# XV МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА-СЕМИНАР «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИННОВАЦИИ: НАНООПТИКА, ФОТОНИКА И КОГЕРЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ»

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ**

**ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ**

**г. Йошкар-Ола**
**15-18 августа 2020 г.**

**УДК 535.3**
**ББК 22.343**

**XV международная научная школа-семинар «Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия»:** Сборник тезисов. г. Йошкар-Ола, 15-18 августа 2020 г. / под ред. д.ф.-м.н., проф. В.В. Самарцева [Электронное издание]. – Москва: Тровант, 2020. – 78 с.: ил.

ISBN 978-5-89513-476-4

В сборнике представлены материалы XV международной научной школы-семинара «Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия». Семинар был организован Поволжским государственным технологическим университетом совместно с Казанским физико-техническим институтом им. Е.К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр РАН», Институтом спектроскопии РАН и Московским педагогическим государственным университетом при поддержке АНО ПНР «Междисциплинарная академия науки и инноватики».

Мероприятие продолжает серию ежегодных семинаров с лекциями и докладами по результатам фундаментальных и прикладных разработок в области оптики и спектроскопии. Тематика семинара посвящена исследованиям по фотонному эху, когерентной оптике и спектроскопии, нелинейной оптике, квантовой оптике и квантовой информатике, фотонике и нанооптике. Среди постоянных участников семинара – представители «оптических» научных школ из Йошкар-Олы (ПГТУ и МарГУ), Казани (КФТИ, КФУ, КНИТУ-КАИ (ККЦ), КГЭУ), Москвы (МГУ, ФИАН, ИСАН, МПГУ, МФТИ), Самары (СФ ФИАН), Волгограда (ВолГУ), Санкт-Петербурга (СПбНИУ ИТМО) и других городов России.

Материалы сборника могут представлять интерес для ученых и специалистов, работающих в области когерентной и нелинейной оптики, оптической спектроскопии и смежных дисциплин, а также студентов и аспирантов, желающих получить представление о последних научных достижениях в данной области естествознания.

Постоянный web-адрес школы-семинара: http://pecs.su/school.

## Организаторы

Министерство образования и науки Республики Марий Эл
Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере
АНО ПНР «Междисциплинарная академия науки и инноватики»
Поволжский государственный технологический университет
Московский педагогический государственный университет
Институт спектроскопии РАН
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр РАН»
Малое предприятие (бизнес-инкубатор высоких технологий) ООО «ОРОЛ»
Пансионат «Яльчик»

## Программный комитет

**Председатель:** И.И. Попов – д.ф.-м.н., профессор (ПГТУ, Йошкар-Ола)
**Сопредседатели:**
Д.В. Иванов – чл. корр. РАН, проректор по науч. работе (ПГТУ, Йошкар-Ола)
В.В. Самарцев – д.ф.-м.н., профессор, зав. лаб. (КФТИ КазНЦ РАН, Казань).
А.В. Наумов – д.ф.-м.н., профессор РАН, зав. отделом/зав. кафедрой (ИСАН/МПГУ, Москва)

**Члены программного комитета:**

В.С. Абрамов (Украина, Донецк)
С.М. Аракелян (Россия, Владимир)
Н.М. Арсланов (Россия, Казань)
С.Н. Багаев (Россия, Новосибирск)
А.А. Баев (Россия, Йошкар-Ола)
М.Б. Белоненко (Россия, Волгоград)
А.М. Васильев (Россия, Москва)
Е.А. Виноградов (Россия, Москва)
А.Г. Витухновский (Россия, Москва)
В.А. Голенищев-Кутузов (Россия, Казань)
А.В. Голенищев-Кутузов (Россия, Казань)
В.А. Иванов (Россия, Йошкар-Ола)
А.А. Калачев (Россия, Казань)
Д.И. Камалова (Россия, Казань)
Т.Ю. Могильная (Россия, Москва)
С.А. Моисеев (Россия, Казань)
А.В. Наумов (Россия, Москва)
В.Г. Никифоров (Россия, Казань)
А.А. Роженцов (Россия, Йошкар-Ола)
Н.В. Рябова (Россия, Йошкар-Ола)
Н.И. Сушенцов (Россия, Йошкар-Ола)
А.И. Фишман (Россия, Казань)
О.Х. Хасанов (Беларусь, Минск)
А.В. Шкаликов (Россия Казань)
А.Г. Шмелев (Россия, Казань)
Д.А. Чубич (Россия, Москва)

**Ученый секретарь:** К.Р. Каримуллин – к.ф.-м.н., с.н.с./зав. лаб. (ИСАН/МПГУ, Москва)

## Организационный комитет

**Председатель:** И.И. Попов – д.ф.-м.н., профессор (ПГТУ, Йошкар-Ола)
**Сопредседатель:** А.А. Роженцов – д.т.н., профессор, проректор (ПГТУ, Йошкар-Ола)

**Члены организационного комитета:**

А.А. Баев (Йошкар-Ола)
Е.И. Гладышева (Йошкар-Ола)
А.А. Гладышева (Йошкар-Ола)
Е.А. Гладышева (Йошкар-Ола)
А.Н. Дедов (Йошкар-Ола)
А.В. Иванов (Йошкар-Ола)
Д.В. Иванов (Йошкар-Ола)
К.Р. Каримуллин (Москва)
В.Ж. Карпов (Йошкар-Ола)
Г.В. Максимов (Йошкар-Ола)
Д.В. Минеев (Йошкар-Ола)
А.В. Мороз (Йошкар-Ола)
Д.А. Никитин (Йошкар-Ола)
А.А. Роженцов (Йошкар-Ола)
Н.И. Сушенцов (Йошкар-Ола)
Д.Е. Шашин (Йошкар-Ола)

# ОГЛАВЛЕНИЕ

# ELECTROMAGNETIC CONTROL BASED ON LIE SYMMETRY TRANSFORMATION

**Zheng Mingliang***

*University of Wuxi, School of mechanical and electrical of Taihu, Wuxi 214064, China*
*e-mail: zhengml@wxu.edu.cn

An design method of electromagnetic metamaterial based on Lie symmetry transformation is proposed, which is applied to the regulation of electromagnetic wave/light. Firstly, the electromagnetic control model based on metamaterials is introduced, and the determination equations of Lie symmetry transformation is derived, then the analytical forms of constitutive parameters of metamaterials are introduced. Finally, the Lie symmetry method is applied to the control of electromagnetic beam width. The results show that the metamaterial based on Lie symmetry transformation has good field distribution and overcomes the single subjectivity of traditional coordinate transformation. The wave simulation with COMSOL multiphysics results verifies the correctness.

# DIFFRACTION-FREE MATHIEU PULSES IN CARBON NANOTUBES IN AN OPTICAL RESONATOR

**Yu.V. Dvuzhilova[1], A.M. Belonenko[1], I.S. Dvuzhilov[1], M.B. Belonenko[1,*]**

*[1]Volgograd State University, 100 Universitetsky Ave., Volgograd 400062, Russia*
*e-mail: mbelonenko@yandex.ru

## 1. Introduction

At present, for nonlinear optics, diffraction-free optical pulses (Bessel, Airy and Mathieu cross sections), which are propagating without changing the shape and amplitude, are of significant interest. Diffractive pulse spreading is a fundamental feature of freely propagating optical beams that are easily observed in everyday life. As is known, diffraction has a significant impact on the optical resolution limit in various industries, including microscopy, lithography and photography, as well as on the accuracy limit of spectral analysis [1]. Thus, diffraction-free beams have a number of advantages over other beams of comparable transverse size, namely, suppressing the broadening of the pulse shape and scale during its propagation.

It is important that the medium in which the pulses propagate has nonlinear properties; as such a medium, semiconducting carbon nanotubes, often used in various applications, are suitable [2–4]. Thanks to the simulation of such a nonlinear medium, it becomes possible to control some parameters of an extremely short optical Mathieu pulse, for example, its speed and shape, which in turn plays an important role in creating a modern element base for opto- and nanoelectronics.

Note that the medium of carbon nanotubes is placed under the conditions of an optical resonator. The considered cylindrical resonator is an ideal conductor, i.e. there are no free charges, the electric field at the boundary is zero.

It should be noted that Mathieu pulses were obtained experimentally [5], thus, the study of their dynamics in a medium of carbon nanotubes placed in an optical resonator is very important not only from a theoretical point of view, but for practical applications.

## 2. Numerical results

This work will not consider: the pulse-induced charge along the axis of carbon nanotubes, as well as the electric field of the substrate. The characteristic distance between nanotubes and their size is many times smaller than the size of the spatial region in which the three-dimensional extremely short Mathieu pulse is localized. This allows us to consider the current spread over the volume and apply the continuous medium approximation.

The results of the evolution of a three-dimensional extremely short pulse with a Mathieu profile, propagating in a medium of carbon nanotubes placed in an optical cavity, are shown in Fig. 1.

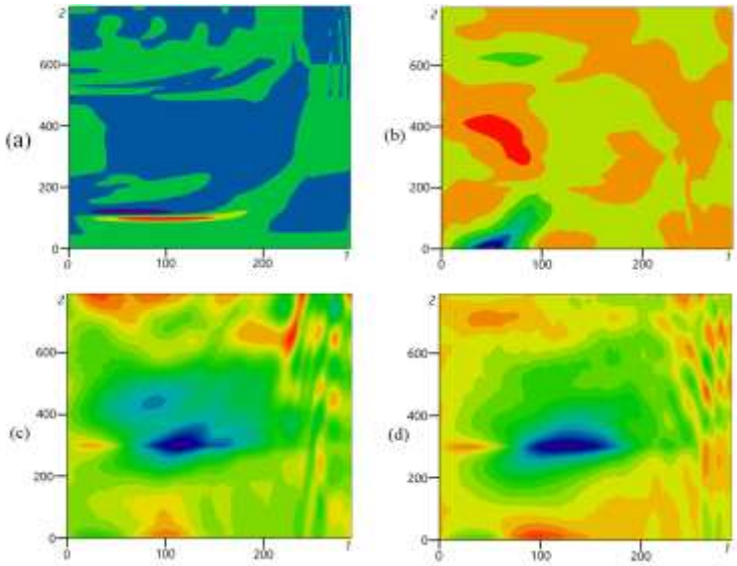



**Fig. 1.** Evolution of a diffraction-free three-dimensional extremely short optical Mathieu pulse in a medium of carbon nanotubes, in an optical cavity, at fixed times: a) 10 ps, b) 40 ps, c) 70 ps, d) 100 ps. Along the axes, coordinate units are plotted in micrometers (1 - u, 2 - w). The color indicates the strength of the electric field of the pulse.

Figure 1 shows the stable propagation of a three-dimensional extremely short diffraction-free Mathieu pulse, which propagates in a medium of carbon nanotubes placed in an optical resonator. The pulse retains its energy localized in a limited spatial region, which is concentrated along the axis of the cylindrical resonator, at times up to 100 ps.

It can be seen from the figure that all the pulse energy is concentrated in the resonator cross section. The formation of such a stable structure occurs due to the reflection of waves from the walls of the resonator and their further interference.

From the study, the following conclusion can be drawn: Diffraction-free three-dimensional extremely short Mathieu pulses propagate stably in the medium of carbon nanotubes, under the conditions of an optical resonator. The pulse energy remains localized in a limited spatial region. Evolving in time, the pulse moves from the axis of the resonator to its walls, reflecting from them, and then interference of counter propagating waves occurs, due to which the pulse retains its energy concentrated, with a slight change in shape.

## References

1. M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega and S. Chávez-Cerda, *Opt. Lett.* **29** (2004) 44.
2. J.-W. Jiang, J.-S. Wang, *J. Appl. Phys.* **110** (2011) 124319.
3. H. Leblond, D. Mihalache, *Phys. Rev. A* **86** (2012) 043832.
4. M. Belonenko et al. *J. Rus. Las. Res.* **27** (2006) 457.
5. J.C. Gutiérrez-Vega, M.D. Iturbe-Castillo, G.A. Ramírez Opt. Com. **195** (2001) 35.

# INVESTIGATION OF THE OPTICAL PROPERTIES OF NANOSTRUCTURED SUBSTRATES FOR SERS SPECTROSCOPY FABRICATED BY TEMPLATE-ASSISTED SYNTHESIS

**E.P. Kozhina[1,*], S.A. Bedin[1, 2], S.N. Andreev[1, 3], N.L. Nechaeva[4], S.N. Podoynitsyn[4]**

*[1]Moscow Pedagogical State University, Moscow 119435, Russia*
*[2]Center of Crystallography and Photonics of RAS, Moscow 119333, Russia*
*[3]Moscow Polytechnic University, Moscow 107023, Russia*
*[4]N.M. Emanuel Institute of Biochemical Physics RAS, Moscow 119334, Russia*
*e-mail: Liza.kozhina.99@mail.ru

## 1. Introduction

Raman spectroscopy is a fast-moving technique at the edge of physics, chemistry and biology. This method allows identifying the unique "fingerprints" of ultra-low analyte concentration, and even detection of the infinitesimal angle deformation or bonds elongation in the molecule. In addition, compared with the IR absorption spectroscopy the presence of water does not interfere with its applicability. In this relation on the note, the analysis of fine structured electronic-vibrational luminescence spectra is also quite a productive analytical method, but usually at cryogenic conditions [1, 2]. Within the years, Raman scattering was improved by developing the various plasmonic surfaces that allowed increasing the analyte signal intensity, leading to the formation of new spectroscopic methods such as the surface-enhanced Raman scattering (SERS) and tip-enhanced Raman scattering (TERS). Thus, various researches considering SERS-substrates are up to date.

The biggest part of the scientific papers that consider template-assisted synthesis to produce SERS-active substrates is based on the using porous anodic aluminum oxide (AAO) membrane as a template. This type of membrane impedes variation of the pore diameter and its surface density [3, 4]. In addition, it has been shown that template synthesis based on AAO membranes can lead to hot spots formation between neighboring nanowires (NWs) tips on substrates [5]. However, the difficulty in obtaining hot spots lies in the high density of NWs on the substrate surface that makes it impossible to achieve point contact between single neighboring NWs.

Our method of synthesis offers a completely new approach to synthesis SERS-active substrates using track-etched membranes (TM) as a template [6]. Due to significantly lower pore density of TMs, we succeeded in achieving NWs point contact and this is the key to a drastic increase in the SERS signal intensity/substrate sensitivity. Given that, our substrates based on TM are easy to manufacture and cost-effective, it might be useful for all who are interested in the sensitive detection of different chemical compounds.

## 2. Results and discussion

In our research, we have chosen TM as a template because TMs have a unique intrinsic structure, which produces various metal structures of nanometer dimensions, as well as large surface area of TM (that makes possible to produce SERS substrates numerously). Thanks to the variability of the surface pore density of the TM (may be varied from $10^5$ to $10^9$ $cm^{-2}$), the spacing between the tips of the individual NWs in the array is also can be varied. That makes possible the optimization of NWs density on the surface of the substrate for the gap hot spots formation presence of which may be visualized using the modelling of the E-field distribution

in the nanometric gap between two Ag-NWs considering NWs optimal self-arrangement (Fig. 1 (a)).

Our substrates with the leaning neighboring Ag-NWs amplify signal due to the presence of a gap hot spots that are easily occur on the so-called “wet” substrates, which were not dried before the analyte exposure (Fig. 1 (b)). The NWs leaning feature may be observed in the real-time mode even in the optical microscope. Variation of the TM pore diameter (from 30 nm to 5 μm) and its surface density make TMs a very promising basis for template synthesis. The electrochemical deposition method is used to obtain the substrates with NWs array. Due to the features of the template synthesis technology, it is possible to vary not only the diameter and surface density of NWs (choosing proper template TM) but also their length. Of particular note is the fact that template synthesis technology allows one to control the geometry of the tips. This makes it possible to adjust the position of the plasmon resonance to the experimental wavelength range, and, as a result, to increase the contribution of the resonance to the amplification of the obtained SERS-signal. Therefore, we can choose the parameters of our SERS-substrates considering features of various experimental tasks. Moreover, our SERS-substrates may be stored for a long time after their synthesis in a polymeric matrix (TM) which prevents the oxidation and increases their lifetime.

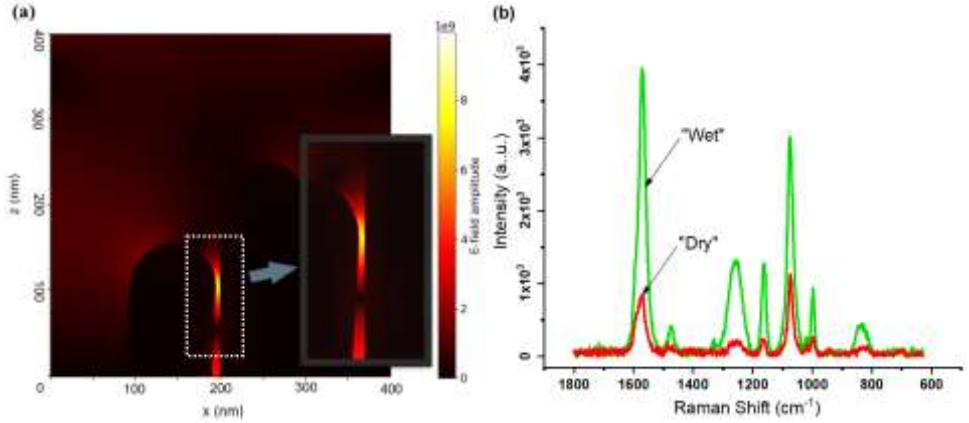



**Fig. 1.** (a) E-field distribution in the nanometric gap between two 100 nm diameter leaning at 3 degrees Ag-NWs on “wet” substrate. (b) SERS-spectra of 10 μg/ml analyte (4-mPBA) adsorbed on the “wet” (green) and “dry” (red) substrates with 1.6 μm Ag-NWs.

The study was prepared as part of the state assignment of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education «Moscow Pedagogical State University» (MPGU) on the "Physics of nanostructured materials: fundamental research and applications in materials science, nanotechnology and photonics".

## References

1. A.V. Naumov, *Physics-Uspekhi*, **56** (2013) 605.
2. N.L. Naumova et al., *Optics and Spectroscopy*, **98** (2005) 586.
3. N. Wiriyakun et al., *Sci. Rep.*, **6** (2016) 39115.
4. S.J. Lee et al., *J. Am. Chem. Soc.*, **128** (2006) 2200.
5. X. Liu et al., *Sci. Rep.*, **4** (2014) 5835.
6. E.P. Kozhina et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1283** (2019) 012009.

# EXCITATION POWER DEPENDENCES OF COLLOIDAL SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

**A.E. Eskova[1,*], N.A. Koverga[1], A.I. Arzhanov[1,2], K.A. Magaryan[1], K.R. Karimullin[1,2], A.V. Naumov[1,2]**

[1]*Moscow State Pedagogical University, Moscow 119435, Russia*
[2]*Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Moscow 108840, Russia*
*e-mail: evgenievnaanna11@mail.ru

Semiconductor colloidal quantum dots (QDs) of the core-shell type are promising materials for various applications in a wide range of interdisciplinary problems. Most of these tasks involve the use of QDs as luminophores with predetermined optical properties. The use of various materials for the synthesis of the core and shell, as well as the so-called quantum-size effects, which cause the dependence of the energy structure of a QD on its characteristic size, make it possible to obtain extremely photostable luminophores at the output that absorb light in a wide spectral range and, at the same time, possess luminescence at a given wavelength of the visible or near-infrared range. Such properties favor, for instance, the use of QDs as fluorescent markers in biophysics, light-emitting media in optoelectronics and photovoltaics, and sources of nonclassical light in quantum optics. One of the major distinguishing features between QDs and orthodox semiconductors is the peak emission wavelength of QDs which is very sensitive to the dot's size and composition [1]. Despite the fact that the luminescent properties of QDs have been studied for almost a quarter of a century, many processes in QDs that affect their spectral-luminescent properties still do not have a universally accepted explanation.

This work is devoted to the study of the spectral and luminescent properties of CdSe / CdS / ZnS double-shell QDs in liquid solutions and solid-state matrices. The aim of this work is to study the processes of interaction of QDs with each other and with the surrounding matrix using optical spectroscopy methods.

For the study, thin films of composites based on CdSe/CdS/ZnS QDs (manufactured by QDLight, Dubna) were studied. As matrices, we chose polymethyl methacrylate (PMMA), polyethylene terephthalate (PETF), and polypropylene (PPL). Also one sample with colloidal QDs deposited on a glass substrate [2,3] was prepared. This sample was studied earlier by various spectroscopy techniques [4-9]. Each spectrum was approximated by a Gauss function, the corresponding parameters were found, and the dependence of the intensity and linewidth, of the luminescence spectra, on the pump power was plotted.

To describe the effect of laser radiation power on a composite with QDs, we use the well-known results for the linewidth and intensity of the luminescence spectra obtained from the classical Bloch equations:

$$\Gamma(P_{LAS}) = \Gamma(0)\sqrt{1 + P_{LAS}/P_S}, \quad (1)$$

$$I(P_{LAS}) = I_{max}\frac{P_{LAS}/P_S}{1+P_{LAS}/P_S}, \quad (2)$$

where $P_S$ is the saturation power, $\Gamma(0)$ is the unsaturated linewidth, and $I_{max}$ is the fully saturated fluorescence intensity.

The graphs show test measurements of the effect of laser radiation power on the luminescence spectrum of the samples under study.

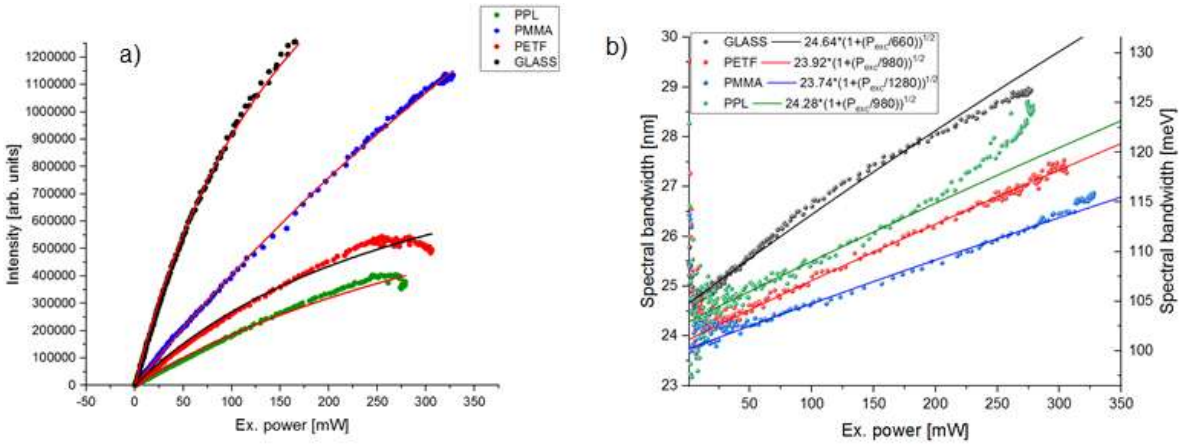



**Fig. 1.** Dependences of a) intensity and b) width of the luminescence spectrum for colloidal CdSe/ CdS / ZnS QDs and composites based on them

Approximating the results obtained by formulas (1) and (2), the values for saturation power PS were obtained, presented in Table 1.

**Table 1.** The values of the saturation power $P_S$ ,in mW, of colloidal CdSe / CdS / ZnS QDs and composites based on them obtained from the approximation of the corresponding spectra (1) and (2) by the formulas

| Sample | From intensity fit | From linewidth fit |
|---|---|---|
| PMMA | 1348,43 | 1280 |
| QDs on the glass | 189,73 | 660 |
| PPL | 520,03 | 980 |
| PETF | 324,56 | 980 |

Test measurements demonstrated significant differences in saturation power value obtained from the approximation. Obviously, further experiments are needed to study the reasons for such a phenomenon.

The research was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research and the Moscow City Government (project no. 19-32-70005-mol_a_mos).

## References

1. B. Al-Nashy and Amin H. Al-Khursan, In: *Selected topics on optical amplifiers in present scenario*. InTech, 2012, pp. 153-176.
2. K.R. Karimullin et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **859** (2017) 012010.
3. K.R. Karimullin et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **81** (2017) 1396.
4. K.R. Karimullin et al., *Laser Phys.* **29** (2019) 124009.
5. A.E. Eskova et al., *EPJ Web Conf.* **220** (2019) 03014.
6. K.R. Karimullin et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **1461** (2020) 012114.
7. A.I. Arzhanov, K.R. Karimullin, A.V. Naumov, Bull. Lebedev Phys. Inst. 45 (2018) 91.
8. K.R. Karimullin, A.I. Arzhanov, A.V. Naumov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **82** (2018) 1478.
9. A.E. Eskova et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **84** (2020) 40.

# SUPERSOLID OF TWO-DIMENSIONAL DIPOLES

**A.N. Alexandrova[1,*], I.L. Kurbakov[2], Yu.E. Lozovik[2, 3, 4]**

[1]*Moscow State Pedagogical University, Moscow 119435, Russia*
[2] *Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Moscow 108840, Russia)*
[3] *Center for Basic Research, All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow 127055, Russia*
[4] *MIEM at National Research University HSE, Moscow 109028, Russia*
*e-mail: anna.aleksandrova@phystech.edu

## 1. Introduction

The prediction and investigation of non-trivial phases of matter is a problem that is very essential in basic science and besides they allow to test existing theoretical and experimental methods and encourages to develop the new ones. A supersolid can be considered as one of these phases. The term is formed by a combination of two words – superfluid and solid. Accordingly, we will talk about the phase of a substance that combines the properties of a solid and a superfluid.

Supersolid has an impressive and dramatic history. However, before we consider in detail the ideas that have been expressed over more than 40 years of research, it is necessary to define more specifically what we will mean by this term. Two phenomena must coexist in order to call the found phase a supersolid: a. coherence, i.e., Bose-Einstein condensation and superfluidity, and b. elasticity, i.e., crystallization or self-organized diagonal long-range order (DLRO) and the possibility of deformation.

## 2. Historical background

The idea of existence of superfluidity in quantum crystals with equilibrium defects was suggested in 1969 by Andreev and Lifshitz [1]. In the article of the 70th year Leggett noted [2] that the expected manifestation of the superfluid fraction can be found by measuring the moment of inertia of the investigated system, similar to the experiment of Andronikashvili [3]. The main efforts to detect the supersolid phase were concentrated around $^4He$, as the only quantum liquid available at that time.

An assumed non-classical moment of inertia in solid helium was observed in the work of Kim and Chan [4] in 2004, which was interpreted as a possible observation of a supersolid. The article has inspired subsequent works about this state of matter. Unfortunately, it turned out that the observed phenomenon was related to the fluidity of glass, like the authors themselves stated in a 2012 article [5].

The successful detection of superfluidity in solid helium was performed in 2006 by Rittner and Reppy [6]. They studied solid helium with artificially created defects. When the system was annealed (i.e. the number of defects was decreasing) the effect was weakening until it finally disappeared. It referred to the transition of the system to an equilibrium state.

Computer modeling shows [7] that there is no supersolid in the ground (equilibrium) state in systems with strong correlations, including solid helium. In other words, it can exist only in the presence of non-equilibrium defects: vacancies or embeddings [7], grain boundaries, and the glassy phase. The system reaches equilibrium state over time, so such supersolid is always quasi-equilibrium and metastable. However, when there are few defects, they can be long-lived (as, for example, in the case of vacancies) and such phase can exist for a long time [8].

However, a roton-maxon spectrum (similar to the one observed in helium) was also predicted for a weakly correlated systems, for example, for quasi-two-dimensional dipole condensates [9]. The first experimental confirmation of supersolid in the ground state has been obtained in systems of dipolar condensates.

The first experiments of producing this type of supersolid have been made in 2017. In these studies, Bose-Einstein condensate (BEC) was held in two optical resonators with an external optical lattice [10] or the spin-orbit interaction was manipulated using lasers [11]. Why are these two works related to supersolids, even though we are interested in a self-organized DLRO, and not an external periodic perturbance? The system in these works still experiences self-organization – the period of the resulting phase does not coincide with the period of external influence.

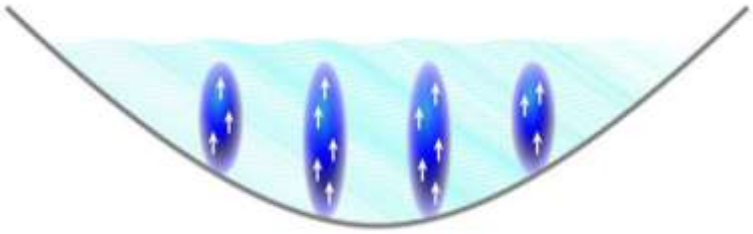


**Fig. 1.** Schematic diagram of supersolid of quantum droplets of dipole atoms (white arrows). Taken from the resource [16]. Dark blue denotes drops of density, light blue is BEC background, gray line corresponds to the holding trap.

Experiments in 2019 [12-14] have already considered a system in which self-organization had not been induced by an external lattice. Strong magnetic dipoles (dysprosium and erbium atoms) have been investigated. Under certain conditions, the BEC of these atoms divides into several dense droplets due to the anisotropy of dipole-dipole interaction – attraction in one direction and the effect of repulsion of the droplets at large distances. This state was obtained experimentally in 2016 [15]. We see that the system has a BEC and density modulation. Why are the [15] works not considered as experimental confirmation of the supersolid phase? There was no macroscopic coherence in the system, so it is impossible to talk about the phenomenon of superfluidity. It can be seen in the density profiles in the momentum space, which can be obtained experimentally using the absorption imaging technique. Coherence was achieved only in the presence of a background of Bose-condensed atoms in works [12-14]. A schematic diagram of this coherent state is shown in Fig. 1. To achieve this coherent regime of droplets, the following conditions were required: the correct form of the confining potential (a narrow three-dimensional cigar), the corresponding ratio of the dipole-dipole interaction to the contact one, and a sufficiently large number of atoms.

## 3. Description of the system and methods

We suggest to consider two monolayers of transition metal dichalcogenides (TMD) as a new system for detecting a supersolid [17]. In this system excitons are formed with a spatially separated electron and hole. In general, we consider a two-dimensional plane of dipoles.

We will search frfor the order parameter of this system $\psi(\boldsymbol{r})$ by minimizing the free energy functional (FEF). In this case it looks like

$$F[\psi(\boldsymbol{r})] = \int \psi^*(\boldsymbol{r})\hat{T}(-i\hbar\nabla, \boldsymbol{v})\psi(\boldsymbol{r})d\boldsymbol{r} +$$

$$+ \int e(|\psi(\boldsymbol{r})|^2)d\boldsymbol{r} + \frac{1}{2}\int \tilde{U}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{s})|\psi(\boldsymbol{r})|^2|\psi(\boldsymbol{s})|^2 d\boldsymbol{s}d\boldsymbol{r},$$

where

$$T(\boldsymbol{p},\boldsymbol{v}) = \frac{(p_x - mv_x)^2}{2m_x} + \frac{(p_y - mv_y)^2}{2m_y}$$

is kinetic term,

$$\tilde{U}(\boldsymbol{p}) = \int \left(\cos\frac{\boldsymbol{pr}}{\hbar} - 1\right) U_0(\boldsymbol{r})d\boldsymbol{r}$$

is a non-contact part of the pair interaction, which we take in the first Born approximation, assuming it was small, and which by definition satisfies the condition $\int \tilde{U}(\boldsymbol{r})d\boldsymbol{r} = \tilde{U}(\boldsymbol{p})_{|\boldsymbol{p}=0} = 0$, and $e(n) = E_0(n)/\int d\boldsymbol{r} + g_0 n^2/2$, where $E_0(n)$ is a ground-state energy of the infinite homogeneous resting gas of the two-dimensional dipole with density $n$, $g_0$ is the coupling constant, appearing due to the Van der Waals attraction and which is negative. In $g_0$ we neglect the density dependence in the density range under consideration. Here $U_0(\boldsymbol{r})$ is the bare pair interaction, $m_x$ and $m_y$ are the components of the bare mass tensor, and $\boldsymbol{v} = \{v_x, v_y\}$ is the velocity of the non-dissipative current in the system. The expression for $e(n)$ is taken from the results of numerical modelling [18-19].

Minimization is performed with the condition $\int|\psi(\boldsymbol{r})|^2 d\boldsymbol{r} = N$, where $N = \int n d\boldsymbol{r}$ is the number of particles in the BEC. The method of simulated annealing is used.

The following two factors are essential for the implementation of a supersolid consisting of two-dimensional dipole excitons: mass anisotropy and consideration of the van der Waals interaction $g_0$.

Let us discuss the role of mass anisotropy in more details. Bogolyubov excitation spectrum

$$\varepsilon_{\boldsymbol{p}}^2 = \left(\frac{{p_x}^2}{2m_x} + \frac{{p_y}^2}{2m_y}\right)\left(\left(\frac{{p_x}^2}{2m_x} + \frac{{p_y}^2}{2m_y}\right) + 2n_0 U_2(\boldsymbol{p})\right) \geq 0$$

in the case of a centrally symmetric interaction, i.e. $m_x = m_y$, touches zero on the circle. Here $U_2(p) = g + \tilde{U}(\boldsymbol{p})$ is a dressed pair interaction where $g = d^2e(n)/dn^2$. Substituting the spectrum into an expression for the relative density of condensate depletion [20]

$$\frac{n - n_0}{n_0} = \frac{1}{2n_0}\int \frac{d\boldsymbol{p}}{(2\pi\hbar)^2} \frac{{p_x}^2/2m_x + {p_y}^2/2m_y + U_2(\boldsymbol{p})n_0 - \varepsilon_{\boldsymbol{p}}}{\varepsilon_{\boldsymbol{p}}}$$

one obtains a divergent value, i.e. the applied theory is incorrect [21]. This problem can be avoided in two ways: by not touching the spectrum of zero at all [22], or by introducing anisotropy, i.e. $m_x \neq m_y$, into the spectrum, as suggested in [20]. With anisotropy the spectrum touches zero in a discrete number of points and in result the condensate depletion converges.

The presence of a contact Van der Waals attraction $g_0$, which should almost compensate the dipole repulsion, makes it easier for the spectrum $\varepsilon_{\boldsymbol{p}}^2$ to reach the regime of

rotonic instability and, accordingly, to manifest the effect in the practically achievable range of densities.

## 4. Results

The profile of the density of phase, which we will claim as a possible manifestation of the supersolid, is shown in Fig.2. The system is considered in a two-dimensional box, the phase is modulated in one direction only. The presence of crystallization, i.e. DLRO, is demonstrated in the figure 2.

The system is considered with the parameters shown in table 1.

**Table 1.** Input parameters

| $\mu, K$ | $\kappa = m_y/m_x$ | $m_y, m_0$ | $D, nm$ | $\varepsilon$ | $g_0$, $4\pi\hbar^2/m$ |
|---|---|---|---|---|---|
| -1.2 | 0.7 | 0.88 | 1 | 7.5 | $-0.7$ |

Here $\mu$ is the negative (which corresponds to condensation in real space) chemical potential, $m_0$ is the mass of the free electron, $D$ is the distance between the centers of the electron and hole clouds in the dipole exciton, $\varepsilon$ is the dielectric constant that excitons feel, $m = \sqrt{m_x m_y}$ is the "average" mass.

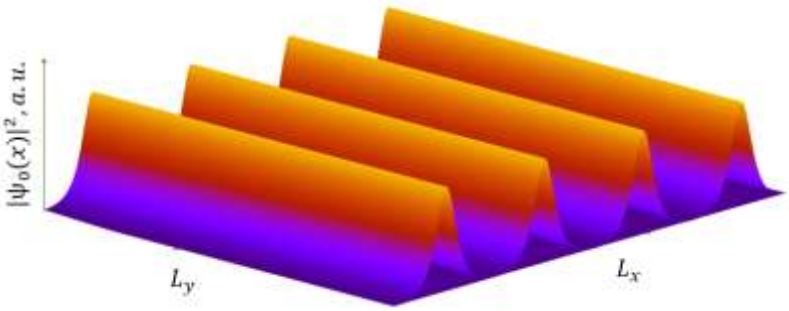



**Fig. 2.** Density profile for the density wave supersolid

Let us consider the values that make it possible to conclude that the phase is a supersolid. We demanded the possibility of superfluidity and deformation, as well as crystallization. The presence of BEC is the initial assumption, since the vast majority of experimental realizations begin with the creation of condensate.

The possibility of superfluidity is detected due to non-zero diagonal elements of the superfluid density tensor, which are defined as the second derivative of the velocity in the functional in the minimum $n_s^{jl}/n = (d^2/dv_j dv_l)F[\psi_0(x)]/(Nm)$, where $\psi_0(x)$ is an order parameter in which the functional is minimal.

The possibility of deformation was analyzed using the strain tensors of tension-compression and shear, defined by $u_x, u_y = (d^2/da^2)\,F[\psi_0(x)]/N_{|a=0}$. $a$ is connected with changing the cell length along the wave vector by $aL$ for tension-compression deformation. At the same time $a$ is rotation of the Hamiltonian relative to the cell by an angle $a$ in case of shear. We consider the rotation as shear deformation as the tension-compression along the ridges does not change the system in any way – the shear deformation becomes just a rotation with the corresponding transformation along the ridges.

The presence of crystallization in the system is examined by investigation of the behavior of the density profile. The following expression $\Gamma = \int(|\psi_0(\boldsymbol{r})|^2 - n)^2 d\boldsymbol{r} / \int n^2 d\boldsymbol{r}$ is considered as a value that characterizes the DLRO.

Generally, the existence of a stable system requires positive compressibility, defined as $m^2/\chi = d\mu/dn$, where $\mu = dE_0/dN$, with the area $\int d\boldsymbol{r}$ being constant.

The resulting values are shown in table 2.

**Table 2.** The obtained values

| $n_s^{xx}/n$ | $n_s^{yy}/n$ | $u_x, K$ | $u_y, K$ | $\Gamma$ | $\frac{m^2}{\chi}, \frac{4\pi\hbar^2}{m}$ | $v_{cr}, km/s$ | $n, cm^{-2}$ | $L, nm$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.974 | 1.000 | 0.432 | 0.162 | 0.025 | 0.084 | 5.456 | $9 \cdot 10^{11}$ | 21 |

Here $v_{cr}$ is the rate of non-dissipative current at which superfluidity disappears in the system, and $L$ is the period of the lattice formed by excitons.

We see that along the crest of the wave, the diagonal element of the superfluid density tensor remains equal to one, as in the homogeneous case, while across the ridges it falls, but not to zero – the superfluidity is preserved. If we assume that the velocity of the non-dissipative current $\boldsymbol{v}$ is non-zero, then up to the critical speed of 5.456 $km/s$ the superfluidity is presented in the system. The strain tensors of tension-compression and shear are non-zero – the condition for the possibility of deformation is also satisfied. The presence of DLRO is directly visible in Fig. 2, the value of $\Gamma$ is also non-zero. The numerically calculated compressibility is also positive, so the system is stable. All the required conditions are satisfied: we conclude that the considered phase is a supersolid.

## 5. Possible experimental observation

Bose-Einstein condensation of excitons in the system can be observed by a narrow peak in the angular distribution of outgoing luminescence photons [23] or using the Hanbury Brown-Twiss experiment [24]. DLRO can be detected in the system by side peaks in the angular distribution of outgoing luminescence photons [25]. It is possible to fix the phenomenon of superfluidity, for example, by using drag effects in the system of spatially separated electrons and excitons – see [26] and references therein.

The study was prepared as part of the state assignment of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education «Moscow Pedagogical State University» (MPGU) on the "Physics of nanostructured materials: fundamental research and applications in materials science, nanotechnology and photonics"

## References

1. A.F. Andreev, I.M. Lifshits, *J. Exp. Theor. Phys.* **29** (1969) 1107–1113.
2. A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1543–1546.
3. E.L. Andronikashvili, and Y.G. Mamaladze, *Progress in Low Temperature Physics* **V** (C.J. Gorter, ed.) North-Holland, Amsterdam, Chapter 3, pp. 79–160 (1967).
4. E. Kim, M.H.W. Chan, *Nature* **427** (2004) 225–232.
5. D.Y. Kim and M.H.W. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **109**(15) (2012) 155301.
6. A.S.C. Rittner and J.D. Reppy *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 165301.
7. M. Boninsegni, A.B. Kuklov, L. Pollet, N.V. Prokof'ev, B.V. Svistunov, and M. Troyer, *Phys. Rev. Lett*. **97**(8) (2006) 080401.

8. I.L. Kurbakov, Y.E. Lozovik, G.E. Astrakharchik, and J. Boronat, *Phys. Rev. B* **82**(1) (2010).
9. L. Santos, G.V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* **90**(25) (2003).
10. J. L´eonard, A. Morales, P. Zupancic, T. Esslinger, and T. Donner, *Nature* (London) **543** (2017) 87.
11. J.R. Li, J. Lee, W. Huang, S. Burchesky, B. Shteynas, F.Ç. Topi, A.O. Jamison, and W. Ketterle, *Nature* (London) **543** (2017) 91.
12. L. Tanzi, E. Lucioni, F. Fama, J. Catani, A. Fioretti, C. Gabbanini, R.N. Bisset, L. Santos, and G. Modugno, *Phys. Rev. Lett.* **122** (2019) 130405.
13. F. Böttcher, J.-N. Schmidt, M. Wenzel, J. Hertkorn, M. Guo, T. Langen, and T. Pfau, *Phys. Rev. X* **9** (2019) 011051.
14. L. Chomaz, D. Petter, P. Ilzhöfer, G. Natale, A. Trautmann, C. Politi, G. Durastante, R.M. Van Bijnen, A. Patscheider, M. Sohmen, et al. *Phys. Rev. X* **9** (2019) 021012.
15. M. Schmitt, M. Wenzel, F. Böttcher, I. Ferrier-Barbut, and T. Pfau, *Nature*, **539** (7628) (2016) 259–262.
16. T. Donner, *https://physics.aps.org/articles/v12/38* (2019), Physics 12, 38.
17. M.M. Fogler, L.V. Butov, and K.S. Novoselov, *Nat. Commun.* **5** (2014) 4555.
18. Yu.E. Lozovik, I.L. Kurbakov, G.E. Astrakharchik, J. Boronat, and M. Willander, *Solid State Commun.* **144** (2007) 399.
19. G.E. Astrakharchik, J. Boronat, J. Casulleras, I.L. Kurbakov, and Yu.E. Lozovik, *Phys.Rev. A* **75**(6) (2007) 063630.
20. A.K. Fedorov, I.L. Kurbakov, Y.E. Shchadilova, and Yu.E. Lozovik, *Phys. Rev. A* **90**(4) (2014) 043616.
21. U.R. Fischer, *Phys. Rev. A*, **73** (2006) (3).
22. Z.-K. Lu, Y. Li, D.S. Petrov, and G.V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.* **115**(7) (2015).
23. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **84**(6) (2006) 329.
24. R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, *Nature* **177** (4497) (1956) 27–29.
25. Yu.E. Lozovik, I.L. Kurbakov, and P.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **95**(24) (2017) 245430.
26. O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili and Yu.E. Lozovik, *Phys. Rev. B* **82** (2010) 125307.

# ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ НАНОСКОПИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОННОГО ЭХА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МИКРОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗОВ И ПЕРОВСКИТОВ

**А.В. Наумов[1,2,*], К.Р. Каримуллин[1,2], И.Ю. Еремчев[1,2]**

*[1]Институт спектроскопии Российской академии наук, Москва 108840, Россия*
*[2]Московский педагогический государственный университет, Москва 119435, Россия*
*e-mail: naumov@isan.troitsk.ru

Дальнеполевая флуоресцентная спектромикроскопия одиночных квантовых излучателей (молекул, квантовых точек, центров окраски в кристаллах) является одним из наиболее бурно развивающихся направлений современной фотоники, востребованным в разнообразных приложениях физики, химии, материаловедения, наук о жизни, квантовых технологий. В докладе описан многофункциональный экспериментальный комплекс, предназначенный для регистрации оптических спектров и флуоресцентных изображений одиночных квантовых излучателей в широком диапазоне температур: от криогенных до комнатной, а также их временной динамики и кинетики люминесценции [1]. Продемонстрирована возможность восстановления пространственных координат излучателей с субдифракционной точностью (вплоть до единиц ангстрем). Приведены примеры реализованных методов многопараметрической наноскопии материалов и наноструктур [2].

Разработаны методы нанесения изолированных нанокристаллов на стеклянную подложку, внедрения их в полимерные тонкие пленки, а также в замороженные тонкопленочные молекулярные кристаллы (матрицы Шпольского). Для высококонцентрированных образов измерены спектры люминесценции и спектры возбуждения флуоресценции при различных температурах. Широкий температурный диапазон измерений позволяет разделить механизмы уширения оптических спектров. Анализ температурных зависимостей времени оптической дефазировки в примесных средах дает возможность получить информацию о микроскопической природе электрон-фононного и экситон-фононного взаимодействий примесных центров и материала матрицы.

Важное значение для различных приложений когерентной и нелинейной оптики имеет изучение процессов фазовой релаксации (оптической дефазировки), информация о которых может быть получена методами спектроскопии высокого временного разрешения, в частности, фотонного эха. Для изучения процессов оптической дефазировки используется оригинальная экспериментальная техника некогерентного фотонного эха, позволяющая реализовать высокое временное разрешение (вплоть до фемтосекундного диапазона времен) в широком диапазоне низких температур (4.5–300 К). Такой диапазон измерений позволяет исследовать различные механизмы оптической дефазировки, которые последовательно активизируются с ростом температуры.

Исследования по флуоресцентной спектроскопии алмазов с центрами окраски выполняются в рамках проекта РФФИ № 18-29-19200-мк. Спектроскопия и люминесцентная наноскопия перспективных материалов со структурой перовскита выполняются в рамках проекта РНФ № 20-12-00202.

**Литература**

1. И.Ю. Ерёмчев, М.Ю. Еремчев, А.В. Наумов, *УФН*. **189** (2019) 312.
2. A.V. Naumov et al., *Nano Lett.* **18** (2018) 6129.

# АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ПОГЛОЩЕНИЕМ

**А.А. Калинович[1,*], И.Г. Захарова[1], М.В. Комиссарова[1], Т.М. Лысак[1]**

*[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия*
*e-mail: kalinovich@gmail.com

При интенсивностях лазерного излучения, превышающих 1 ГВт/см$^2$, существенное влияние на распространение импульсов оказывает такой эффект высшего порядка, как нелинейное поглощение. Цель настоящей работы - изучение возможности формирования и сохранения двухчастотного автомодельного режима в средах с квадратичной нелинейностью и двухфотонным поглощением (ДФП). Еще одним эффектом высшего порядка, влияние которого проанализировано нами в ходе численного эксперимента, является дисперсия третьего порядка. Ее учет необходим, когда входные импульсы короче 4-5 пс.

Автомодельные режимы распространения характерны для диссипативных систем. В отличие от традиционных солитонов, распространяющихся на большие расстояния без изменения своей формы в консервативных системах, автомодельные квазисолитоны теряют при распространении энергию, но сохраняют свою форму и не испытывают аберраций.

Изучаемый процесс описывается системой параболических уравнений для медленно меняющихся амплитуд основной компоненты оптического импульса и компоненты на удвоенной частоте. Мы рассматриваем среду с линейным (однофотонным) и нелинейным (двухфотонным) поглощением.

Совместное влияние нелинейности, дисперсии различных порядков, линейного и нелинейного поглощения приводит к многопараметрической задаче. Нами последовательно изучено влияние этих факторов на автомодельный вид распространяющихся импульсов. В отличие от одиночных солитонов на кубической нелинейности, парные солитоны на квадратичной нелинейности должны двигаться как единое целое, что являлось одним из критериев автомодельности.

Основные результаты, полученные в ходе численного эксперимента, могут быть сформулированы следующим образом: 1. При учете только линейного поглощения наблюдается конкуренция этого эффекта с дисперсией групповых скоростей. При слабом линейном поглощении доминирующую роль играет дисперсия. При сильном линейном поглощении автомодельный характер распространения связанного двухчастотного состояния практически не искажается, однако наблюдается значительное снижение интенсивности обеих гармоник. 2. При учете двухфотонного поглощения отмечается нарушение совпадения центров импульсов основной и второй гармоник, а также возникновение осциллирующих хвостов с обеих сторон импульса. 3. На основании известных из литературы экспериментальных данных для различных кристаллов проведена оценка длин, на которых могут существовать автомодельный режим распространения при учете двухфотонного поглощения. Полученные данные хорошо согласуются с размерами реальных кристаллов. 4. Учет дисперсии третьего порядка оказывает негативное влияние на сохранение автомодельного вида двухцветного солитоно-подобного импульса: появляется модуляция хвостов, асимметрия, смещение положения "центра тяжести".

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01157).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПОЛИИЗОБУТИЛЕНА С ПОМОЩЬЮ КРИОГЕННОЙ СПЕКТРОМИКРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

**А.О. Савостьянов[1,2,3,*], И.Ю. Еремчев[1], А.А. Горшелев[1], А.В. Наумов[1,3], А.С. Старухин[4]**

*[1]Институт спектроскопии РАН, Москва 108840, Россия*
*[2]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия*
*[3]Московский педагогический государственный университет, Москва 119435, Россия*
*[4]Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*e-mail: savostianov.a@isan.troitsk.ru

Макроскопические свойства (низкотемпературные теплоемкость и теплопроводность, диэлектрические свойства, распространение ультразвука и т.д.) неупорядоченных материалов – стекол поразительно отличаются от аналогичных свойств кристаллов. Причины таких различий изучаются уже более полувека и связываются с наличием в стеклах элементарных энергетических возбуждений различных типов – колебательных, туннельных, релаксационных [1].

Перспективным методом исследования процессов, происходящих в стеклах, является криогенная спектромикроскопия одиночных примесных молекул (СМОМ) [2]. Данный метод основан на высокой чувствительности спектрального отклика т.н. бесфононных оптических линий (БФЛ) молекул, искусственно внедренных в твердотельную среду в качестве примеси. В отличие от традиционных методов (нейтронного рассеяния, комбинационного рассеяния) СМОМ позволяет детектировать элементарные возбуждения с нанометровым пространственным разрешением, что в перспективе может позволить установить точную связь между параметрами таких возбуждений и особенностями структуры стекла.

В настоящей работе исследованы низкотемпературные спектры возбуждения флуоресценции и спектральные траектории (последовательно измеренные спектры) отдельных молекул Mg-тетраазапорфирина в матрицу замороженного аморфного полиизобутилена (ПИБ). В измеренных спектральных траекториях наблюдалась спектральная диффузия (стохастическое изменение энергии электронного перехода) в диапазоне от ГГц до сотен ГГц. Данные результаты свидетельствуют о взаимодействии примесных молекул с значительным количеством туннелирующих двухуровневых систем (ДУС), с характерными расстояниями хромофор-ДУС порядка 2-10 нм. Отдельный интерес представляет спектральный прыжок на 950 ГГц, который не может быть корректно объяснен в рамках диполь-дипольного взаимодействия хромофор-ДУС.

Также в работе демонстрируются наблюдаемые в спектрах возбуждения флуоресценции фононные крылья, соответствующие отдельным низкочастотным квазилокализованным модам с энергиями ~16-17 $см^{-1}$, что соответствует максимуму бозонного пика в ПИБе. Принципиальная возможность получения параметров таких мод напрямую из спектров может способствовать существенному прогрессу в изучении колебательной динамики стекол.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 20-03-00923).

## Литература

1. Anderson P.W., Halperin B.I., and Varma C.M., *Philosophical Magazine*, **25** (1972) 1.
2. Наумов А.В., *УФН*. **183** (2013) 633.

# ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ПРИМЕСНЫХ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ ИОНОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРОННЫЕ И УПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

**В.А. Голенищев-Кутузов[1], А.В. Голенищев-Кутузов[1], Р.И. Калимуллин[1], А.В. Семенников[1,*], В.А. Уланов[1]**

*[1]Казанский государственный энергетический университет, ул. Красносельская, д. 51, Казань 420066, Россия*
*e-mail: campoce6e@gmail.com

Ниобат лития (LiNbO3, НЛ) – один из наиболее важных материалов, используемых в современных акусто- и оптоэлектронике в качестве фотовольтаических преобразователей, частотных параметрических генераторов ультразвука, акустических и оптических сенсоров. Причем с каждым годом применение кристаллов НЛ только возрастает. Уже несколько десятилетий для усиления подобных эффектов и применений используют допирование НЛ ионами переходных групп Fe, Mn, Bi [1,2]. С другой стороны, в связи с разработкой новых способов формирования периодических доменных структур [3,4] было установлено, что локальные электрические или упругие неоднородности значительно изменяют многие физические свойства НЛ. В последние годы в ряде работ [5-7] было высказано предположение, что ряд фотоиндуцированных изменений электрических и упругих характеристик НЛ связан с влиянием примесных (Fe2+) или структурных (Nb5+) ян-теллеровских (Я-Т) ионов (рис. 1).

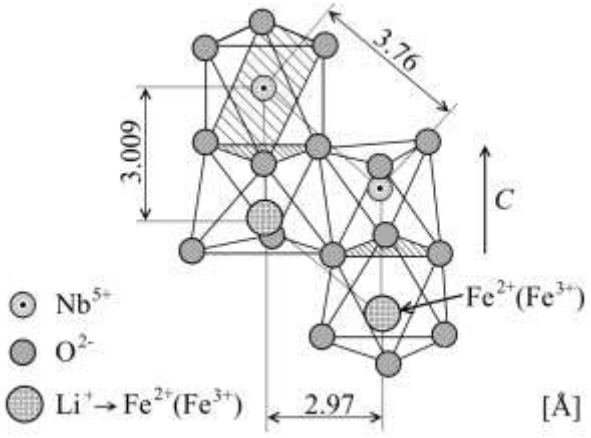



**Рис. 1.** Структура кристалла НЛ. Примесные ионы $Fe^{2+}(Fe^{3+})$ замещают ионы $Li^{+}$.

Под эффектом Яна-Теллера понимают круг явлений, связанных с особенностями атомных систем с вырожденным электронным состоянием в твердых веществах. Вследствие такого вырождения симметричная конфигурация атомов оказывается неустойчивой и возникает сильное электрон-решеточное взаимодействие, которое понижает первоначальную высокую симметрию кристалла за счет его деформации. При этом могут возникать структурные фазовые переходы и значительное изменение сегнетоэлектрических или магнитных свойств кристаллов. Изучение влияния Я-Т ионов в кристаллах НЛ и других сегнетоэлектриков началось совсем недавно, поэтому мы использовали имеющуюся у нас аппаратуру для исследования разнообразных проявлений эффекта Яна-Теллера, поскольку структурные $Nb^{5+}$ и примесные $Fe^{2+}$ ионы относятся к Я-Т кристаллам.

В результате выполненных экспериментов по распространению высокочастотных ультразвуковых волн в конгруэнтном беспримесном и допированном образцах НЛ были обнаружены значительные резкие изменения в значениях упругих модулей и акустического затухания в температурных интервалах 350-250 К и 150 К (рис. 2, 3). Установлено, что эти изменения обусловлены локальными деформациями кислородных октаэдров $NbO_6$ и $Fe^{2+}O_6$, а также плавными их изменениями во всем температурном интервале измерений (рис. 4). Плавные изменения полностью согласуются с теоретической моделью молекулярно-кристаллической динамики, а резкие можно отнести к влиянию многофакторных полярон-биполяронных процессов переноса носителей на баланс упругой и электронной энергий в октаэдрах $NbO_6$.

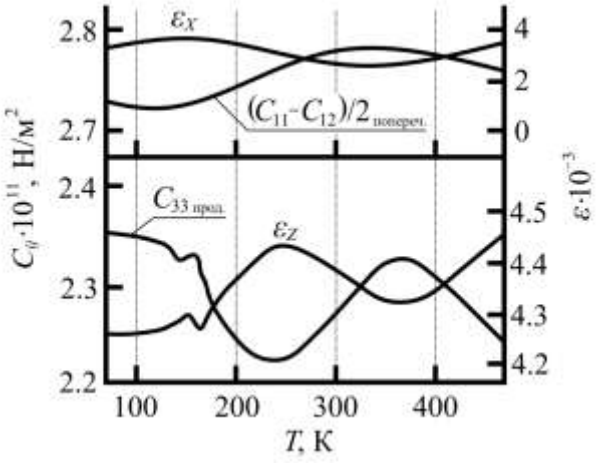



**Рис. 2.** Температурные зависимости упругих модулей $C_{ij}$ и деформаций $\varepsilon$ для беспримесного образца $LiNbO_3$: $C_{11}$ (распространение продольных волн вдоль осей $X$ и $Y$), $C_{33}$ (распространение продольных волн вдоль оси $Z$), и $(C_{11}$-$C_{12})/2$ – поперечная волна вдоль $X$.

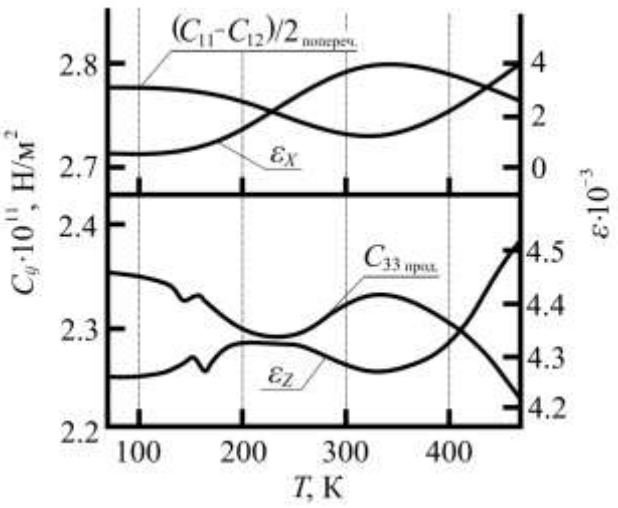



**Рис. 3.** Температурные зависимости упругих модулей $C_{ij}$ и деформаций $\varepsilon$ для образца $LiNbO_3$, содержащего примесные ионы $Fe^{2+}(Fe^{3+})$: $C_{11}$ (распространение продольных волн вдоль осей $X$ и $Y$), $C_{33}$ (распространение продольных волн вдоль оси $Z$), и $(C_{11}$-$C_{12})/2$ – поперечная волна вдоль $X$.

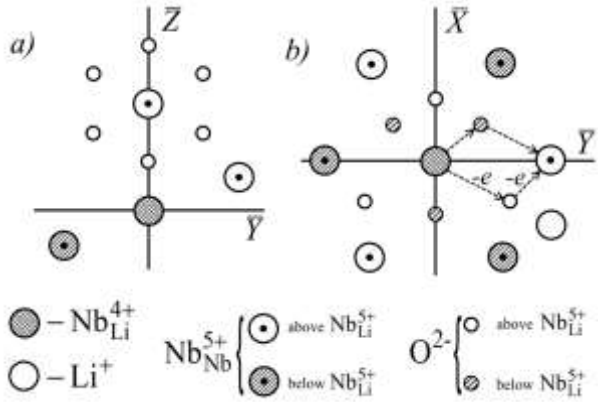



**Рис. 4.** Структура кристалла ниобата лития: *a*) вдоль плоскости *ZY*, *b*) вдоль плоскости *XY* (через ион $Nb_{Li}^{4+}$). Переход электронов осуществляется по схеме: $Nb_{Li}^{4+} \rightarrow O^{2-} \rightarrow Nb_{Nb}^{5+}$.

Впервые на основе полученного набора акустических характеристик построена схема температурных изменений баланса упругой энергии и суммы вкладов в электронную энергию за счет электрон-решеточных взаимодействий и поляронных движений для кислородных октаэдров, содержащих Я-Т ионы $Nb^{5+}$, в беспримесных и допированных конгруэнтных кристаллах НЛ (рис. 5).

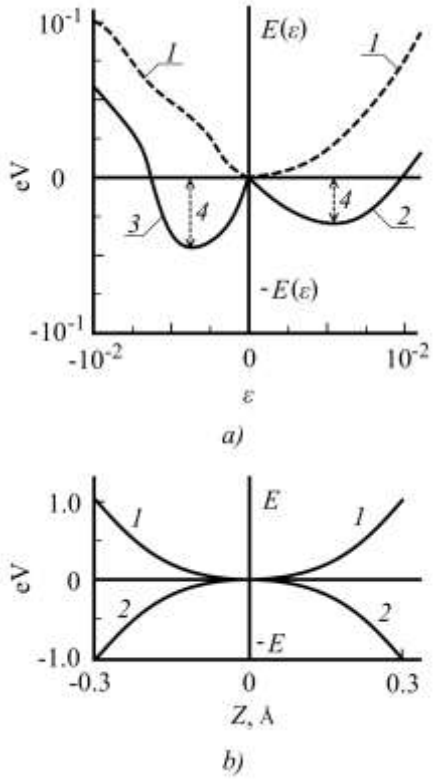



**Рис. 5.** *a* – схема экспериментальной зависимости общей энергии октаэдра (*E*) от относительной деформации (*ε*): *1* – упругая энергия, *2* – общая энергия для интервала 450-350 K, *3* – общая энергия для интервала 350-100 K, *4* – Я-Т энергия; *b* – теоретическая зависимость упругой энергии (*1*) и диполь-дипольной энергии (*2*) от температурного смещения ионов Nb в октаэдре стехиометрического образца НЛ. *Z* – температурное смещение (Å) [8].

Также в образце НЛ обнаружено существование двух температурных интервалов изменения удельного электросопротивления $\rho$ с границей вблизи 350 K (рис. 6). В

высокотемпературном интервале наблюдалось изотропное по осям *X* и *Z* увеличение $\rho(T)$ с уменьшением температуры. Ниже, в интервале 350-250 К, было обнаружено резкое изменение $\rho(T)$, зависящее не только от температуры измерения, но и от температуры отжига $T_{ann.}$, а также возрастание анизотропии значений $\rho(T)$ для полярного и неполярного направлений [9].

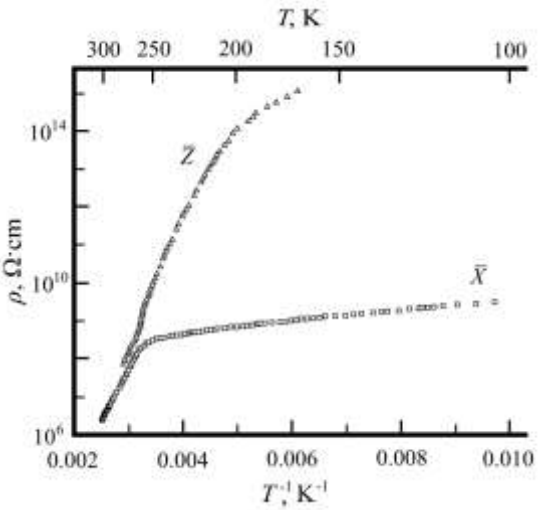



**Рис. 6.** Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho$ различных образцов $LiNbO_3$.

Выполненные нами исследования вполне согласуются с полученными результатами проведенных практически одновременно исследований подобных кристаллов другими методами в Германии и ряде других Европейских стран.

## Литература

1. T.R. Volk, M. Wohlecke, *Lithium niobate. Defects, photorefraction and ferroelectric switching*, Springer-Verlag, Berlin (2008).
2. *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications.* Eds. P. Ferraro, S. Grilli, P. De Natale. Springer-Verlag, Berlin (2009).
3. V.Y. Shur, In: *Handbook of advanced dielectric, piezoelectric and ferroelectric materials: synthesis, properties and applications*. Ed. Z.-G.Ye. Woodhead Publishing Ltd, Cambridge (2008).
4. А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин, *Фотонные и фононные кристаллы. Формирование и применение в опто- и акустоэлектронике*, Физматлит, Москва (2010).
5. P. Herth, T. Granzow, D. Schaniel et al., *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 067404.
6. А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин, А.В. Семенников, *ФТТ* **59** (2017) 296.
7. M. Imlau, H. Badorreck, C. Merschjann, *Appl. Phys. Rev.* **2** (2015) 040606.
8. K. Toyoura, M. Ohta, A. Nakamura, K. Matsunaga, *J. Appl. Phys.* **118** (2015) 064103.
9. И.Ш. Ахмадуллин, В.А. Голенищев-Кутузов, С.А. Мигачев, *ФТТ* **40** (1998) 1109.

# ПОДХОДЫ К ПОСТРОЕНИЮ НЕЙРОСЕТИ ДЛЯ БИНАРНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ РЕНТГЕНОГРАММ

**Р.Ш. Минязев[1], А.А. Румянцев[1], А.А. Баев[2,*], Т.Д. Баева[2]**

*[1]Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева-КАИ», Казань, Россия*

*[2]Поволжский государственный технологический университет», Йошкар-Ола, Россия*

*e-mail: kruzenshteyn@yandex.ru

Предлагается использовать машинный анализ рентгеновских снимков с помощью обученной глубокой сверточной нейросети, выполняющей бинарную классификацию. Для оценки качества работы обученной нейросети используется метрика AUC – площадь, ограниченная ROC-кривой. Объем обучающей базы 22000 снимков – 11000 снимков здоровых людей, 11000 снимков с различными заболеваниями. Из них для обучения использовалось 20000 снимков, для тестирования – 2000 снимков. Рассматривались разные параметры архитектуры нейросети и разные подходы к предобработке используемой базы снимков.

За основу для построения нейросети принята конфигурация Inception ResNet. Сеть реализована на языке Python с использованием библиотеки машинного обучения Tensorflow. Было проведено большое количество итерационных вычислительных экспериментов по обучению и тестированию нейросети для разного набора параметров ее архитектуры. Основные исследованные параметры: набор базовых блоков архитектуры, размер батча, функции пулинга и нормализации, алгоритм обучения, скорость обучения и коэффициент ее снижения. В результате выбраны наиболее эффективные параметры. Построенная нейросеть получила название «эталон».

Рассматривались следующие подходы: data augmentation (вращение, горизонтальное и вертикальное зеркалирование, сжатие и растяжение); вычисление энтропии фрагментов изображения, в результате каждый пиксель уменьшенного изображения – нормализованное по максимуму значение энтропии фрагмента, переведенное в цветовой RGB канал, при этом числовое значение в интервале от 0 до 255 для каждого канала определялось своим алгоритмом подсчета энтропии; использование ансамбля из нейросетей, обученных с использованием разных подходов к предобработке снимков: «эталон», «сжатие», «скользящее окно».

Полученное в результате тестирования значение AUC=0.953 оказалось максимальным для ансамбля нейросетей (рис. 1).

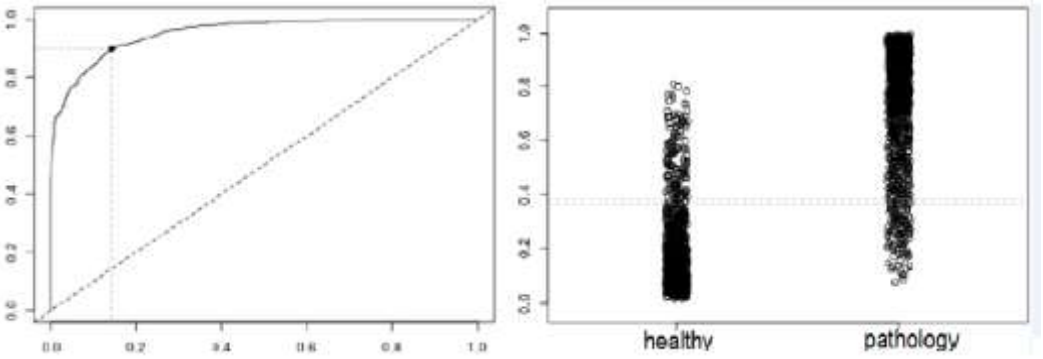



**Рис. 1.** ROC кривая для ансамбля и распределение вероятностей для классов.

# АРХИТЕКТУРА ПОЛИМЕРНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУР ИК-ДИАПАЗОНА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ DLW-STED

**Д.А. Чубич[1,*], Д.А. Колымагин[1], Р.Д. Звагельский[1], А.В. Писаренко[1], Е.С. Жукова[1], А.Г. Витухновский[1]**

[1]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*
*e-mail: chubich.conference@gmail.com

## 1. Введение

В настоящее время, такой материал, как нитрид кремния, широко используется в интегральной фотонике для создания планарных фотонных волноводов. Тем не менее, для многих нанофотонных приложений возникают проблемы из-за планарного характера базовой технологии создания волноводных структур из нитрида кремния – электронной литографии. Кроме того, такие конструкции по существу ограничены 2D геометрией на поверхности чипа. Как следствие, такие устройства, как трехмерные (3D) фотонные кристаллы [1] или оптические элементы с изогнутыми поверхностями [2] трудно изготовить с использованием электронной литографии. Чтобы решить данную проблему, в этой работе предложено использовать полимерные 3D волноводы, полученные методом DLW (Direct Laser Writing – прямое лазерное письмо) [3], которые можно сочетать с планарными конструкциями на поверхности нитрида кремния. Изготовление трехмерных структур методом DLW является перспективным за счет возможности достичь пространственного разрешения порядка 100 нм при относительно высокой скорости печати. Необходимо отметить, что разрешение DLW может быть существенно улучшено в сочетании со STED методикой [4], основанной на адаптации для лазерной литографии идеи использования гасящего излучения (STED — STimulated Emission Depletion). Таким образом, создание гибридных систем, сочетающих стандартные планарные чипы и предложенные фотонные структуры - полимерные 3D волноводы, является многообещающим и позволяет существенно расширить оптические функциональные возможности, что не может быть достигнуто в 2D геометрии. Цель исследования состояла в подборе параметров, изготовлении и исследовании морфологии трехмерных фотонных структур – полимерных волноводов, для дальнейшего использования при соединении планарных элементов на чипе и создания фотонных интегральных схем.

## 2. Материалы и методы

Изготовление трехмерных фотонных структур - полимерных волноводов выполнялось методом DLW. Метод основан на инициации фотохимических реакций в результате двухфотонного поглощения (TPA). TPA является нелинейно-оптическим эффектом 3-го порядка и зависит от квадрата плотности мощности падающего излучения. Процесс печати с хорошей точностью описывается моделью порогового по квадрату плотности мощности процесса. Как результат, метод DLW при использовании сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения обладает более высоким аксиальным разрешением в сравнении с методами оптической фотолитографии, основанных на однофотонном поглощении. Субмикронные размеры объемных элементов позволяют создавать структуры сложной трехмерной геометрии.

При изготовлении был использован стандартный режим погружения в каплю с подобранным коммерческим фоторезистом IP-Dip (Nanoscribe, GmbH), который имеет

практически нулевое значение поглощения на длине волны 1550 нм и прекрасно подходит для создания трехмерных полимерных волноводов для телекоммуникационной длины волны, а также иммерсионный режим для экспериментов с резистами IP-L (Nanoscribe, GmbH) и Ormocomp (micro resist technology GmbH). Протокол проявки состоял из последовательного погружения структур на 25 мин в PGMEA и 5 мин в IPA. Для лучшего оптического качества структур внутри сердцевины полимерного волновода при литографии специально оставлялся жидкий однородный неэкспонированный фоторезист, который не удалялся при проявке, а после сопровождавшей проявку сушки отверждался с помощью освещения чипа со структурами УФ-излучением ртутной лампы.

Для демонстрации передачи излучения в трехмерном пространстве были смоделированы и изготовлены различные геометрии волноводов, такие как изгибающиеся трехмерные волноводы, изгиб в пространстве которых был задан по формуле кривой арктангенса, прямые волноводы Гауссовой формы, а также системы из нескольких непересекающихся в трехмерном пространстве волноводов – т.н. фотонные развязки. Для всех типов волноводов был выбран прямоугольным профиль с шириной 3 мкм и высотой 4 мкм.

Методом атомно-силовой микроскопии (Solver Pro M, NT-MDT) была измерена шероховатость поверхности волновода. Был использован полуконтактный режим, позволяющий уменьшить взаимодействие полимера с зондом, измерения проводились на участке 1.5×1.5 мкм. Методами оптической, растровой электронной и сканирующей конфокальной микроскопии была исследована морфология как одиночных волноводов, так и системы из нескольких непересекающихся волноводов – многоуровневой фотонной развязки.

### 3. Результаты исследования и их обсуждение

По данным атомно-силовой микроскопии значение среднеквадратичной шероховатости волновода составляет 7±1 нм. Данное значение существенно ниже телекоммуникационной длины волны (1550 нм), что позволяет получать хорошее пропускание изготовленного полимерного волновода и низкие потери света в следствие рассеяния излучения.

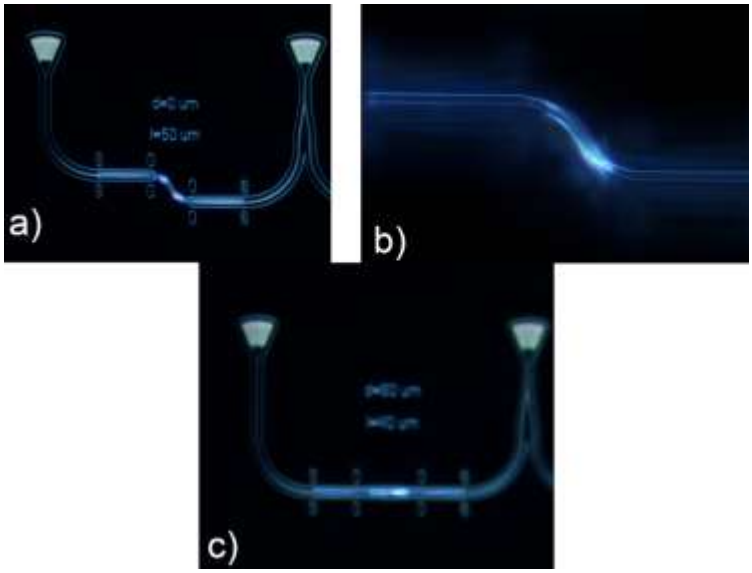



**Рис. 1.** Изображения в темнопольном оптическом микроскопе полимерного волновода с горизонтальным смещением в пространстве (a, b), прямого полимерного волновода без изгиба (c).

Темнопольное оптическое изображение полимерного волновода с изгибом в пространстве с горизонтальным смещением 25 мкм представлено на Рисунках 1a, 1b в сравнении с прямым волноводом без изгиба (Рисунок 1c). Следует отметить, что на микрофотографиях представлены полимерные волноводы, соединяющие планарные SiN волноводы на поверхности реального чипа из нитрида кремния. Для ввода/вывода излучения в фотонный чип используется эффективный фокусирующий решеточный элемент (grating coupler), отчетливо видный на рис. 1a и 1c.

На рисунке 2 представлена концепция фотонной двухуровневой развязки – двух скрещивающихся волноводов, позволяющих существенно расширить функциональные возможности оптических чипов, которые не могут быть получены в 2D геометрии.

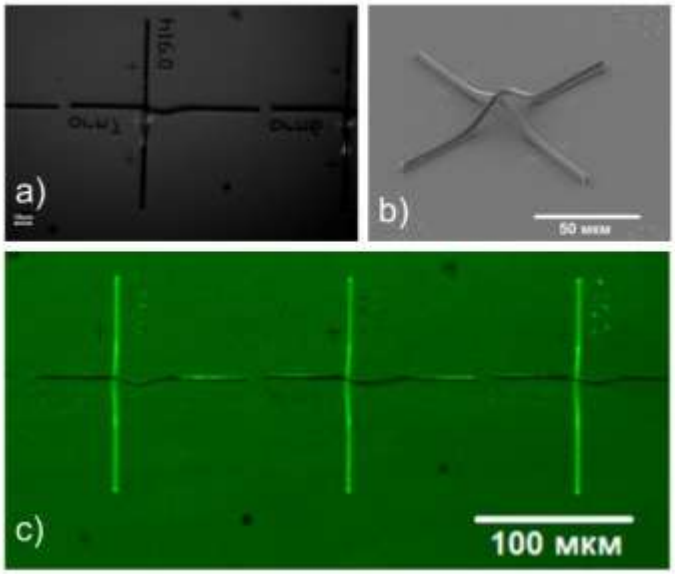



**Рис. 2.** Концепция фотонной двухуровневой развязки. Изображение в оптическом (a), растровом электронном (b) и лазерном сканирующем конфокальном (c) микроскопах. Волноводы, изображенные на рисунке (a) и (c), изготовлены методом DLW из двух разных фоторезистов – сильно люминесцирующего IP-L (вертикальные) и слабо люминесцирующего Ormocomp (горизонтальные).

## 5. Выводы

Отработана методика изготовления полимерных волноводов различной трехмерной геометрии. Подобраны параметры печати, обеспечивающие высокое качество изготовления фотонных структур и низкое значение среднеквадратичной шероховатости поверхности, что обеспечивает малые потери при распространении электромагнитного излучения телекоммуникационных длин волн вблизи 1550 нм. Продемонстрированные фотонные структуры являются многообещающими кандидатами для межсоединений в фотонных интегральных схемах и открывают возможности создания гибридных систем, сочетающих стандартные планарные чипы и полимерные 3D волноводы. Продемонстрировано, что сканирующая лазерная конфокальная микроскопия позволяет проводить люминесцентный анализ изготовленных 3D-структур. Показано, что для изготовления люминесцирующих структур необходимо использовать резист IP-L, в то время, как для изготовления пассивных волноведущих полимерных структур для одиночных излучателей необходимо выбирать резист с низким уровнем остаточной фоновой люминесценции фотоинициатора – Ormocomp. Кроме того, источники одиночных фотонов на основе одиночных коллоидных квантовых точек и центров окраски в наноалмазах, встроенных

в изготовленные полимерные волноводы [5], являются привлекательными для исследований приложений фотонных интегральных схем и квантовых вычислений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-29-20129). Авторы благодарны R.P. Matital за помощь с конфокальной микроскопией полимерных волноводов.

## Литература

1. S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan. *Science* **289**(5479) (2000) 604.
2. Yongjun Xie et al. *Optics Express* **10**(20) (2002) 1043.
3. Yong-Lai Zhang et al. *Nano Today* **5**(5) (2010) 435.
4. A.G. Vitukhnovsky et al. *J. Russ. Laser Res.* **38** (2017) 375.
5. Q. Shi et al. *Sci. Rep.* **6** (2016) 31135.

# НАНООПТИКА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ

**С.Н. Багаев[1], С.М. Аракелян[2,*], Д.Н. Бухаров[2]**

*[1]Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*
*[2]Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия*
*e-mail: arak@vlsu.ru

Рассмотрены перспективные направления развития фемтонанофотоники и продемонстрированы достижения нанооптики, которые могут составить основу новых физических подходов в создании систем фотоники с учетом лазерно-управляемой модификации структуры и топологии поверхностных слоев твердого тела и/или нанесенных на него тонких многослойных покрытий многоэлементного состава с целью получения заданных характеристик у объектов различного предназначения. Речь идет о структурных фазовых переходах, зависящих от размера наночастиц/нанокластеров, которые индуцируются лазерным излучением в различных средах.

В фундаментальном аспекте такие управляемые топологические характеристики позволяют решать проблему наноструктурированной локализованной динамической модификации поверхности в определенных временных диапазонах – от непрерывного лазерного воздействия с плавлением в миллисекундном масштабе времени до фемтосекундной поверхностной обработки образцов с перестройкой электронно-фононного состояния вещества. Новое состояние среды возникает здесь для фиксированного размера наночастиц и/или характерного масштаба пространственной их ассоциации в нанокластеры на поверхности образца под действием лазерного излучения в различных схемах эксперимента.

Обсуждаются возможное использование этих эффектов в прикладных задачах с управляемыми оптическими и электрофизическими характеристиками.

# ЗАВИСИМОСТЬ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ДАТЧИКА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ ЗАСТЕКЛОВАННОЙ ПЛЕНКИ β-ДИКЕТОНАТНОГО КОМПЛЕКСА ЕВРОПИЯ(III) ОТ ТЕХНОЛОГИИ ЕЁ ЗАКРЕПЛЕНИЯ

**Д.В. Лапаев[1,*], В.Г. Никифоров[1], В.С. Лобков[1], Р.М. Зиятдинова[2], А.А. Князев[2], Ю.Г. Галяметдинов[1,2]**

*[1]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Сибирский тракт д. 10/7, Казань 420029, Россия*

*[2]Казанский национальный исследовательский технологический университет», Карла Маркса д. 68, Казань 420015, Россия*

*e-mail: d_lapaev@mail.ru

Современное развитие микроэлектроники, нанотехнологий, молекулярной фотоники, медицины, биологии, различных областей промышленности диктует переход от классических измерителей температуры к люминесцентным термометрам, эксплуатирующих зависимость фотофизических свойств (например, времени затухания люминесценции) сенсорного элемента (СЭ) от температуры. Явное преимущество люминесцентных термометров – удаленный и высокоточный мониторинг распределения температуры объекта с микро- и нанометровым пространственным разрешением, в том числе в присутствии сильных электромагнитных полей.

Среди множества различных температурно-чувствительных соединений одним из наиболее перспективных кандидатов для создания пленочных СЭ являются β-дикетонатные комплексы европия(III), поскольку обладают узкополосной оранжево-красной люминесценцией с большим Стоксовым сдвигом, высоким квантовым выходом, высокой температурной чувствительностью и временем затухания от десятков до сотен микросекунд.

Традиционные пленочные СЭ на основе β-дикетонатных комплексов Eu(III) получаются путем формирования из раствора. Ярко выраженная тенденция к кристаллизации, полоса поглощения в УФ-диапазоне и необратимое тушение люминесценции под действием продолжительного воздействия УФ-излучения (особенно в присутствии атмосферного кислорода) являются серьезными прикладными проблемами данных соединений. Предложенные способы преодоления отмеченных недостатков, основанные на допировании комплексов в полимерные матрицы (для повышения фотостабильности и защиты от кислорода) и расширении полосы поглощения в видимую область, сопряжены с рядом технологических трудностей и полностью не решают проблему низкой фотостабильности.

Мы разработали простой в реализации альтернативный подход к созданию пленочных СЭ на основе β-дикетонатных комплексов лантаноидов, не требующий использования растворителей и полимерных матриц. В подходе используется синтез β-дикетонатных комплексов с анизометричной геометрией. Отсутствие кристаллизации, высокая термостабильность и низкие температуры размягчения позволяют создавать из порошков данных соединений новый тип пленочных СЭ – застеклованные пленки (ЗП), закрепленные между кварцевыми пластинами. Они сочетают в себе высокое оптическое качество, яркую люминесценцию и полную защиту от кислорода. Отметим также уникальную возможность варьировать (в процессе приготовления) ширину полосы поглощения/возбуждения. Например, используя данный подход, недавно нами

была создана ЗП из порошка анизометричного β-дикетонатного комплекса $Eu(DK_{12-14})_3phen$ [$DK_{12-14}$ − 1-(4-(додецилокси)фенил)-3-(4-(тетрадецилокси)фенил)пропан-1,3-дион, а phen – 1,10-фенантролин]. Проведенные исследования показали её перспективность в роли СЭ, т.е. устойчивость к УФ излучению, нечувствительность к кислороду, высокую поглощательную способность в области 280-425 нм и обратимое изменение времени затухания люминесценции на длине волны 611 нм в широком диапазоне температур 270-370 К с рекордным (среди лучших ближайших аналогов) средним значением абсолютной чувствительности -5.4 мкс $К^{-1}$. В прикладном аспекте недостатком закрепления ЗП между кварцевыми пластинами является их низкая теплопроводность (1.36 Вт $(м·К)^{-1}$).

Цель данной работы состояла в исследование возможности замены одной из кварцевых пластин материалами с большой теплопроводностью и анализ влияния такой замены на рабочие характеристики СЭ. Для этого мы создали из порошка комплекса $Eu(DK_{12-14})_3phen$ два дополнительных образца: ЗП, закрепленную между кварцевой пластиной и пластиной из латуни с коэффициентом теплопроводности 111 Вт $(м·К)^{-1}$, и ЗП, закрепленную между кварцевой пластиной и пластиной из кремния с коэффициентом теплопроводности 150 Вт $(м·К)^{-1}$. Сравнительный анализ температурной зависимости времени затухания люминесценции ионов $Eu^{3+}$ на длине волны 611 нм в диапазоне температур 254-370 К показал, что способы закрепления (между двумя пластинами из кварца, кварца и латуни, кварца и кремния) ЗП на основе комплекса $Eu(DK_{12-14})_3phen$ не оказывает влияние на эксплуатационные характеристики многоразового и высокочувствительного люминесцентного датчика температуры в области 270-370 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-03-00635-а и № 19-02-00569-а. Синтез комплексов лантаноидов и материалов на их основе выполнен при финансовой поддержке гранта РНФ № 18-13-00112.

# ПРИМЕНЕНИЕ АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ $YVO_4$: Yb,Er В ЗАДАЧАХ БИОВИЗУАЛИЗАЦИИ В ВИНОГРАДНЫХ УЛИТКАХ

**А.Г. Шмелев[1,*], В.Г. Никифоров[1], Д.К. Жарков[1], В.В. Андрианов[1,2], Л.Н. Муранова[1,2], А.В. Леонтьев[1], Х.Л. Гайнутдинов[1,2], В.С. Лобков[1], М.Х. Алькатани[3], Ф.Р. Хеммер[1,4]**

*[1]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Казань, Россия*

*[2]Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

*[3]Национальный центр лазерных технологий и оптоэлектроники, Город науки и техники Короля Абдулазиза, Эр-Рияд, Саудовская Аравия*

*[4]Институт квантовой науки и инжиниринга (IQSE), отделение физики и астрономии, Техас A&M Университет, College Station, TX 77843-4242*

*e-mail: sgartjom@gmail.com

## 1. Введение

Техника люминесцентной микроскопии давно и активно используется для решения широкого круга задач биологии и биомедицины. Традиционно используются такие люминофоры как органические красители, квантовые точки, комплексы переходных металлов и различные флуоресцентные белки[1-2]. Тем не менее, при использовании этих люминофоров остаются нерешённые проблемы. Так ультрафиолетовое излучение, используемое для накачки флюорофоров, приводит к фоторазрушению и автолюминесценции биологических объектов. Кроме того, УФ излучение поглощается биологическими тканями, а квантовые точки состоят из элементов, которые являются ядами для живых клеток, что приводит к необходимости наносить на квантовые точки дополнительные защитные оболочки.

В последние десятилетия в качестве флюорофоров стали использоваться апконверсионные наночастицы (АКНЧ, UCNP — upconversion nanoparticles). Такие наночастицы представляют собой нанокристаллы допированные ионами редкоземельных элементов, которые поглощают ИК излучение и каскадным образом передают энергию на ионы излучающие в видимом диапазоне. Очевидно, что для предотвращения тушения люминесценции водой необходимо чтобы матрица обладала как можно меньшей энергией фононов. Так, типичная матрица — β-$NaYF_4$ обладает энергией фонона 350 $см^{-1}$ [3], но ионы натрия и фтора могут оказать существенное влияние на протекание биохимических процессах в клетках. Поэтому мы синтезировали наночастицы на основе $YVO_4$. Хотя энергия фононов в этой матрице составляет 880 $см^{-1}$ биологическая и химическая инертность, а также форма наночастиц предполагают низкую токсичность готовых флюорофоров.

В качестве тестовых объектов мы выбрали виноградных улиток — легочных моллюсков *Helix Lucorum* крымской популяции, которые являются популярным модельным животным при исследовании нервной системы [4]. Эти животные обладают относительно простой нервной системой, что позволяет легко идентифицировать нейроны отвечающие за различные поведенческие реакции. Так как сами нейроны крупные (до 300 мкм) найти у разных особей одного вида одинаковые клетки становится достаточно легко, что безусловно облегчает проведение экспериментов по биовизуализации. Нервные клетки, кроме того, расположены поверхностно в нервных

ганглиях, что упрощает процесс регистрации процессов в нейронах с помощью оптических методов.

## 2. Эксперимент

Наночастицы были синтезированы гидротермальным методом [5-6]. Соли Y,Yb,Er смешивались с водным раствором $Na_3VO_4$, при этом аморфные наночастицы $YVO_4$:Yb,Er выпадали в виде осадка. Чтобы превратить аморфные наночастицы в нанокристаллы осадок просушивался и помещался в золь-гель тетраэтилсилоксана для формирования кремниевой мезопористой сетчатой структуры, что предотвращало спекание наночастиц в процессе кристаллизации. После кристаллизации (10 мин при 1000°C) кремний растворялся плавиковой кислотой, а нанокристаллы промывались водой. Готовые наночастицы разбавлялись водой и за сутки до препарирования инъектировались во внутреннюю полость модельных животных максимально безболезненно, через район синусного узла (в виду отсутствия болевых рецепторов в этом месте). Для экспериментов отбирались живые, подвижные животные весом 25 г, которые не менее двух недель находились во влажной атмосфере при комнатной температуре в активном состоянии и избытке пищи.

Животному №1 ввели коллоидный раствор (подвергшийся диспергации в течении 10 мин ультразвуком), содержащий 0.4 мг нанокристаллов в 0.2 мл воды (дозировка 16 мг/кг веса животного). Животному №2 ввели 5 мг АКНЧ в 0.25 мл воды (дозировка 200 мг/кг веса животного). Животному №3 в качестве контроля ввели 0.2 мл воды.

После инъекций животные содержались совместно в общем террариуме в одинаковых условиях. На протяжении суток, до препарирования, мы проводили визуальные наблюдения за поведением животных, которые не выявили каких-либо различий с контрольной особью. Улитки в целях анестезии помещались в смесь воды со льдом перед препарированием. Изолированные препараты биологических тканей животных – нервной системы, печени, кожи, сердца, — в физиологическом растворе исследовались с помощью микроскопа тринокуляра с фотографической насадкой. Излучение накачки (непрерывный лазер 980 нм) подавалось с помощью оптоволокна. Для того, чтобы отсечь накачку перед объективом микроскопа помещался абсорбционный сфетофильтр, а фоточувствительный элемент фотоаппарата был прикрыт интерференционным светофильтром.

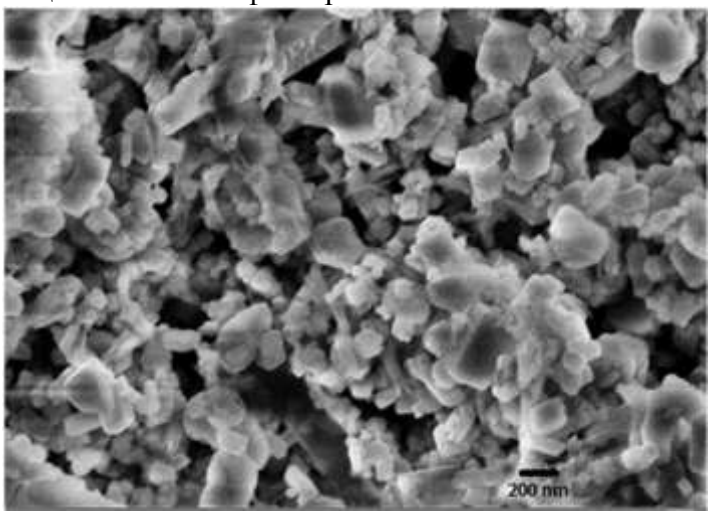



**Рис. 1.** Микрофотография синтезированных АКНЧ полученная с помощью электронного сканирующего микроскопа. Видно, что АКНЧ не содержат острых углов, которые могли бы повредить живые клетки.

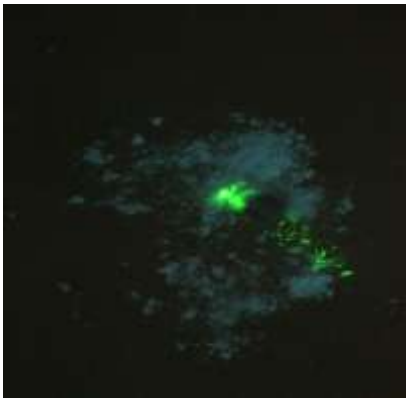



**Рис. 2.** АКНЧ в физиологическом растворе для настройки оборудования (слева).
**Рис. 3.** Легочной моллюск *Helix lucorum* крымской популяции — модельное животное (справа).

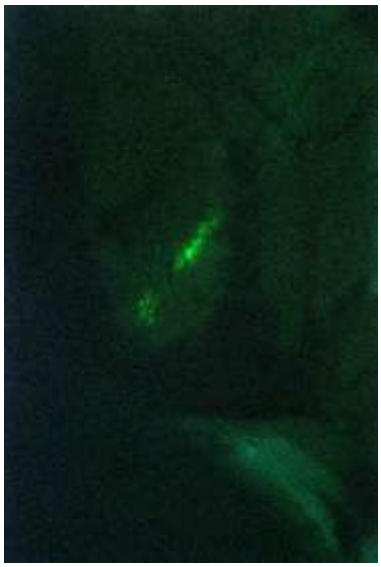
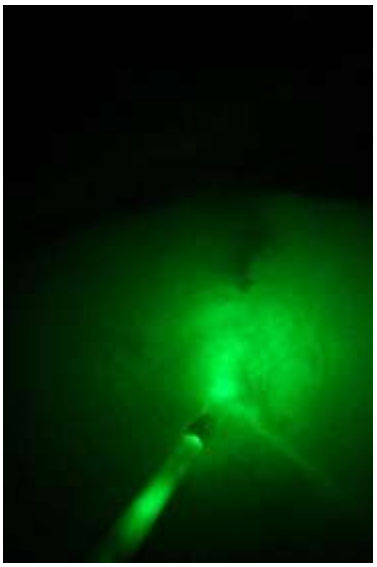
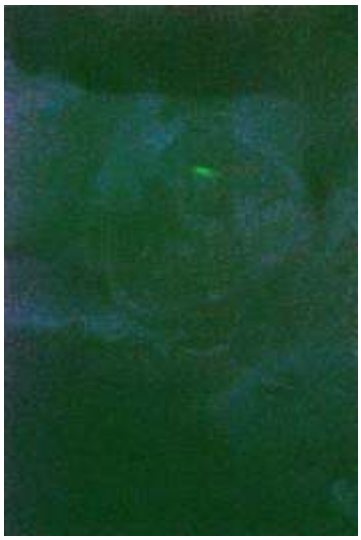




**Рис. 4.** Изолированный препарат тканей (печень, лёгкое, глаз, сердце) животного в физиологическом растворе (слева). **Рис. 5.** Люминесценция АКНЧ на препарате легкого животного №2 (по центру). **Рис. 6.** Люминесценция 0.4 мг АКНЧ введённых непосредственно в препарат печени животного № 1. Люминесценция видна невооружённым глазом (справа).



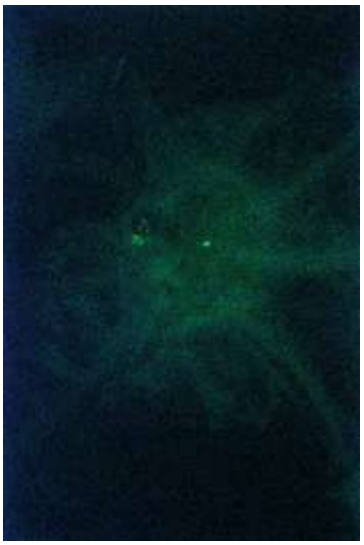


**Рис. 7.** Люминесценция АКНЧ в препарате глаза животного №2 (слева). **Рис. 8.** Препарат мозга животного №2. (по центру). **Рис. 9.** Люминесценция АКНЧ в препарате мозга животного №2. Усилен контраст и яркость фотографии. (справа).


**Рис. 10.** Тоже что на рис. 9, но без обработки. Люминесценция видна невооружённым глазом.

## 3. Выводы

Синтезированы нанокристаллиты $YVO_4$:Yb, Er, демонстрирующие высокоэффективную апконверсию: в водном коллоидном растворе этих АКНЧ наблюдается яркая, видимая глазу люминесценция в области 520 – 560 нм, вызванная излучательными переходами с уровней $^2H_{11/2}$ и $^4S_{3/2}$ на основной уровень $^4I_{15/2}$ иона $Er^{3+}$ при накачке непрерывным лазером на длине волны 980 нм. Наблюдения показали низкую токсичность АКНЧ, которые вводились виноградным улиткам (*Helix lucorum* крымской популяции) в виде инъекций водных коллоидных растворов. Отсутствие интенсивного сигнала люминесценции АКНЧ в исследованных препаратах может указывать на то, что большая часть АКНЧ была выведена животными в течение одних суток. После дополнительной инъекции АКНЧ в препарат печени наблюдалась интенсивная люминесценция, что свидетельствует об отсутствии значительного поглощения зелёного света тканями животного. Всё вышеперечисленное позволяет заключить: синтезированные нами АКНЧ $YVO_4$:Yb, Er являются перспективными низкотоксичными высокоэффективными люминесцентными биозондами, пригодными для использования в биологических задачах.

Работы по синтезу АКНЧ выполнены при поддержке Правительства РФ: договор по Мега-Гранту 220 (соглашение №14.W03.31.0028 с организацией КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН), спектроскопические исследования проводились в рамках работ по грантам РФФИ (№19-02-00569 и №20-02-00545). Работы с животными проводились в рамках темы государственного задания.

## Литература

1. M.Y. Berezin, S. Achilefu, *Chem. Rev*. **110** (2010) 2641.
2. H. Kobayashi, M. Ogawa, R. Alford, P.L. Choyke, Y. Urano, *Chem. Rev.* **110** (2010) 2620.
3. M.F. Joubert, *Opt. Mater.* **11** (1999) 181.
4. V.V. Andrianov, T.Kh. Bogodvid, I.B. Deryabina et al. *Front. Behav. Neurosci*. **9** (2015) 1.
5. M.H. Alkahtani, F.S. Alghannam, C. Sanchez et al. *Nanotech*. **27** (2016) 485501.
6. D.K. Zharkov, A.G. Shmelev, A.V. Leontyev, V.G. Nikiforov, V.S. Lobkov, M.H. Alkhatani, P.R. Hemmer, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **84** (2020) 241.

# ВЛИЯНИЕ ЛОВУШЕК С НЕПРЕРЫВНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК НА ФОТОИНДУЦИРОВАННУЮ ДИНАМИКУ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

**В.Г. Никифоров***

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Сибирский тракт д. 10/7, Казань 420029, Россия*
*e-mail: vgnik@mail.ru

Полупроводниковые наноструктуры, теперь известные как квантовые точки (КТ), являются объектами интенсивных исследований с появлением технологии синтеза в начале 1980 годов. Их уникальные свойства связаны с квантово-размерным эффектом, обусловленным большим отношением поверхности к объему из-за их размера порядка нескольких нанометров. При этом наблюдается значительная вариация фотофизических свойств КТ: например, изменение времени затухания люминесценции в наиболее известных наноструктурах CdSe/CdS ядро/оболочка лежит в диапазоне от десятков пикосекунд до нескольких микросекунд. Сегодня стало очевидным, что одним из главнейших факторов влияния на фотофизических свойства КТ являются ловушки электронов и дырок. К примеру, электрически активные структурные дефекты создают дополнительные уровни в запрещенной зоне, которые выступают в роли ловушек носителей заряда. В связи с чем изучение наиболее общих свойств модельных систем КТ с произвольным распределением ловушек представляет особый интерес.

В настоящей работе рассматривается эволюция населенностей носителей заряда в КТ на основе модели с непрерывным распределением энергетических уровней ловушек. Анализ показал, что общей закономерностью такой системы является переход в квазистационарное состояние, в котором соотношения населенностей в зоне проводимости и ловушек не меняется со временем. Данное свойство обуславливает характерный вид эволюции населенности носителей зарядов на дне зоны проводимости (которая, как правило, определяет наблюдаемый сигнал в спектроскопических экспериментах), состоящий из быстрой и медленной компонент. Характерные времена компонент для реальных КТ могут отличаться на несколько порядков. Природа быстрой компоненты связана с процессами термализации электронов на дно зоны проводимости и захватом носителей заряда ловушками. Медленная компонента соответствует квазистационарному режиму, где активную роль играют процессы освобождения носителей заряда из ловушек путем термической активации. Отметим, что в этом режиме моноэкспоненциальный спад населенности дна зоны проводимости определяется не только излучательными и безызлучательными релаксационными процессами, но также переходами между уровнями зоны проводимости и ловушек и видом распределения ловушек по энергиям. Предложенная общая модель может быть легко уточнена для описания роли ловушек в фотофизических свойствах в конкретном случае полупроводниковых КТ, принимая во внимание уникальные свойства их структуры.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 19-02-00569 и № 20-02-00545).

# ОСОБЕННОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$

**А.В. Леонтьев[1,*], Д.К. Жарков[1], Д.П. Павлов[1], Р.Ф. Мамин[1]**

*[1]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», Сибирский тракт д. 10/7, Казань 420029, Россия*
*e-mail: Andrey.V.Leontyev@gmail.com

## 1. Введение

Работа посвящена исследованию слоя квазидвумерного электронного газа, образованного на границе $BaSrTiO_3/LaMnO_3$ (BSTO/LMO). В такой структуре все атомные слои электронейтральны, однако из-за смещения позиции атомов Ti относительно центра элементарной ячейки возникает сегнетоэлектрическая поляризация, направление которой может переключаться внешним электрическим полем. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты измерений удельного и фотоиндуцированного сопротивления гетероструктуры BSTO / LMO.

На концентрацию носителей заряда в области интерфейса можно влиять интенсивным оптическим облучением. За счет энергии поглощенного фотона электроны могут перейти из валентной зоны в зону проводимости, и пополнить резервуар свободных носителей заряда в области гетероинтерфейса. Подобные процессы могут быть использованы при создании энергонезависимых устройств памяти.

## 2. Эксперимент

Сопротивление интерфейса измерялось с помощью стандартного четырехконтактного метода.

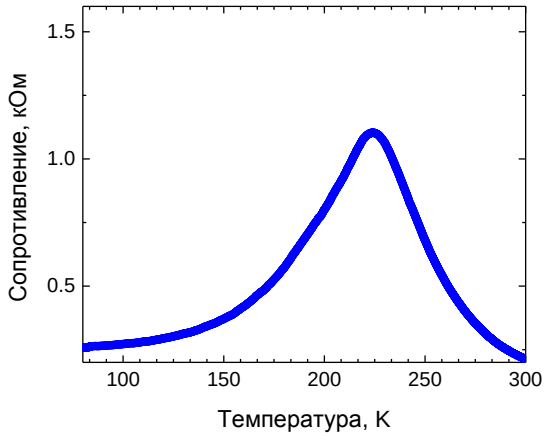



**Рис. 1.** Температурная зависимость темнового сопротивления образца BSTO/LMO.

Образец был помещен в гелиевый криостат, температура образцов измерялась медно-константановой термопарой и поддерживалась с точностью ± 0,1 K в течение измерений. Поверхность образца между нанесенными при помощи серебряной пасты электродами освещалась лазерным пучков с гауссовым профилем диаметром 4 мм.

Длительность лазерных импульсов составляла 200 фс, энергия – 6 мкДж, длина волны 514 или 257 нм, частота следования импульсов 3 кГц.

Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры BSTO/LMO показана на рис. 1. Сопротивление гетероструктуры уменьшается с понижением температуры, демонстрируя металлическое поведение ниже определенной температуры.

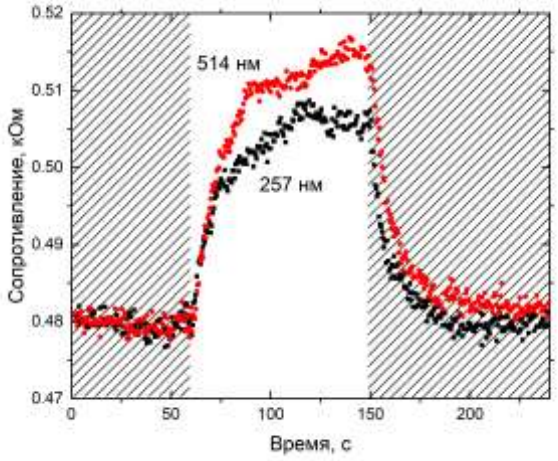



**Рис. 2.** Динамика изменения сопротивления образца BSTO/LMO после включения и выключения освещения на длинах волн 514 нм и 257 нм.

При включении освещения при температуре ниже 200 K сопротивление образца увеличивается с характерным временем около 10 с, несмотря на то, что ожидается увеличение концентрации фотоиндуцированных носителей в области гетероинтерфейса при облучении светом. Выключение света приводит к возвращению системы в темновое состояние с приблизительно тем же характерным временем. Эффект фотоиндуцированного электросопротивления наблюдается при освещении как зеленым (514 нм) светом, так и ультрафиолетом (257 нм), но для зеленого света эффект выражен сильнее (рис. 2).

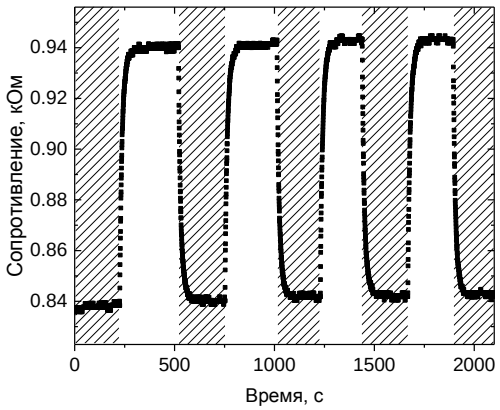



**Рис. 3.** Многократное переключение электросопротивления образца BSTO/LMO освещением на длине волны 514 нм.

На рисунке 3 показаны несколько циклов переключения между световым и темновым состояниями, восстановление сопротивления происходит полностью. Поскольку в экспериментах используется низкая частота повторения лазерных

импульсов (3 кГц), наблюдаемый эффект не может объясняться прямым нагревом образца лазерными импульсами.

Можно предложить следующее возможное объяснение такого поведения. Так как мы наблюдаем довольно медленные процессы релаксации, следует предположить, что динамика этих зарядов связана с релаксацией в области сегнетоэлектрической пленки, а не в области с металлическим поведением, которые должны были бы быть чрезвычайно быстрыми. При облучении поверхности светом носители будут двигаться во внутреннем электрическом поле сегнетоэлектрической пленки, при этом что может приводить к опустошению области гетероинтерфейса. Для уточнения конкретных механизмов переноса носителей необходимы дальнейшие эксперименты, связанные с переключением поляризации пленки в сильных электрических полях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00260).

# ИК-ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ В ИЗУЧЕНИИ КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА

**Д.И. Камалова[1,*], Л.Р. Абдразакова[1]**

*[1]Казанский (Приволжский) федеральный университет,*
*Кремлевская д. 18, Казань 420008, Россия*
*e-mail: dina.kamalova@kpfu.ru

В настоящей работе изучались низкотемпературные релаксационные переходы поливинилиденфторида методом ИК-фурье-спектроскопии конформационно-неоднородных зондов. Благодаря отличным физико-химическим свойствам этот полимер используется в качестве материала для разделительных мембран. Создание новых перспективных мембранных материалов на основе поливинилиденфторида требует установления связи структуры и динамики макромолекулы с транспортными свойствами материала. Проявлением локальной динамики полимера является наличие релаксационных переходов, которые происходят в полимере при вполне определенных температурах.

Для исследования низкотемпературной релаксации регистрировали ИК-фурье-спектры 1,2-дихлорэтана и 1,1,2,2-тетрахлорэтана в поливинилиденфториде при разных температурах в диапазоне от 300 до 100 К и определяли оптические плотности конформационно-чувствительных ИК-полос поглощения этих низкомолекулярных этаноподобных соединений в полимере. Обнаружено, что при температурах 180 и 230 К происходит замораживание транс-гош конформационного равновесия этих соединений, введенных в поливинилиденфторид в качестве зондов (рис. 1). Показано, что это замораживание конформационной подвижности связано с прекращением локального движения определенных фрагментов полимерной цепи и отражает релаксационные переходы в самом полимере. Проведено отнесение наблюдаемых релаксационных процессов типам локальной молекулярной подвижности в поливинилиденфториде.

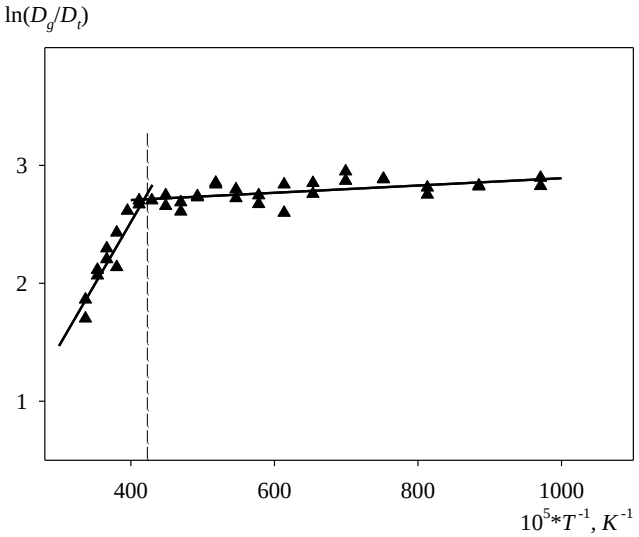



**Рис. 1.** Зависимость логарифма отношения оптических плотностей конформационно-чувствительных полос поглощения от обратной температуры для 1,1,2,2-тетрахлорэтана в поливинилиденфториде

# ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПРИМЕСНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**К.Р. Каримуллин[1,2,*]**

*[1]Московский педагогический государственный университет*
*Малая Пироговская д. 29/7, Москва 119435, Россия*
*[2]Институт спектроскопии Российской академии наук*
*Физическая д. 5, Москва 108840, Россия*
*e-mail: kamil@isan.troitsk.ru

Фотонное эхо является эффективным методом исследования процессов оптической дефазировки в различных средах, включая газы, жидкости, и твердые тела. Особый интерес представляют новые люминесцентные материалы, прежде всего, структурно-неупорядоченные среды: примесные полимеры и замороженные стекла, а также твердотельные нанокомпозиты на основе полупроводниковых коллоидных квантовых точек. Теоретические оценки и результаты экспериментальных исследований показывают, что характерное время оптической дефазировки для таких сред лежат в пико- и фемтосекундном диапазоне длительностей. Наблюдаемые в экспериментах сверхбыстрые кривые спада сигналов фемтосекундного и некогерентного фотонного эха не являются экспоненциальными и не описываются уравнениями Блоха. В работах проф. И.С. Осадько (см., например [1]), было введено понятие обобщенного вектора Блоха и развита теория, позволяющая описывать влияние процессов сверхбыстрой оптической дефазировки на формирование сигналов фемтосекундного фотонного эха. Динамическая теория оптической дефазировки учитывает ширину ($\sigma$) оптической полосы поглощения хромофора, величину фактора Пекара-Хуанга ($\varphi(0,0)$), частоту Дебая ($\nu_D$), а также другие характеристики среды и параметры эксперимента. Кроме того, данная теория прямым образом принимает во внимание электрон-фононное взаимодействие в примесной среде. В [2] данная теория была модифицирована, что позволило учитывать форму ультракоротких лазерных импульсов, используемых для возбуждения сигналов фемтосекундного фотонного эха. В рамках настоящей работы были измерены кривые спада сигналов некогерентного фотонного эха в примесном полимере при низкой температуре, экспериментально и теоретически исследованы процессы сверхбыстрой оптической дефазировки и определено характеристическое время дефазировки. Для примесного замороженного стекла построена и проанализирована в рамках модели электрон-фононного взаимодействия температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки – однородной ширины бесфононной линии (БФЛ) оптического перехода примесных молекул.

Для измерения сигналов некогерентного фотонного эха использовался низкотемпературный эхо-спектрометр (подробное описание экспериментальной установки и методики см., например, в [3,4]).

На рис. 1 показаны примеры экспериментально измеренных при T = 7 K (а) и теоретически рассчитанных (б) кривых спада сигналов двухимпульсного некогерентного фотонного эха в тонкой полимерной пленке поливинилбутираля с примесью молекул органического красителя магний-тетраазапорфирина. Расчет выполнен с использованием параметров эксперимента и характеристик исследуемого образца. Видно, что расчетные кривые хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Значение времени фазовой релаксации $T_2$ составляет 0,86 пс, что соответствует

однородной ширине спектрального перехода $\Gamma_{одн}$ = 370 ГГц. Полученное значение хорошо согласуется с результатами исследования спектров возбуждения люминесценции одиночных молекул магний-тетраазапорфирина [5] в тонкой полимерной пленке полиизобутилена, где была зарегистрирована спектральная диффузия в аномально широком спектральном диапазоне (вплоть до 950 ГГц).

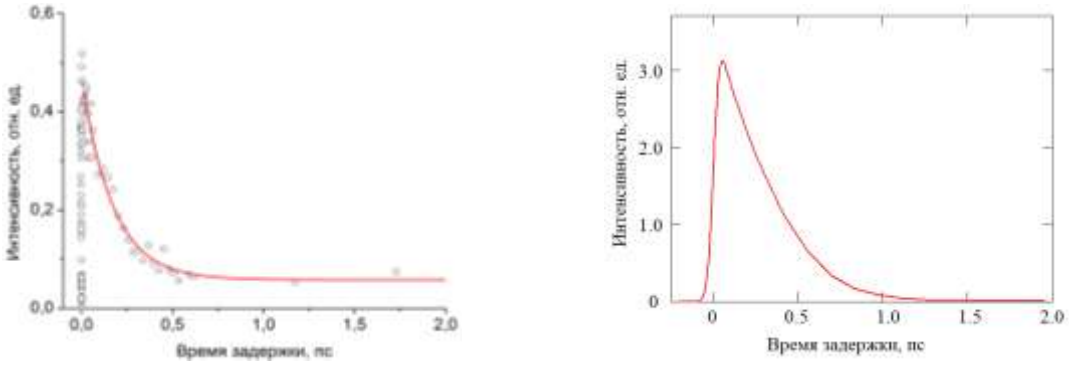



**Рис. 1.** Кривая спада двухимпульсного некогерентного фотонного эха, измеренная при температуре 7 К в поливинилбутирале, допированном магний-тетраазапорфирином (слева). Кривая спада, полученная при моделировании (справа).

Фотонное эхо в замороженном толуоле с примесью молекул цинк-октаэтилпорфирина ранее было исследовано в диапазоне температур от 4,2 до 100 К [6,7]. Использование системы сведения лазерных лучей и чувствительной CCD-камеры [8-10] позволило расширить температурный диапазон измерений до 130 К. На рис. 2 показана температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки ($1/\pi T_2$) – величины, соответствующей однородной ширине БФЛ примесных молекул. Значения при T>100 К были получены путем численного моделирования в рамках развитого подхода с использованием экспериментально измеренных симметричных кривых спада.

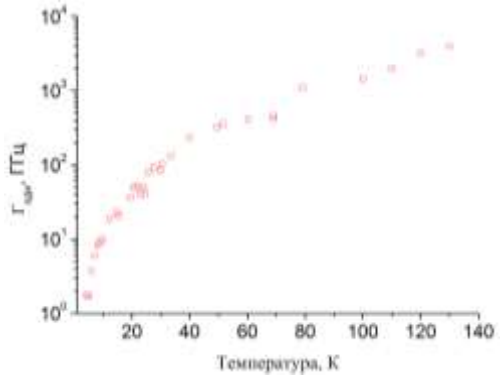



**Рис. 2.** Температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки (однородной ширины БФЛ) для примесных молекул цинк-октаэтилпорфирина в замороженном толуоле.

Форма кривой спада при низкой температуре определяется электрон-фононным взаимодействием. Температура существенно влияет на форму спектральной полосы (соотношение интенсивностей БФЛ ($I_{БФЛ}$) и фононного крыла ($I_{ФК}$) и их ширины), а также вызывает температурные сдвиги БФЛ. В случае линейного электрон-фононного взаимодействия, когда БФЛ при всех температурах имеет естественную ширину, главным температурным эффектом является перераспределение интенсивности между БФЛ и ФК. Количественной оценкой данного эффекта служит фактор Дебая-Валлера α. Его величина показывает, какую долю в интегральной интенсивности спектральной полосы составляет

интенсивность БФЛ, и может служить характеристикой силы электрон-фононного взаимодействия. В линейном приближении для фактора Дебая-Валлера можно получить следующее выражение [1]:

$$\alpha(T) = \frac{I_{БФЛ}}{I_{БФЛ}+I_{ФК}} = \exp\left[-\int_0^\infty f_0(\nu)\left(\frac{2}{\exp(h\nu/kT)-1}+1\right)d\nu\right], \quad (9)$$

из которого видно, что интенсивность БФЛ определяется взвешенной плотностью фононных состояний $f_0(\nu)$ и температурой. Предположив взаимодействие с одиночной фононной модой с частотой $\nu$, получим $\alpha(T) = \exp\left[-\xi^2 \coth\left(h\nu/2kT\right)\right]$, где параметр $\xi$ характеризует силу электрон-фононного взаимодействия. Чем сильнее это взаимодействие, тем меньше интенсивность БФЛ. При фиксированной силе связи повышение температуры приводит к падению интенсивности БФЛ и «перекачке» этой интенсивности в ФК (при сохранении интегральной интенсивности полосы). При учете квадратичного электрон-фононного взаимодействия, наряду с температурным падением интенсивности БФЛ, появляется температурное уширение и сдвиг оптической полосы [1].

Таким образом, широкий температурный диапазон в эксперименте по фотонному эхо в комбинации с развитым теоретическим подходом позволили исследовать процессы электрон-фононного взаимодействия вплоть до температуры Дебая для толуола (около 100 К) и выше, когда кривые спада сигналов фотонного эха становятся симметричными. Однако несмотря на то, что расчетные кривые позволяют количественно характеризовать процессы оптической дефазировки, вопрос о физической интерпретации полученных результатов, связанных с ультракоротким временем дефазировки, требует проведения дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-70005-мол_а_мос).

## Литература

1. Осадько И.С. Квантовая динамика молекул, взаимодействующих с фотонами, фононами и туннельными системами. М.: Физматлит. 2017, 368 с.
2. Fedyanin V.V., Karimullin K.R. // Laser Phys. 2019. V. 29, No 12. Art. No 124008.
3. Knyazev M.V. et al. // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2017. V. 11, No 3. Art. No 1600414.
4. Karimullin K.R. et al. // Laser Phys. 2019. V. 29, No 12. Art. No 124009.
5. Savostianov A.O. et al. // JETP Lett. 2018. V. 107, No 7. P. 406.
6. Vainer Yu.G. et al. // J. Lumin. 2000. V. 86, No 3-4. P. 265.
7. Вайнер Ю.Г. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 215.
8. Каримуллин К.Р. и др. // Опт. и спектроск. 2013. Т. 114, № 6. С. 943.
9. Karimullin K.R. et al. // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24, No 2. Art. No 027002.
10. Князев М.В. и др. // Изв. Самар. науч. центра РАН. 2014. Т. 16, № 4. С. 13.

# ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАКРОМОЛЕКУЛ В ТВЕРДЫХ МАТРИЦАХ: ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРИ- И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

**В.В. Компанеец[1], К.Р. Каримуллин[1,2], К.А. Магарян[1,2], Н.Л. Наумова[2], И.А. Васильева[2], А.В. Наумов[1,2,*]**

*[1]Московский педагогический государственный университет, Москва 119435, Россия*
*[2]Институт спектроскопии Российской академии наук, Москва 108840, Россия*
*e-mail: naumov@isan.troitsk.ru

Открытие эффекта Шпольского [1] дало начало бурному развитию методов селективной лазерной спектроскопии, появилась возможность детектирования тонкоструктурных электронно-колебательных спектров молекул в твердых матрицах. Вибрационный анализ сопряженных спектров люминесценции и поглощения (возбуждения люминесценции) позволяет «расшифровывать» внутреннюю структуру и динамику сложных органических молекул, идентифицировать отдельные колебания и конформационные изменения [2,3]. Одним из стратегически важных направлений развития тематики селективной спектроскопии является поиск новых эффективных люминофоров с заданными свойствами. Среди огромного разнообразия возможных люминесцирующих материалов особое место занимают сопряженные гетероциклические хлорофиллоподобные соединения (порфирины) и, в частности, металлокомплексы порфиринов и их аналогов [4]. Данные соединения широко распространены в природе (хлорофилл, гем, нефтяные пигменты), и, как следствие, являются идеальными модельными средами для изучения процессов оксигенации при фотосинтезе, изучения процессов светозахвата, преобразования энергии в биологических объектах, при разработке новых препаратов для фототерапии и тераностики; как основа каталитических систем нового поколения.

Соединения риленового и порфиринового ряда стали одним из наиболее популярных модельных объектов в спектроскопии примесного центра, поскольку соединения этого ряда проявляют высокий квантовый выход в бесфононную люминесценцию в широком диапазоне низких температур, позволяют напрямую исследовать внутри- и межмолекулярные процессы, например, взаимодействие примесных молекул с матрицей. Особый интерес представляет возможность детектирования бесфононных спектральных линий примесных молекул в твердых марицах при относительно высоких температурах (выше температур жидкого азота).

Были приготовлены оптически плотные образцы – однородные тонкие пленки полиметилметакрилата (ПММА), полиизобутилена (ПИБ) и поливинилбутираля (ПВБ), допированные молекулами тетра-трет-бутилтеррилена, а также растворы гексадекана, н-декана и толуола с примесью террилена. Для изготовления образцов использовались различные методы: центрифугирование на подложке, радикальная полимеризация, спекание в вакуумной печи и другие. Полимерные пленки изготавливали методом центрифугирования. Для этого раствор красителя с небольшим количеством аморфного полимера перемешивали в стеклянной кювете в ультразвуковой ванне. Затем, с помощью дозатора, раствор наносили на быстро вращающуюся стеклянную подложку (метод spin-coating). Для удаления остатков растворителя образцы помещали в вакуумную печь. Сопряженные тонкоструктурные спектры примесных молекул изучали в замороженных растворах – матрицах Шпольского. Все соединения были хроматографически очищены.

В приготовленных примесных полимерных пленках и замороженных стеклах измерены при криогенных температурах (от 4,5 до 300 К) спектры люминесценции и

спектры возбуждения флуоресценции. Проведены тестовые измерения низкотемпературных спектров одиночных молекул красителей, нанесенных на поверхность стеклянной подложки и внедренных в малой концентрации в тонкие пленки ПИБ. Выполнен вибрационных анализ тонкоструктурных сопряженных электронно-колебательных спектров примесных образцов, измеренных в диапазоне от 4,5 К до температур, при которых в них еще удается выделить бесфононные спектральные линии. Проведен анализ параметров Франк-Кондоновского (FC) и Герцберг-Теллеровского (HT) взаимодействий, определяющих форму тонкоструктурных спектров поглощения и люминесценции и их численное моделирование. Техника вибрационного анализа сопряженных спектров со слабо разрешенной структурой была развита в [2,3]. Методика основывается на моделировании спектров в виде серии вибронных полос, каждая из которых состоит из узкой бесфононной линии, и широкого фононного крыла, отношение интенсивностей которых определяется значением фактора Дебая-Валлера. После этого сопряженные спектры моделируются с учетом подгоночных параметров FC- и HT-взаимодействий. Специальная программа для такого моделирования спектров и сравнения их с экспериментальными данными была разработана для программной среды MathCad [2].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-03-00923).

**Литература**

1. Шпольский Э.В. // УФН. 1962. Т. 77. № 2. С. 321.
2. Наумова Н.Л. и др. // Опт. и спектроск. 2005. Т. 98. № 4. С. 586
3. Naumova N.L. et al. // J. Luminescence. 2005. V. 111. № 1-2. P. 37.
4. Gorbunova Y.G. et al. // Macroheterocycles. 2017. V. 10. № 4. P. 400.

# INFLUENCE OF A MAGNETIC FIELD ON THE EVOLUTIOB OF EXTREMELY SHORT OPTICAL PULSES UNDER CONDITIONS OF NONLINEAR ABSORPTION AND PUMPING

**M.B. Belonenko[1],*, N.N. Konobeeva[1]**

[1]*Volgograd State University, 100 University Ave., Volgograd 400062, Russia*
*e-mail: mbelonenko@yandex.ru

## 1. Introduction

A popular area in optics is the interaction of electromagnetic radiation with medium [1]. Modern technologies allow us to obtain a powerful electromagnetic radiation with specified characteristics, including extremely short laser pulses [2], which contain only a few oscillations of the electromagnetic field. On the other hand, the choice of the medium for stable pulse propagation is important too. From this point of view, carbon nanostructures are attractive, which have a high potential for use in the development of optoelectronic devices based on the propagation of nonlinear electromagnetic waves [3], especially carbon nanotubes. Starting from the first work [4], the possibilities of propagation of extremely short electromagnetic pulses in arrays of semiconductor carbon nanotubes were systematically studied taking into account the influence of various physical factors [5]. In this paper, we study the pulse behavior under the action of magnetic field, taking into account pumping and nonlinear absorption.

## 2. Basic equations and results

We consider two-dimensional extremely short optical pulse, which propagates perpendicular to carbon nanotube axis (fig. 1).

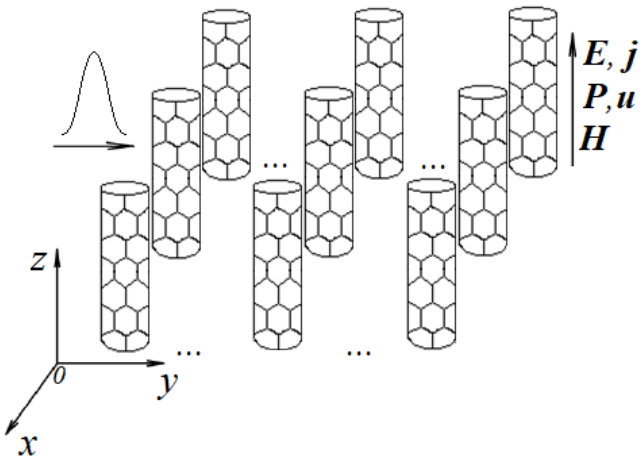



**Fig. 1.** Schematic diagram of carbon nanotubes system.

For the electric field component, taking to account that $\boldsymbol{E}=c^{-2}\partial\boldsymbol{A}/\partial t$, we write the two-dimensional wave equation:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2}-\Gamma\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}=\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial y^2}+\frac{4\pi}{c}j(\boldsymbol{A})-F_1\left(\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}\right)^3-\frac{F_2\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}}{1+\Delta\left(\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}\right)^2}-\frac{4\pi}{c}\frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}, \quad (1)$$

where $c$ is the light velocity, $\Gamma$ describes the pumpimg of the electric field (minus linear absorption). The pumping here is introduced phenomenologically and, in general, depends only on the spatial coordinates. $F_1$, $F_2$ are the nonlinear absorption coefficients [6]. To take into account the properties of the medium, we supplemented Eq. (1) with a term with medium polarization $\boldsymbol{P}$.

Let`s write the dispersion law, which describes the properties of electrons in carbon nanotubes and has the form:

$$\varepsilon_s(p)=\gamma_0\sqrt{1+4\cdot\cos\left(\frac{3b}{2\hbar}p\right)\cdot\cos\left(\frac{\pi}{m}\left(s+\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right)+4\cdot\cos^2\left(\frac{\pi}{m}\left(s+\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right)}, \quad (2)$$

here $s$=1, 2 …$m$, the carbon nanotube type is ($m$, 0), $\gamma_0\approx$2.7 eV, $b$=0.142 nm, $\Phi$ is the magnetic flux through the cross section of nanotubes, $\Phi_0=\hbar c/e$ is the magnetic flux quantum [7].

Taking into account that the current is determined by the dispersion law (2), we can write Eq. (1) in the following form:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+\sum_{k=1}^{\infty}\alpha_k\sin\left(\frac{3bke(A+\eta)}{2\hbar c}\right)\cdot f(t)-F_1\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^3-$$

$$\frac{F_2\frac{\partial A}{\partial t}}{1+\Delta\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^2}+\Gamma\frac{\partial A}{\partial t}=0, \quad , \quad (3)$$

$$r_k=\sum_s a_{sk}\int_{BZ}dp\cdot\cos(pk)\frac{\exp\left(-\varepsilon_s(p)/k_BT\right)}{\exp\left(-\varepsilon_s(p)/k_BT\right)+1}, \alpha_k=\frac{4e^2n_0\gamma_0 r_k}{c^2}$$

$n_0$ is the electron concentration, $\eta$ is the displacement vector, $k_B$ is the Boltzmann constant, $T$ is the temperature, $a_{sk}$ are the coefficients in the expansion of the dispersion law in the Fourier series.

The quantity $\eta$ in Eq. (3) is related to the nonzero component of the displacement vector of the medium $u$ as [8]:

$$\eta=-cd\int_{-\infty}^{t}\frac{\partial u(y,t')}{\partial y}dt', \quad (4)$$

here $d$ is the piezoelectric strain coefficient. And we consider the simplest model, where $P=d\,\partial u/\partial z$. Eq. (4) in this case must be supplemented with the following equation:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\gamma\frac{\partial u}{\partial t}+\omega_0^2 u=\chi\frac{\partial A}{\partial t}, \quad (5)$$

where $\gamma$ is the absorption coefficient of the nuclei of the medium, $\omega_0$ the resonant frequency of vibrations, $\chi$ is the susceptibility coefficient [9].

Eqs. (3), (5) was solved numerically using parallel technologies. The initial condition for the vector-potential was chosen in the Gaussian form.

The evolution of two-dimensional pulse during its propagation in the carbon nanotube array is shown in fig. 2.

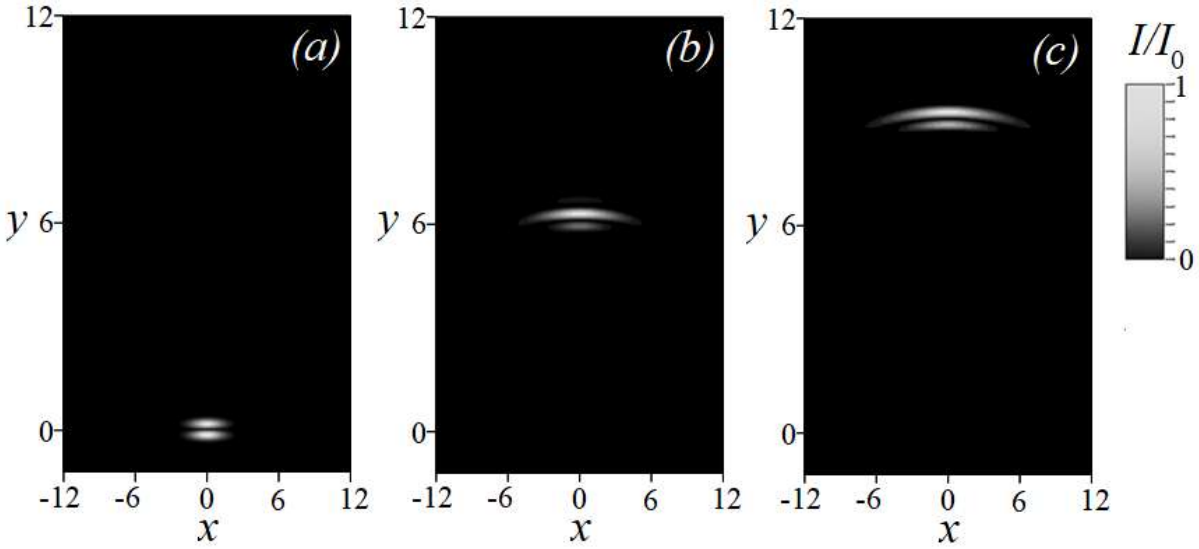



**Fig. 2.** The pulse evolution ($I_0$ is the maximum intensity at $t$=0) at $\Phi/\Phi_0=m/2$: (*a*) $t$=0; (*b*) $t$=6.5 $10^{-14}$ s; (*c*) $t$=9.5 $10^{-14}$ s. The unit on the $x$ and $y$ axes corresponds to 2 $10^{-5}$ *m*.

As shown in fig. 2, the pulse propagates stably in a medium with zig-zag carbon nanotubes, experiencing slight broadening over time.

Also in this paper, we analyze the dependence of the pulse shape on the magnitude of the magnetic field and nonlinear absorption coefficients.

Authors thank the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for the numerical modeling and parallel computations support under the government task (0633-2020-0003). Belonenko M.B. is grateful for funding to the Russian Foundation for Basic Research and the government of the Volgograd Region according to Research Project No. 19-43-340005 p-a.

## References

1. L. Xu, K. Nishimura, A. Suda, K. Midorikawa, Y. Fu, E.J. Takahashi, *Opt. Express* **28** (2020) 15138.
2. S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin, *Optics of femtosecond laser pulses*, AIP-Press, New York (1992).
3. J.O. Island, P. Kissin, J. Schalch, X. Cui, S.R. UI Haque, A. Potts, T. Taniguchi, K. Watanabe, R.D. Averitt, A.F. Young , *Appl. Phys. Lett.* **116** (2020) 161104.
4. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev, *J. Rus. Las. Res*. **27** (2006) 457.
5. N.N. Yanyushkina, M.B. Belonenko, N.G. Lebedev, A.V. Zhukov, M. Paliy, *Int. J. Mod. Phys. B*. **25** (2011) 3401.
6. N. Kamaraju, S. Kumar, A.K. Sood, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 251103.
7. A.A. Ovchinnikov, V.V. Atrazhev, *Phys. Sol. State.* **40** (1998) 1769.
8. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Theory of elasticity*, Pergamon Press, Oxford (1989).
9. N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko, *Opt. Spectrosc*. **125** (2018) 405

# КОНТЕКСТНЫЙ ПОИСК НА КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ ФОТОНОВ

**С.Н. Андрианов[1], Н.С. Андрианова[2], А.А. Калачев[3], Ю.Ю. Кочнева[1], А.В. Шкаликов[3,*]**

*[1]Академия наук Республики Татарстан, Институт прикладных исследований, Казань 420111, Россия*
*[2]Казанский федеральный университет, Казань 420008, Россия*
*[3]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Казань 420029, Россия*
*e-mail: andrei_vs@rambler.ru

Рассмотрим физическую реализацию квантового языка HAL с использованием фотонных состояний. В квантовой версии языка HAL [1] квантовое векторное состояние документа определяется как: $|\Psi\rangle = \sum_i^N |w_{\nu_i}\rangle$, где $|w_{\nu_i}\rangle = \sum_j^M |w_{k_{ij}}\rangle$ квантовое состояние слова $i$, которое мы будем нумеровать частотой фотона $\nu_i$, разложенное по базовым тензорным состояниям $|w_{k_{ij}}\rangle$ языка HAL. Мы можем представить эти состояния как сумму тензорных проекций нормированного состояния слова в фотоне $|u_{\nu_{ij}}\rangle = a_{\vec{k}_j}^{(i)} |u_{\vec{k}_j}\rangle$ на базовые состояния направлений его волнового вектора, лежащих в той или иной плоскости: $|u_{\nu_i}\rangle = \sum_j^M a_{\vec{k}_j}^{(i)} |u_{\vec{k}_j}\rangle$.

Двум словам, A и B из текста можно сопоставить векторные состояния $|u_{\nu_A}\rangle$, $|u_{\nu_B}\rangle$ и общую плоскость, проходящую через эти вектора. Тогда векторные состояния документа в базисе этих слов можно определить как проекцию состояния (1) на эту плоскость с последующим поворотом на 90° относительно ортогональных к вектору слов осей:

$$|\psi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha_{\sigma_+}|u_{\nu_A,\sigma_+}\rangle + \alpha_{\sigma_-}|u_{\nu_A,\sigma_-}\rangle\right), \quad (1)$$

$$|\psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\beta_{\sigma_+}|u_{\nu_B,\sigma_+}\rangle + \beta_{\sigma_-}|u_{\nu_B,\sigma_-}\rangle\right) \quad (2)$$

и общее состояние в базисе двух слов как $|\psi\rangle = |\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$. Коэффициенты в выражениях (1,2) можно записать как

$$\alpha_{\sigma_+} = \frac{<u_{\nu_A,\sigma_+}|\Psi>}{\sqrt{<u_{\nu_A,\sigma_+}|\Psi>^2 + <u_{\nu_A,\sigma_-}|\Psi>^2}}, \quad (3)$$

$$\alpha_{\sigma_-} = \frac{<u_{\nu_A,\sigma_-}|\Psi>}{\sqrt{<u_{\nu_A,\sigma_+}|\Psi>^2 + <u_{\nu_A,\sigma_-}|\Psi>^2}}, \quad (4)$$

$$\beta_{\sigma_+} = \frac{<u_{\nu_B,\sigma_+}|\Psi>}{\sqrt{<u_{\nu_B,\sigma_+}|\Psi>^2 + <u_{\nu_B,\sigma_-}|\Psi>^2}}, \quad (5)$$

$$\beta_{\sigma_-} = \frac{<u_{\nu_B,\sigma_-}|\Psi>}{\sqrt{<u_{\nu_B,\sigma_+}|\Psi>^2 + <u_{\nu_B,\sigma_-}|\Psi>^2}}. \quad (6)$$

Вид состояний (1,2) позволяют связать каждое слово с тем или иным квантовым битом (кубитом) информации. Определим теперь операторы запроса контекстного поиска на фотонах с учетом того, что поляризации фотонов можно ассоциировать с его спиновыми состояниями. Оператор прямого значения слова соответствует оператору z-проекции спина:

$$\hat{A}|\psi_A\rangle = \hat{S}_{Az}|\psi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha_{\sigma_+}|u_{v_A,\sigma_+}\rangle - \alpha_{\sigma_-}|u_{v_A,\sigma_-}\rangle\right), \quad (7)$$

$$\hat{B}|\psi_B\rangle = \hat{S}_{Bz}|\psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\beta_{\sigma_+}|u_{v_B,\sigma_+}\rangle - \beta_{\sigma_-}|u_{v_B,\sigma_-}\rangle\right). \quad (8)$$

Оператор запроса противоположного значения можно определить как

$$\hat{A}_x|\psi_A\rangle = \hat{S}_{Ax}|\psi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha_{\sigma_-}|u_{v_A,\sigma_+}\rangle + \alpha_{\sigma_+}|u_{v_A,\sigma_-}\rangle\right). \quad (9)$$

Белловский параметр поиска можно записать через матричные элементы операторов запроса по известной из работы [1] формуле:

$$S_{query} = \left|\langle\hat{A}\hat{B}_+\rangle_\psi + \langle\hat{A}_x\hat{B}_+\rangle_\psi\right| + \left|\langle\hat{A}\hat{B}_-\rangle_\psi - \langle\hat{A}_x\hat{B}_-\rangle_\psi\right|, \quad (10)$$

где $\hat{B}_+ = -\left(\hat{B} + \hat{B}_x\right)$, $\hat{B}_- = \hat{B} - \hat{B}_x$.

Простое вычисление дает

$$S_{query} = \frac{1}{2}\left\{\left|\left(\alpha_{\sigma_+}^2 + 2\alpha_{\sigma_+}\alpha_{\sigma_-} - \alpha_{\sigma_-}^2\right)\right| + \left|\left(\alpha_{\sigma_+}^2 - 2\alpha_{\sigma_+}\alpha_{\sigma_-} - \alpha_{\sigma_-}^2\right)\right|\right\}\left|\left(\beta_{\sigma_+}^2 + 2\beta_{\sigma_+}\beta_{\sigma_-} - \beta_{\sigma_-}^2\right)\right|$$

. (11)

Вычислив коэффициенты $\alpha_{\sigma_+}$, $\alpha_{\sigma_-}$,$\beta_{\sigma_+}$ и $\beta_{\sigma_-}$ по формулам (3-6), можно установить значения слов по матричным элементам операторов (7,8). Также можно вычислить белловский параметр $S_{query}$, величина которого определяет степень перепутанности состояний документа по словам A и B, а значит и установить наличие смысловой связи между выбранными словами в этом документе. В работе [1] такие вычисления проведены на обычном компьютере, но можно и построить автономное квантовое вычислительное устройство, работающее, как предложено здесь, на частицах света – фотонах. Такое устройство будет обладать повышенным быстродействием как за счет предельно высокой скорости и безинерционности фотонов, так и за счет квантовой параллельности используемых алгоритмов.

Рассмотренный квантовый алгоритм позволяет найти общий семантический признак, связывающий понятия, т.е. изотопию. Это можно использовать при поисковом запросе с целью автоматизированного нахождения текстов, соответствующих этой изотопии, в текстах различного характера относящиеся как к одной терминологической области, так и к разным тематическим областям.

## Литература

1. J. Barros et al. // Selected Papers of the 7th International Conference on Quantum Interaction 2013. V. 8369 P. 110.

# МЕТОД УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ МЕДИЦИНСКОГО ИНСТРУМЕНТА

**С.В. Герасимов[1], А.А. Баев[1,*]**

*[1]Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева-КАИ», Казань, Россия*
*e-mail: kruzenshteyn@yandex.ru

При стерилизации медицинского инструмента используют непростой и многоэтапный процесс, в который входит в том числе и дорогостоящие химические средства, в основном импортного производства. При транспортировке и стерилизации сохраняется риск заражения медицинского персонала заболеваниями, передающимися по крови. Стерилизационная установка позволит минимизировать риск заражения медицинского персонала благодаря бесконтактному способу стерилизации инструмента, а также уменьшения циклов оборота персонала с использованными медицинскими инструментами.

За основу для построения стерилизационной установки взят принцип комбинированной очистки гидродинамического эффекта и ультразвуковой кавитации. Также для снижения рисков для медицинского персонала разработан бокс-контейнер исключающий контакт медицинского работника с отработанным медицинским инструментом.

Изделия медицинского назначения, если они в процессе эксплуатации соприкасаются с раневой поверхностью, контактируют с кровью или инъекционными препаратами, а также соприкасаются со слизистой оболочкой и могут вызвать ее повреждения последовательно должны пройти 3 этапа обработки: дезинфекция, предстерилизационная очистка и стерилизация. В текущей ситуации с вирусом Covid-19 весь медицинский инструмент подлежит обработке, чтобы исключить передачу вируса от человека к человеку. В нашем случае, установка обеспечивает полный цикл обработки медицинского инструмента обеспечивая все 3 этапа. В основе работы установки на этапе предстерилизации используется ультразвуковой эффект очистки от биологических остатков, а на этапе стерилизации гидродинамический эффект.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГИЧЕСКОГО ИЗОМЕРА НАНОКЛАСТЕРА ЗОЛОТА $Au_{20}$: ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

**Т.А. Худайберганов[1], П.П. Худобин[1], С.М. Аракелян[1,*]**

[1] *Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия*
**E-mail: arak@vlsu.ru*

В данной работе исследуются спектральные характеристики магических нанокластеров $Au_{20}$ методом функционала плотности при помощи моделей самосогласованного поля с учетом плотности энергетических электронных состояний. Инструментом численного моделирования послужила программа Quantum Espresso; визуализация осуществлялась с помощью приложений BURAI и Python. В результате получены спектры подобного типа нанокластеров, а также графики сходимости исследуемых физических параметров в рамках рассмотренной модели. Сделаны выводы об оптических свойствах тетраэдрального нанокластера $Au_{20}$ и обсуждаются процедуры, которые позволяют управлять шириной запрещенной зоны и плотностью электронных энергетических состояний – ключевых характеристик оптических объектов.

# ЦИТТЕРБЕВЕГУНГ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В АНИЗОТРОПНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

**И.Е. Седова[1], Е.С. Седов[2,3,1], С.М. Аракелян[1,*], А.В. Кавокин[2,3,4]**

[1]*Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия*

[2]*School of Science, Westlake University, Hangzhou, China*

[3]*Institute of Natural Sciences, Westlake Institute for Advanced Study, Hangzhou, China*

[4]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: arak@vlsu.ru

В работе изучен эффект циттербевегунга экситон-поляритонов, заключающийся в дрожании траектории их распространения в плоскости оптического микрорезонатора со встроенными квантовыми ямами. Присущий системам с расщеплением спиновых состояний, эффект возникает в результате обоюдного влияния спиновой (поляризационной) степени свободы и поступательного движения поляритонов. Период осцилляций траектории определяет величина расщепления как фотонной, так и экситонной компонент поляритонов.

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

**Д.О. Акатьев[1], Д.А. Турайханов[1], А.В. Шкаликов[1,*], И.З. Латыпов[1], А.А. Калачев[1]**

*[1]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Сибирский тракт, д. 10/7, Казань 420029, Россия*
*e-mail: andrei_vs@rambler.ru

## 1. Введение

Исследования полей с ненулевым орбитальным угловым моментом (ОУМ) идет уже несколько десятилетий начиная с работы [1]. ОУМ возникает в оптических лучах со спиральными волновыми фронтами [2,3], а увидеть его влияние можно с помощью оптического пинцета [4]. В последнее время ОУМ света становится интересен для исследования благодаря потенциалу в квантовой обработке информации и коммуникации более высоких порядках измерений. Поскольку одномодовое оптоволокно, которое повсеместно используется в инфраструктуре оптоволоконной связи, поддерживает только моды с нулевым ОУМ, поэтому свободное пространство – естественно возможная среда для квантовой связи на основе ОУМ. К сожалению значение ОУМ портится декогеренцией в турбулентной атмосфере - случайными фазовыми модуляциями, вызванными пространственными флуктуациями показателя преломления, которые рассеивают начальные состояния ОУМ в другие состояния ОУМ. Уже было проведено большое количество исследований влияния турбулентности на классические оптические пучки с определенными модами ОАМ [5,6]. Также были выполнены некоторые работы по квантовым состояниям ОАМ, распространяющимся через турбулентность [7,8], однако в этих исследованиях турбулентность моделировалась с помощью однофазной функции пропускания, которая количественно определяет турбулентность с помощью одного параметра - параметра Фрида. Поэтому целью данной работы являлось исследование поведения ОУМ света в турбулентной атмосферы в условиях расчета модулирования турбулентности на основе модели Колмогорова.

## 2. Поля с угловым моментом

Орбитальный угловой момент света - это довольно новое фундаментальное понятие в оптике, открытое тридцать лет назад [1]. ОУМ возникает, когда луч света находится в пространственном режиме со спиральным волновым фронтом Рис.1. [9]. Орбитальный угловой момент появляется из-за азимутальной составляющей линейного момента света, присутствующего в пучки со спиральным волновым фронтом. Следует отметить сейчас уже научились получать пучки с большими значениями ОУМ L=10000.

## 3. Турбулентность

Атмосферная турбулентность это мелкомасштабные нерегулярные движения воздуха, характеризующиеся ветрами, которые различаются по скорости и направлению. Турбулентность важна, потому что она перемешивает и взбалтывает атмосферу и заставляет водяной пар, дым и другие вещества, а также энергию распределяться как по вертикали, так и по горизонтали. Турбулентный поток очень

сложен и все еще не полностью изучен. Андрей Колмогоров разработал простую физическую модель турбулентности, которую можно использовать для аналитической оценки ее эффектов. Модель Колмогорова предполагает, что энергия вводится в турбулентную среду на больших пространственных масштабах и образует водовороты. Затем они распадаются на более мелкие вихри в виде автомодельного каскада, пока вихри не станут достаточно маленькими, чтобы энергия рассеивалась за счет вязких свойств среды. В инерционном диапазоне между внутренним и внешним масштабами Колмогоров предсказал степенное распределение турбулентной мощности с пространственной частотой -5 ⁄ 3 [10], которые легли в основу современной теории турбулентности [11] Существуют экспериментальные подтверждения того, что модель Колмогорова применима для атмосферной турбулентности, например Nightingale & Buscher (1991) [12]. В случае атмосферной турбулентности именно солнечное нагревание и сдвиг ветра обеспечивают начальную энергию в больших масштабах, и она рассеивается в виде тепла за счет вязкого трения воздуха на внутренних масштабах [13]. На основе данной модели были рассчитаны фазовые экраны (рис. 2), которые в дальнейшем моделировали турбулентную атмосферу в экспериментальной установке.

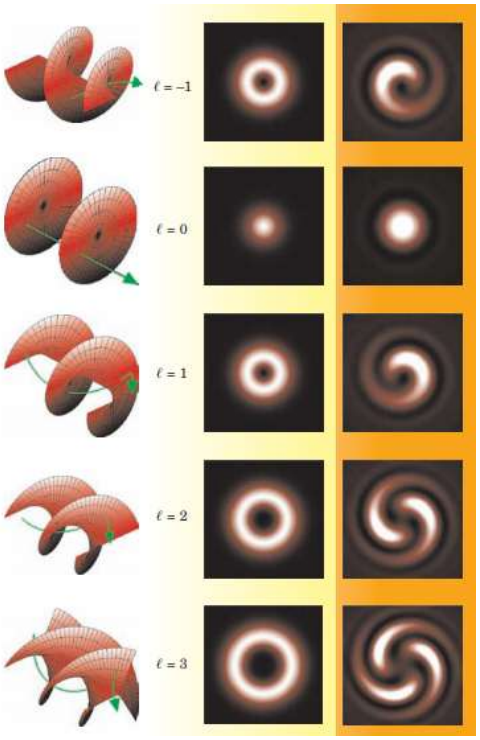



**Рис. 1.** Орбитальный угловой момент светового луча, в отличие от спинового углового момента, не зависит от поляризации луча. Он возникает из-за спиральных фазовых фронтов (левый столбец), на которых вектор Пойнтинга (зеленые стрелки) больше не параллелен оси луча. При любом фиксированном радиусе в пределах луча вектор Пойнтинга следует по спиральной траектории вокруг оси. Строки помечены квантовым числом орбитального углового момента. - орбитальный угловой момент пучка на фотон. Для каждого из них левый столбец представляет собой схематический снимок мгновенной фазы луча. Мгновение спустя набег фазы невозможно отличить от небольшого поворота луча. Сами по себе лучи со спиральными волновыми фронтами имеют простые кольцевые профили интенсивности (центральный столбец), но когда такой луч создается для интерференции с плоской волной, он дает характерный спиральный узор интенсивности (правый столбец). Количество спиральных рукавов равно количеству переплетенных спиральных фазовых фронтов луча [9].

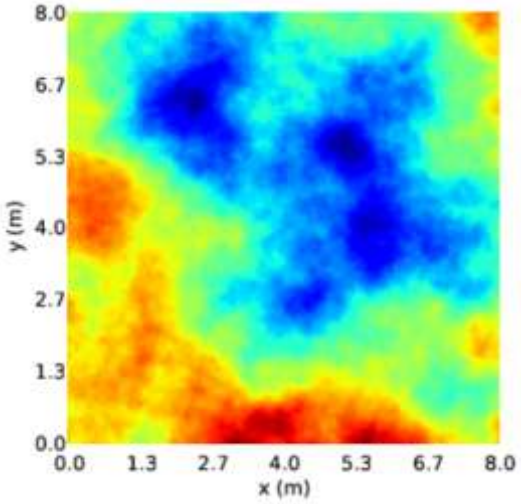



**Рис. 2.** Пример фазовых аберраций волнового фронта из-за колмогоровской турбулентности. Волновой фронт (который изначально плоский) умножается на эту карту фазовых аберраций, что приводит к аберрированному волновому фронту. Пространственная структура фазы фрактальна и поэтому выглядит одинаково во всех масштабах. Величина фазовых аберраций зависит от силы турбулентности.

## 4. Моделирование

На основе численного моделирования согласно расчетам в [14] для длины волны λ=1550 нм, ширины пучка ω_0=10 см, и среднего параметра турбулентности C_n^2=(10)^(-15) построен график зависимости потери квантового канала связи для фотонов с ненулевым ОУМ от расстояния (рис. 3). По вертикальной оси отложено значение орбитального углового момента, при кодировании которым еще возможна бесперебойная работа системы связи. Из рисунка видно, что для бесперебойной работы квантовой системы связи на основе фотонов с ОУМ, например, равным L=3 в качестве кубитов расстояние между приемником и передатчиком должно быть меньше 17 км. Таким образом, с увеличением значения ОУМ можно увеличить дальность квантовой связи в турбулентной атмосфере и сделать вывод о том, что кубиты в базисе ОУМ имеют широкие возможности для реализации квантового канала в атмосфере.

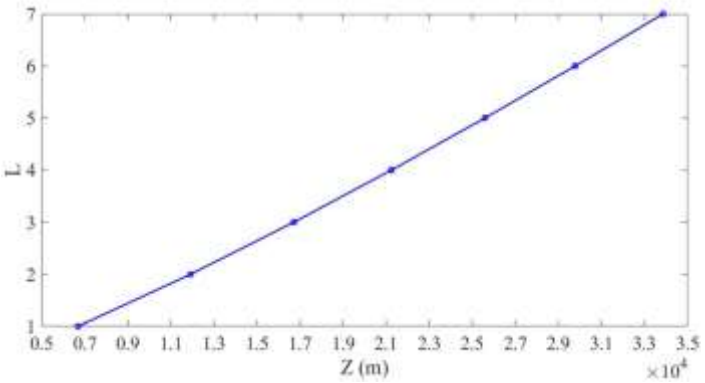



**Рис. 3.** Результаты численного моделирования дальности канала квантовой связи.

## 5. Эксперимент

Экспериментальная установка по исследованию влияния турбулентности на состояния с орбитальным угловым моментом была собрана на базе установки по исследованию спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света, которая

представлена на рис. 4. Лазерное излучение на длине волны 532 нм проходя через пространственный модулятор света наделялось не нулевым ОУМ и «накачивало» нелинейный кристалл PPLN с модуляцией нелинейностей. В процессе СПР света в нем генерируется пара фотонов на длинах волн 1550 нм и 810 нм, (сигнальный и холостой фотоны), на которые может перенестись ОУМ накачки согласно расчетам сделанным в работе [15]. Далее сигнальный и холостой фотоны делятся дихроическим зеркалом на два канала. Фотоны на длине волны 1550 нм попадают на пространственный модулятор света, где задана маска определяющая турбулентность, и вносит различное значение фазы в каждую точку профиля пучка. Далее излучение снова попадает на пространственный модулятор света, где стоит маска, соответствующая значению орбитального углового момента пучка. Таким образом, строится график зависимости скорости счета совпадений от степени турбулентности, для различных значений ОУМ, представленный на рис. 5.

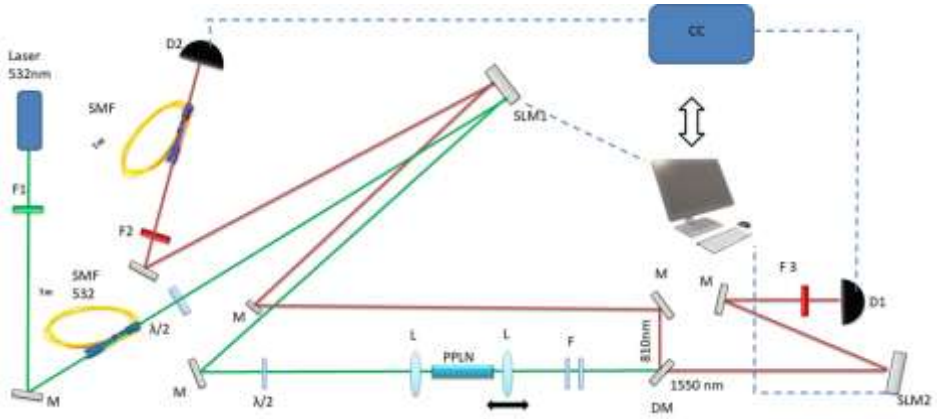



**Рис. 4.** Схема установки. В качестве накачки использовалась вторая гармоника непрерывного неодимового лазера ALPHALAS MONOPOWER-532-100-SM. Для создания ОУМ гауссов пучок излучения накачки (прошедший одномодовое волокно) направлялся на пространственный модулятор света SLM1, управляемый с помощью компьютера. Каждый пиксель SLM1 вносит заданную фазовую задержку в падающий пучок, так что после отражения от пространственного модулятора света излучение накачки приобретает нужное распределение интенсивности и фазы, что в целом, соответствует прохождению пучка через фазовую голограмму. Отраженное от SLM1 излучение накачки с помощью линз L фокусировалось в нелинейный кристалл с периодической модуляцией нелинейности PPLN, где в процессе СПР генерировались пары фотонов на длинах волн 810 и 1550 нм. Коррелированные фотоны разделялись дихроичным зеркалом и направлялись на пространственные модуляторы света SLM, соответствующие указанным длинам волн. Отраженные от пространственных модуляторов коррелированные фотоны заводились в соответствующие одномодовые волокна и регистрировались лавинным фотодиодом Perkin Elmer SPCM-AQR-14FC нм и однофотонным детектором ID Quantique id200 на соответствующих длинах волн. Скорость счета совпадений измерялась время-цифровым преобразователем ID Quantique ID801-TDC.

Из полученной зависимости видно, что не смотря на негативное влияние атмосферной турбулентности на однофотонные пучки света, состояния с ненулевым значением ОУМ более устойчивы к фазовым аберрациям волнового фронта.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-20091).

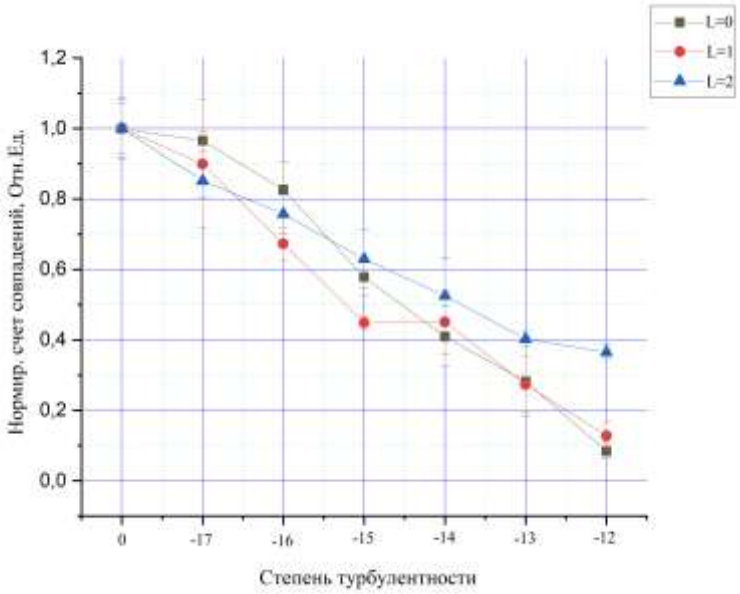



**Рис. 5.** Зависимость скорости счета совпадений от степени турбулентности для L=0,1,2

## Литература

1. M.W. Allen et al. *Phys. Rev. A* **45** (1992) 8185.
2. E. Abramochkin, V. Volostnikov, *Optics Communications* **102** (1993) 336.
3. E. Abramochkin, V. Volostnikov, *Optics Communications* **125** (1996) 302.
4. Коробцов А.В., Котова С.П., Лосевский Н.Н., Майорова А.М., Кленов Р.О. *Известия Самарского научного центра Российской академии наук* **11**(2009) 76.
5. G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov,V. Pas'ko, S. Barnett, and S. Franke-Arnold, *Opt. Express* **12** (2004) 5448.
6. C. Paterson, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 153901
7. B. J. Smith and M. G. Raymer, *Phys. Rev. A* **74** (2006) 062104.
8. A. K. Jha, G. A. Tyler, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. A* **81** (2010) 053832.
9. M. Padgett, J. Courtial, .L. Allen, *Physics Today* **57** (2004) 35.
10. А.Н. Колмогоров, *Докл. АН СССР* **30** (1941) 299
11. У. Фриш. *Турбулентность*. *Наследие Колмогорова*. Москва (1998)
12. N.S. Nightingale, D.F. Buscher, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (1991) 251.
13. F. Roddier, In: *Progress in Optics* **19** (1981) 281.
14. A.H. Ibrahim, F.S. Roux, M. McLaren, T. Konrad, A. Forbes, *Phys. Rev. A* **88** (2013) 012312
15. Д.А. Турайханов, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев, И.Р. Имангулова, Н.Н. Лосевский, Е.В. Разуева, С.А. Самагин, С.П. Котова, *Оптика и спектроскопия* **126** (2019) 33.

# ДАТЧИКИ НА ОСНОВЕ СУЖЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

**С.Н. Андрианов[1], Ю.Ю. Кочнева[1], О.П. Шиндяев[1], А.В. Шкаликов[2,*]**

*[1]Институт прикладных исследований АН РТ,*
*ул. Лево-Булачная, д. 36А, Казань 420111, Россия*
*[2]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань 420029, Россия*
*e-mail: andrei_vs@rambler.ru

## 1. Введение

Целью данной работы является внедрение недавних достижений в области разработки и изготовления суженного оптического волокна [1,2] для изготовления датчиков температуры, вибрации и давления в промышленности и энергоемких отраслях, где обычные, коммерчески доступные датчики имеют короткий срок службы из-за разрушительного воздействия окружающей среды.

Аппаратура на основе оптоволоконных датчиков особенно интересна для измерения широкого спектра физических и химических параметров, поскольку обладает следующими преимуществами: 1) невосприимчивость к электромагнитным помехам, 2) отсутствие необходимости контура заземления, 3) способность реагировать на широкий спектр измеряемых величин, 4) отсутствие электрических искр, 5) устойчивость к агрессивным средам, 6) дистанционное управление, 7) возможность мультиплексирования и 8) простота интеграции в крупномасштабные оптоволоконные сети и коммуникации системы. Из-за этих неотъемлемых преимуществ волоконно-оптические датчики на основе суженных волокон наиболее интересны для широкого спектра отраслей промышленности.

Поэтому в данной работе предложен и экспериментально продемонстрирован волоконно-оптический датчик вибрации на основе конического одномодового волокна с тонкой сердцевиной. Сам датчик формируется путем вытягивания волокна с конически уменьшающимся диаметром и тонкой сердцевиной из стандартных одномодовых волокон. В изготовленном таким образом датчике, мода волокна возбуждает моды оболочки в месте первого сужения , затем они интерферируют с модой ядра волокна в месте расширения волокна, образуют межмодовый интерферометр. Крутой конус (длиной в десятки микрометров), сделанный методом электродугового нагрева, используется и играет важную роль в улучшении чувствительности. Весь процесс производства такого датчика представляет собой нагрев и вытягивание одномодового волокна. Таким образом, предлагаемый датчик отличается простотой конструкции, невысокой стоимостью, легкостью изготовления и хорошей чувствительностью.

## 2. Интерферометр на основе суженного волокна

Предложенный в работе [3] датчик температуры на основе волокон с разными диаметрами сердцевины. Основан на разделении излучения на несколько мод и их дальнейшей интерференции. Представляет собой компактный интерферометр Маха-Цендера, модовый спектр которого выражается

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\varphi, \quad (1)$$

Здесь разность фаз задается формулой

$$\varphi = \Delta\beta L, \quad (2)$$

где разность постоянных распространения в сердцевине и оболочке

$$\Delta\beta = 2\pi\left(n_{\text{eff}}^{\text{core}} - n_{\text{eff}}^{\text{clad}}\right)/\lambda = 2\pi\Delta n_{\text{eff}}/\lambda, \quad (3)$$

$n_{\text{eff}}^{\text{core}}$ – эффективный показатель преломления сердцевины, $n_{\text{eff}}^{\text{clad}}$ – эффективный показатель преломления оболочки, $\lambda$ – длина волны излучения, $L$ – длина отрезка волокна с меньшим диаметром сердцевины.

### 3. Установка по вытягиванию волокна

Для изготовления участка суженного волокна из исходного оптического кварцевого волокна очень важна температура нагрева. Температура нагрева волокна должна находиться в определенном диапазоне. С одной стороны она должна быть достаточно высокой, чтобы иметь достаточную вязкость для вытяжки кварцевого волокна. С другой стороны она не должна быть слишком высокой, т.к. известно что при температуре нагрева кварца – 1550 °С и выше, и затем последующим его охлаждении, происходит кристаллизация кварца в виде Б-модификации. Появление кристаллов Б-модификации кварца в волокне в свою очередь приводит к существенным оптическим потерям в волокне. Таким образом, нагрев участка кварцевого волокна для вытяжки не должен превышать 1500 °С.

**Рис. 1.** Установка по вытягиванию волокна

Для вытягивания волокна применяются моторизованные подвижки (трансляторы), приспособленные для закрепления на себе кварцевого волокна и способные производить с регулируемой скоростью линейное перемещения, растягивая закрепленное и нагретое волокно. Управление скоростью перемещения происходит по программе через контроллер и обычно не превышает нескольких 100 мкм в секунду. Более подробно процесс и установка по вытягиванию волокна подробно описаны в работе [4]. Установка по вытягиванию волокна представлена на рис. 1, а само получаемое волокно на рис.2.

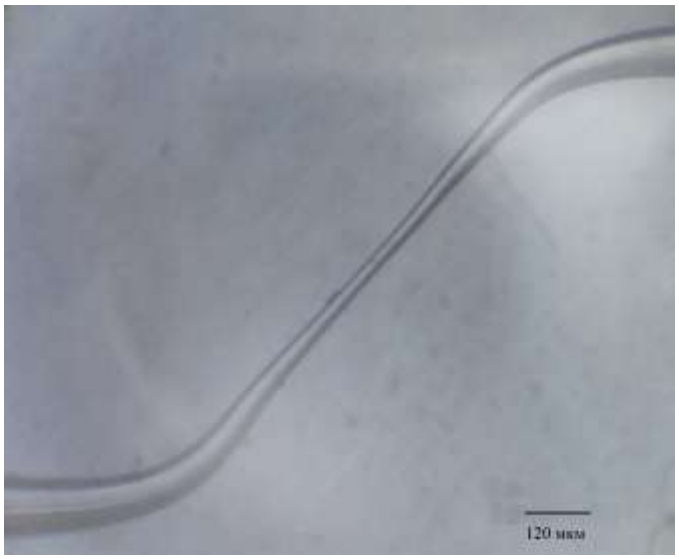



**Рис. 2.** Изображение изготовленного волокна

## 4. Экспериментальная установка и результаты

Блок-схема экспериментальной установки по исследованию получаемых коротковытянутых волокон представлена на рис.3.

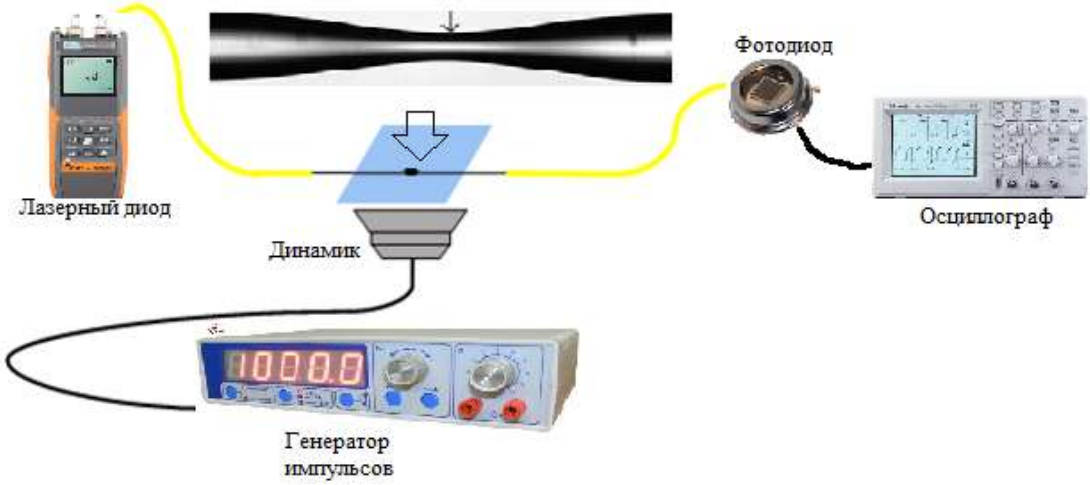



**Рис. 3.** Блок-схема экспериментальной установки по исследованию получаемых коротко-вытянутых волокон

Непрерывное излучение на длине волны 1,55 мкм, генерируемое лазерным модулем заводилось в одномодовое волокно. Проходило через суженный участок (волоконный датчик) и попадало на фотодиод, сигнал с которого поступал на осциллограф. Волоконный датчик располагался в непосредственной близости от динамика, сигнал на который поступал с генератора импульсов. В результате воздействия колебаний на суженный участок волокна изменялись плечи межмодового интерферометра. И как следствие изменялась интенсивность излучения на фотодиоде. Характерная осциллограмма представлена на рис. 4, где по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат интенсивность сигнала в отн. ед.

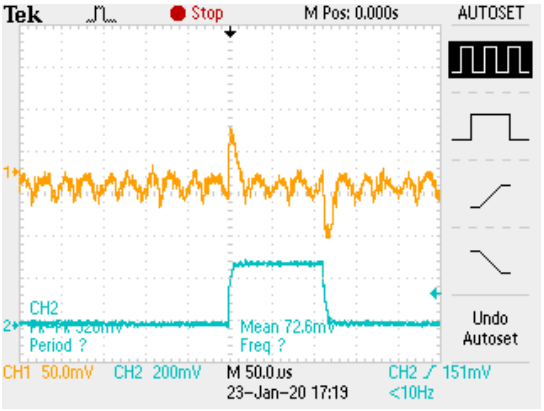



**Рис. 4.** Влияние вибрации на пропускание волокна

## 5. Заключение

Мы продемонстрировали линейный датчик вибрации, созданный путем сужения участка одномодового волокна. Следует отметить, что данный датчик невозможно найти с помощью электронных средств, а на одном волокне возможно размещение нескольких датчиков. Поскольку предлагаемый датчик имеет преимущества простоты изготовления, высокой чувствительности и низкой стоимости, он может найти потенциальное применение в области химических и биологических датчиков или даже в качестве сонаров.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-20091).

## Литература

1. K.P. Jedrzejewski, F. Martinez, J.D. Minelly, C.D.Hussey, F.P. Payne, *Electronics Letters* **22** (1986) 105.
2. B.S. Kawasaki, K.O. Hill, R.G. Lamont, *Optics Letters* **6**, (1981) 327.
3. L.V. Nguyen, D. Hwang, S. Moon, D.S. Moon, Y. Chung, *Optics Express* **16** (2008) 11369.
4. С.Н. Андрианов, Ю.Ю. Кочнева, О.П. Шиндяев, А.В Шкаликов, *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* **83** (2019) 1621.

# ТЕХНОЛОГИЯ ОСАЖДЕНИЯ НАНОКЛАСТЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПЛАСТИН ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

**А.М. Васильев[1,*], Б.Л. Крит[1], Т.Ю. Могильная[1], Н.В. Морозова[1], Д.Ю. Кукушкин[1], М.В. Федотикова[1], Л.Л. Пагава[1], М.Ю. Горожеев[1]**

[1]*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Волоколамское шоссе, д. 4, Москва 125993, Россия*
*e-mail: vasal2@yandex.ru

Преобразование солнечной энергии в электрическую является одним из самых перспективных направлений. Генерация электрической энергии осуществляется с помощью фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), которые используются для энергообеспечения населения, объектов производства, космических станций. Широкое их использование ограничивается низким КПД, отсутствием постоянства солнечной радиации, преобразуемой в электрическую энергию и сравнительно высокой себестоимостью на единицу мощности. Коэффициент преобразования солнечной радиации в электрическую энергию современных полупроводниковых кремниевых ФЭП не превышает 15-20%. Одним из перспективных путей повышения КПД кремниевых ФЭП является их модифицирование плазмонными наночастицами, представляющие собой покрытия металлов с неоднородностью поверхности на нанометровом размерном уровне. Такие покрытия обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными эффектом поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Существует различные способы получения покрытий, обладающие свойством поверхностного плазмонного резонанса. Наилучшие результаты показывают нанокластерные покрытия на основе серебра, имеющую полусферическую форму. Недостатками существующих способов нанесения плазмонных покрытий являются сложность и трудоёмкость технологических процессов их формирования, а также низкая производительность, связанная с необходимостью достижения строгой регулярности расположения наночастиц.

Для получения покрытий плазмонных покрытий, обладающие эффектом ППР был предложен метод электрофореза с использованием коллоидного раствора серебра (Ag) [1]. Для реализации этого метода была разработана линейка оборудования, включающая в себя системы подготовки воды, установку для получения коллоидного раствора Ag с концентрацией 50 мг/л импульсно-искровым методом диспергирования металлов, ресивер для сбора коллоидного раствора и контроля его параметров, насос для подачи коллодного раствора Ag через дросельный клапан в установку для электрофореза на ФЭП и шкаф для сушки образцов ФЭП с нанокластерами серебра. В качестве объекта исследования были выбраны серийные ФЭП, изготовленные «Телеком-СТВ» г. Москва (Russian industry standard ТУ 3487-027-33919617-2002). Исследования состава диспергированного Ag показали распределение частиц по размерам достаточно узкое, условный диаметр более 80 % наночастиц лежит в диапазоне 20–45 нм. Целевая функция технологии электрофореза состоит в создании нанокластеров металлов (Ag, Ti и других) с возможностью их позиционирования как на гладкой поверхности, так и в поровом пространстве подложки. Измерение характеристик ФЭП проводили в натурных условиях на открытой площадке, при естественном постоянном солнечном освещении (около 950 Вт/м$^2$). При проведении исследований использовали метод прямых измерений характеристик фотопреобразователя по току и напряжению при переменном нагрузочном сопротивлении. Проведённые нами исследования [2, 3] продемонстрировали, что

формирование нанокластерных покрытий электрофоретическим осаждением из коллоидного раствора на приёмной поверхности кремниевых пластин даёт вполне ощутимый прирост мощности, вырабатываемой модифицированными фотоэлементами. При этом технологическая реализация способа оказалась достаточно простой. Было установлено, что способность наночастиц к проявлению эффекта ППР зависит от присутствия даже незначительных количеств примесных элементов. В процессе осаждения в приконтактную область могут инкорпорироваться и диффундировать примеси как из раствора, так и из самой пластины. Это требует пристального внимания ко многим технологическим факторам, таким, как качество воды, в которой образуется коллоидный раствор, химическому составу кремниевых пластин и др.

**Литература**

1. A.M. Vasiliev, D.Yu. Kukushkin, and V.V. Trofimov. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2019, Vol. 83, No. 12, pp. 1507–1511
2. B.L. Krit, M.V. Fedotikova, V.V. Sleptsov, D.Yu. Kukushkin, M.Yu. Gorozheev, V.V. Kuvshinov and N.V. Morozova *Journal of physics*: *Conf. Ser.*, 2019, V. 1396, Art. 012024.
3. B.L. Krit, V.V Kuvshinov, D.Yu Kukushkin., N.V Morozova., Yu.A Omelchuk., T.V Revenok., V.V. Sleptsov *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2020, Vol. 56, No. 1, pp. 100–104.

# ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

**Т.Ю. Могильная[1,2,*] , А.М. Васильев[1], А. Г. Ботиков[3], Б.Л. Крит[1], Л.Л. Пагава[1], М.В. Федотикова[1]**

*[1]Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва 125993, Россия*
*[2] ООО« СЭРВЭТ», Москва 123001, Россия*
*[3]ФНИЦЭМ им. Н.Ф. Гамалеи Минздрава РФ, Москва 123098, Россия*
*e-mail: mogilnay@mail.ru

Если частота колебаний падающего света совпадает с собственной частотой колебаний электронов проводимости вблизи поверхности частицы, то наблюдается резонансное поглощение и рассеяние света, называемое ППР. Колеблющийся диполь, образовавшийся вблизи поверхности при смещении электронов проводимости, обычно называют поверхностным плазмоном. В настоящее время явление поверхностного плазмонного резонанса (ППР) широко применяется при создании различных приборов. При контакте с объектами (металлические наночастицы ДНК, вирусы) плазмонные эффекты позволяют более чем на порядок увеличить интенсивность сигналов люминисценции, то есть значительно расширяют возможности обнаружения, идентификации и диагностики биологических объектов, а также повышения КПД приборов на которые нанесены покрытия из наночастиц. Однако эти эффекты сильно зависят от размеров, формы и материалов нанообъектов и как следствие от параметров технологических процессов получения наночастиц. С этой целью были разработаны математические модели и проведены расчеты в программном пакете COMSOL5-5, для определения распределения электрического поля при воздействии внешнего источника и условий устойчивого существования плазмонного резонанса в структурах, бусофит-металлические наночастицы, кремний-наносребро , кремний-диэлектрик- наносеребро, для оптимизации технолгоии осаждения методом электрофореза [1] нанокластеров металлов из коллоидных растворов на поверхность пористых рулонных материалов используемых для повышения мощности конденсаторов и для повышения КПД ФЭП (фотоэлектронных преобразователей)\, поскольку модифицирование поверхности ФЭП также способствует улучшению их электрической производительности [2]. Помимо этого было проведено теоретическое исследование возможности существования плазмонного резонанса на поверхности кристалла, который используется при записи информации в разработанном нами диагностическом комплексе «Интест» [3].

За основу расчетов была выбрана модель электрического поля в приближении Друде- Лоренца для дисперсии поля, в предположении, что все процессы происходят в скин-слое, где коэффициенты взаимодиффузии зависят от степени ионизации атомов [4]. Расчеты были проведены для частиц сферической формы, и для нитей цилиндрической формы, длина которых много больше ее диаметра. В качестве исходных данных модели были использованы экспериментальные исследования. Источником наночастиц был свежеприготовленный коллоидный раствор серебра (Ag) с концентрацией 50 мг/л, полученный импульсно-искровым методом диспергирования металлов. Исследования гранулометрического состава диспергированного Ag проводили методом динамического рассеивания света (DLS) на приборе Photocor Compact-Z. Распределение частиц по размерам было достаточно узкое, условный диаметр более 80% наночастиц лежал в диапазоне 20–45 нм. Были рассмотрены влияние таких факторов, как материал наночастицы (Ag, Ni, Al), на бусофит [3].

Показана возможность получения плазмонного резонанса на наночастцах Ni. На базе этой модели были оптимизированы технологические параметры для получения коллоидных растворов, используемых при изготовлении конденсаторов высокой мощности.

Для повышения эффективности ФЭП были про ведены расчеты влияния загрязняющих примесей на возникновения ППР. Для экспериментальной проверки в качестве объекта исследования были выбраны серийные ФЭП, изготовленные «Телеком-СТВ» г. Москва (Russian industry standard ТУ 3487-027-33919617-2002). Проведённая экспериментальная проверка показала полное соответствие с модельными расчётами. Свежеосаждённые частицы, содержащие минимальное количество загрязняющих примесей, обеспечивают повышение выработки энергии, характерные для плазмонных покрытий. Выдержка, применённая для реализации диффузии примесей в наночастицы Ag, снижает эффективность ФЭП практически до исходного уровня пластин без покрытия. Наиболее вероятной причиной этого мы считаем существенное снижение влияния ППР.

Данная модель была использована для исследования принципиальной возможности разработки бесконтактной модификации, разработанного нами ранее комплекса «Интест» для контроля вирусов в организме человека [1]. Диагностический комплекс «Интест» включает источник питания, активный и опорный электроды, блок анализа измеряемого тока, блок управления, базу данных из ячеек для записи информации. Запись проводится следующим образом. Образец представляет собой коллоидный раствор, содержащий патоген в определенной концентрации. Лазерный луч, попадая в образец с возбудителем инфекционного заболевания, возбуждает в нем дополнительное оптическое излучение, которое модулирует опорную волну лазера. Затем по проводнику электромагнитное излучение поступает в ячейку микросхемы для записи и в блок обработки информации. Ячейка микросхемы для записи информации. Каждая ячейка для записи формируется путем предварительной регистрации соответствующей спектральной характеристики электромагнитного излучения определенного вида химического вещества или биологического агента и последующей определенной технологической обработки составляющих ячейку элементов.

Ячейка микросхемы для записи информации содержит кристалл, имеющий, по крайней мере, два элемента, один из которых является диэлектриком, а другой – полупроводником или проводником. В качестве проводника в ячейке может, например, использоваться серебро или алюминий. Подложка, выполненная по технологии кремний на изоляторе, представляет собой трёхслойный пакет, который состоит из монолитной кремниевой пластины, диэлектрика и размещённого на нём тонкого поверхностного слоя кремния.

Кристалл был извлечен из корпуса микросхемы, отмыт от посторонних загрязнений в нейтральной среде. После этих операций проводились измерения топографии поверхности двух прямоугольных площадок. Измерения проводились на атомно силовом микроскопе. На рис 1 представлен вид топографии поверхности, измеренный на площади 50×50 мкм$^2$. Видна линейная периодическая структура. Измеренный период равен 1,46 мкм. Обращает на себя факт, что каждый 17-й период выделен линией с более высоким рельефом. Помимо этого, можно заметить, что линии имеют периодические утолщения. Высота линейного рельефа, имела значение 220 нм. Высота выделяющихся линий на 50 нм больше.

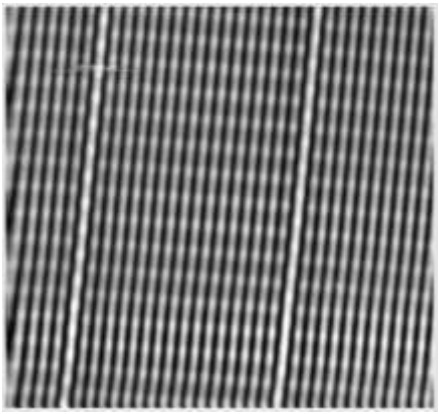


**Рис. 1.** Вид топографии поверхности кристалла микросхемы

Известно что, при взаимодействии света с сильно вытянутыми металлическими нано-стержнями - нанопроволоками, длина которых сравнима или превышает длину волны падающего света, значения напряженности электрического поля падающего света на концах нанопроволоки существенно различаются, поэтому диполь, индуцированный на одном из концов, вызывает поляризацию прилегающих участков нанопроволоки, и вместо локализованного в пространстве колеблющегося диполя на металлической поверхности возникает бегущая волна, которая распространяется от одного конца нанопроволоки к другому [4]. Таким образом, выделяющиеся линии при облучении лазером создавали условия, при которых свет падает только на один конец нанопроволоки и бегущая волна, дойдя до другого конца, индуцирует образование колеблющегося диполя, который излучает свет той же длины волны, что и падающий. Таким образом, серебряные нанопроволоки могут служить эффективными волноводами в оптических наноустройствах. Поэтому при разработке бесконтактного прибора, можно использовать прямое воздействие лазерного излучения на поверхность рабочего кристалла.

Помимо условий возникновения плазмонного резонанса, были исследовано влияние длины волны излучения и расстояние между серебряными нитями на стабильность распределения поля опорной волны лазера и коэффициента обратного отражения. Расчеты показали, что для возбуждения стабильного поля вокруг нити можно использовать лазерные источники с теми же длинами волн (0.67 мкм, 0.83 мкм, 1.017 мкм), которые использовались при записи информации предыдущей версии прибора, а расстояние между серебряными нитями должно быть больше двух длин волн, для избежание потерь на дифракцию и для повышения стабильности коэффициента обратного отражения.

## Литература

1. A.M. Vasiliev, D.Yu. Kukushkin, and V.V. Trofimov, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2019,* Vol. 83, No. **12**, pp. 1507–1511.
2. B.L. Krit, V.V. Kuvshinov, D.Yu. Kukushkin, N.V. Morozova, Yu.A. Omelchuk, T.V. Revenok, V.V. Sleptsov, *Surface Engineering and Applied Electrochemistry,* 2020, Vol. 56, No. 1, pp. 100–104.
3. Moguilnaya T.Yu.,Saguitova E.A.,Botikov A.G. *Proc. of SPIE* **5621**, 18 (2003) P. 18–20.
4. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979
5. Ю.А. Крутяков, А.А. Кудринский, А.Ю. Оленин, Г.В. Лисичкин, *Усп. хим.*, 2008, том 77, № 3, стр. 242–269.

# МЕРЦАЮЩАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe, СИНТЕЗИРОВАННЫХ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

**К.А. Магарян***

*Московский педагогический государственный университет*
*Малая Пироговская д. 29, Москва 119435, Россия*
*e-mail: ka.magaryan@mpgu.edu

В работе исследованы полупроводниковые нанокристаллы CdSe, высаженные на поверхность подложки из слабоконцентрированного толуольного раствора. Нанокристаллы синтезированы в ионной жидкокристаллической матрице по т.н. темплатной методике, описанной в [1]. При помощи люминесцентного конфокального микроскопа [2] зарегистрированы малые ансамбли КТ в т.ч. одиночные нанокристаллы. Обнаружен эффект мерцания флуоресценции нанокристаллов, характерный для объектов такого типа [3].

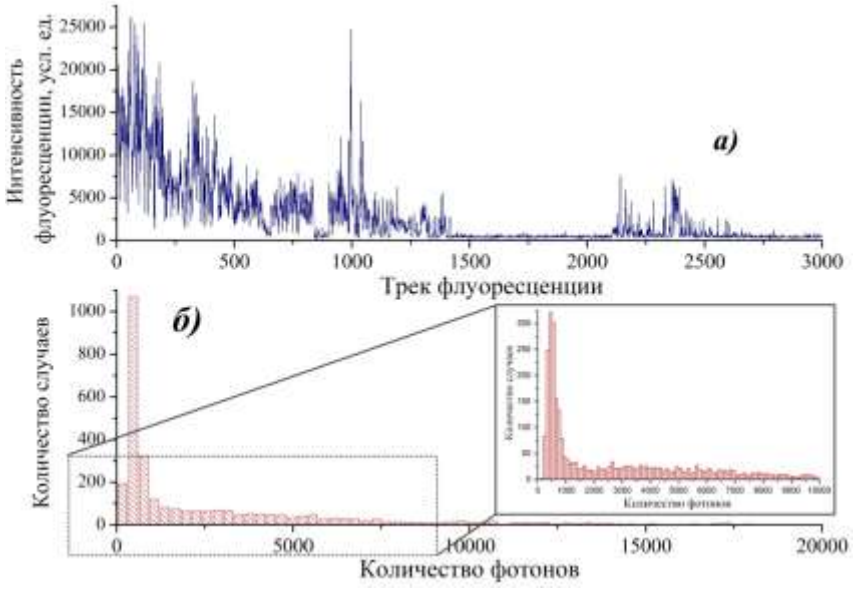



**Рис. 1.** Трек люминесценции одиночного нанокристалла CdSe (*а*) и соответствующая этому треку статистика фотонов флуоресценции (*б*).

Функция распределения фотонов, испускаемых одиночным нанокристаллом при возбуждении непрерывным лазером, может быть восстановлена на основе трека флуоресценции. Как было обнаружено для многих случаев, распределение излучающих (on-состояние) и безызлучательных (off-состояние) состояний может быть сложным и не иметь ярковыраженного «телеграфного» on-/off- распределения. В подобных случаях мерцающий характер флуоресценции невозможно описать в контексте зарядовой модели, предложенной Эфросом и Розеном [4].

Такая сложная картина была зарегистрирована и для исследуемых в данной работе объектов (рис. 1*а*). Длительные on- интервалы не наблюдаются, а интенсивность флуоресценции меняется между различными состояниями. Для описания подобного поведения необходимо перейти от распределения интенсивности к распределению (статистике) фотонов флуоресценции (см. рис. 1*б*), построенному на основе трека флуоресценции.

Наблюдаемая статистика может быть проанализирована, в общем случае, в рамках модели множественных рекомбинационных центров [5], предложенной П.А. Французовым и комбинированной модели [3], предложенной И.С. Осадько, учитывающей различные механизмы мерцания, объединяя положения модифицированной «зарядовой» модели и представления о туннелирующих двухуровневых системах. Сложные спектральные треки требуют проведения специального теоретического анализа статистики фотонов флуоресценции. Наблюдаемую в работе динамику можно описать с помощью подхода, предложенного И.С.Осадько, учитывающего процессы ионизации / нейтрализации в нанокристалле, а также флуктуации атомов на границе раздела нанокристалл / жидкокристаллическая матрица.

Ранее было продемонстрировано [6], что спектры флуоресценции одиночных нанокристаллов CdSe, синтезированных в жидкокристаллической матрице, меняются во времени, т.е. наблюдается спектральная диффузия. В случае объемного нанокомпозита спектральная диффузия приводит к значительному неоднородному уширению спектра, формируемого от ансамбля одиночных нанокристаллов. Данное поведение следует также принимать во внимание при анализе статистики фотонов флуоресценции.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Г.В. Климушевой (Институт физики НАНУ, Киев, Украина) и д.х.н. Т.А. Мирной (Институт общей и неорганической химии им. В.И. Вернадского НАНУ, Киев, Украина) за предоставленные для изучения образцы, а также проф. А.В. Наумову и к.ф.-м.н. И.Ю. Еремчеву за помощь в проведении экспериментов и обсуждении полученных результатов. Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение работ по теме: «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике».

## Литература

1. Zhulai D. et al. // Nanoscale Res. Lett. 2015. V. 10. P. 66.
2. Наумов А.В. // УФН. 2013. Т. 183. С. 633.
3. Osad’ko I.S. // J. Phys. Chem. C. 2015. V. 119. № 39. P. 22646.
4. Efros A.L., Rosen M. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. № 6. P. 1110.
5. Frantsuzov P. et al. // Nature Phys. 2008. V. 4. P. 519.
6. Magaryan K.A. // EPJ Web Conf. 2018. V. 190. Art. № 04013.

# ДИСТАНЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ СОСТОЯНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИЗОЛЯТОРОВ

**А.В. Голенищев-Кутузов[1,*], Д.А. Иванов[1], Р.И. Калимуллин[1], А.В. Семенников[1]**

[1]*Казанский государственный энергетический университет*
*ул. Красносельская, д. 51, Казань 420066, Россия*
*e-mail: alex.kutuzov@mail.ru

В условиях одновременной эксплуатации на малом пространстве большого количества высоковольтных изоляторов (ВИ), что характерно для большинства подстанций энергетических систем, весьма актуальной является бесконтактная диагностика под рабочим напряжением. Реально использующиеся сейчас способы контроля состояния ВИ и прогнозирование дальнейших сроков их эксплуатации пока малоэффективны. Вследствие этого в последние десятилетия большое внимание было обращено на разработку неразрушающих бесконтактных способов контроля ВИ. К настоящему времени одним из наиболее эффективных является способ, использующий эффект так называемого “частичного разряда” (ЧР), то есть электрического разряда, который шунтирует лишь часть изоляции между электродами, находящимися под разными потенциалами. ЧР возникают вследствие ионизации газа или диэлектрика в электрическом поле и могут происходить как на поверхности раздела различных сред, так и внутри ВИ [1-3]. Физической причиной возникновения ЧР является пробой промежутка между электродами в приложенном электрическом поле. При исправном состоянии ВИ ЧР в основном возникают при напряжениях, превышающих рабочее напряжение для данного типа ВИ. Однако вследствие образования различных дефектов (трещин, газовых включений, расслоений и т.д.) напряженность электрического поля на дефекте может превышать напряженность поля в окружающем диэлектрике, что и является причиной пробоя или перекрытия изоляции по поверхности. ЧР, будучи следствием возникновения дефектов, в то же время могут при значительном увеличении мощности и количества приводить к частичному или полному разрушению ВИ. Таким образом, метод регистрации ЧР обладает определенными преимуществами по сравнению с другими физическими или химическими методами, поскольку позволяет выявлять дефекты на первоначальной стадии и тем самым диагностировать рабочее состояние ВИ без вывода его из эксплуатации. Такие характеристики ЧР, как понижение порога их возникновения, увеличение интенсивности и частота повторения, могут служить индикатором возникновения первичных дефектов в ВИ. Основными проблемами при использовании метода регистрации ЧР в ВИ являются неразработанность соответствующей аппаратуры и отсутствие нормированных параметров ЧР для реальных ВИ.

Как известно из теоретических и экспериментальных исследований [6-9], основными видами дефектов в высоковольтных изоляторах являются поверхностные трещины (для фарфора) или объемные полости (для полимеров) в диэлектрическом стержне (рис. 1). Другим видом дефектов являются неплотные контакты между стержнем и оконцевателями. Дефекты в узлах сочленения стержня с оконцевателем наиболее опасны, поскольку электрическое поле в воздушном зазоре микроскопического размера может существенно превосходить среднюю напряженность поля по образцу; эмиссия с катода (электрода) также будет значительно увеличивать ток через дефект и тем самым уменьшать порог электрического пробоя. Поскольку в контакте между стержнем и оконцевателем, содержащем микроскопическую воздушную прослойку, возникает сильный градиент поля вблизи

поверхности стержня, то при длительной эксплуатации происходят ускоренные старение и разложение диэлектрической среды, снижающие электрическую прочность изолятора. Поэтому важно разделять эти основные типы дефектов и места их расположения в изоляторе.

В последние годы был предложен ряд способов для дистанционного измерения характеристик ЧР на ВИ [4, 5], с помощью которых возможно диагностировать степень дефектности изолятора без определения вида и места дефекта, а только усредненные по всему образцу характеристики частичных разрядов. Как следует из проработанных источников информации, до настоящего времени не предложено каких-либо способов бесконтактного дистанционного контроля, основанного на регистрации и анализе частичных разрядов, для определения вида и места расположения дефектов в высоковольтных изоляторах в ходе их эксплуатации.

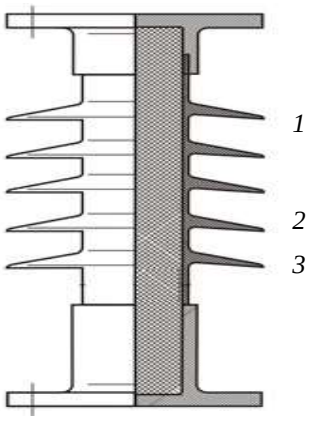



**Рис. 1.** Эскиз конструкции опорного изолятора: *1* – диэлектрический стержень (стеклопластиковая труба); *2* – оребренная защитная оболочка; *3* – фланцы изоляторов (оконцеватели)

Однако существующие методы измерения ЧР (электромагнитный, акустический, оптический) даже при комплексном использовании позволяют оценивать только текущее состояние ВИ [10-12]. Поэтому, уже в XXI веке начались разработки бесконтактных способов непрерывного мониторинга состояния ВИ, позволяющие фиксировать момент пробоя или полного их разрушения, которые получили общее название «индикаторы пробоя изоляторов» [13-15]. Разработанные в них программы непрерывного контроля показаний оптических, емкостных, термодинамических датчиков, прикрепляемых непосредственно к каждому изолятору, позволяют только регистрировать резкое изменение проводящего состояния изоляторов и разбраковывать их по принципу: работоспособный – неработоспособный, не контролируя процесс развития дефектов. К другим недостаткам можно отнести сложность непрерывной передачи информации от каждого датчика, ненадежность работы в жестких климатических условиях и высокая стоимость оборудования.

Периодический контроль (мониторинг) за развитием дефектов в изоляторах стал еще более актуальным после обнаружения сверхбольших разрядов, по интенсивности превышающих обычные частичные разряды в несколько раз [10]. Было установлено, что сверхбольшие разряды возникают за счет накопления зарядов на диэлектрических поверхностях больших дефектов (рис. 2) предыдущими обычными частичными разрядами (рис. 3).

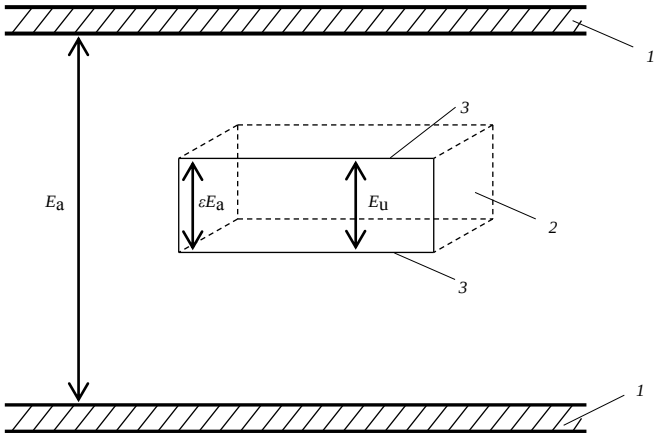



**Рис. 2.** Схема распределения полей в области дефекта: $E_a$ – приложенное к электродам (*1*) поле; $\varepsilon E_a$ – поле внутри дефекта (*2*), заполненного воздухом; ε – диэлектрическая проницаемость; $E_u$ – индуцированное поле между диэлектрическими поверхностями дефекта (*3*); *3* – диэлектрические поверхности дефекта в виде полости, заполненной воздухом

Наведенные разряды образуют индуцированные поля ($E_u$), которые могут значительно превышать приложенные высоковольтные поля ($E_a$). Сверхбольшие разряды возникают при сложении одинаково направленных полей $E_u$ и $E_a$, что происходит в фазовых интервалах положительного (0-50°) и отрицательного (180-240°) полупериодов поля $E_a$. Количество и интенсивность сверхбольших разрядов возрастают с увеличением размера дефекта и могут составлять 2-6 разрядов за период каждого цикла высокого напряжения с интенсивностью 2-6 нКл [16].

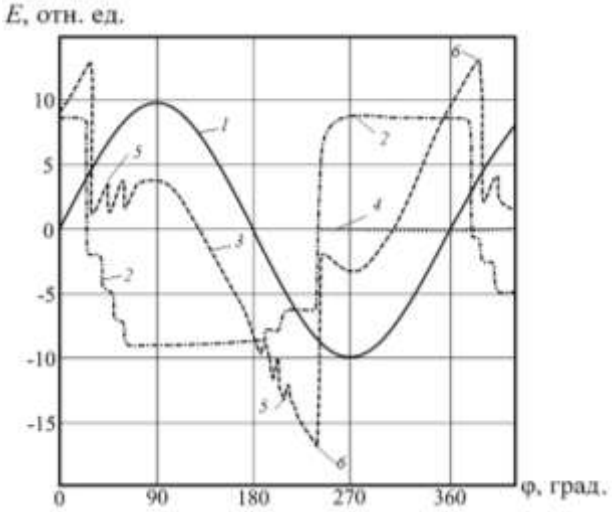



**Рис. 3.** Диаграмма распределения ЭП в полости дефекта в зависимости от фазы приложенного ЭП. *1* – приложенное поле $E_a$ в полости дефекта, *2* – поле индуцированных зарядов $E_u$ на диэлектрических поверхностях полости, *3* – суммарное поле в полости $E_a \pm E_u$, *4* – изменение поля $E_c$ в дефекте «стержень-оконцеватель»

Именно такие сверхбольшие разряды вызывают деградацию диэлектрических поверхностей, ускоряя развитие дефектов и уменьшая срок эксплуатации изоляторов. Поэтому периодический контроль за характеристиками сверхбольших разрядов является одним из наиболее важных при дистанционном мониторинге состояния высоковольтных изоляторов.

На наш взгляд наиболее приемлемым выходом из сложившихся обстоятельств было бы создание способа дистанционного мониторинга технического состояния

находящихся в эксплуатации высоковольтных изоляторов и установление их остаточного ресурса посредством периодического дистанционного измерения и последующего анализа ряда диагностических параметров наиболее опасных дефектов [12].

При использовании уже известных разработанных способов комплексной диагностики работоспособности ВИ [11] возможно определение таких важных диагностических параметров дефектов как: вид, место расположения, размер, скорость развития, степень влияния на дальнейшую работоспособность посредством периодического измерения разработанного набора характеристик частичных разрядов, обеспечивающего получение значений диагностических параметров дефекта. Модернезированный вариант аппаратно-программного комплекса приведен на рис.4, ранее описанный в статье [17].

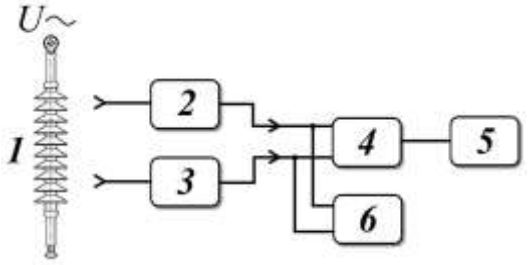



**Рис. 4.** Блок-схема дистанционного двухканального аппаратно-программного комплекса: *1* – высоковольтный изолятор, *2* – электромагнитный датчик, *3* – акустический датчик, *4* – аналого-цифровой преобразователь, *5* – персональный компьютер, *6* – двухканальный осциллограф

На кафедре «Промышленная электроника и светотехника» (ПЭС) КГЭУ были разработаны метод и устройство (рис.4), позволяющие дистанционно измерять характеристики ЧР, и по ним определять степень работоспособности ВИ. В разработанном методе с помощью узконаправленных электромагнитной и акустической антенн происходят прием сигналов частичных разрядов в виде электромагнитных импульсов, усиление их с помощью широкополосных усилителей и отображение на экране осциллографа. Затем импульсы частичных разрядов поступают в аналого-цифровой преобразователь и далее в устройство обработки информации в цифровом виде. Сигналы частичных разрядов, синхронизованные с фазой высокого напряжения, накапливаются по узким фазовым интервалам в блоке памяти персонального компьютера. Затем это фазовое распределение количества импульсов и интенсивности сравнивается с ранее записанным распределением аналогичных сигналов для эталонного изолятора. Выделяются по определенной программе сигналы, превышающие безопасный для нормального функционирования уровень, по ним выявляют изоляторы с дефектами и определяют возможность их дальнейшего функционирования.

Метод предварительно был опробован на серии полимерных изоляторов типа ЛК 70/35, фарфоровых высоковольтных изоляторах (ФВИ) ИОС 110/400 и модельных образцах. Особое внимание было обращено на образцы, имевшие дефекты двух типов: повреждения оболочки стержня и повреждение контакта между стержнем и оконцевателем. Эти виды дефектов были вначале оценены визуально, а затем на экспериментальном стенде кафедры ПЭС КГЭУ измерены наборы характеристик ЧР [5]. Выполненные стендовые и полевые испытания разработанной методики и измерительного комплекса [11, 17] показали реальную возможность его использования для мониторинга состояния ВИ, находящихся в режиме эксплуатации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения 075-15-2020-172.

## Литература

1. Вдовико В.П. Частичные разряды в диагностировании высоковольтного оборудования. Новосибирск: Наука, 2007. 156 с.
2. ГОСТ Р 55191–2012. Методы испытаний высоким напряжением. Измерения частичных разрядов. М.: Стандартинформ, 2014.
3. Международный стандарт IEC–1.2010. Методы испытаний высоким напряжением. М.: Стандарт-информ, 2010.
4. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Евдокимов А.И., Черномашенцев А.Ю. Способ бесконтактной дистанционной диагностики состояния высоковольтных изоляторов. Патент № 2483315. РФ, 26.12.2011.
5. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Евдокимов И.А. и др., *Дефектоскопия*. 2016. № 8. С. 75.
6. Ушаков В.Я. Изоляция установок высокого напряжения. М.: Энергоатомиздат, 1994. 496 с.
7. Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и дистанционные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2000. 258 с.
8. Pan C., Meng Y., Wu K. et al. *J. of Phys. D: App. Phys*. 2011. V 44. P. 255201.
9. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Хуснутдинов Р.А. и др. *Электротехника*. 2017. № 3. С. 72.
10. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Иванов Д.А. и др., *Дефектоскопия*. 2019. №8. С.34.
11. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Иванов Д.А. и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* Т. 83. № 12. С. 1651.
12. Голенищев-Кутузов В.А., Голенищев-Кутузов А.В., Иванов Д.А. и др. Способ бесконтактной дистанционной диагностики состояния высоковольтных изоляторов. Патент РФ № 2679759, кл. G01R 31/12. 2018.
13. Симановский И.В., *Электротехника*. 2013. № 3. С. 43.
14. Ivanov D.A., Golenishchev-Kutuzov A.V., Yaroslavsky D.A. et al., *ARPN J. of Eng. and App. Sc.* 2018. Т.13. №6. С.2358.
15. Старцев В.В., Любимов В.А., Соловьев Э.П., Солодков Ю.А. Индикатор состояния высоковольтной изоляции. Патент РФ №2392679, кл. H01B17/00. 2010.
16. Callender G., Golosnoy I.O., Rapisarda P. et al. *J. of Phys. D: App. Phys*. 2018. V. 51. N. 12. P. 125601.
17. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Иванов Д.А. и др., *Дефектоскопия*. 2018. № 10. С. 10.

Общая фотография участников школы-семинара.
Пансионат «Яльчик», 18 августа 2020 года

Научное издание

# XV международная научная школа-семинар «Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия»

Сборник тезисов
Электронное издание

г. Йошкар-Ола,
15-18 августа 2020 г.

Под научной редакцией
д.ф.-м.н., профессора В.В. Самарцева
(Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
ФИЦ «Казанский научный центр Российской академии наук»)

Издательство «Тровант»
ЛР № 071961 от 01.09.99.
108841, г. Москва, г. Троицк, м-н «В», д. 52.
Тел. (495) 775-43-35, (495) 851-09-67, 850-21-81
web: www.trovant.ru e-mail: tan@trovant.ru

ISBN 978-5-89513-476-4