различаются по содер-

жанию и составу структурных дефектов. Исследование различных модификаций кварца современными физическими методами (оптическая спектроскопия, электронный парамагнитный резонанс, термолюминесценция, инфракрасная спектроскопия) позволяет изучать тонкую структуру кварца, получать информацию о составе, концентрации и структурном положении примесных и радиационных электронно-дырочных центров, что способствует лучшему пониманию природы точечных дефектов и включений в этой системе, как в кристаллическом, так и в аморфном состоянии.

В данной работе представлены результаты исследования люминесценции, спектров поглощения и спектров ЭПР примесных центров (Al, Ge) в природных кварцитах и кварцевых стеклах, полученных из высокочистых природных кварцитов. Такие структурные примеси, как алюминий и германий, относятся к доминирующим изоморфным примесям в природном кварце.

Обнаружены различия в спектрах люминесценции и ЭПР для стекол, полученных из кварца различных модификаций (кварц, кристобалит). Исследована низкотемпературная фотолюминесценция образцов природных кварцитов различных месторождений, возбуждаемого фотонами с энергией более 6 эВ, которая обусловлена примесью алюминия. В спектрах люминесценции стекол наблюдается две полосы в области 390 и 285-290 нм, связанные с триплет-синглетными и синглет-синглетным переходами в центрах Ge-ODC(II). Полоса возбуждения находится в области 240 нм.

Работа выполнена в рамках Интеграционной программы Президиума ИИЦ СО «Фундаментальные исследования и прорывные технологии как основа опережающего развития Байкальского региона и его межрегиональных связей»

АНАЛИЗ СОБСТВЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БЕЛКА ПРИ СВЯЗЫВАНИИ С КВАНТОВОЙ ТОЧКОЙ

А.Г. Мережко, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева

*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск,
пр. Свободный, 79, ESlyusareva@sfu-kras.ru*

К настоящему времени коллоидные квантовые точки (КТ) активно используют в различных приложениях биофизики и биосенсорики благодаря их уникальным кванторазмерным оптическим свойствам. Современная химия позволяет стабилизировать КТ различными функциональными группами для обеспечения их биосовместимости с различными биологическими объектами. Установлено, что КТ, находящиеся непосредственно

в биологических средах, оказываются окруженными белками, образующие «белковую корону». Корона, образованная на поверхности КТ, становится биологически значимой и определяющей для взаимодействия между живыми клетками и КТ. В работе исследовано связывание квантовых точек CdTe, размером около 3 нм, стабилизированных COO^- -группами, и бычьего сывороточного альбумина (БСА). В основу работы положен анализ триптофановой флуоресценции БСА, чувствительный к любым изменениям в окружении и особенностям локализации в молекуле БСА.

При добавлении КТ в буферный (рН 7,4) раствор белка было обнаружено тушение флуоресценции БСА. Константы связывания (K_a) были определены для трех температур с помощью модифицированного уравнения Штерна-Фольмера: $K_a = 2,23 \cdot 10^5 \text{ M}^{-1}$ при 298 К, $K_a = 3,23 \cdot 10^5 \text{ M}^{-1}$ при 308 К и $K_a = 4,27 \cdot 10^5 \text{ M}^{-1}$ при 313 К. С помощью уравнения Вант-Гоффа были определены изменения термодинамических параметров: энтропия (S), энтальпия (H), свободная энергия Гиббса (G) при связывании. Величина и знак изменения этих параметров указывают на механизм связывания функциональных групп КТ с белками. Полученные результаты: $\Delta S = 212 \text{ Дж/моль}$, $\Delta H = 30,9 \text{ кДж/моль}$ и $\Delta G = -30,5 \text{ кДж/моль}$ при 298 К, указывают на то, что связывание белка БСА и квантовой точки имеет гидрофобный механизм. Ранее мы изучали эффективность безызлучательного переноса энергии возбуждения между связанными КТ и белком и выяснили отсутствие решающей роли электростатического механизма связывания. Стехиометрия системы белок-КТ была определена с помощью модели Хилла. В нашем случае реализуется в среднем соотношение: одна КТ на один белок. Полученные результаты носят фундаментальный характер и могут быть в дальнейшем использованы для создания оптических сенсорных систем.

МОДИФИКАЦИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПУТЕМ ВНЕДРЕНИЯ В БИОПОЛИМЕРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Н.В.Слюсаренко, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева

*Сибирский Федеральный Университет,
660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79, sci_box@mail.ru*

Полупроводниковые коллоидные квантовые точки – новый класс флуорофоров, который находит широкое применение в задачах биомаркерования и биосенсорики, благодаря широкому спектру поглощения, узкому спектру испускания, высокой фотостабильности, большим вре-

менам жизни (15-80 нс) и квантовым выходам фотолюминесценции (20-80%), а также возможностью модификации поверхности квантовых точек, путем связывания с полимерами, белками, пептидами и органическими молекулами. Однако, использование квантовых точек в биологических системах ограничено физиологическими параметрами среды, такими, как pH, ионная сила и т.д. Поэтому расширение диапазона применения квантовых точек является актуальной задачей.

В работе были синтезированы полимерные частицы с размерами 0,3-0,4 мкм на основе двух разнозаряженных биополимеров хитозана и хондроитин сульфата, с внедренными полупроводниковыми квантовыми точками двух типов CdTe (ядро) и CdSe/ZnS (ядро-оболочка). Было показано, что фотолюминесцентные свойства квантовых точек, внедрённых в биополимерные частицы, сохраняются в присутствии ионов водорода в концентрациях, превышающих значения для водных растворов квантовых точек в 30 раз для CdTe и 3,3 раза для CdSe/ZnS.

Биополимерные частицы, с внедренными квантовыми точками, дополнительно допированные органическим красителем, реализуют механизм безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения (БПЭЭВ) за счет высокой локальной концентрации флуорофоров и оптимального подбора спектральных свойств донорно-акцепторной пары. БПЭЭВ был зарегистрирован методами стационарной и разрешённой во времени спектроскопии, а именно по тушению и уменьшению времени жизни фотолюминесценции квантовых точек (донора), а также по сенсibilизированной фотолюминесценции красителя (акцептора). Благодаря сильной зависимости эффективности переноса энергии от расстояния между флуорофорами ($\sim 1/R^6$) полученные результаты могут быть использованы для создания оптических сенсоров, реагирующих на изменение размеров полимерных частиц под действием внешних факторов.

Исследование выполнено при поддержке краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках участия в «XVI Международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике (LLPh-2018), посвященной 100-летию Иркутского государственного университета».

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В МАТРИЦАХ ДВОЙНЫХ МОЛИБДАТОВ

Д. Софич¹, С. Доржиева², О. Чимитова², Б.Г. Базаров²,
Ю.Л. Тушинова², Ж.Г. Базарова², Р. Шендрик¹

¹*Институт геохимии имени А.П. Виноградова Сибирского отделения Российской академии наук, 664033, г. Иркутск, Фаворского 1А, e-mail: sofich-dmitriy@live.com.*

²*Байкальский институт природопользования Сибирского отделения Российской академии наук.*

В работе приводятся результаты исследований порошков двойных молибдатов состава $(\text{Eu}_x\text{Tb}_{1-x})_2\text{Zr}_3(\text{MoO}_4)_9$ ($x=1, 0.9, 0.5, 0.1, 0$). Порошки синтезировались по керамической технологии путем ступенчатого отжига смеси оксидов до максимальной температуры в 700°C . Эти соединения имеют широкую полосу поглощения в области 250-350 нм и слабые узкие пики поглощения, относящиеся к переходам $[\text{Ce}]4f^n \rightarrow [\text{Ce}]4f^n$ в редкоземельных ионах. В данных полосах возбуждается интенсивная люминесценция в видимой области, состоящая из набора тонких пиков, характерных для $4f^n \rightarrow 4f^n$ переходов в редкоземельных ионах Eu^{3+} и Tb^{3+} . Также, в области 200-300 нм спектра возбуждения обнаружена интенсивная широкая полоса, форма и положение которой не меняется во всех образцах. Данная полоса относится к переходам внутри комплекса Мо-О с последующим переносом возбуждения на редкоземельный ион.

В дважды допированных молибдатах обнаружено явление переноса возбуждения между ионами Eu^{3+} и Tb^{3+} . Так, даже при большем количестве ионов Tb^{3+} эффективнее всего возбуждается люминесценция Eu^{3+} . При возбуждении в $4f^8 \rightarrow 4f^8$ полосы Tb^{3+} происходит перенос энергии на ионы Eu^{3+} . Таким образом, реализуется преимущественно односторонний процесс переноса энергии $\text{Tb}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$.

Измерения спектров поглощения и определение ширины запрещенной зоны выполнены при поддержке гранта РФФИ 18-32-00298 mol_a. Спектроскопические исследования кислород-лантаноидных комплексов проводились при поддержке гранта Российского Научного Фонда (РНФ) 17-72-10084.

ПАРАМЕТРЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО ТУШЕНИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В НАНОПОРОШКЕ h-BN

Д.М. Спиридонов, А.С. Вохминцев, И.А. Вайнштейн

*НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии»,
УрФУ имени первого Президента России Б.Н.Ельцина,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19, d.m.spiridonov@urfu.ru*

Цель работы состояла в изучении процессов температурного тушения фотолюминесценции (ФЛ) в наноструктурированном порошке гексагонального нитрида бора (h-BN). Измерения проводились для номинально чистого мезографитного порошка h-BN (Hongwu International Group Ltd., Гонконг) с размером частиц 40 – 1100 нм [1]. Концентрация основных примесей углерода и кислорода в нем, по данным производителя, не превышает 0.5 вес. %. Исследования проводились на спектрометре Perkin Elmer LS55 с разработанной высокотемпературной приставкой [2]. Измерения выполнялись в ходе нагрева и охлаждения образцов со скоростью 1 К/с в диапазоне температур $T = 300 - 750$ К. Регистрация спектров свечения ФЛ осуществлялась в области 290 – 650 нм при возбуждении светом с длиной волны 225 нм.

Анализ зависимостей интенсивности ФЛ от температуры проводился в Аррениусовых координатах и при аппроксимации данных в рамках соотношений Мотта и Стрита [3]. Показано, что для описания подходят оба уравнения. Однако, учитывая физическое обоснование параметров моделей, был сделан вывод в поддержку закона Мотта, где имеет место один канал безызучательной релаксации с энергией активации 0.25 ± 0.03 эВ. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с данными для порошка, синтезированного по плазмохимической технологии, где регистрировались два канала тушения ФЛ с энергиями 0.14 – 0.23 эВ при $300 \text{ К} < T < 530 \text{ К}$ и 0.66 – 0.84 эВ при $T > 530 \text{ К}$ [4]. Приведено обсуждение результатов в рамках известных моделей рекомбинационных процессов с участием собственных и примесных дефектов в h-BN. Сделан вывод о внешнем термоактивированном механизме тушения регистрируемой ФЛ.

Литература:

1. Henaish A.M.A., Vokhmintsev A.S. et al., AIP Conf. Proc., 1886, 020021 (2017).
2. Vokhmintsev A.S. et al. Measurement, 66, 90 (2015).
3. Weinstein I.A. et al. Technical Physics Letters, 32, 58 (2006).

4. Henaish A.M.A., Vokhmintsev A.S., Weinstein I.A. AIP Conf. Proc., 040030 (2016).

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СПЕКТРОВ КРАСНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АЛМАЗОВ

Степанов Ф. А., Емельянова А. С., Ракевич А. Л.,

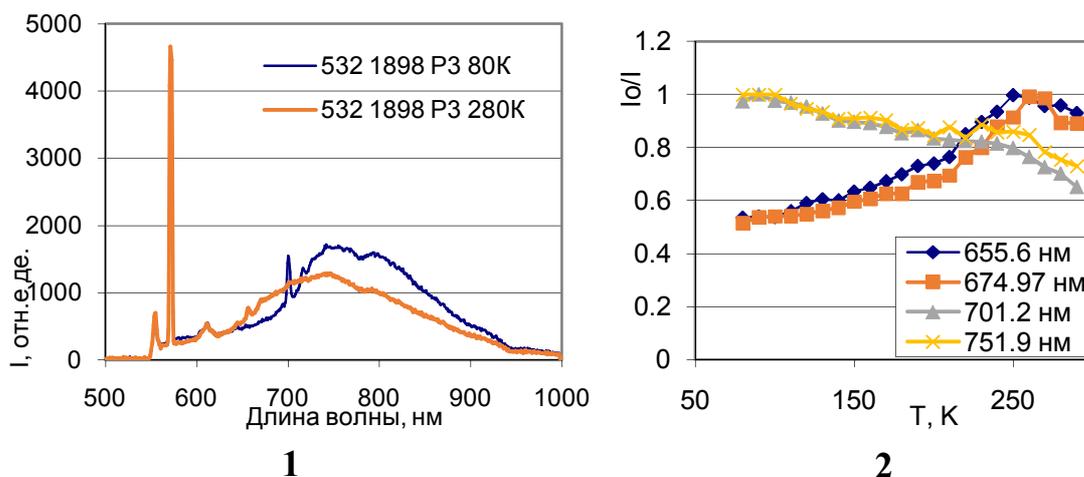
Мартынович Е. Ф., Миронов В. П.

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,

664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а

В алмазных пластинах с А и В1 азотными дефектами методом конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии проведены исследования термических зависимостей люминесценции в плоскостях скольжения (111) при возбуждении лазером 532 нм. Температурные зависимости получены регистрацией спектров через каждые 10 градусов при понижении температуры от 290 до 80К и в обратном направлении.

При 290 К в спектре присутствует полоса с БФЛ при 656 нм (1,88 эВ) и максимумом при 678 нм (1,82 эВ). При понижении температуры эта полоса начинает тушиться в диапазоне температур (200 – 220 К) и при 120 К практически не обнаруживается. При 80 К в спектрах регистрируется система с БФЛ 701 нм. При повышении температуры свыше 200 – 220 К свечение начинает тушиться и при 290 К не обнаруживается. Таким образом, красное свечение при комнатной и азотной температурах обуславливается разными переходами (рис. 1).



Спектры люминесценции (1) и их температурные зависимости (2).

Температурные зависимости интенсивности люминесценции центров указывают на взаимосвязь между переходами, возможно, по сенсibiliза-

ционному механизму (рис. 2). Характер температурной зависимости указывает на резонансный механизм передачи энергии от сенсibilизатора к активатору, причем сенсibilизатором является дефект 701 нм, а активатором соответственно, дефект 656 нм. Это согласуется с малым энергетическим зазором между БФЛ центров (0,12 эВ) и, судя по спектрам люминесценции, относительно большим интегралом перекрытия.

ДЛИТЕЛЬНАЯ КРАСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРИРОДНЫХ АЛМАЗОВ

Ф.А.Степанов^{1,2}, Т. Н. Барковская³, Д.С. Глазунов¹, В.П.Миронов^{1,2},
Е.Ф. Мартынович^{1,2,3}

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

²*Иркутский научный центр СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 134*

³*Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, ул. К.Маркса, 1*

filial@ilph.irk.ru

Исследованы спектры и кинетика фотолюминесценции (ФЛ) природных алмазов месторождений Якутии. Стационарные спектры измерялись с помощью спектрофлуориметра Ocean Optics 65000. Кратковременная кинетика исследовалась с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа с временным разрешением MicroTime 200. Кинетика и спектры длительного свечения регистрировались с помощью двухдискового фосфороскопа, сопряженного со спектрофлуориметром Ocean Optics 65000, либо с помощью этого же спектрофлуориметра, укомплектованного импульсным источником возбуждения, и работающего в режиме задержанной периодической регистрацией спектров в процессе затухания люминесценции.

Стационарный спектр одного из образцов представлен на рис. 1. Основной вклад в ФЛ вносят N3 центры, кроме того, есть слабое свечение во всей спектральной области до 1000 нм. Вместе с тем, в задержанной люминесценции впервые зарегистрирована широкая полоса с максимумом при 613 нм с бесфононной линией 545 нм, слабо проявляющейся при комнатной температуре (рис. 2). Анализируется механизм испускания длительной люминесценции.

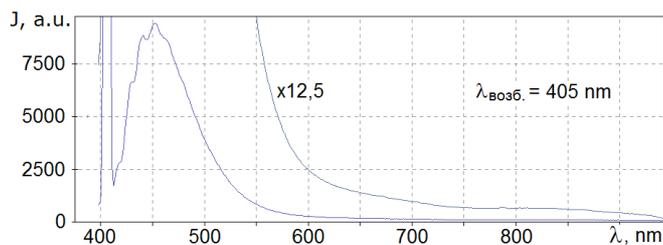


Рис. 1. Спектр ФЛ при непрерывном возбуждении

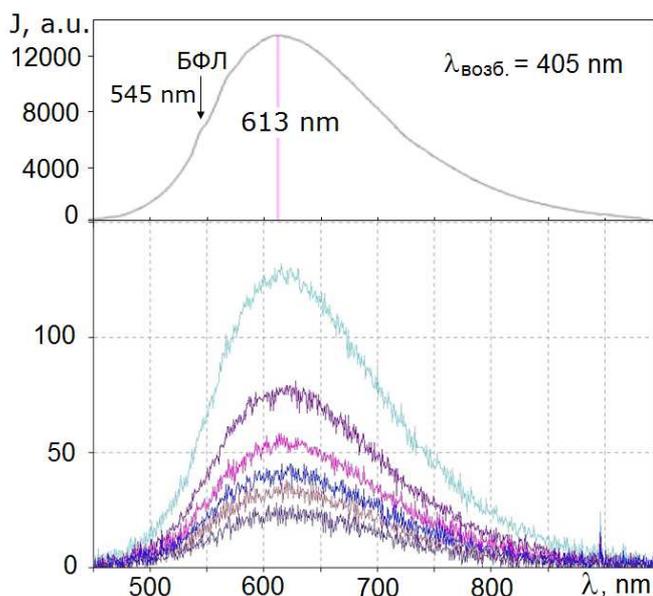


Рис. 2. Спектр длительной ФЛ алмаза: сверху - время задержки ~ 1 мс, регистрации – 1 с; внизу – спектры, последовательно измеренные в ходе затухания.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Интеграционной программы ИЦ СО РАН «Фундаментальные исследования и прорывные технологии».

МЕТОД СИНХРОННОГО СКАНИРОВАНИЯ В ФЛУОРЕСЦЕНТНОМ АНАЛИЗЕ

Д.П. Суржикова, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева

Сибирский федеральный университет,
660041, г.Красноярск, пр.Свободный, 79, darya19578@yandex.ru

В современных приборах существует возможность измерения спектра флуоресценции с «плавающей» длиной волны возбуждения, отстоящей от длины волны испускания на фиксированную величину (Δ , нм). Такой режим измерения носит название синхронного сканирования. Полу-

чаемый контур испускания в этом случае зависит от формы контуров поглощения $f(\lambda)$, испускания $g(\lambda)$ и величины отстройки Δ (рис. 1)

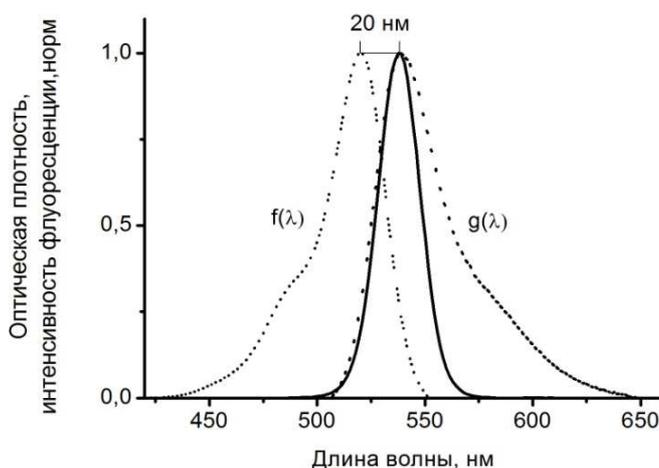


Рис. 1. Контур поглощения, флуоресценции и синхронного сканирования $\Delta = 20$ нм (краситель эозин Y)

В настоящей работе были исследованы зависимости амплитуды спектра синхронного сканирования и положения его максимума от величины отстройки для флуоресцирующих соединений эозин Y и ФМН (флавиномононуклеотид) с разной величиной стокова сдвига (20 и 91, соответственно). Произведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими и показано, что данный метод может быть успешно применен для качественного спектрального анализа смеси неизвестных флуорофоров с различной величиной стокова сдвига.

Исследование выполнено при поддержке краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках участия в XVI Международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике (LLPh-2018).

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСЕННОЙ СВЕТОСУММЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ LiF:Mg,Ti

В.П. Дресвянский¹, Н.С Бобина², С. Энхбат³, Ю.А. Суханова⁴,
Е.Ф. Мартынович¹

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, Россия, e-mail:
nadvp@listl.ru

²Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033,
г. Иркутск,
Россия

³*Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Science*

⁴Иркутский государственный университет путей сообщения

Объектом наших исследований являлись дозиметрические монокристаллы LiF:Mg (100 ppm), Ti (10 ppm) широко применяемые в γ-дозиметрии. Целью данной работы являлось исследование механизма запасаения светосуммы кристаллами LiF:Mg,Ti под действием интенсивного фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера в ближней ИК-области ~800 nm, а также исследование фотолюминесценции облученных образцов и сопоставление полученных результатов с результатами исследований ТСЛ этих же кристаллов, облученных бета-излучением и другими видами радиации.

Экспериментальная установка по облучению кристаллов LiF:Mg,Ti фемтосекундными лазерными импульсами включала титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50 fs с энергией около 6 mJ и частотой следования 10 Hz. Исследования ТСЛ проводились на специализированной установке в температурном диапазоне от 295 К до 673 К с постоянной скоростью нагрева 1 Ks⁻¹. После измерения кривых термо-высвечивания кристалла, облученного фемтосекундным излучением дополнительно были проведены исследования ТСЛ этого же образца, облученного β-излучением изотопного источника ⁹⁰Sr-⁹⁰Y с мощностью дозы 0,6 Gy/min. Время облучения образца бета частицами составляло 30 сек.

Результаты исследований термолюминесценции показывают, что при фемтосекундном облучении наряду с основным дозиметрическим пиком ТСЛ с максимумом 485 К в кривой термо-высвечивания наблюдаются пики обусловленные отжигом F₂ и F₃⁺ - центров окраски. По сравнению с рентгеновским и β-облучением более эффективно записываются высокотемпературные пики. Мы связываем более эффективное наведение высокотемпературных пиков под действием лазерного излучения с более высокой плотностью возбуждения вещества. Плотность возбуждения кри-

стала при действии лазерного излучения примерно в 10^7 раз выше, чем при действии рентгеновского излучения. Также, она примерно в 10^4 раза выше плотности возбуждения, обеспечиваемой использованным нами источником бета-излучения. Из литературы известно, что высокотемпературные пики в ТЛ детекторах на основе LiF:Mg,Ti более эффективно наводятся в треках тяжелых частиц, где плотность возбуждения значительно выше, чем при рентгеновском или бета облучении.

Аксиальная зависимость аккумулированной кристаллом энергии под действием единичных фемтосекундных импульсов лазерного излучения или их малых серий имеет «рваный», немонотонный характер, что, как показали микроскопические исследования, определяется тем, что запасание происходит в областях самофокусирующихся филаментов лазерного излучения, которые на начальном этапе облучения имеют малые размеры и их количество невелико. С увеличением числа лазерных импульсов длина шпуров, наводимых филаментами в кристалле, а также их диаметры увеличиваются, а аксиальная зависимость запасенной энергии сглаживается. Величина светосуммы термостимулированной люминесценции, высвеченной облученными кристаллами, с ростом числа импульсов лазерного облучения вначале растет сверхлинейно, затем достигает максимума и далее снижается. Эффект насыщения запасенной светосуммы обусловлен тем, что в центральной приосевой части шпуров концентрация, степень агрегации и номенклатура центров окраски больше, чем в периферийной части.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004 и проекта РФФИ № 17-52-44015.

МУЛЬТИФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ НАНОБИОКОМПОЗИТЫ: СИНТЕЗ, СТРОЕНИЕ, ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ И БИОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Б.Г. Сухов, Б.А. Трофимов

*Иркутский институт химии им. А. Е. Фаворского СО РАН,
664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1, sukhov@irioch.irk.ru*

*Иркутский научный центр СО РАН,
664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 134, boris_sukhov@mail.ru*

Разработаны и развиваются подходы к получению гибридных неорганно-органических, а также органо-органических наноконкомпозитов, обладающих синергизмом свойств входящих в их состав полимерных и на-

норазмерных фаз [1-5]. Полученные агрегативно высокоустойчивые композиты представляют собой инкапсулированные в трехмерный полимерный экран наноразмерные ядра нульвалентных металлов, халькогенов, металлохалькогенидов, других химических элементов и их соединений, а также органических веществ [1-12].

В докладе будут обсуждаться методы синтеза, строение, физико-химические и биологические свойства новых нанобиокомпозитов, а также их перспективные области применения в качестве магнитных, оптических, каталитических материалов, а также средств параллельной многоканальной терапии и диагностики (тераностики).

Литература:

1. Б.А. Трофимови др. *Докл. А.Н.*, 393, 634-635(2003).
2. Б.А. Трофимов и др. *Докл. А.Н.*, 417, 62-64(2007).
3. Г.Ф. Мячина и др. *Докл. А.Н.*, 427, 790-792(2009).
4. Г.Ф. Мячина и др. *Докл. А.Н.*, 431, 50-51(2010).
5. Г.П. Александрова и др. *Изв. А.Н. Сер.хим.* 12, 2261-2265(2010).
6. Г.П. Александрова и др. *Докл. А.Н.*, 439, 198-200(2011).
7. М.В. Лесничая и др. *Докл. А.Н.*, 440, 639-642(2011).
8. M.V. Petrova et al. *Appl. Magnet. Reson.* 41, 525-536(2011).
9. E.R.Gasilova et al. *Macromol. Symp.* 317-318, 1-6(2012).
10. E.R.Gasilova et al. *J. Phys. Chem. B.* 117, 2134-2141(2013).
11. М.В. Лесничая и др. *Докл. А.Н.*, 456, 56-59(2014).
12. Л.И. Колесникова и др. *Бюл. эксп. биол. мед.* 159, 183-187(2015).

**О ВЛИЯНИИ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НА СИГНАЛЫ С ДЕТЕКТОРОВ
ПУЧКОВ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ**

В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, Д.В. Белоплов, А.Г. Бураченко, Д.А. Сорокин

*Институт сильноточной электроники СО РАН,
пр. Академический, 2/3, г. Томск, 634055, Россия
Телефон: (3822) 491685, Факс: (3822) 492410, E-mail:
VFT@loi.hcei.tsc.ru*

Исследовано свечение алмазов IIa типа (природного и искусственного) под воздействием пучка убегающих электронов (УЭ) субнаносекундной

длительности и излучения импульсной KгСl эксцил лампы. Из проведённых исследований следует, что в спектре излучения природного и искусственного алмазов Па типа, возбуждаемых пучком убегающих электронов субнаносекундной длительности в области 200-800 нм наибольший вклад в излучение даёт катодолюминесценция. Установлено, что при облучении образцов алмаза коротковолновым УФ излучением интенсивность излучения образцов алмаза в области 350-650 нм увеличивается за счет А-полосы. Излучение Вавилова-Черенкова, интенсивность которого увеличивается с уменьшением длины волны и энергии электронов также даёт вклад в ФЛ алмаза в области 350-650 нм. Предполагаем, что излучение Вавилова-Черенкова с длиной волны и короче 225 нм (край фундаментального поглощения алмаза) должно давать вклад в фотолюминесценцию алмаза в области 350-650 нм. Установлено, что при увеличении частоты следования импульсов возбуждения (пучком электронов и УФ фотонами) интенсивность излучения искусственного алмаза в области 330–650 нм увеличивается, что может объяснить накоплением радиационных дефектов, которые не успевают релаксировать в паузах между импульсами возбуждения. Показано, что излучение Вавилова Черенкова можно зарегистрировать с помощью монохроматора и ФЭУ только в диапазоне длин волн от края фундаментального поглощения в алмазе (225 нм) до длин волн, при которых наблюдаются полосы его люминесценции. Предлагается использовать полученные данные при создании и калибровке датчиков убегающих электронов для установок по исследованиям термоядерного синтеза. Более подробно результаты данных исследований опубликованы в работах [1-4].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН по теме №13.1.4.

Список литературы

1. D.A. Sorokin, A. G. Burachenko, D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, E. I. Lipatov, and M. I. Lomaev / Luminescence of crystals excited by a runaway electron beam and by excilamp radiation with a peak wavelength of 222nm // Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 121. pp. 093304
2. Бураченко А.Г., Белоплов Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Ломаев М.И., Е.И. Липатов / Вклад катодолюминесценции и фотолюминесценции в сигналы с алмазных детекторов в пучки убегающих электронов // Прикладная физика. 2017. № 3. С. 5-10.
3. Бураченко А.Г., Белоплов Д.В., Прудаев И.А., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Толбанов О.П. / Люминесценция кристаллов Ga₂O₃ при возбуждении пучком убегающих электронов // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 123. № 6. С. 861-865.

ЭЛЕКТРЕТНЫЕ СВОЙСТВА ДИСПЕРСНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ LiF С ЦЕНТРАМИ ОКРАСКИ

Н.Т.Максимова, С.Ю.Теренин, А.В.Митова, И.Л.Ураков

*Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, Natmax_2001@mail.ru*

Интерес к исследованиям кристаллических веществ в мелкодисперсном состоянии обусловлен появляющейся возможностью обнаружения новых свойств известных материалов и перспективами новых практических приложений [1]. Изучение гетерогенной среды на основе диспергированных кристаллов LiF показало принципиальную возможность создания эффективного источника электродвижущей силы [2]. Результат связан с проявлением электретного эффекта, который во фториде лития практически не исследовался. Целью данной работы было изучение условий запасаения заряда в дисперсной среде на основе кристалла LiF и выяснении роли центров окраски в обеспечении этого эффекта.

Исследовались свежие и гамма-облученные образцы кристаллов фторида лития, подвергнутые механической активации. Исследования проводились методами ТСТ, абсорбционной спектроскопии и люминесценции. Преследовалась цель установления природы электронных ловушек, обеспечивающих долговременное запасаение электрической энергии, а также связь этих ловушек с наличием определённого типа центров окраски.

Обнаружено, что для кристаллов, облученных ионизирующим излучением, величина запасённого заряда в диспергированной среде на их основе, увеличивается до определённой дозы облучения. После прохождения порога облучения, запасённая энергия стремится к величине, соответствующей уровню неокрашенного кристалла. Сравнительные данные полученные с использованием стеклянной матрицы, в которой электретные свойства проявлялись существенно слабее, позволяют сделать следующий вывод: Формирование значительных электретных сил в дисперсной среде на основе кристалла LiF может быть осуществлено не только за счет механической активации кристалла. Существенный вклад в этот процесс вносят дефекты, формируемые ионизирующей радиацией.

Литература:

1. В.Ф.Харламов, В.О.Сергеев, А.А.Соколов. *Хим. физика*, 35, №6, 71-77 (2016)
2. Н.Т.Максимова, Л.И.Ружников, А.А.Иноземцева. *Патент на полезную модель*. № 172569 (2017)

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,07 МКМ В ПРОЗРАЧНОЙ ПРЕССОВАННОЙ МИШЕНИ ИЗ Al_2O_3 И ЕЁ ПОСЛЕДУЮЩЕГО НАГРЕВА

Е.В. Тихонов, В.В. Лисенков, В.В. Платонов, В.В. Осипов

*Институт электрофизики УрО РАН,
620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106, tikhonov@iep.uran.ru*

Изучение процессов, протекающих при абляции прозрачных пористых диэлектриков, важно для развития технологии получения нанопорошков лазерным методом. Нами уже было показано, что при синтезе нанопорошка одним из главных факторов, влияющих на производительность его получения, является рассеивание излучения в объёме мишени [1].

В докладе предложена модель рассеяния лазерного излучения в среде из прессованного порошка Al_2O_3 с размером частиц $0,5 \div 4,6$ мкм и плотностью упаковки 55% с её последующим нагревом. Модель основана на самосогласованном решении уравнения Гельмгольца и уравнения теплопроводности в двумерной постановке. Моделирование проводилось для излучения волоконного лазера с длиной волны $\lambda = 1,07$ мкм и интенсивностью $0,46$ МВт/см². Созданная модель на примере оксида алюминия впервые позволила объяснить механизм нагрева прозрачных порошковых материалов на ранней стадии абляции. Установлено, что в такой среде в отдельных областях реализуются интенсивности от $2,5 \cdot 10^7$ Вт/см² до $1,3 \cdot 10^8$ Вт/см², что выше интенсивности падающего излучения на два порядка. Показано, что данная величина зависит от соотношения показателя преломления, длины волны излучения и размера частиц. Именно в таких локальных максимумах инициируется первоначальный нагрев материала, и за счёт нелинейного роста концентрации поглощающих дефектов – дальнейшее разрушение образца. Показано, что в течении первых 37 мкс происходит нагрев порошка Al_2O_3 до $T \approx 1500$ К. После этого начинается резкий рост температуры материала вследствие температурной зависимости показателя поглощения, что в итоге приводит к его абляции. Результаты расчётов качественно согласуются с экспериментальными данными по получению нанопорошка из прозрачной прессованной мишени Al_2O_3 .

Литература:

1. В.В. Осипов, В.В. Лисенков, В.В. Платонов, Е.В. Тихонов, *Квантовая электроника*, 48, №3, 235-243, (2018).

ВРЕМЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН

В.А. Ткаченко, А.С. Ципотан, В.В. Слабко

*Сибирский федеральный университет
660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79, mr.viktor.tkach@mail.ru*

Достигнутые в последние годы успехи в разработке и создании сред с отрицательным показателем преломления возродили интерес к процессам параметрического взаимодействия встречных волн [1]. Предсказанное аномально большое усиление в процессе параметрического распада волны накачки с участием встречных волн [2], открывает широкие перспективы практического использования этого явления [3].

Однако, как было показано ранее, аномально большое усиление сопровождается длительными переходными процессами не характерными для параметрического взаимодействия попутных волн [4].

В данной работе проводится численное решение нестационарной задачи трёхволнового взаимодействия трёх согласованных по фазе и энергии встречных волн. В среду входят полубесконечные импульсы сигнала и накачки, благодаря чему начинается процесс. Произведён анализ особенностей временного поведения амплитуд каждой из взаимодействующих волн на выходе из среды. Показано, что разница в поведении исчезает, в течении удвоенного времени, за которое свет распространяется через среду. Такой эффект обусловлен особой обратной связью между волнами.

Кроме этого показано, что ход переходного процесса не зависит от выбора последовательности вхождения полубесконечных импульсов: первым входит импульс сигнала, затем импульс накачки, или наоборот.

В целом переходной процесс при эффективном подборе параметров имеет длительность в сотни раз больше рассмотренных явлений. Исключение из поведения картины этих эффектов позволяет аппроксимировать оставшуюся часть временного поведения амплитуды сигнала на выходе из среды гладкой кривой типичной для переходных процессов:
$$T(t) = A(1 - \exp[-(t - t_c)/\tau]).$$

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00864

Литература:

1. W. Cai, V. M. Shalaeв, *Optical Metamaterials Fundamentals and Applications*, Springer-Verlag, (2018).
2. A. K. Popov, V. M. Shalaeв, *Applied Physics B.*, 84, 1, 131, (2006).

3. A. K. Popov, V. M. Shalaev, *Optics Letters*, 31, 14, 2169-2171, (2006).
4. V. V. Slabko, A. K. Popov, S. A. Myslivets et al., *Quantum Electronics*, 45, 12, 1151-52, (2015).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ И ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СОПОЛИФЛУОРЕНОВ

Ф.Н. Томилин, И.А. Щугорева, Р.Ю. Смыслов,
Г.И. Носова, С.Г. Овчинников

*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Свободный 79
Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН, 660036, Красноярск,
Академгородок, 50/38
Институт высокомолекулярных соединений РАН, 199004,
Санкт-Петербург, Большой пр. В.О. 31
felixnt@gmail.com*

Светоизлучающие полимеры (СИП), светящиеся разными цветами под воздействием тока невысокого напряжения, вызывают научный интерес в связи с производством информационных панелей, хемо- и биосенсоров, излучающих транзисторов. Одним из СИПов являются сополифлуорены (СПФ) на основе производных флуорена, относящиеся к классу сопряжённых полимеров. Одной из фундаментальных задач является сопоставление морфологии конформационной структуры СПФ, содержащих различные типы функциональных групп со свойствами целевого материала: его фотолюминесценцией, электролюминесценцией, возможностью формирования кристаллических фаз или агрегатов, влияющих на свойства окончательного устройства.

В работе проводилось теоретическое квантово-химическое исследование молекул СПФ с различными заместителями. Оптимизацию геометрии, как для основного, так и для возбуждённых состояний всех моделируемых структур проводили с использованием метода функционала плотности B3LYP в программе GAMESS. Для учёта влияния растворителей использовали модель поляризованного континуума (PCM) Томаса. Спектры поглощения и люминесценции рассчитывали с помощью теории линейного отклика. Расчёты показали хорошее соответствие с экспериментом.

Установлено, что наличие донорно-акцепторных групп в этих соединениях может улучшить зарядо-транспортные свойства полимеров. В то же время обнаружено, что при сопряжении некоторых фрагментов с флуореном, в спектре СПФ с нитрильными заместителями в хинаксали-

новой структуре наблюдается жёлто-красное свечение, а присоединение через нафтильный фрагмент приводит к зелёному излучению, в то время как сопряжение через бензольное ядро не изменяет координат голубого свечения полифлуорена. В первых двух случаях наблюдается эффективный перенос энергии с флуорена на хинаксалиновую группировку.

НАНОДЕФЕКТЫ В МИКРОКРИСТАЛЛАХ ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ИАГ

А.Т. Тулегенова^{1,2}, В.М. Лисицын¹, Х.А. Абдуллин²,
С.А. Степанов¹, Н. Р. Гусейнов²

¹Томский политехнический университет, ИШНП
634050, г. Томск, ул. Ленина, 30, tulegenova.aida@gmail.com

²Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа при
КазНУ им. аль-Фараби,
050040, Казахстан, г. Алматы, ул. аль-Фараби, 71,

В работе представлены результаты исследования люминесценции промышленных люминофоров на основе ИАГ:Се. Исследовалась морфология, кристалличность, элементный состав люминофоров. Измерялись спектральные (возбуждения и люминесценция), кинетические характеристики люминесценции, энергетическая эффективность преобразования излучения чипа люминофором.

Проведенный анализ результатов исследований привел к следующему заключению:

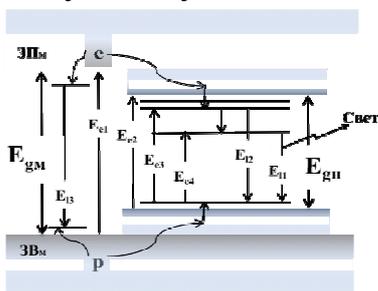


Рисунок 1 - Энергетическая структура кристалла ИАГ с нанодфектами

- Люминофоры на основе ИАГ могут иметь разные составы, морфологию, степень кристалличности при этом иметь близкие по величине эффективности преобразования излучения чипа в видимое. Это заключение достаточно хорошо укладывается в рамки представлений о том, что в кристаллах ИАГ при синтезе формируются нанодфекты, которые образуют в кристалле новую фазу со своей пространственной и энергетической структурой. Некоторые отличия в характеристиках люминесценции: спектров возбуждения, люминесценции, стабильности могут быть объяснены различием в составах нанодфектов.

- Кинетика затухания люминесценции ИАГ люминофоров многокомпонентная. Во всех люминофорах на основе ИАГ характеристические вре-

мена компонентов затухания находятся в пределах близких диапазонов. Соотношение вкладов компонентов в светосумму в разных люминофорах различно. Следовательно пространственное взаимное расположение центров свечения и ближайшего окружения различается.

Энергетическая структура кристалла ИАГ с нанодфектами может быть представлена как вложенные в другую структуры фаз нанодфектов и матрицы. Предполагаемая схема представлена на рисунке 1.

ФОРМИРОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩЕГО СЛОЯ В КРИСТАЛЛАХ LiF ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А.А. Тютрин¹, Д.С. Глазунов¹, А.Л. Ракевич¹, Е.Ф. Мартынович^{1,2}

¹*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

²*Иркутский государственный университет,
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20*

filial@ilph.irk.ru

Во многих диэлектрических кристаллах при воздействии ионизирующего излучения создаются радиационные дефекты, свойства которых зависят как от вида ионизирующего излучения, так и от свойств самого вещества. При определенных условиях облучения можно целенаправленно изменить механические, оптические, электрические свойства материалов с целью их применения, как в научных, так и в промышленных приложениях. Однако для того, чтобы использовать их в этих приложениях необходимо знать какие именно радиационные дефекты образуются при том или ином воздействии.

Целью данной работы являлось исследование применения тлеющего разряда для создания люминесцирующих центров окраски в тонких слоях широкозонных кристаллов, в качестве которых использовались кристаллы фторида лития LiF. Задачами исследования было определение типов формируемых центров окраски, выявить механизм их образования и определить области тлеющего разряда, в которых дефектообразование эффективнее.

Формирование центров окраски в кристаллах фторида лития, проводилось размещением их в положительном столбе и темном фарадеевом пространстве тлеющего разряда при давлении воздуха 1-10 торр.

Их исследования проводились методом времякоррелированного счета одиночных фотонов. Для получения спектрально-кинетических характеристик центров окраски использовался конфокальный люминесцентный сканирующий микроскоп с временным разрешением

PicoQuantMicroTime 200 и входящие в его состав оптический микроскоп Olympus IX 71 и спектрофлюориметр OceanOptics 65000.

По характеристикам спектров и кинетики люминесценции, возникшей после облучения, установлено, что в поверхностных слоях кристаллов образуются агрегатные центры окраски, а именно F_2 и F_3^+ . Рассмотрена роль электронов, ионов и фотонов газового разряда в механизме дефектообразования. Показано, что дефекты образуются под действием фотонов вакуумного ультрафиолета. Методом термостимулированной люминесценции измерено распределение интенсивности ВУФ-излучения в разрядном промежутке. Основными областями этого излучения являются области анодного и катодного падений напряжения в тлеющем разряде.

Проведенные исследования показали, что тлеющий разряд может быть успешно использован для создания тонких люминесцирующих слоев для научных и технических приложений.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Госзадания Минобрнауки РФ на проведение научных исследований (базовая часть), проект № 3.8401-2017/8.9.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ И АМОРФНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ

М.Н. Хомяков¹, П.А. Пинаев¹, П.А. Стаценко¹, Л.В. Чучкова²,
В.А. Батаев², Г.Н. Грачев¹

¹*Институт лазерной физики СО РАН, 630090, г. Новосибирск,
пр. Ак.Лаврентьева, 15Б, mnkhomy@laser.nsc.ru*

²*Новосибирский государственный технический университет, 630073,
г. Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20*

Работа посвящена исследованию и новым применениям лазерно-плазменных методов, разрабатываемых в ИЛФ СО РАН. Лазерно-плазменное (ЛП) микропорошковое нанесение покрытий и ЛП модификация поверхности основаны на применении плазмы оптического пульсирующего разряда, который зажигается повторяющимися с высокой частотой следования (10-120 кГц) импульсами излучения CO₂-лазерной системы генератор-усилитель (длительность импульсов на полувывоте $\tau=150-200$ нс), сфокусированными на обрабатываемой поверхности в газопорошковом или газовом потоке.

Для интенсивного теплового воздействия пульсирующей лазерной плазмы на поверхность сплавов железа проведено численное моделирование с целью определения перспектив получения аморфных покрытий лазерно-плазменным методом. Теоретически показана возможность получения аморфного слоя толщиной 3-5 мкм, определен требуемый диапазон параметров лазерно-плазменной обработки.

Метод ЛП микропорошкового нанесения покрытий с боковым вводом порошка в лазерную плазму и сканированием фокуса лазерного излучения применялся для нанесения слоя «аморфизируемого» покрытия на стальные подложки. Использовались порошки марок ПР-Х4ГСР и ПР-Х11Г4СР системы Fe-Cr-Mn-Si-B. Для измельчения структуры и получения аморфного слоя проводили ЛП модификацию поверхности полученных покрытий. Подготовлена серия образцов в широком диапазоне параметров лазерно-плазменного воздействия. Исследована микроструктура, измерена твердость и определена толщина получаемых покрытий в зависимости от параметров ЛП воздействия.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 17-48-543315.

НАГРЕВАНИЕ ЛЮМИНОФОРА ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Цзюй Янян, Лисицын В.М., Социн Н.П., Кругляков С.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

634050, г. Томск, проспект Ленина, 30. 1374586947@qq.com

Проведен теоретический анализ потерь энергии при преобразовании излучения в люминофоре. Показано, что при преобразовании не менее 25%...30% излучения чипа расходуется на нагревание люминофора. Предельная величина потерь на нагревание определяется видом спектра люминесценции, спектральным положением полосы излучения чипа. Для группы промышленных люминофоров рассчитаны предельные значения потерь энергии в люминофоре при преобразовании.

Экспериментальная оценка величины нагревания микрокристаллов порошка люминофора представляет собой сложную задачу. Нами для оценки температуры нагревания люминофора реализован следующий подход. Выбран люминофор, температурное тушение которого при температурах до 200⁰С достигает 80%. Установлено, что спад люминесценции ΔJ наблюдается при нагревании люминофора выше 60⁰С. Наибольшая чувствительность к нагреванию приходится на область температур

80-120⁰С. Экспериментально наблюдалась кинетика спада интенсивности люминесценции при температурах 80...120⁰С. После достижения прекращения спада на люминофор подавалось излучение лазера с $\lambda=337$ нм, соответствующего максимуму спектра возбуждения люминофора СДЛ 2700 на 340 нм. По результатам величина дополнительного спада была оценена величина нагрева люминофора за счет преобразования, которая оказалась равной 10⁰С. Кинетика изменения интенсивности люминесценции при температуре 80⁰С и воздействии лазерного излучения приведена на рис.1.

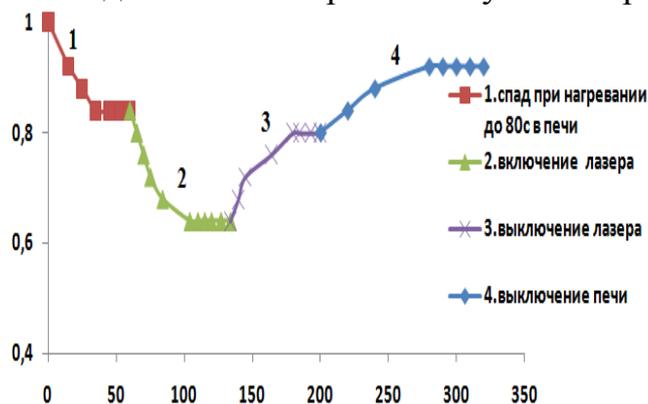


Рис.1. Кинетика изменения интенсивности люминесценции при температуре 80⁰С

ФОРМА РЕЗОНАНСОВ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И МАГНИТНОГО СКАНИРОВАНИЯ НА ПЕРЕХОДЕ $J = 1 - J = 2$ В СПЕКТРОСКОПИИ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ ВОЛН

Э.Г. Сапрыкин *, А.А. Черненко **

* *Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Коптюга, 1*

** *Институт физики полупроводников СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, chernen@isp.nsc.ru*

Численно моделируются физические процессы, формирующие спектры резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования на вырожденном атомном переходе между уровнями с моментами $J_n=1 - J_m=2$ в поле линейно поляризованных однонаправленных волн произвольной интенсивности при изменении их поляризаций. Показано, что аномалии спектров резонансов насыщенного поглощения определяются направлением поляризаций волн и степенью открытости атомного перехода, а аномалии спектров магнитного сканирования обусловлены магнитной когерентностью, индуцируемой световыми полями на уровнях нижнего состояния, а не переносом ее с возбужденных состояний, как представлялось ранее. При этом при частотном сканировании степень открытости перехода определяет вид узкой структуры резонанса: на открытых пере-

ходах структура проявляется в виде провала, а на закрытом переходе – в виде пика. Физической причиной возникновения узких структур в спектре нелинейного резонанса является специфика релаксации биений населенностей уровней перехода в двухчастотном поле световых волн [1]. Полученные результаты показывают, что трактовка механизма образования резонансов электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА) в однонаправленных волнах [2, 3], как результата спонтанного переноса магнитной когерентности уровней возбужденного состояния атомов в основное [4, 5], неверна и нуждается в уточнении.

Литература:

1. Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, А.М. Шалагин, *ЖЭТФ*, 150, 238, (2016).
2. F.M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lesama, *Phys. Rev. A*, 57, 2996, (1998).
3. S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim et all. *Phys. Rev. A*, 61, 063813, (2003).
4. А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ*, 69, 776, (1999).
5. Д.В. Лазебный, Д.В. Бражников, А.В. Тайченачев, и др., *ЖЭТФ*, 148, 1068, (2015).

**КОГЕРЕНТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ НАСЫЩЕНИИ
ПЕРЕХОДОВ С ОСНОВНОГО 1S_0 СОСТОЯНИЯ АТОМОВ
В СПЕКТРОСКОПИИ ПРОБНОГО ПОЛЯ**

Э.Г. Сапрыкин *, А.А. Черненко **, А.М. Шалагин *

**Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Коптюга, 1*

***Институт физики полупроводников СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, chernen@isp.nsc.ru*

Представлены результаты аналитических и численных исследований формы резонанса насыщенного поглощения на переходах с основного 1S_0 состояния атомов в газовой среды в поле двух однонаправленных волн. Показано, что, в силу вырождения верхнего Р состояния перехода, спектры нелинейных резонансов формируются процессами в двух- и трехуровневых V- схемах перехода и качественно различны на резонансном переходе и переходах в более возбужденные состояния атома. В случае резонансного перехода в системе двух уровней формируется некогерентный населенностный провал с узкой когерентной структурой пиковой формы вблизи центра линии, а в системе трех уровней форма резонанса определяется исключительно когерентными процессами - полевым расщеплением

уровней и не-линейным интерференционным эффектом (НИЭФ) [1]. При расщеплении уровней верхнего состояния резонансы, формируемые в системе двух и трех уровней, смещаются по частоте и проявляются в чистом виде.

В случае переходов в более возбужденные Р состояния в системе двух уровней также формируется некогерентный населенностный провал с узкой когерентной структурой вблизи центра линии, но имеющей форму провала. В системе трех уровней форма резонанса будет определяться переносом населенностей уровней, а вклад когерентных процессов оказывается малым.

Причиной возникновения и различия узких когерентных структур, формируемых в системе двух уровней на рассматриваемых переходах, являются биения населенностей уровней и специфика их релаксации в случае закрытого и открытого типов переходов [2].

Литература:

1. С.Г. Раутиан, Г.И. Смирнов, А.М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979), с.310.
2. Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, А.М. Шалагин, *ЖЭТФ*, 150, 238, (2016).

ЛАЗЕРНАЯ ЗАПИСЬ ПОЛНОЦВЕТНЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОБЪЕМЕ ОПТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЕЙ

Е.Ф. Мартынович^{1,2}, Е.О. Чернова^{2,3}, В.П. Дресвянский², А.Е. Бугров⁴,
А.В. Конященко⁴

¹*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а*

³*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, 195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая, 29*

⁴*Физический институт им. П.И.Лебедева РАН, 119333, Москва, Ленинский проспект, 53с4*

femto@bk.ru

Одним из текущих направлений исследований и разработок в области фотоники является лазерная запись цифровой или визуальной ин-

формации в трехмерных и многослойных оптических носителях [1]. Перспективным направлением таких исследований является формирование изображений, которые визуализируются в их люминесцентном излучении [2-5]. В этом случае лазерное излучение должно создавать в оптическом носителе центры люминесценции, ответственные за формирование изображения. Известно, что эти центры могут создаваться не только жестким излучением, но и интенсивным лазерным излучением. Под действием лазерного излучения в материале носителя происходят процессы высоконе- линейной внутренней фотоионизации. В кристаллах фтористого лития созданные лазерным излучением носители заряда формируют анионные экситоны, которые затем распадаются на нестабильные френкелевские пары структурных дефектов. Протекающие после лазерного облучения процессы перезарядки и миграции структурных дефектов и их агрегации приводят к созданию устойчивых центров окраски F_2 и F_3^+ , которые обладают, соответственно красной и зеленой фотолюминесценцией, характеризующейся высоким выходом. Однако при облучении они всегда образуются вместе. Кроме того, они имеют полностью перекрывающиеся полосы поглощения. Это создает основную проблему, заключающуюся в трудностях создания пространственно разделенных монохромных пикселей разных цветов. Эта проблема была преодолена новым способом лазерной записи, разработанной в результате проведенных исследований [6].

В данной работе авторами разработан новый метод лазерной записи трехмерных цветных люминесцирующих изображений в объеме оптического носителя на основе кристаллов фторида лития. Исследованы и реализованы механизмы пространственно-селективного формирования пикселей, излучающих в красной, зеленой и синей областях спектра, фемто-секундным лазерным излучением.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел II.10.1, проект № 0307-2016-0004 и Госзадания Минобрнауки РФ на проведение научных исследований (базовая часть), проект № 3.8401-2017/8.9.

Литература:

1. R. Drevinskas and P. G. Kazansky. High-performance geometric phase elements in silica glass. *APL Photonics* 2, 066104, 2017.
2. E. Lee, Y. Petit, E. Brasselet, T. Cardinal, S.H. Park, L. Canioni. Sub-diffraction-limited fluorescent patterns by tightly focusing polarized femtosecond vortex beams in a silver-containing glass. *Optics Express* 25 (9), 10565-10573, 2017.
3. E.F. Martynovich, A. V. Kuznetsov, A. V. Kirpichnikov, E. V. Pestryakov, S. N. Bagayev. Formation of luminescent emitters by intense laser radiation in transparent media. *Quantum Electronics*. V. 43, № 5, P. 463–466.2013.

4. E.F. Martynovich, V.P. Dresvyansky, N.L. Lazareva, S.V. Mikhailova, A.V. Konyashchenko, P.V. Kostyukov, B.E. Perminov, and S.N. Bagayev. The Memorizing Luminescent Crystalline Materials Based on Color Centers for Investigating Highly Nonlinear Interaction of Light and Matter and for Other Applications. In Advanced Photonics, OSA, paper NoW2C.6, 2017.

5. А.В. Кузнецов, Л.И. Брюквина, Е.Ф. Мартынович. Носитель трехмерного изображения. Патент на полезную модель Российской Федерации № 135964. Заявлено 08.08.2013, опубликовано 27.12.2013.

6. Е.Ф. Мартынович, Е.О. Чернова, В.П. Дресвянский. Способ записи полноцветных люминесцентных изображений в объеме оптического носителя. Патент на изобретение Российской Федерации № 2653575. Заявлено 27.06.2017, опубликовано: 11.05.2018.

МЕХАНИЗМ ДИФФУЗИИ АВТОЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЫРКИ В КРИСТАЛЛЕ ФТОРИДА БАРИЯ

Чуклина Н.Г.^(1,2), Мысовский А.С.^(1,2)

¹*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Россия, 664033, г. Иркутск, ул. Фаворского, 1а, nchuklinan@gmail.com*

²*Иркутский национальный исследовательский технический университет, 664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83*

В данной работе был исследован механизм локализации и диффузии автолокализованной дырки (V_k -центра) и автолокализованного экситона (АЛЭ) в кристалле BaF_2 методом молекулярной динамики (МД) из первых принципов. Для правильного описания локализованного состояния в кристалле использовалась теория функционала плотности в приближении DFT+U с обменно-корреляционным функционалом PBEsol и подобранными значениями $U = 11$ и $J = 3$. Молекулярная динамика производилась при постоянном нагреве от 70 до 600 К.

В процессе моделирования V_k -центра в кристалле BaF_2 было выявлено три канала диффузии: i) скачки вдоль оси дефекта; ii) скачок с реориентацией на 90° ; iii) скачок через временную конфигурацию. При этом временная конфигурация реализуется в результате выхода одного из ионов фтора в центр междоузлия. Данная конфигурация реализуется на протяжении МД и как самостоятельное событие, и как часть диффузии дефекта по кристаллу. Энергия барьера диффузии вдоль оси дефекта (0.33 eV) меньше энергии барьера диффузии с реориентацией (0.41 eV), но больше по сравнению с энергией барьера диффузии через временную конфигурацию (0.19 eV). Однако, диффузии через временную конфигурацию начинают происходить в рамках МД гораздо позже, чем остальные

события (при температуре около 530 К). Это связано с тем, что для реализации данного канала диффузии необходимо выполнение двух условий. Во-первых, перейти во временную конфигурацию, преодолев барьер в 0.18 eV. И во-вторых достаточное количество времени во временной конфигурации и энергии для диффузии.

Так же с переходом во временную конфигурацию, положение свободного уровня локализованного дефекта сдвигается от 2.66 до 3.37 eV выше верха валентной зоны, но положение занятого уровня остается при этом неизменным (0,2 eV). А энергия локализации увеличивается от 2.92 до 3.01 eV.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-32-00471 мол_а.

ЭКСИТОНЫ В НЕПРЯМОЗОННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ И КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Шамирзаев Т.С.

*Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

Развитие эпитаксиальных технологий роста привело к созданию низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур: квантовых ям (КЯ), сверхрешеток (СР), квантовых точек (КТ) - объектов с новыми, не существующими в природе, электронными и оптическими свойствами, использование которых не только открыло широкие возможности для создания многочисленных полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования физических явлений фундаментального характера. В лекции будет представлен обзор наиболее интересных особенностей непрямозонных квантовых ям (КЯ) и точек (КТ), такие как (1) возможности управляемого изменения излучательной рекомбинации экситона в диапазоне от нескольких десятков наносекунд до миллисекунд; (2) возможности использования резонансных оптических методов (таких как, например, комбинационное рассеяние света с переворотом спина) для изучения экситонных состояний в X долине для гетероструктур со смешиванием электронных состояний прямых и непрямых долин зоны проводимости; (3) возможности экспериментального исследования физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено – например, спиновой релаксации локализованных экситонов. Подавление основных механизмов спиновой релаксации локализованных квазичастиц

приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона в хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода. В непрямозонных КЯ и КТ время жизни экситона возрастает до сотен микросекунд и становится сравнимым со временем его спиновой релаксации, что позволяет изучать механизмы спиновой релаксации экситона: (i) в нулевом магнитном поле, в режиме оптической ориентации при квазирезонансном возбуждении; (ii) в сильных магнитных полях при нерезонансном возбуждении, посредством измерения динамики наведенной магнитным полем циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции. Работа поддержана грантом РФФИ (проект №16-02-00242).

AV INITIO ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ $KCaCl_3$.

Шершунов А.А.

Научный руководитель канд. физ.-мат. наук Орешонков А.С.

Сибирский федеральный университет

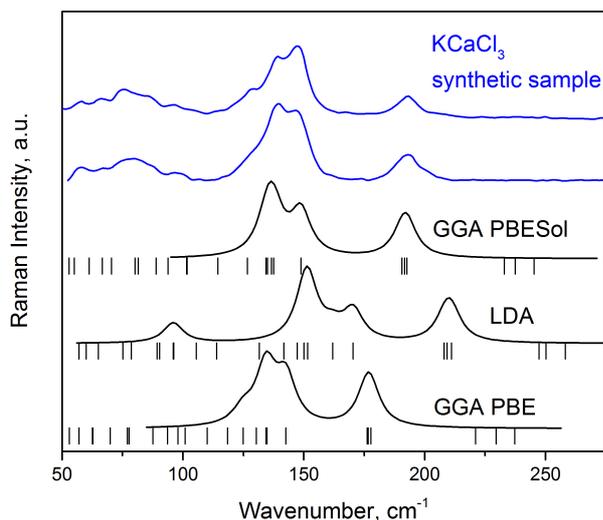
Твердые хлоридные соединения описаны во включениях минералов различных эндогенных обстановок. Они представляют большой интерес, так как образуют комплексные соединения со многими металлами и позволяют реконструировать составы рудообразующих палеофлюидов. Во включениях галита из галит-магнетитовых руд найдена безводная солевая фаза хлорокальцита ($KCaCl_3$).

Исследованный образец был синтезирован в Университете Коменского, Братислава, Словакия (P. Kodera, Comenius University, Faculty of Natural Sciences, Bratislava, Slovakia), спектры комбинационного рассеяния света от природных и синтетических образцов $KCaCl_3$ получены в институте геологии и минералогии СО РАН (Горайнов С.В., Гришина С.Н.) и Университете Коменского в Братиславе, Словакия (P. Kodera).

К настоящему времени структура $KCaCl_3$ не депонирована ни в одну из наиболее используемых кристаллографических баз данных. Однако, данные о структуре $KCaCl_3$ опубликованы в [1], при этом не указано стандартное отклонение для координат, т.е. можно сказать с большой вероятностью, что их не уточняли. Пространственная группа и параметры решетки синтетического образца $KCaCl_3$ полученные в институте неорганической химии Словацкой академии наук, Братислава, Словакия (Simko

F., Institute of Inorganic Chemistry, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia) соответствуют данным представленным в [1].

Расчетный спектр комбинационного рассеяния KCaCl_3 полученный для структуры, оптимизированной с использованием для обменно-корреляционной энергии функционала в форме PBEsol в рамках приближения GGA наиболее точно описывает экспериментальные спектры.



Это позволяет говорить о том, что параметры и координаты атомов, полученные в таком приближении, должны наиболее точно соответствовать структурным параметрам исследуемых экспериментально образцов.

Литература :

1. https://materials.springer.com/isp/crystallographic/docs/sd_1707113.

ГЕНЕРАЦИЯ И САМОСЛОЖЕНИЕ ЧАСТОТ ЛИНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ $\text{Er:YBa}_2\text{F}_8$ КРИСТАЛЛОВ

В.И. Барышников^{1,2}, А.А. Шестаков¹, О.Л. Никонович¹,
В.В. Криворотова¹

¹Иркутский государственный университет путей сообщения,
664003, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15.

²Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, vibh@rambler.ru

При лазерной диодной УФ накачке (390 нм), как и при двухступенчатой ИК накачке (780 нм) [4], кристаллов $\text{Er:BaY}_2\text{F}_8$ в открытом полуконфокальном резонаторе генерируются набор линий лазерного вынуж-

денного излучения в излучения УФ – 378, 382 нм, видимой – 407, 414, 449, 456, 541, 553, 615, 670 нм, и ИК – 1230, 1650, 2740 , 2900 нм областях спектра. Наблюдаемые в эксперименте линии лазерного излучения в УФ (378, 382 нм), видимой (407, 414 нм и 449, 456 нм) областях спектра не связаны с известными излучательными переходами электронов в ионах Er^{3+} кристаллов $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$. Как и в [1], нелинейное самосложение частот линий Er^{3+} при 541 нм и 553 нм с частотами линии Er^{3+} на 1230 нм и 1650 нм формирует соответственно линии УФ – 378, 382 нм и фиолетового – 407, 414 нм лазерного излучения. Синие линии лазерного излучения – 449, 456 нм формируются путем нелинейного самосложения частот линий Er^{3+} при 541 нм и 553 нм соответственно с частотой линии Er^{3+} на 2740 нм.

Установлено, что при лазерной УФ диодной накачке $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ кристаллов порог генерации и самосложения частот линий лазерного излучения составляет 50 кВт/см^2 , что в 10 раз ниже, чем при двухступенчатой ИК диодной накачке. $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ лазерная среда при УФ диодной накачке обладает высокой эффективностью и стабильностью.

При лазерной диодной накачке (457 нм) $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ порог генерации и самосложения частот линий лазерного излучения составляет 40 кВт/см^2 , что в 12 раз ниже, чем при двухступенчатой ИК диодной накачке на длине волны 972 нм. В этой серии экспериментов лазерная $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ среда при диодной накачке на 488 нм показала такие же параметры, что и при диодной накачке (457 нм). Установлено, эффективность нелинейного самосложения частот линий вынужденного излучения Er^{3+} при 541, 553 нм с частотами линий Er^{3+} на 1230, 1650 и 2740 нм лазерной накачке (457 нм) кристаллов $\text{Er}:\text{BaY}_2\text{F}_8$ значительно выше, чем при диодной накачке такой же мощностью на длине волны 390 нм.

1. Барышников В.И., Веснина С.Н., А.А. Шестаков А.А. Изв. РАН. Серия Физическая, 2017, Т.81, № 9, с. 1238-1242.

ФОРМИРОВАНИЕ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ ВОЗМУЩЕНИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

И.А.Карташов, С.Н.Подлесный, А.В.Шишаев

*Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090, Новосибирск, пр.Ак. Лаврентьева, 13, Россия, anavis@isp.nsc.ru*

В возможности создания оптических элементов памяти на основе NV⁻ центров в алмазе и субмикронных каналов их возбуждения, транспортировки и передачи информации между ними одним из путей решения этой проблемы рассматривается использование поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1,2].

ППП являются распространяющейся модой металлического волновода, не имеющего отражающих стенок. Когда металл нанесён в виде тонкой плёнки между двумя диэлектриками, ППП могут распространяться вдоль обеих поверхностей раздела.

В металлической плёнке посредством направленного пространственно периодического возмущения в поле лазерного излучения диэлектрической проницаемости плёнки может быть наведён полосковый волновод, одна из возможностей чего может быть обеспечена в поле дифрагированного на одной или нескольких однотипных щелях излучения. В общем виде диэлектрическая проницаемость включает потери на внутризонную проводимость, межзонные переходы, а также сопровождаемые возможным нагревом металла фотоэлектрическое поглощение и коллективные потери, связанные с коллективными колебаниями свободных электронов проводимости.

Это позволяет возбуждать одну из поверхностных плазмон-поляритонных собственных мод полоскового волновода, характеризующихся в зависимости от ширины волновода разным количеством максимумов интенсивности и, соответственно, каналов распространения в них ППП. Кроме того, уменьшение ширины щели приводит к увеличению ширины главного дифракционного максимума, что позволяет плавно изменять на поверхности металлической плёнки расстояние между дифракционными максимумами и длину распространения ППП.

Литература:

1. С.Williams and S.Clearwater, Explorations in Quantum Computing (Springer-Verlag, New York), (1998).
2. С.А.Майер, Плазмоника: теория и приложения. – М.-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, (2011).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН ПОЛЯРИТОНОВ В ПОЛЕ ДИФРАГИРОВАННОГО НА ЩЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ

И.А.Карташов, С.Н.Подлесный, А.В.Шишаев

*Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090, Новосибирск, пр.Ак.Лаврентьева, 13, Россия, anavis@isp.nsc.ru*

Разработка квантовых элементов памяти и каналов их селективного возбуждения, а также процессов транспортировки и передачи информации между ними [1] является одной из важнейших задач современной наноэлектроники. Одним из возможных путей решения этой задачи рассматривается использование в этих целях поверхностных плазмон поляритонов (ППП) [2], наиболее эффективное возбуждение которых (порядка 100%) осуществляется при использовании геометрии Кречмана. ППП являются распространяющейся модой волновода, представляющего собой тонкую металлическую плёнку с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , нанесённую между двух диэлектриков с проницаемостями $\epsilon_{1,3}$.

Заметим, что в случае применения этого метода для возбуждения ППП в асимметричных структурах ($\epsilon_1 \neq \epsilon_3$) наличие фазового рассогласования между ППП на обеих границах раздела металл-диэлектрик затрудняет прямое возбуждение дальнедействующей моды такой волноводной структуры. Однако в случае компенсации существующих при этом потерь становится возможным существенное увеличение длины пробега ППП вдоль границ раздела. Это обусловлено возможностью пространственного разделения основного луча на несколько сонаправленных когерентных лучей и возбуждаемыми ими ППП, что позволяет создать условия для их интерференции и, соответственно, их взаимного влияния.

Экспериментальная реализация задачи увеличения длины пробега ППП была осуществлена с использованием явления дифракции на щели. Отличительной особенностью возбуждаемых в поле дифрагмированного основного излучения ППП является дискретное угловое распределение их интенсивности и зависимость амплитуды их поля от направления их распространения. Плазмонная природа возбуждения ППП определяется их исчезновением при отстройке угла падения возбуждающего излучения от положения нарушенного полного внутреннего отражения.

Литература:

1. С.Williams and S.Clearwater, Explorations in Quantum Computing (Springer-Verlag, New York), (1998).

2. С.А.Майер, Плазмоника: теория и приложения. – М.-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, (2011).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $Ti:Al_2O_3$ СРЕД, НАВЕДЕННЫХ СПИНЧЕВАННЫМИ ЭЛЕКТРОН- Ti^{n+} ПУЧКАМИ

В.И. Барышников¹⁻³, В.Л. Паперный³, И.В. Щипаев¹

¹*Иркутский государственный университет путей сообщения, 664003, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15, vibh@rambler.ru*

²*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, vibh@rambler.ru*

³*Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20, vibh@rambler.ru*

Электрон- Ti^{n+} пучки, полученные путем коллективного ускорения ионов Ti^{n+} на пинчеванных электронных пучках в вакууме на остром Ti -катоде, использованы для облучения сапфира (Al_2O_3). В экспериментах использован ускоритель электронов (200 пс; 280 кэВ; 5,0 кА). Кристалл Al_2O_3 радиационно-стойкий с пороговой энергией образования дефектов ($W_e=380$ кэВ). В нашем случае ускоряющее напряжение 280 кВ. Казалось бы, в электрон- Ti^{n+} ионных пучках энергия электронов 280 кэВ ниже порога образования дефектов. Однако энергия Ti^{n+} ионов в результате коллективного ускорения на пинчованных электронных пучках может существенно превышать пороговую энергию образования дефектов в Al_2O_3 . Таким образом, при бомбардировке электрон- Ti^{n+} ионными пучками, может происходить легирование ионами Ti^{3+} кристаллов сапфира.

Экспериментально установлено, что в Al_2O_3 электрон- Ti^{n+} пучками наводится легированный слой $Ti:Al_2O_3$. Толщина фотолюминесцентного слоя Ti^{3+} центров составляет 0,5-0,8 мкм. В кристаллах Al_2O_3 глубину пробега 0,8 мкм имеют ионы Ti^{n+} с энергией ~ 10 МэВ.

Исследование фотолюминесценции (ФЛ) имплантированных ионов Ti^{3+} в Al_2O_3 производилось оптоволоконным спектрометром. Для исследования кинетики ФЛ использована вторая гармоника (440 нм) фемтосекундного $Ti:Sp$ -лазера. В спектре ФЛ полоса с при 780 нм обусловлена излучением ионов Ti^{3+} в Al_2O_3 . Полоса ФЛ на 560 нм с временем затухания 9 нс связана с центрами окраски, которые в сапфире создаются пучком с энергией электронов, превышающих 400 кэВ.

Сверхускорение электронов в спинчеванных электрон- Ti^{n+} пучках происходит следующим образом. Пинчеванный пучок электронов вытягивается из горячей титановой плазмы у катодного острия и ускоряется электрическим полем катод-анод. Далее электроны передовой части пучка

за счет кулоновского взаимодействия коллективным образом ускоряют ионы титана. Последующие электроны импульса ускоряются, как электрическим полем катод-анод, так и полем впереди летящих ускоренных ионов титана.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОЙ ДЕТЕКЦИИ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ДНК-ЗОНДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКСПРЕССИИ ГЕНОВ

М.В. Шустов, А.В. Бережной, И.А. Янкелевич
*ФГБОУ ВО " Санкт-Петербургский государственный
химико-фармацевтический университет" 197376, г. Санкт-Петербург,
ул. проф. Попова, 14, shustovmark99@gmail.com*

Полимеразная цепная реакции (ПЦР) реального времени, является одним из самых распространённых и эффективных методов определения экспрессии генов, причем с практической точки зрения наибольший интерес представляют собой системы для проведения ПЦР обладающие механизмом оптической детекции, позволяющие получать результат сразу после проведения ПЦР без использования посторонних методов.

Перспективной для определения экспрессии является TaqMan технология основанная на применении флуоресцирующих ДНК-зондов, содержащих в себе молекулу флуорофора способную испускать свет с большой длиной волны при поглощении протона (флуоресцировать) и молекулу гасителя флуоресценции, спектр поглощения которой лежит в области длин волн спектра испускания флуорофора и перекрывает спектр его флуоресценции. Применение высоко специфичных ДНК-зондов требует существенных изменений в методике проведения ПЦР, разработки нового протокола амплификации имеющего ряд отличий от уже имеющихся протоколов других ПЦР технологий. Помимо этого важным является определение оптимальной концентрации ДНК-зондов.

В данной работе была разработана методика позволяющая использовать систему оптической детекции амплификатора Bio-Rad CFX 96 и в перспективе оптическую систему любого другого шести канального амплификатора, для автоматической детекции накопления продуктов реакции в соответствии с TaqMan технологией, путем одновременного использования нескольких флуоресцентных ДНК-зондов, в частности был произведен анализ подходящих флуорофоров и гасителей флуоресценции на различных каналах фотодетекции, была проведена разработка протокола попеременного нагрева и охлаждения реакционной смеси с целью оптимизации разгорания флуоресценции и дальнейшего её затухания, а так же был произведен подбор оптимальных концентрации ДНК-зондов.

Литература:

Рубин А. Б. Биофизика. М.: Изд-во МГУ. 2004. т. 1. 464 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ФТОРИДА КАЛЬЦИЯ

М.Ю. Юрьев¹, А.С. Мысовский^{1,2}

¹*Иркутский Национальный Исследовательский Технический Университет
ул. Лермонтова 83, Иркутск, 664074, Россия, mixaiyu2012@yandex.ru,
89248293658*

²*Институт Геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, ул. Фаворского 1а,
Иркутск, 664033, Россия*

Фторид кальция относится к достаточно изученным материалам среди широкозонных ионных диэлектриков, однако в литературе отсутствует систематическое изучение структуры и свойств наночастиц CaF_2 . Для других фторидных материалов подобные исследования проводились, например, для LaF_3 [1]. Цель этой работы - найти стабильные структуры нанокластеров $(\text{CaF}_2)_n$, где n - количество формульных единиц.

Для малых наночастиц ($n < 10$) полная энергия рассчитывается функционалом плотности ВЗЛУР с базисным набором 6-31G. Для больших нанокластеров используются парные потенциалы из-за невозможности вычислений *ab initio*. Структуры малых нанокластеров ($n = 1, 2$) получены вручную. Конфигурации, полученные для $n=2, 3, 4, 6$ показаны на рисунке 1. Устойчивость нанокластера характеризуется значением $\Delta E(n) = E(n) - nE(1)$, где $E(n)$ полная энергия нанокластера при заданном n . Из значений $\Delta E(n)$, приведенных на рис.1, можно видеть, что устойчивая молекула Ca_2F_4 не может существовать из-за ее энергетически выгодного распада на две частицы CaF_2 . Для $n=5, 7$ не было получено механически стабильных конфигураций.

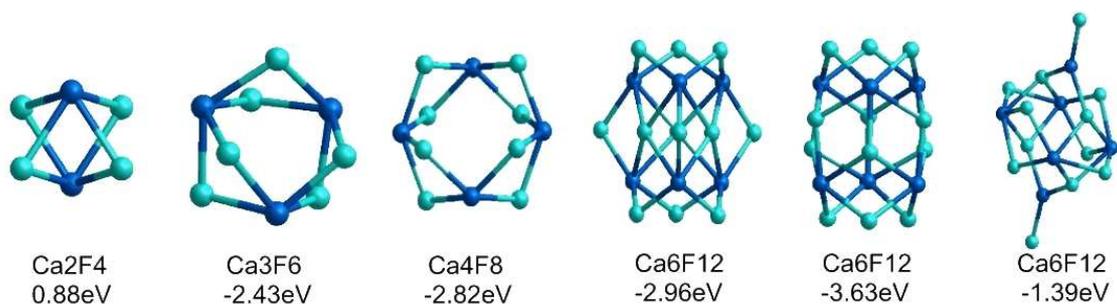


Fig. 1. $(\text{CaF}_2)_n$ структуры нанокластеров для $n=2, 3, 4, 6$

Литература:

1. Scott M. Woodley // *Phys. Chem. C.* – 2013 - 117 – pp24003-24014.

СОДЕРЖАНИЕ

Depth profile and in-situ luminescence of LiF crystals irradiated with fast ions <i>A. Akilbekov, V. Skuratov, N. Kirilkin, A. Seitbayev, A. Dauletbekova</i>	3
Photoelectronic properties of perovskite crystals and films <i>V. E. Anikeeva, O. I. Semenova, O. E. Tereshchenko</i>	3
Elliptically polarized cylindrical vector beams in single-molecule laser-scanning confocal fluorescence microscopy <i>S.V. Boichenko</i>	4
Comparison of laser pulse compression in two stimulated Brillouin scattering cell configurations <i>M. Jaber, A. H. Farahbod, S. Panahibakhsh</i>	5
Simultaneous in vivo confocal reflectance and two-photon retinal ganglion cell imaging based on a hollow core fiber platform <i>T. Kamali, J. Fischer, S. Farrell, W. H. Baldrige, B. C. Chauhan</i>	7
Interrelationship «composition-structure-property» for nonlinear optical selenite crystals <i>B.I. Kidyarov</i>	8
Interrelationship «composition-structure-property» for nonlinear optical tellurite crystals <i>B.I. Kidyarov</i>	9
Spectral and kinetic features of glow and gaseous products evolution from coals during irradiation with laser pulses <i>Ja.V. Kraft, R.Yu. Kovalev, D.R. Nurmukhametov, B.P. Aduev, Z.R. Ismagilov</i>	10
Preparation of diamond nanocrystals and their study by confocal scanning luminescence microscopy <i>E.A. Ludina, N.L. Lazareva, N.V. Bryanskiy, E.F. Martynovich</i>	11
Stimulated Brillouin scattering pulse evolution in Ag-nanoparticles suspensions <i>M. Jaber, M. Davoudi, M. R. J. Milani</i>	12
Photothermal conversion of color centers in lithium fluoride crystals under laser excitation <i>V.P. Dresvyanskiy, S. Murzin, M.D. Zimin, E.F. Martynovich</i>	13
Luminescence spectroscopy under synchrotron radiation excitations <i>Vladimir Pankratov</i>	15
Color centers in BaBrI crystals <i>R. Shendrik, A. Myasnikova, A. Shalaev, A. Bogdanov, A. Rusakov, A. Rupasov, N. Popov</i>	16
Recent advances in high-precision optical clocks based on ultracold atoms and ions <i>Sergey Bagayev, Alexey Taichenachev, and Valeriy Yudin</i>	17
Mass-defect effects in atomic clocks <i>Valeriy I. Yudin, Alexey V. Taichenachev</i>	18

Светоизлучающие А3-В5 гетероструктуры, интегрированные в кремниевую технологию <i>Д.С. Абрамкин, М. О. Петрушков, Е.А. Емельянов, М.А. Пулято, Б.Р. Семягин, М.Ю. Есин, И.Д. Лошкарев, А.К. Гу Т.С. Шамирзаев</i>	22
Исследование параметров генерации второй гармоники в условиях слабо-чирпированного импульса <i>С.В. Алексеев, М.В. Иванов, Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев</i>	23
Процессы, обеспечивающие объемное выделение энергии при лазерном инициировании ТЭНа <i>Н. Л. Алукер, Д.Р. Нурмухаметов</i>	24
Перовскит. синтез, структура, фотолюминесценция <i>В.Е. Аникеева, О.И. Семенова, О.Е. Тер</i>	25
Дифракционные решетки на основе пространственной модуляции рамановского усиления <i>Архипкин В.Г., Мысливец С.А.</i>	26
Влияние оптически плотной среды на форму резонанса когерентного пленения населенностей, детектируемого методом Рэмси <i>К.А. Баранцев, Г.В. Волошин, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов, А.С. Курацев</i>	27
Исследование кинетики нелинейных фотопроцессов наноструктурированных материалов <i>К.С. Бактыбеков, А.А. Баратова</i>	28
Электронно-оптические явления при нелинейном взаимодействии лазерного излучения с кристаллическими средами <i>В.И. Барышников</i>	29
Моделирование квантовых траекторий одиночных F_2 и F_3^+ - центра в кристалле LiF <i>А.В. Батуев, А. Касперович, С. А. Зилов</i>	30
Люминесцентная стеклокерамика <i>С. Ю. Батуева, Н. М. Кожевникова</i>	32
Влияние особенностей основных методов направленной кристаллизации и свойств расплавов на качество монокристаллов <i>В.С. Бердников, В.А. Винокуров, В.В. Винокуров, В.А. Гришков, С.А. Кислицын, К.А. Митин</i>	33
Влияние термокапиллярного эффекта на гидродинамику расплавов в режимах свободной и смешанной конвекции в методе чохраньского <i>В.С. Бердников, В.А. Винокуров, В.В. Винокуров</i>	34
Необычные магнитные состояния пара щелочного металла в задачах спин-обменного взаимодействия <i>В. А. Бобрикова, Е. Н. Попов</i>	35

Вакансии кислорода в цирконате-титанате свинца. влияние на структуру и сегнето-электрические свойства <i>А.И. Богданов, А.В. Киммель</i>	36
Перспективы применения люминесцирующих центров окраски алмаза <i>К.Н. Болдырев</i>	37
Сверхтонкая структура линий в спектрах люминесценции $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ <i>К.Н. Болдырев, М.Н. Попова</i>	38
Роль лития в формировании люминесцентных свойств оксида цинка <i>Будилова Е.Н., Никитенко В.А., Кокин С.М.</i>	39
Микрофотолюминесценция микродисковых резонаторов с InP/GaInP квантовыми точками <i>П. А. Буряк, А. Ю. Романова, Д. В. Лебедев, М. М. Кулагина, Ю. А. Гусева, А. М. Минтаиров</i>	40
Приведенная толщина слоя люминофора в «белых» СД <i>В.А. Ваганов, В.М. Лисицын</i>	41
Оптические свойства и морфология наноструктур, полученных методом STED-DLW стереолитографии <i>Д.А. Колымагин, Р.Д. Звагельский, Д.А. Чубич, А.Г. Витухновский</i>	42
Характеристики собственных точечных дефектов в кристаллах фторидов лития, натрия и магния, содержащих наноразмерные кластеры <i>А.П. Войтович</i>	43
Особенности вещественного состава кварцитов восточного саяна <i>М.Г. Волкова, А.И. Непомнящих</i>	44
Квазисинхронизм в двумерных нелинейных фотонных кристаллах <i>А.М. Вьюнышев</i>	45
Синхронизация и контроль излучения полупроводникового лазера в системе матричного анализа люминесцентных полей вещества <i>В.И. Барышников, А.С. Вязников, А.В. Болондзь</i>	46
Изменение полярности окружения флуоресцентного зонда как метод наблюдения за процессом разворачивания белка <i>М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева, Е.В. Немцева</i>	47
Частицы из разнозаряженных природных полисахаридов как система для инкапсуляции лекарств <i>И. Ю. Горбатенко, Н.В. Слюсаренко, А.С. Казаченко, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева</i>	48
Многофотонная ионизация и нелинейная восприимчивость кристаллов в поле фемтосекундного лазерного излучения <i>В.И. Барышников, О.В. Горева</i>	49

Проявление эффектов локального поля в спектрах одиночных молекул <i>А.А. Горшелев, М.Г. Гладуш, Т.В. Плахотник, А.В. Наумов</i>	51
Фемтосекундное лазерное возбуждение люминесценции легированных кристаллов <i>В.И. Барышников, О.В. Горева, Ю.А. Григорьева, О.Л. Никонович, Т.А. Колесникова</i>	51
Механизмы высоконелинейной генерации дефектов в широкозонных кристаллических средах под действием интенсивного лазерного излучения <i>В.П. Дресвянский, С.В. Алексеев, А.В. Кузнецов, О. Бухцоож, С. Энхбат, Е.Ф. Мартынович</i>	53
Ультразвуковое осаждение наночастиц щелочных галоидов из раствора <i>В.А. Бороноев, А.Л. Ракевич, Т.Ю. Сизова, В.П. Дресвянский, Е.Ф. Мартынович</i>	55
Динамическая модель F^{3+} -центра в кристалле LiF <i>В. П. Дресвянский, С. А. Зилов, А. Л. Ракевич, Е. Ф. Мартынович</i>	56
Пространственно-периодическое распределение концентрации центров, образованных фемтосекундным лазерным излучением в одноосных кристаллах <i>В. П. Дресвянский, С. А. Зилов, А. Л. Ракевич, Е. Ф. Мартынович</i>	57
Являются ли фотохромные центры в щелочноземельных фторидах аналогами DX центров в полупроводниках? <i>А.В. Егранов, Р.Ю. Шендрик, Т.Ю.Сизова</i>	58
Исследование гвг порошков ряда новых многофункциональных нелинейно-оптических кристаллов $K_7CaR_2(B_3O_{10})_3$ ($R = Y, Nd, Yb$) <i>Д.М. Ежов, А.Б. Кузнецов, К.А. Кох, В.А. Светличный</i>	59
Низкотемпературная кинетика фотолюминесценции алмазов при межзонном возбуждении <i>Е. Ф. Мартынович, А. С. Емельянова, А. Л. Ракевич</i>	60
Локальная плотность состояний в кристаллах YAG <i>Л.К.Ермаков, П.А.Ро</i>	61
Получение кварцевых концентраторов для оптического кварцевого стекла из кварцитов Восточного Саяна <i>Жабоедов А.П., Непомнящих А.И., Зимин М.Д.</i>	62
Изготовление шаблонов для металлических наноантенн методом STED-DLW литографии <i>Р.Д. Звагельский, Д.А. Колымагин, А.В. Писаренко, Д.А. Чубич, В.В.Сычев, А.Г. Витухновский</i>	63
Динамические модели центров окраски в кристаллах ШГК <i>В. П. Дресвянский, С. А. Зилов, А. Л. Ракевич, Е. Ф. Мартынович</i>	64
Спектральные свойства оксидной стеклокерамики легированной Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} <i>М.Д. Зимин, В.П. Дресвянский, С.Ю. Батуева, Н.М. Кожевникова</i>	64

- Процессы тепломассопереноса при выращивании мультикристаллического кремния в условиях аксиально-азимутальной неоднородности теплового поля 65
Иванов А.А. , Пресняков Р.В.
- Изучение возможности компрессии положительно chirпированного импульса после его преобразования во вторую гармонику 66
М.В. Иванов, С.В. Алексеев, Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев
- Спектрально-люминесцентные характеристики собственных и урановых центров окраски в кристалле LiF с примесями урана, магния и гидроксила 67
Н.А. Иванов, С.А. Небогин, Л.И. Брюквина
- U_1 центры в кристаллах LiF 68
Н.А. Иванов, Л.И. Брюквина
- Эквивалентность кинетики лазерного охлаждения атомов в квантовых режимах 70
Р.Я. Ильенков, О.Н. Прудников, А.В. Тайченачев, В.И. Юдин
- Сравнительный анализ фотолюминесцентных характеристик нанопористых структур анодированного оксида алюминия 71
Д.О. Ильин, А.С. Вохминцев, И.А. Вайнштейн
- Свойства полупроводниковых пленок PbS, полученных из координационных соединений $[Pb(N_2H_4CS)_2(CH_3COO)_2]$ и $[Pb(N_2H_4CS)_2Cl_2]$ 72
В.А. Карнушина, А.Н. Лукин, В.Н. Семенов, П.В. Рыбьянец, Н.М. Овечкина
- Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек в матрице полистирола 73
Карпов О.Н., Дериков Я.И., Шандрюк Г.А., Меркалов А.С., Ежов А.А., Тальрозе Р.В.
- ОДМР спектроскопия NV- центров окраски в искусственных алмазах 74
В.А. Антонов, И. А. Карташов, С. Н. Подлесный, В. П. Попов, А. В. Шишаев, Ю. Н. Пальянов
- Перспективы зондирования атмосферы на преобразованных частотах СО-лазера 75
И.О. Киняевский, А.А. Лисенко, Ю.М. Андреев
- Внутрирезонаторная генерация суммарных частот в криогенном щелевом со лазере СВЧ возбуждением 76
И.О. Киняевский, В.В. Бадиков, Д.В. Бадиков, А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, А.А. Котков, В.А. Можяева, А.М. Сагитова, Д.В. Синицын
- Исследование статистики регистрации одиночных фотонов в лазерном импульсе 77
А.В. Коляко, А.С. Плешков, Д.Б. Третьяков, В. И.Г. Неизвестный
- Безызлучательный резонансный перенос электронной энергии между полупроводниковыми квантовыми точками CdZnS/ZnS и CdZnSeS/ZnS ядро/оболочка в пленке полиметилметакрилата с наночастицами серебра 78
Е. И. Константинов
- Разработка фоточувствительных составов на основе аморфного кварца 79
А.С. Кузаков, С.Н. Малов, М.Д. Зимин

- Спектрально-кинетические исследования одиночных молекул люминофора BODIPY 3bf
А.В. Кузнецов, А.Л. Ракевич, О.В.Петрова, Л.Н.Собенина, В.И.Смирнов,
Б.А.Трофимов, Е.Ф. Мартынович 80
- Прямое измерение размеров филамента и длины пробега световых пульс ближнего ИК диа-
 пазона при различных режимах филаментации фемтосекундных лазерных импульсов с
 длинами волн от 800 до 4000 нм методом лазерной колорации
С. В. Чекалин, В.О.Компанец, А.В.Кузнецов, А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов 82
- Расчет начального поглощения пассивных лазерных затворов на основе одноосных анизо-
 тропных кристаллов
Р.О. Кузнецов, Е.Ф. Мартынович 83
- Исследование характеристик криогенного усилителя с мощной диодной накачкой
Г.В. Купцов, В.В. Петров, А.В. Лантев, А.И. Ноздрина, В.А. Петров,
А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков 85
- Межатомное диполь-дипольное взаимодействие в резонаторе фабри-перо с заряженными
 зеркалами
А.С. Куратцев, И.М. Соколов, К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Е.Н. Попов 86
- Распределение квантового ключа на сверхдальние расстояния на основе микроспутников
В.Л. Курочкин, А.В. Миллер, В. Е. Родимин, С. С. Воробей, М. Ю. Баланов,
Ю.В. Курочкин 87
- Позиционирование дефектообразования в кристаллической среде когерентными парами
 фемтосекундных лазерных импульсов
Н.Л. Лазарева, В.П. Дресвянский, Е.Ф. Мартынович 88
- Спектроскопия цирконов из высокоалмазоносных кимберлитов
Лазарева Н. Л., Мартынович Е. Ф., Миронов В. П. 89
- Факторы, влияющие на параметр работы мемристора на основе тонкой пленки LiF с
 нанокластерами Cu
Т.С. Лазарева, Л.И. Щепина, А.А. Черных, В.Л. Паперный, Н.А. Иванов 91
- Интерференционные процессы при рассеянии света на холодных атомных ансамблях, по-
 мещенных в постоянное электрическое или магнитное поле
Н.В. Ларионов, И.М. Соколов 92
- Малый порог лазерной генерации в микродисках с InP/GaInP квантовыми точками
Д. В. Лебедев, П. А. Буряк, А. Ю. Романова, М. М. Кулагина
А. М. Минтаиров 93
- Прикладные оптические свойства алмаза
Е.И. Липатов, Д.Е. Генин, Д.В. Григорьев, В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко,
Е.Х. Бакиит, Д.В. Белоплотов 94
- Условия фазового синхронизма для ГВГ терагерцового излучения в кристаллах ВВО
Д.М. Лубенко, В.Ф. Лосев, Ю.М. Андреев, Г.В. Ланский, Н.А. Николаев,
А.А. Мамрашев, Д.М. Ежов, В.А. Светличный 95
- Ti, Ni и TiNi сплавы: генерация импульсов ТГц излучения и применение в болометрах
Д.М. Лубенко, В.Ф. Лосев, Ю.М. Андреев, В.В. Денисов, В.В. Шугур
В.А. Светличный 96

Механизмы термохимического преобразования центров окраски во фторидах лития и натрия	97
<i>Н.Т.Максимова, В.М.Костюков, А.В.Митова, И.Л.Ураков</i>	
Оптические свойства и кинетика затухания люминесценции ионов Sm^{3+} и Sm^{2+} в алюмоборосиликатных стеклах	98
<i>Е. В. Мальчукова, Б. Буазо, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков</i>	
Термодинамическая оценка возможности протекания реакции образования бериллиевого индиалита из оксидов в системе $\text{BeO} - \text{MgO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$	99
<i>С.Г. Мамонтова, С.З. Зеленцов</i>	
Теоретическое моделирование и экспериментальные исследования ВЧ трактов волноводных CO_2 -лазеров с поперечным разрядом	100
<i>А.И.Карапузииков, А.А.Маркелов</i>	
Анизотропия лазерного дефектообразования в кристаллических средах	101
<i>Е.Ф. Мартынович, В.П. Дресвянский, Н.Л. Лазарева, О.Бухцзоож, С.Энхбат, П.В.Кострюков, Б.Е.Перминов, А.В.Конященко</i>	
Катодо- и рентгенолюминесценция алмазов (обзор)	102
<i>Миронов В. П., Мартынович Е. Ф.</i>	
Особенности радиационно-конвективной теплоотдачи кристаллов в методе бестигельной зонной плавки	104
<i>В.С. Бердников, К.А. Митин</i>	
Зависимость формы фронтов кристаллизации и полей температуры в кристаллах от граничных условий в методе горизонтальной направленной кристаллизации	105
<i>С.А. Кислицын, В.С. Бердников, К.А. Митин, В.А. Гришков</i>	
Радиационно-конвективная теплоотдача кристаллов в методах Чохральского и Степанова и их влияние на поля температуры и термических напряжений на разных стадиях технологического процесса	106
<i>В.С. Бердников, К.А. Митин</i>	
Трехкаскадное преобразование частоты излучения со-лазера в одном образце кристалла ZnGeP_2	107
<i>А.А. Ионин, И.О. Киняевский, Ю.М. Климачев, В.А. Можяева, Ю.М. Андреев</i>	
Люминесценция синтезированных в поле радиации люминофоров на основе ИАГ	108
<i>Мусаханов Досымхан, В. М.Лисицын, М.Г.Голковский, Ю.И.Михайлов</i>	
Фотохромные центры в кристаллах CaF_2 : неэмпирический расчет	110
<i>А.С. Мясникова, А.С.Мысовский</i>	
Источник коррелированных фотонов в ближнем ИК-диапазоне	111
<i>Б.А. Наседкин, А.С. Александровский, А.М. Вьюнышев</i>	
Некоторые физико-биологические аспекты лазерного излучения	112
<i>Негреева М.Б., Петрушин В.С.</i>	
Оптические стекла из природного кварцевого материала	114
<i>А.И.Непомнящих</i>	

Исследование люминесцентных свойств пленок Al-Si-N <i>Г.Ж. Ногайбекова, Б.П. Гриценко</i>	115
Ионно-плазменные методы создания модифицированных слоев щелочно-галогидных кристаллов для оптических приложений <i>В.Л. Паперный</i>	116
Зависимость спектра люминесценции оксида цинка от параметров возбуждения и регистрации <i>Петрук Е.В., Зверев А.С., Алукер Н.Л</i>	117
Оптико-люминесцентные свойства нанокерамики $MgAl_2O_4$, синтезированной методом электроимпульсного плазменного спекания <i>Полисадова Е.Ф., Хасанов О.Л., Валиев Д.Т., Степанов С.А., Двилис Э.С., Пайгин В.Д., Ваганов В.А.</i>	118
Оптическая накачка атомов щелочного металла в базе электронной оболочки и ядра <i>В.А. Бобрикова, Е.Н. Попов, К.А. Баранцев, А.С. Куранцев, А.Н. Литвинов</i>	119
Оптические свойства квантовых точек ZnCdS с примесью серебра <i>Клюев В.Г., Волыхин Д.В., Попова Е.В., Зарочинцева М.С.</i>	120
Лидарное зондирование сероводорода <i>В.Е.Привалов, В.Г.Шеманин</i>	121
Влияние геометрии сечения активного элемента на усиление его излучения <i>В.А.Кожевников, В.Е.Привалов</i>	122
Многофотонная диссоциация и флуоресценция оксида азота в интенсивных лазерных полях <i>А. В. Пучикин, Ю. Н. Панченко, В. Ф. Лосев, С. М. Бобровников</i>	123
Эффективная апконверсия в щелочноземельных фторидах, активированных ионами $Yb^{3+}-Ho^{3+}$ <i>Раджабов Е. А., Шендрик Р.Ю.</i>	124
Люминесценция одиночных эпитаксиальных квантовых InP/GaInP точек <i>А. Ю. Романова, П. А. Буряк, Д. В. Лебедев, А. М. Минтаиров</i>	125
Спектральные методы исследования лазерной плазмы <i>М.С. Руменских, М.А. Ефимов, А.А. Чибранов, А.Г. Березуцкий, И.Б. Мирошниченко</i>	126
Выращивание монокристаллов BaBrI методом Чохральского <i>А.Е. Рупасов, А.И. Русаков, А.А. Шалаев, Р.Ю. Шендрик</i>	127
Рост и спектроскопия кристаллов BaBrI, BaClI и SrBrI <i>А.И. Русаков, А.А. Шалаев, Р.У. Шендрик, А.К. Субанакоев</i>	128
Структура и временная динамика спектров возбуждения флуоресценции одиночных молекул Mg-тетраазапорфирина при криогенных температурах <i>А.О. Савостьянов, А.А. Горшелев, И.Ю. Еремчев, С.В. Орлов, А.В. Наумов, А.С. Старухин</i>	129
Оптические переходы с участием экситонных и дефектных состояний в квантовых точках InP/ZnS <i>С.С.Савченко, А.С.Вохминцев, И.А.Вайнштейн</i>	130

- Спектральные свойства пленок сульфида кадмия, легированных ионами меди
Т.В. Самофалова, В.А. Кузнецов, А.Н. Лукин, А.Н. Нитута, О.В. Звягина, Е.Ю. Проскурина, В.Н. Семенов 131
- Yb:KYW лазер с накачкой мощным одноименным коническим диодным лазером
А. В. Семенко, С. А. Кузнецов, В. С. Пивцов 132
- Об одном механизме взаимодействия лазерного излучения с биологическими объектами
В.А. Семибратова, А.В. Егранов 133
- Люминесценция графена под действием сильных ТГц импульсов
С. Б. Бодров, А.И. Корытин, А.А. Мурзанов, И.В. Оладышкин, Ю. А. Сергеев, А.Н. Степанов, М.Д. Токман 134
- Спектроскопия примесных центров в природных кварцитах и кварцевых стеклах
Т. Ю. Сизова, Р. Ю. Шендрик, А. А. Шалаев, А. В. Егранов, А. И. Непомнящих 135
- Анализ собственной флуоресценции белка при связывании с квантовой точкой
А.Г. Мережко, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева 136
- Модификация фотолюминесцентных свойств полупроводниковых квантовых точек путем внедрения в биополимерные частицы
Н.В.Слюсаренко, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева 137
- Люминесценция редкоземельных ионов в матрицах двойных молибдатов
Д. Софич, С. Доржиева, О. Чимитова, Б.Г. Базаров, Ю.Л. Тушинова, Ж.Г. Базарова, Р. Шендрик 139
- Параметры температурного тушения фотолюминесценции в нанопорошке h-BN
Д.М. Спиридонов, А.С. Вохминцев, И.А. Вайнштейн 140
- Особенности температурных зависимостей спектров красной фотолюминесценции алмазов
Степанов Ф. А., Емельянова А. С., Ракевич А. Л., Мартынович Е. Ф., Миронов В. П. 141
- Длительная красная люминесценция природных алмазов
Ф.А. Степанов, Т. Н. Барковская, Д.С. Глазунов, В.П.Миронов, Е.Ф. Мартынович 142
- Метод синхронного сканирования в флуоресцентном анализе
Д.П. Суржикова, М.А. Герасимова, Е.А. Слюсарева 143
- Пространственное распределение запасенной светосуммы фемтосекундного лазерного излучения в кристаллах LiF:Mg,Ti
В.П. Дресвянский, Н.С Бобина, С. Энхбат, Ю.А. Суханова, Е.Ф. Мартынович 145
- Мультифункциональные нанобиокомпозиты: синтез, строение, физико-химические и биологические свойства
Б.Г. Сухов, Б.А. Трофимов 146
- О влиянии катодолюминесценции и фотолюминесценции на сигналы с детекторов пучков убегающих электронов
В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бахит, Д.В. Белоплотов, А.Г. Бураченко, Д.А. Сорокин 148
- Электретные свойства дисперсных сред на основе кристаллов LiF с центрами окраски
Н.Т.Максимова, С.Ю.Теренин, А.В.Митова, И.Л.Ураков 149

Моделирование рассеяния лазерного излучения с длиной волны 1,07 мкм в прозрачной прессованной мишени из Al_2O_3 и её последующего нагрева <i>Е.В. Тихонов, В.В. Лисенков, В.В. Платонов, В.В. Осипов</i>	150
Временные особенности когерентного взаимодействия встречных волн <i>В.А. Ткаченко, А.С. Ципотан, В.В. Слабко</i>	151
Теоретический расчёт и фотофизические свойства светоизлучающих сополифлуоренов <i>Ф.Н. Томилин, И.А. Щугорева, Р.Ю. Смыслов, Г.И. Носова, С.Г. Овчинников</i>	152
Нанодфекты в микрокристаллах люминофоров на основе ИАГ <i>А.Т. Тулегенова, В.М. Лисицын, Х.А. Абдуллин, С.А. Степанов, Н. Р. Гусейнов</i>	153
Формирование люминесцирующего слоя в кристаллах LiF под действием излучения тлеющего разряда <i>А.А. Тютрин, Д.С. Глазунов, А.Л. Ракевич, Е.Ф. Мартынович</i>	154
Получение наноструктурированных и аморфных покрытий из сплавов на основе железа лазерно-плазменными методами <i>М.Н. Хомяков, П.А. Пинаев, П.А. Стаценко, Л.В. Чучкова, В.А. Батаев, Г.Н. Грачев</i>	155
Нагревание люминофора при преобразовании излучения <i>Цзюй Янян, Лисицын В.М., Социн Н.П., Кругляков С.А.</i>	156
Форма резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования на переходе $J = 1 - J = 2$ в спектроскопии однонаправленных волн <i>Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко</i>	157
Когерентные резонансы при насыщении переходов с основного 1S_0 состояния атомов в спектроскопии пробного поля <i>Э.Г. Сапрыкин, А.А. Черненко, А.М. Шалагин</i>	158
Лазерная запись полноцветных люминесцентных изображений в объеме оптических носителей <i>Е.Ф. Мартынович, Е.О. Чернова, В.П. Дресвянский, А.Е. Бугров, А.В. Конященко</i>	159
Механизм диффузии автолокализованной дырки в кристалле фторида бария <i>Чуклина Н.Г., Мысовский А.С.</i>	161
Экситоны в непрямозонных квантовых ямах и квантовых точках <i>Шамирзаев Т.С.</i>	162
АВ ИИПЮ изучение структурных и колебательных свойств $KCaCl_3$ <i>Шершунов А.А.</i>	163
Генерация и самосложение частот линий лазерного излучения при высокоэнергетической диодной накачке $Eg:YBa_2F_8$ кристаллов <i>В.И. Барышников, А.А. Шестаков, О.Л. Никонович, В.В. Криворотова</i>	164
Формирование в металлической плёнке волноводной структуры возмущением диэлектрической проницаемости <i>И.А. Карташов, С.Н. Подлесный, А.В. Шишаев</i>	166
Возбуждение поверхностных плазмон поляритонов в поле дифрагированного на щели излучения <i>И.А. Карташов, С.Н. Подлесный, А.В. Шишаев</i>	167

Люминесценция $Ti:Al_2O_3$ сред, наведенных спинчеванными электрон- Ti^{3+} пучками <i>В.И. Барышников, В.Л. Паперный, И.В. Щипаев</i>	168
Использование многоканальной детекции флуоресцентных днк-зондов для определения экспрессии генов <i>М.В. Шустов, А.В. Бережной, И.А. Янкелевич</i>	169
Теоретическое исследование наночастиц фторида кальция <i>М.Ю. Юрьев, А.С. Мысовский</i>	170

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

* - обозначает молодого(-ую) участника(-цу)

Abdirash Akilbekov

L.N. Gumilyov Eurasian National University
+7(701) 3880475
akilbekov_at@enu.kz
2 Satpayev Str., 010008, Astana, Kazakhstan

Mohammad Jaberi

Nuclear science and Technology Research
Institute
+9(821)82062123
mohammad.jaberi@gmail.com
PO BOX 14399-51113, North Kargar Av.,
Tehran, Iran

Mohammad R.J. Milani

Nuclear science and Technology Research
Institute
+9(821) 82062136
mrj.milani@gmail.com
PO BOX 14399-51113, North Kargar Av.,
Tehran, Iran

***Tschackad Kamali-Dolatabadi**

Heidelberg Engineering GmbH
+4(917) 64581994
Tschackad.Kamali@HeidelbergEngineering.com
Max-Jarecki-Straße 8 69115, Heidelberg,
Germany

***Абрамкин Демид Суад**

ФГБУН «Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(383) 3306945
dalamber.07@mail.ru
пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
Россия, 630090

***Алексеев Сергей Владимирович**

ФГБУН «Институт сильноточной электро-
ники» СО РАН
sergey100@sibmail.com
пр. Академический, 2/3, г. Томск, Россия,
634055

Алукер Надежда Леонидовна

ФГБОУ ВО «Кемеровский государственный
университет», ФГБУН «Институт
фундаментальных наук»
+7(923) 610724
naluker@gmail.com
Красная,6, г. Кемерово, Россия, 650043

***Аникеева Василиса Евгеньевна**

ФГБОУ ВО «Новосибирский государственный
университет»
+7(913) 3927029
vasilisanikeeva@gmail.com
ул. Пирогова, 1, г. Новосибирск, 630090

***Антонов Валентин Андреевич**

ФГБУН «Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова» СО РАН
пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
Россия, 630090

Архипкин Василий Григорьевич

ФГБУН «Институт физики им. Л.В. Киренско-
го» СО РАН
+7(913) 5829900
avg@iph.krasn.ru
Красноярск, Россия, 660036

***Баранцев Константин Анатольевич**

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский политехни-
ческий университет Петра Великого»
+7(904) 3340825
kostmann@yandex.ru
ул. Политехническая, 29, г. Санкт-Петербург,
Россия, 195251

Баратова Алия Амирхановна

ФГБУН «Евразийский национальный универ-
ситет им. Л.Н. Гумилева»
aa.baratova@yandex.kz
ул. Кажымукана, 13, г. Астана, Казахстан,
010008

Барышников Валентин Иванович

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный уни-
верситет путей сообщения»
+7(914) 0017849
vibh@rambler.ru
ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия

***Батуев А.В.**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет путей сообщения»
Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
664074

***Батуева Сэсэг Юрьевна**

ФГБУН «Байкальский институт природопользования» СО РАН
+7(983) 3327370
tsyretarova@inbox.ru
ул. Сахьяновой, 6, г. Улан-Удэ, Россия,
670047

*** Белоплотов Дмитрий Викторович**

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН
пр. Академический 2/3, г. Томск, Россия,
634055

Бердников Владимир Степанович

ФАНО РФ, ФГБУН «Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе» СО РАН
+7(913) 9479752,
berdnikov@itp.nsc.ru
пр-т К. Маркса, 20, г. Новосибирск, Россия,
630073

Бобина Наталья Сергеевна

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН»
+7(902) 7677459
bonat@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия,
664033

***Бобрикова Виктория Александровна**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7(921) 8904243
victoria.bobrikova@gmail.com
ул. Политехническая, 29, г. Санкт-Петербург,
Россия, 195251

***Богданов Александр Иванович**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(983) 4164269
alex.bogdanov2012@gmail.com
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия,
664033, а/я 304

***Бойченко Степан Викторович**

Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(983) 4078980
ste89@yandex.ru
ул. Лермонтова 130а, г. Иркутск, Россия,
664033

***Болдырев Кирилл Николаевич**

ФГБУН «Институт спектроскопии» РАН
+7(926) 5863756
kn.boldyrev@gmail.com
ул. Физическая, д.5, г. Москва, г. Троицк,
Россия, 108840

***Богданов Александр Иванович**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(983) 4164269
alex.bogdanov2012@gmail.com
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия, 664033,
а/я 304

***Будилова Евгения Николаевна**

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет путей сообщения Императора Николая II»
+7(915) 1006646
b.evgeniya.88@mail.ru
ул. Образцова, д. 9, стр. 9, г. Москва, Россия,
127994

***Бураченко Александр Геннадьевич**

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН
пр. Академический 2/3, г. Томск, Россия,
634055

***Буряк Полина Андреевна**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7(911) 0052305
ra.buriak@gmail.com
ул. Политехническая, д. 2, г. Санкт-Петербург,
Россия, 9195251

***Ваганов Виталий Андреевич**

ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
+7(952) 1841500
vav13@mail.ru
пр-т Ленина, дом 30, г. Томск, Россия, 634050

Витухновский Алексей Григорьевич

ФГБУН «Физический институт им.П.Н. Лебедева» РАН
+7(499) 1354264
alexei@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, д.53, ГСП-1 Москва, Россия, 119991

***Волошин Гавриил Валентинович**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
gavriilvsh@gmail.com
ул. Политехническая, д. 29, г. Санкт-Петербург, Россия, 195251

Войтович Александр Павлович

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
+375 17 2841732
voitovich@imaph.bas-net.by
пр-т Независимости, 68, г. Минск, Беларусь, 220072

Волкова Мария Геннадьевна

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН»
+7(914) 907-33-82
mariavolkova2008@yandex.ru,
volkova@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Вьюнышев Андрей Михайлович**

ФГБУН «Институт физики им. Л. В. Киренского» СО РАН
+7(913)507-44-47
vyunishev@iph.krasn.ru
ул. Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск, Россия, 660036

***Вязников Андрей Сергеевич**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет путей сообщения»
+7(914) 001-78-49
vibh@rambler.ru
ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия, 664074

***Генин Дмитрий Евгеньевич**

ФГБУН «Институт сильноточной электро-ники» СО РАН
Dm_genin@vtomske.ru
пр. Академический 2/3, г. Томск, Россия, 634055

Герасимова Марина Анатольевна

ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»
+7(963) 9570308
marina_2506@mail.ru
пр. Свободный, 79, г. Красноярск, Россия, 660041

Глазунов Дмитрий Сергеевич

Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(964) 1085424
glazunov@ilph.irk.ru
ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Горбатенко Ирина Юрьевна**

ФГБУН «Институт инженерной физики и радиоэлектроники», ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»
+7(913) 1730436
irinakydr@yandex.ru
пр. Свободный, 79, г. Красноярск, Россия, 660041

***Горева Ольга Валерьевна**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный Университет путей сообщения»
+7(950) 1128597
goreva_ov@irgups.ru
ул. Чернышевского, 15, г.Иркутск, Россия, 664074

Горшелев Алексей Алексеевич

ФГБУН «Институт спектроскопии» РАН
+7(926)145-74-54, +7(495)851-02-36
gorshelev@isan.troitsk.ru, gorshelev@mail.ru
ул. Физическая, 5, г. Троицк, г. Москва, Россия, 142190

Григорьева Юлия Александровна
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
 университет путей сообщения»
 +7(914) 0017849
 vibh@rambler.ru
 ул. Чернышевского, 15, г.Иркутск, Россия,
 664074

***Гусельникова Ольга Олеговна**
 ФГБОУ ВО «Новосибирский государственный
 технический университет»
cersimbod@yandex.ru
 пр-т К.Маркса, 20, г. Новосибирск, Россия,
 630073

***Досымхан Абитханович Мусаханов**
 L.N. Gumilyov Eurasian National University
 +7(952) 8892474
 dos_f@mail.ru
 2 Satpayev Str., 010008, Astana, Kazakhstan

Дресвянский Владимир Петрович
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт ла-
 зерной физики» СО РАН
 +7(950) 0867875
 nadvp@list.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

Егранов Александр Васильевич
 ФГБУН «Институт геохимии им. А.П.
 Виноградова» СО РАН
 +7(3952) 511462
 alegra@igc.irk.ru
 ул. Фаворского 1а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Ежов Дмитрий Михайлович**
 ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский
 Томский государственный университет»
 +7 (913) 1072731
 ezhov_dm@mail.ru
 пр. Ленина, 36, г. Томск, Россия, 634050

***Емельнова Анастасия Сергеевна**
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт ла-
 зерной физики» СО РАН
 +7(950) 0670431
 nastasia705@mail.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Емельянов Евгений Александрович**
 ФГБУН «Институт физики полупроводников
 им. А.В. Ржанова» СО РАН
 пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
 Россия, 630090

***Ермаков Леонид Константинович**
 ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский
 политехнический университет Петра
 Великого»
 +7(960) 2759058
 ermakov-lk@mail.ru
 ул. Политехническая, д. 29, г. Санкт-
 Петербург, Россия, 19525

***Есин Михаил Юрьевич**
 ФГБУН «Институт физики полупроводников
 им. А.В. Ржанова» СО РАН
 пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
 Россия, 630090

***Жабоедов Александр Петрович**
 ФГБУН «Институт геохимии им. А.П.
 Виноградова» СО РАН
 +7(950) 0615917
 rover2808@yandex.ru
 ул. Фаворского, д. 1 А, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Звагельский Роман Дмитриевич**
 ФГАОУ ВО «Московский физико-техни-
 ческий институт»
 +7(916) 0924213
 superznatok@gmail.com
 Институтский переулок, 9, г. Долгопруд-
 ный, РФ 141701

***Зверев Антон Сергеевич**
 ФГБОУ ВПО «Кемеровский государственный
 университет»
 +7(3842) 588117
 anthon.zverev@yandex.ru
 ул. Красная, 6, г. Кемерово, Россия, 650043

Зилов Сергей Анатольевич
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт ла-
 зерной физики» СО РАН
 +7(964) 2124160
 zilov@ilph.irk.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Зимин Михаил Дмитриевич**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(950) 0812358
zima.dom@mail.ru
ул. Фаворского, д. 1 А, г. Иркутск, Россия, 664033

***Иванов Александр Андреевич**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(3952) 426600
dir@igc.irk.ru
ул. Фаворского, д. 1 А, г. Иркутск, Россия, 664033

***Иванов Михаил Валериевич**

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН
+7(3822) 491891
mikhan.iv@gmail.com
пр. Академический 2/3, г. Томск, Россия, 634055

Иванов Николай Аркадьевич

ФГБОУ ВО «Иркутский национальный исследовательский технический университет»
+7(902) 5107731
ivnik@istu.edu
ул. Лермонтова, 83, г.Иркутск, Россия

***Ильенков Роман Ярославович**

ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(913) 7407899
ilenkov.roman@gmail.com
пр. Академика Лаврентьева, 13/3, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Ильин Денис Олегович**

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», НОЦ «НАНОТЕХ»
+7(904) 1786852
d.o.ilin@urfu.ru
ул. Мира 19, г. Екатеринбург, Россия, 620002

***Карнушина Виктория Александровна**

ФГБОУ ВО «Воронежский Государственный Университет»
+7(980) 3416041
79803416041@yandex.ru
Университетская пл., 1, г. Воронеж, Россия, 394018

***Карпов Олег Николаевич**

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»
+7(966) 1797976
o.karpov@ips.ac.ru
Ленинские горы, д. 1, Москва, Российская Федерация, 119991

Карташов Игорь Анатольевич

ФГБОУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(913) 9458333
kart@isp.nsc.ru
пр. Академика Лаврентьева, д. 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

Кидяров Борис Иванович

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(383) 3308026
kidyarov@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Киняевский Игорь Олегович**

ФГБУН «Физический институт им.П.Н. Лебедева» РАН
+7(926)1315518
kigor@sci.lebedev.ru
Ленинский проспект, д.53, ГСП-1 Москва, Россия, 119991

***Кислицын Степан Александрович**

ФГБОУ ВО «Новосибирский государственный технический университет»
+7(952) 9163579
100pch@mail.ru
пр. К. Маркса, 20, г. Новосибирск, Россия, 630073

***Коляко Александр Владимирович**

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(923)2468601
kolyako@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Константинова Елизавета Ивановна**
 ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет»
 +7(952) 0563748
 konstantinovaeliz@gmail.com
 Советский проспект, 1, г. Калининград,
 Россия, 236022

***Крафт Ярослав Валерьевич**
 ФГБУН «Институт углехимии и химическо-го материаловедения» ФИЦ УУХ СО РАН
 +7-3842-28-15-22
 ndr999@gmail.com
 пр. Советский, д.18, г. Кемерово, Россия

Криворотова Виктория Викторовна
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет путей сообщения»
 Ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
 664074

***Кузаков Андрей Сергеевич**
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 rangaid@mail.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Кузнецов Алексей Витальевич**
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 +7(999) 4232801
 protonov1395@gmail.com
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Кузнецов Андрей Викторович**
 Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 +7(902)5612179
 a.v.kuznetsov@bk.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Кузнецов Артём Борисович**
 ФГБУН «Институт геологии и минералогии им. В.С. Давыдова» СО РАН
 ku.artemy@gmail.com
 пр. Академика Коптюга, 3, г. Новосибирск,
 630090

***Кузнецов Роман Олегович**
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет путей сообщения»
 romankuznecov04@gmail.com
 ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
 664074

***Купцов Глеб Владимирович**
 ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 +7(963) 9448224
 kuptsov.gleb@gmail.com
 пр. Ак. Лаврентьева 15Б, г. Новосибирск,
 Российская Федерация, 630090

***Курапцев Алексей Сергеевич**
 ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
 +7(904)618-93-11
 aleksej-kurapcev@yandex.ru
 Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург,
 Россия, 195251

Курочкин Владимир Леонидович
 ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий»
 +7(915) 4005620
 v.kurochkin@rqc.ru
 ул. Новая, д. 100, Сколково, Московская область, Россия, 143025

***Лазарева Наталья Львовна**
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет», Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 +7(952) 6399278
 alberet94@mail.ru
 ул. К. Маркса, 1, г. Иркутск, Россия, 664003

***Лазарева Тамара Станиславовна**
 ФГБОУ ВО "Иркутский государственный университет"
 +7(950) 1427640
 schepina@api.isu.ru
 ул. К. Маркса, 1, Иркутск, Россия, 664003

Ларионов Николай Владимирович
 ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
 +7(963) 2424525
 laronov.nickolay@gmail.com
 Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург,
 Россия, 195251

***Лебедев Дмитрий Владимирович**

ФГБУН «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе» РАН
+7(963)326-30-15
lebedev.dmitri@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург,
Россия, 195251

Липатов Евгений Игоревич

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН
+7(952) 8930890
lipatov@loi.hcei.tsc.ru
пр-кт Академический, 2/3, г. Томск, Россия,
634055

***Литвинов Андрей Николаевич**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
andrey.litvinov@mail.ru
ул. Политехническая, 29, г. Санкт-Петербург,
Россия, 195251

***Лошкарёв Иван Дмитриевич**

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
Россия, 630090

***Лубенко Дмитрий Михайлович**

ФГБУН «Институт сильноточной электроники СО РАН»
+73822491891
lideru@gmail.com
п-т. Академический, 2/3, г. Томск, Россия,
634055

***Лудина Екатерина Алексеевна**

ФГБОУ ВО "Иркутский государственный университет"
+7(950) 1414280
lu-ekat531@mail.ru
ул. К. Маркса, 1, Иркутск, Россия, 664003

Максимова Наталья Тимофеевна

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет»
+7(908) 6633839
Natmax_2001@mail.ru
Бульвар Гагарина, 20, г.Иркутск, Россия,
664003

Мальчукова Евгения Валерьевна

ФГБУН «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» РАН
+7(981) 8332960
elf_mal@mail.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
Россия, 194021

Мамонтова Светлана Григорьевна

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(950) 1259124
svelta@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1А, г. Иркутск, а/я 304,
Россия, 664033

***Маркелов Алексей Андреевич**

ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(923)703-94-49
markellexa@mail.ru
просп. Акад. Лаврентьева 15Б, г. Новоси-
бирск, Россия, 630090

Мартынович Евгений Федорович

Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(950) 0555133
filial@ilph.irk.ru
ул. Лермонтова, 130А, г. Иркутск, Россия,
664033

Миронов Василий Павлович

Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(950) 0896632
mironov2011@gmail.com
ул. Лермонтова, 130А, г. Иркутск, Россия,
664033

***Митин Константин Александрович**

ФГБУН «Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе» СО РАН
+7(923) 2262806
mitin@ngs.ru
пр-т Академика Лаврентьева, 1, Новоси-
бирск, Россия, 630090

***Можаева Вера Александровна**

ФГБУН «Физический институт им.П.Н.
Лебедева» РАН
+7(917) 5404706
1996-racer@mail.ru
Ленинский проспект, д.53, ГСП-1 Москва,
Россия, 119991

***Мурзин Семен Витальевич**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет путей сообщения»
ул. Чернышевского, 15, Иркутск, Россия,
664074

Мясникова Александра Сергеевна

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П.
Виноградова» СО РАН
+7(395) 2511462
sasham@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1А, г. Иркутск, Россия,
664033

***Наседкин Борис Александрович**

ФГБУН «Институт физики им. Л.В.
Киренского» СО РАН
+7(983) 2080231
b.nasedkin@bk.ru
Академгородок, 50, строение № 38, г.
Красноярск, Россия, 660036

Наумов Андрей Витальевич

ФГБУН «Институт спектроскопии» РАН
+7(910)470-67-03
naumov@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5; г. Троицк, г. Москва,
Россия, 142190

Негреева Марина Борисовна

ФГБНУ «Иркутский научный центр хирургии
и травматологии»
negreeva@yandex.ru
ул. Борцов Революции, 1, г. Иркутск, Россия

Непомнящих Александр Иосифович

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П.
Виноградова» СО РАН
+7(902) 5135572
aiiner@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Никонович Ольга Леонидовна**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет путей сообщения»
+7(902) 5443788
nikonovich_ol@irgups.ru
ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
664074

***Ногайбекова Гульнур Женискызы**

ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский
Томский политехнический университет»
+7(961) 0966442
zheniskyzy_nur@mail.ru
пр. Ленина, 30, г. Томск, Россия, 634050

Панкратов Владимир

Lund University
+4(670) 2512934
vladimirs.pankratovs@maxiv.lu.se
PO BOX 118, SE-221 00 Lund, Sweden

Паперный Виктор Львович

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет»
+7(914) 9333884
paperny@math.isu.runnet.ru
ул. К. Маркса, 1, г. Иркутск, Россия, 664003

***Петрук Евгений Викторович**

ФГБОУ ВО «Кемеровский государственный
университет»
petruk_evgeniy@mail.ru
ул. Красная, 6, г. Кемерово, Россия, 650000

***Петрушков Михаил Олегович**

ФГБУН «Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова» СО РАН
пр. ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
Россия, 630090

Полисадова Елена Федоровна

ФГАУН ВО «Национальный исследовательский
Томский политехнический универси-тет»
+7(3822) 606310
elp@tpu.ru
пр. Ленина, 30, г. Томск, Россия, 634050

***Попов Евгений Николаевич**

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7(981) 9414206
enp-tion@yandex.ru
ул. Политехническая, 29, г. Санкт-Петербург, Россия, 195251

***Попова Елена Вячеславовна**

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»
+7(910) 2808396
elina.vacheslavovna@gmail.com
Университетская площадь, д. 1, г. Воронеж, Россия, 394018

***Попов Николай Валерьевич**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(902)5610027
brodiaga38@gmail.com
ул. Фаворского, 1А, г. Иркутск, Россия, а/я 304, 664033

***Плешков Александр Сергеевич**

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
alexand.pleshkov@mail.ru
пр-т акад. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

Привалов Вадим Евгеньевич

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7(812) 6519069
vaevpriv@yandex.ru
ул. Политехническая, д. 29, г. Санкт-Петербург, Россия, 195251

***Пучикин Алексей Владимирович**

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН
89095417006
aruchikin@mail.ru
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

Раджабов Евгений Александрович

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(952) 6148815
eradzh@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Романова Анастасия Юрьевна**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7 (952) 2883093
smeshnajarukkola@gmail.com
Политехническая, 29, Санкт-Петербург, Россия, 195251

***Руменских Марина Сергеевна**

ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
тел. +7(953) 8940526
marina_rumenskikh@mail.ru
пр-т ак. Лаврентьева, 13/3, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Рупасов Алексей Евгеньевич**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет»
+7(950) 1200768
jkljnb16@gmail.com
ул. Карла Маркса, 1, г. Иркутск, 664003

***Русаков Антон Игоревич**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(964) 1159611
rusakov@igc.irk.ru
ул. Фаворского, 1А, г. Иркутск, Россия, 664033

***Савостьянов Александр Олегович**

ФГБУН «Институт спектроскопии» РАН
+7(962)940-34-51, +7(495)851-02-36
savostianov.a@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5, г. Троицк, г. Москва, Россия, 142190

***Савченко Сергей Станиславович**

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
+7(922) 1015456
s.s.savchenko@urfu.ru
ул. Мира, 19, Екатеринбург, Россия, 620002

***Самофалова Татьяна Владимировна**
 ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»
 +7(906) 5860004, +7(473) 2208610
 TSamofalova@bk.ru
 Университетская пл., д. 1, г. Воронеж,
 Россия, 394006

***Семенко Анастасия Викторовна**
 ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
 +7(952) 9092109, +7 (383) 3332127
 lisaren@bk.ru
 пр-т ак. Лаврентьева, 15Б, г. Новосибирск,
 Россия, 630090

Семибратова Виктория Александровна
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет»
 +7(902) 1767616, +7(3952) 521253
 semibratova@nm.ru
 ул. Карла Маркса, д. 1, г. Иркутск, 664003

Сергеев Юрий Александрович
 ФГБУН «Институт прикладной физики» РАН
 +7(831) 4164903
 yas@ufr.appl.sci-nnov.ru
 ул. Ульянова, 46, г. Нижний Новгород, Россия,
 603950, БОКС - 120

***Сизова Татьяна Юрьевна**
 ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
 +7(950) 1462688, +7(3952) 511462
 sizova@igc.irk.ru
 664033 Иркутск Фаворского 1а, Россия

Слюсарева Евгения Алексеевна
 Сибирский Федеральный университет
 +7(905) 0887116
 ESlyusareva@sfu-kras.ru
 пр. Свободный, 79, г. Красноярск, Россия,
 660041

***Слюсаренко Нина Викторовна**
 ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»
 +7(902) 9642327
 sci_box@mail.ru
 пр. Свободный, 79, Красноярск, Россия, 660041

***Софич Дмитрий Олегович**
 ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
 +7(924) 7033827
 sofich-dmitriy@live.com
 ул. Фаворского, 1А, а/я 304, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Спиридонов Дмитрий Михайлович**
 ФГАОУ «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»
 +7(908) 9033316, +7(343) 3754594
 d.m.spiridonov@urfu.ru
 ул. Мира, 19, Екатеринбург, Россия, 620002

***Степанов Филипп Анатольевич**
 Иркутский филиал ФГБУН Институт лазерной физики СО РАН
 +7(914) 9147048
 fil.step@yandex.ru
 ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия,
 664033

***Суржикова Дарья Павловна**
 ФГАОУ ВО «Сибирский Федеральный университет»
 +7(923) 3716164
 darya19578@yandex.ru
 Свободный пр., 79, г. Красноярск, Россия,
 660041

***Суханова Юлиана Андреевна**
 ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет путей сообщения»
 Чернышевского, 15, Иркутск, Россия,
 664074,

Сухов Борис Геннадьевич
 ФГБУН Иркутский институт химии им. А.Е. Фаворского СО РАН
 +7(3952) 511433
 sukhov@iriioch.irk.ru
 ул. Фаворского, 1, г. Иркутск, Россия

Тасенко Виктор Федотович
 ФГБУН «Институт сильноточной электро-ники» СО РАН
 +7(3822) 491685
 VFT@loi.hcei.tsc.ru
 пр. Академический, 2/3, г. Томск, Россия,
 634055

***Теренин Сергей Юрьевич**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет»
+7(964) 1133300
Sterenin@list.ru, Natmax_2001@mail.ru
ул. Карла Маркса, 1, г. Иркутск, Россия, 664003

***Тихонов Егор Владимирович**

ФГБУН «Институт электрофизики» УрО РАН
+7(965) 5108721
tihonovegor1992@mail.ru
ул. Амундсена, 106, г. Екатеринбург, Россия, 620016

***Ткаченко Виктор Александрович**

ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»
+7(963) 1818514
mr.viktor.tkach@mail.ru
пр. Свободный, 79, г. Красноярск, Россия, 660041

Томилин Феликс Николаевич

ФГБУН «Институт физики им. Л.В. Киренского» СО РАН,
+7(950)9788890
felixnt@gmail.com
Академгородок, 50, строение № 38, г. Красноярск, Россия, 660036

***Тулегенова Аида Тулегенкызы**

ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»,
Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа при КазНУ им. аль-Фараби
+7(961) 0976151
tulegenova.aida@gmail.com
ул. Ленина, 30, г. Томск, Россия, 634050. ул. аль-Фараби, 71, г. Алматы, Казахстан, 050040,

***Тютрин Александр Александрович**

Иркутский филиал ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(950)0814018
aleks__raven@mail.ru
ул. Лермонтова, 130а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Хомяков Максим Николаевич**

ФГБУН «Институт лазерной физики» СО РАН
+7(383) 3304736, +7(961) 8708343
mnkhomy@gmail.com
пр-кт. Ак. Лаврентьева, 15Б, г. Новосибирск, Россия, 63009

***Цзюй Янян**

ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
+7(923) 4273606
1374586947@qq.com
ул. Ленина, 30, г. Томск, Россия, 634050

Черненко Александр Алексеевич

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(913) 9063830
chernen@isp.nsc.ru
пр-т акад. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Чернова Евгения Олеговна**

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
+7(999) 2009406
chernova08090703evgesha@mail.ru
Политехническая, 29, , г. Санкт-Петербург, Россия, 195251

***Чуклина Надежда Геннадьевна**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
+7(914) 9451895
nadyushka_chuklina@mail.ru
ул. Фаворского, 1А, а/я 304, г. Иркутск, Россия, 664033

Шалаев Алексей Александрович

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П. Виноградова» СО РАН
ул. Фаворского, 1А, а/я 304, г. Иркутск, Россия, 664033

Шамирзаев Тимур Сезгирович

ФГБУН «Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова» СО РАН
+7(923) 2254203
sha_tim@mail.ru
пр-т акад. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, Россия, 630090

***Шендрик Роман Юрьевич**

ФГБУН «Институт геохимии им. А.П.
Виноградова» СО РАН
+7(3952) 511462
roshen@yandex.ru
л. Фаворского, 1а, г. Иркутск, Россия, 664033

***Шершунов Алексей Владимирович**

ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный уни-
верситет»
+7(929) 3137070
rsk.sib@yandex.ru
ул. Киренского, д.28, г. Красноярск, Россия

***Шестаков Александр Александрович**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет путей сообщения»
+7(914) 0017849
vibh@rambler.ru
ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
664074

***Шипаев Иван Владимирович**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет путей сообщения»
+79140017849
vibh@rambler.ru
ул. Чернышевского, 15, г. Иркутск, Россия,
664074

***Шпилова Ольга Ивановна**

ФГБОУ ВО «Иркутский государственный
университет»
+7(914) 9007824
4me4you@bk.ru
ул. Карла Маркса, д. 1, г. Иркутск, Россия,
664003

Шишаев Анатолий Викторович

ФГБУН «Институт физики полупроводников им.
А.В. Ржанова» СО РАН
+7(383) 3306610, +7(383)3333266
anavis@isp.nsc.ru
пр-т акад. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск,
Россия, 630090

***Шустов Марк Васильевич**

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государ-
ственный Химико-Фармацевтический
Университет»
+7(921)5518537
shustovmark99@gmail.com
ул. проф. Попова, д. 14, г. Санкт-Петербург,
Россия, 197376

***Юрьев Михаил Юрьевич**

ФГБОУ ВО «Иркутский национально иссле-
довательский технический университет»
+7(924) 8296358
mixailyu2012@yandex.ru
ул. Лермонтова, 83, г. Иркутск, Россия, 664074

Авторский указатель

A

Aduiev B.P. 10
Akilbekov A. 3
Anikeeva V.E. 3

B

Bagayev S. 17
Baldrige W. H. 7
Bogdanov A. 16
Boichenko S.V. 4
Bryanskiy N.V. 11

C

Chauhan B. C. 7

D

Dauletbekova A. 3
Davoudi M. 12
Dresvyanskiy V.P. 13

F

Farahbod A. H. 5
Farrell S. 7
Fischer J. 7

I

Ismagilov Z.R. 10

J

Jaberi M. 5, 12

K

Kamali T. 7
Kidyarov B.I. 8, 9
Kirilkin N. 3
Kovalev R.Yu. 10
Kraft Ja.V. 10

L

Lazareva N.L. 11
Ludina E.A. 11

M

Martynovich E.F. 11, 13
Milani M. R. J. 12
Murzin S. 13
Myasnikova A. 16

N

Nurmukhametov D.R. 10

P

Panahibakhsh S. 5
Pankratov V. 15
Popov N. 16

R

Rupasov A. 16
Rusakov A. 16

S

Seitbayev A. 3
Semenova O. I. 3
Shalaev A. 16
Shendrik R. 16
Skuratov V. 3

T

Taichenachev A. 17, 18
Tereshchenko O. E. 3

Z

Zimin M.D. 13

Y

Yudin V. 17, 18

A

Абдуллин Х.А. 153
Абрамкин Д.С. 22
Александровский А.С. 111
Алексеев С.В. 23, 53, 66
Алукер Н.Л. 24, 117
Андреев Ю.М. 75, 95, 96, 107
Аникеева В.Е. 25
Антонов В.А. 74
Архипкин В.Г. 26

Б

Бадиков В.В. 76
Бадиков Д.В. 76
Базаров Б.Г. 139
Базарова Ж.Г. 139

Бактыбеков К.С. 28

Бакшт Е.Х. 94, 148
Баланов М.Ю. 87
Баранцев К.А. 27, 86, 119
Баратова А.А. 28
Барковская Т.Н. 142
Барышников В.И. 29, 46, 49, 51, 164, 168
Батаев В.А. 155
Батуев А.В. 30
Батуева С.Ю. 32, 64
Белоплотов Д.В. 94, 148
Бердников В.С. 33, 34, 104, 105, 106
Бережной А.В. 169
Березуцкий А.Г. 126
Бобрикова В.А. 35, 119
Бобровников С.М. 123
Богданов А.И. 36
Бодров С. Б. 134
Болдырев К.Н. 37, 38
Болондзь А.В. 46
Бороноев В.А. 55
Брюквина Л.И. 67, 68
Брюханов В.В. 78
Буазо Б. 98
Бугров А.Е. 159
Будилова Е.Н. 39
Бураченко А.Г. 94, 148
Буряк П.А. 40, 93, 125
Бухцоож О. 53, 101

В

Ваганов В.А. 41, 118
Вайнштейн И.А. 71, 130, 140
Валиев Д.Т. 118
Винокуров В.А. 33, 34
Винокуров В.В. 33, 34
Витухновский А.Г. 42, 63
Войтович А.П. 43
Волкова М.Г. 44
Волошин Г.В. 27
Волыхин Д.В. 120
Воробей С.С. 87

Вохминцев А.С. 71, 130, 140
 Вьюнышев А.М. 45, 111
 Вязников А.С. 46

Г

Генин Д.Е. 94
 Герасимова М.А. 47, 48, 136, 137, 143
 Гладуш М.Г. 51
 Глазунов Д.С. 142, 154
 Голковский М.Г. 108
 Горбатенко И. Ю. 48
 Горева О.В. 49, 51
 Горшелев А.А. 51, 129
 Грачев Г.Н. 155
 Григорьев Д.В. 94
 Григорьева Ю.А. 51
 Гриценко Б.П. 115
 Гришков В.А. 33, 105
 Гусева Ю.А. 40, 93
 Гусейнов Н. Р. 153
 Гутаковский А.К. 22

Д

Двилис Э.С. 118
 Денисов В.В. 96
 Дериков Я.И. 73
 Доржиева С. 139
 Дормидонов А.Е. 82
 Дресвянский В.П. 53, 55, 56, 57, 64, 88, 101, 145, 159

Е

Егранов А.В. 58, 133, 135
 Ежов А.А. 73
 Ежов Д.М. 59, 95, 96
 Емельянов Е.А. 22
 Емельянова А.С. 141, 60
 Еремчев И.Ю. 129
 Ермаков Л.К. 61
 Есин М.Ю. 22
 Ефимов М.А. 126

Ж

Жабоедов А.П. 62

З

Зарочинцева М.С. 120

Звагельский Р.Д. 42, 63
 Зверев А.С. 117
 Звягина О.В. 131
 Зеленцов С.З. 99
 Зилов С.А. 30, 56, 57, 64
 Зимин М.Д. 62, 64, 79

И

Иванов А.А. 65
 Иванов М.В. 23, 66
 Иванов Н.А. 67, 68, 91
 Иванов Н.Г. 23, 66
 Ильенков Р.Я. 70
 Ильин Д.О. 71
 Ионин А.А. 76, 107

К

Казаченко А.С. 48
 Кандидов В.П. 82
 Карапузиков А.И. 100
 Карнушина В.А. 72
 Карпов О.Н. 73
 Карташов И. А. 74, 166, 167
 Касперович А. 30
 Киммель А.В. 36
 Киняевский И.О. 75, 76, 107
 Кирпичников А.В. 85
 Кислицын С.А. 33, 105
 Климачев Ю.М. 76, 107
 Ключев В.Г. 120
 Кожевников В.А. 122
 Кожевникова Н. М. 32, 64
 Козлов А.Ю. 76
 Кокин С.М. 39
 Колесникова Т.А. 51
 Колымагин Д.А. 42, 63
 Коляко А.В. 77
 Компанец В.О. 82
 Константинова Е. И. 78
 Конященко А.В. 159, 101
 Корытин А.И. 134
 Кострюков П.В. 101
 Костюков В.М. 97
 Котков А.А. 76
 Кох К.А. 59
 Криворотова В.В. 164
 Кругляков С.А. 156

Кузаков А.С. 79
 Кузнецов А.Б. 59
 Кузнецов Алексей В. 80
 Кузнецов Андрей В. 53, 82
 Кузнецов В.А. 131
 Кузнецов Р.О. 83
 Кузнецов С.А. 132
 Кулагина М.М. 40, 93
 Купцов Г.В. 85
 Курапцев А.С. 27, 86, 119
 Курочкин В.Л. 87
 Курочкин Ю.В. 87

Л

Лазарева Н.Л. 88, 89, 101
 Лазарева Т.С. 91
 Ланский Г.В. 95
 Лаптев А.В. 85
 Ларионов Н.В. 92
 Лебедев Д. В. 40, 93, 125
 Липатов Е.И. 94
 Лисенко А.А. 75
 Лисенков В.В. 150
 Лисицын В.М. 41, 108, 153, 156
 Литвинов А.Н. 27, 86, 119
 Лосев В.Ф. 23, 66, 95, 96, 123
 Лошкарев И.Д. 22
 Лубенко Д.М. 95, 96
 Лукин А.Н. 72, 131

М

Максимова Н.Т. 97, 149
 Малов С.Н. 79
 Мальчукова Е.В. 98
 Мамонтова С.Г. 99
 Мамрашев А.А. 95
 Маркелов А.А. 100
 Мартынович Е.Ф. 53, 55, 56, 57, 60, 64, 80, 83, 88, 89, 101, 102, 141, 142, 145, 154, 159
 Мережко А.Г. 136
 Мерекалов А.С. 73
 Миллер А.В. 87

Мингаиров А.М. 40, 93, 125
 Миронов В.П. 89, 102, 141, 142
 Мирошниченко И.Б. 126
 Митин К.А. 33, 104, 105, 106
 Митова А.В. 97, 149
 Михайлов Ю.И. 108
 Можаяева В.А. 76, 107
 Мурзанев А.А. 134
 Мусаханов Д. 108
 Мысливец С.А. 26
 Мысовский А.С. 110, 161, 170
 Мясникова А.С. 110

Н

Наседкин Б.А. 111
 Наумов А.В. 51, 129
 Небогин С.А. 67
 Негреева М.Б. 112
 Неизвестный И.Г. 77
 Немцева Е.В. 47
 Непомнящих А.И. 44, 62, 114, 135
 Никитенко В.А. 39
 Николаев Н.А. 95
 Никонович О.Л. 51, 164
 Нитута А.Н. 131
 Ногайбекова Г.Ж. 115
 Ноздрина А.И. 85
 Носова Г.И. 152
 Нурмухаметов Д.Р. 24

О

Овечкина Н.М. 72
 Овчинников С.Г. 152
 Оладышкин И.В. 134
 Орлов С.В. 129
 Осипов В.В. 150

П

Пайгин В.Д. 118
 Пальянов Ю.Н. 74
 Панченко Ю.Н. 123
 Паперный В.Л. 91, 116, 168
 Перминов Б.Е. 101
 Пестряков Е.В. 85

Петров В.А. 85
 Петров В.В. 85
 Петрова О.В. 80
 Петрук Е.В. 117
 Петрушин В.С. 112
 Петрушков М.О. 22
 Пивцов В. С. 132
 Пинаев П.А. 155
 Писаренко А.В. 63
 Платонов В.В. 150
 Плахотник Т.В. 51
 Плешков А.С. 77
 Подлесный С.Н. 74, 166, 167
 Полисадова Е.Ф. 118
 Попов В.П. 74
 Попов Е.Н. 27, 35, 86, 119
 Попова Е.В. 120
 Попова М.Н. 38
 Преображенский В.В. 22
 Пресняков Р.В. 65
 Привалов В.Е. 121, 122
 Проскурина Е.Ю. 131
 Прудников О.Н. 70
 Пулято М.А. 22
 Пучикин А.В. 123

Р

Раджабов Е.А. 124
 Ракевич А.Л. 55, 56, 57, 60, 64, 80, 141, 154
 Родимин В. Е. 87
 Родный П.А. 61
 Романова А.Ю. 40, 93, 125
 Руменских М.С. 126
 Рупасов А.Е. 127
 Русаков А.И. 127, 128
 Рыбьянец П.В. 72
 Рябцев И.И. 77

С

Савостьянов А.О. 129
 Савченко С.С. 130
 Сагитова А.М. 76
 Самофалова Т.В. 131
 Сапрыкин Э.Г. 157, 158
 Светличный В.А. 59, 95, 96

Семенко А.В. 132
 Семенов В.Н. 72, 131
 Семенова О.И. 25
 Семибратова В.А. 133
 Семягин Б.Р. 22
 Сергеев Ю.А. 134
 Сизова Т.Ю. 55, 58, 135
 Синицын Д.В. 76
 Слабко В.В. 151
 Слюсарева Е.А. 47, 48, 136, 137, 143
 Слюсаренко Н.В. 48, 137
 Смирнов В.И. 80
 Смыслов Р.Ю. 152
 Собенина Л.Н. 80
 Соколов И.М. 86, 92
 Сорокин Д.А. 148
 Софич Д. 139
 Социн Н.П. 156
 Спиридонов Д.М. 140
 Старухин А.С. 129
 Стаценко П.А. 155
 Степанов А.Н. 134
 Степанов С.А. 153, 118
 Степанов Ф.А. 141, 142
 Субанаков А.К. 128
 Суржикова Д.П. 143
 Сухов Б.Г. 146
 Сычев В.В. 63

Т

Тайченачев А.В. 70,
 Тальрозе Р.В. 73
 Тарасенко В.Ф. 94, 148
 Теренин С.Ю. 149
 Терещенко О.Е. 25
 Териуков Е.И. 98
 Тихонов Е.В. 150
 Ткаченко В.А. 151
 Токман М.Д. 134
 Томилин Ф.Н. 152
 Трапезникова И.Н. 98
 Третьяков Д.Б. 77
 Трофимов Б.А. 80, 146
 Тулегенова А.Т. 153
 Тушинова Ю.Л. 139
 Тютрин А.А. 154

У

Ураков И.Л. 149, 97

Х

Ханин В.М. 61
Хасанов О.Л. 118
Хомяков М.Н. 155

Ц

Цзюй Я. 156
Ципотан А.С. 151

Ч

Чекалин С.В. 82
Черненко А.А. 157, 158
Чернова Е.О. 159
Черных А.А. 91
Чибранов А.А. 126
Чимитова О. 139
Чубич Д.А. 42, 63

Чуклина Н.Г. 161
Чучкова Л.В. 155

Ш

Шалагин А.М. 158
Шалаев А.А. 127, 128,
135
Шамирзаев Т.С. 22, 162
Шандрюк Г.А. 73
Шеманин В.Г. 121
Шендрик Р.Ю. 58, 124,
128, 135, 137, 139
Шершунов А.А. 163
Шестаков А.А. 164
Шишаев А.В. 166
Шугуров В.В. 96
Шустов М.В. 169

Щ

Щепина Л.И. 91
Щипаев И.В. 168
Щугорева И.А. 152

Э

Энтин В.М. 77
Энхбат С. 53, 101, 145

Ю

Юдин В.И. 70
Юрьев М.Ю. 170

Я

Янкелевич И.А. 169

Научное издание

XVI МЕЖДУНАРОДНАЯ МОЛОДЕЖНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ

**ПОСВЯЩЕННАЯ 100-ЛЕТИЮ
ИРКУТСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

Село Аршан, республика Бурятия, Россия,
2–7 июля, 2018 г.

ТЕЗИСЫ ЛЕКЦИЙ И ДОКЛАДОВ

Научный редактор Е.Ф. Мартынович
Компьютерный набор и верстка С.В. Бойченко
Автор фотографии на обложке Андрей Кузнецов

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130а, тел (3952) 51-21-60

Иркутский государственный университет,
664003, Иркутск, ул. К. Маркса, 1

Отпечатано с готового оригинал-макета
в типографии Издательства ИГУ
664003, Иркутск, ул. Лермонтова, 124, тел. (3952) 52-18-53

Подписано в печать 28.06.2018. Формат 60x90 1/16
Усл. печ. л. 12,4. Тираж 150 экз. Заказ 433

