

Вестник Российского фонда фундаментальных исследований

№ 4 (88) октябрь–декабрь 2015 года

Основан в 1994 году

Зарегистрирован Комитетом РФ по печати, рег. № 012620 от 03.06.1994

Сетевая версия зарегистрирована Роскомнадзором, рег. № ФС77-61404 от 10.04.2015

Учредитель

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Российский фонд фундаментальных исследований»

Главный редактор В.Я. Панченко,
заместитель главного редактора В.В. Квардаков.

Редакционная коллегия:

В.А. Геловани, Ю.Н. Кульчин, В.П. Матвеев, Е.И. Моисеев,
А.С. Сигов, Р.В. Петров, И.Б. Федоров, В.В. Ярмолюк,
П.П. Пашинин, В.П. Кандидов, В.А. Шахнов

Редакция:

А.П. Симакова, Н.В. Круковская, Е.Б. Дубкова

Адрес редакции:

119991, г. Москва, Ленинский проспект, 32а

Тел.: (499) 995-16-05

e-mail: pressa@rfbr.ru



Russian Foundation for Basic Research Journal

N 4 (88) October–December 2015

Founded in 1994

Registered by the Committee of the Russian Federation for Printed Media, 012620 of 03.06.1994 (print)

Registered by the Roskomnadzor FS77-61404 of 10.04.2015 (online)

The Founder

Federal State Institution

“Russian Foundation for Basic Research”

Editor-in-Chief V. Panchenko,

Deputy Chief Editor V. Kvardakov.

Editorial Board:

V. Gelovani, J. Kulchin, V. Matveenko, E. Moiseev,

A. Sigov, R. Petrov, I. Fedorov, V. Yarmolyuk,

P. Pashinin, V. Kandidov, V. Shakhnov

Editorial staff:

A. Simakova, N. Krukovskaya, E. Dubkova

Editorial address:

32a, Leninsky Prospect, Moscow, 119991, Russia

Tel.: (499) 995-16-05

e-mail: pressa@rfbr.ru

№ 4 (88) октябрь–декабрь 2015 г. (Приложение к «Информационному бюллетеню РФФИ» № 23)

Downloaded from <http://ajph.org/> on November 10, 2015

4

"RFBR Journal"**N 4 (88) October–December 2015** (Supplement to "Information Bulletin" of RFBR N 23)**THEMED ISSUE EDITOR'S COLUMN**

About the Editor of the Themed Section RAS Corresponding Member V. Soifer8

V.A. Soifer

Abstract of the Themed Section12

THEMED SECTION DEDICATED TO THE INTERNATIONAL YEAR OF LIGHT AND LIGHT-BASED TECHNOLOGIES*N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, M.M. Kulagina, A.A. Lipovsky, A.E. Zhukov*
Microdisk and Microring Lasers of Ultrasmall Diameter with an Active Region Based on Quantum Dots 15*V.M. Ustinov, N.A. Maleev, S.A. Blokhin, A.G. Kuzmenkov*
High-Speed Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers 23*I.I. Ryabtsev, A.V. Taichenachev, P.L. Chapovsky, A.N. Goncharov, V.I. Yudin, L.V. Ilichev, A.E. Bonert, D.V. Brazhnikov, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, I.G. Neizvestny, A.V. Latyshev, S.N. Bagaev, A.L. Aseev*
Laser Cooling of Atoms for Applications in Quantum Information and Metrology29*V.A. Gaisler, I.A. Derebezov, A.V. Gaisler, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.V. Shcheglov, A.V. Latyshev, A.L. Aseev*
Semiconductor Quantum Dots Based Non-classical Emitters 42*S.V. Emelyanov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer*
Implementation of Differential Operators with Photonic Nanostructures 55*P.G. Serafimovich*
Design and Simulation of Photonic Crystal Cavities in the Ridge Waveguide..... 62*V.I. Sokolov, A.S. Akhmanov, I.M. Ascharchuk, S.M. Igumnov, S.I. Molchanova, A.V. Nechaev, A.G. Savelyev, A.A. Tyutyunov, E.V. Khaydukov, K.V. Khaydukov, V.Ya. Panchenko*
Integrated Optics on the Basis of Nanocomposite Polymer Materials..... 68*V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeyev, A.P. Porfirev, A.G. Nalimov, E.S. Kozlova, V.A. Soifer*
Vortex Laser Beams Generated by Diffractive Optics 80*R.V. Skidanov, A.A. Morozov*
A Hyperspectrometer Based on a Diffraction Grating with Variable Height of Strokes 89

О редакторе тематического блока члене-корреспонденте РАН, профессоре В.А. Сойфере



- Президент Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королева (национального исследовательского университета)
- Научный руководитель Института систем обработки изображений РАН
- Главный редактор журнала «Компьютерная оптика»
- Член Межведомственного совета по присуждению премий Правительства РФ в области науки и техники
- Член экспертной группы Международной премии в области нанотехнологий «RUSNANOPRIZE»
- Член правления Международной ассоциации распознавания образов (IAPR)
- Член экспертной коллегии фонда Сколково

Государственные награды, звания и премии:

- Кавалер орденов Почета (1995) и «За заслуги перед Отечеством» IV и III степени (2006 и 2010)
- Заслуженный деятель науки РФ (1999)
- Лауреат Государственной премии РФ в области науки и техники (1992)
- Лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники (2008)
- Лауреат премии Правительства РФ в области образования (2010)
- Лауреат премии Scopus Award Russia (2014)
- Почетный гражданин Самарской области (2014)

- President of the Samara State Aerospace University after Academician S.P. Korolev (National Research University)
- Research Supervisor at the Image Processing Systems Institute of the RAS
- Editor-in-chief, "Computer Optics" journal
- Member of the Interdepartmental council on awards from the Government of the Russian Federation in the field of science and technologies
- Member of the experts group of the Rusnanoprize international award in the field of nanotechnologies
- Member of the board at the International association for pattern recognition (IAPR)
- Member of the experts collegium at the Skolkovo Foundation

Honours and awards:

- Bearer of the Order of Honour (1995) and the Order for Merits before Fatherland, IV and III degrees (2006 and 2010)
- Honored worker of science of the Russian Federation (1999)
- Winner of the State prize of the Russian Federation in the field of science and technologies (1992)
- Winner of the Government of the Russian Federation award in the field of science and technologies (2008)
- Winner of the Government of the Russian Federation award in the field of education (2010)
- Winner of the Scopus Award Russia (2014)
- Honourable citizen of the Samara region (2014)

Виктор Александрович Сойфер родился 18 июня 1945 г. в Куйбышеве (ныне Самара). Выпускник радиотехнического факультета Куйбышевского авиационного института (КуАИ) (1968), доктор технических наук (1981), профессор (1982), член-корреспондент РАН (2000). В 1982 г. возглавил кафедру и научно-исследовательскую лабораторию (НИЛ) технической кибернетики. В 1988 г. на базе НИЛ был создан Самарский филиал Центрального конструкторского бюро уникального приборостроения АН СССР, реорганизованный в 1993 г. в Институт систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). В.А. Сойфер с 1988 по 1993 гг. является директором филиала, с 1993 по 2015 гг. – директором, а с 2015 г. научным руководителем ИСОИ РАН. С 1990 по 2010 гг. ректор, с 2010 г. по настоящее время – президент Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королева. Под руководством В.А. Сойфера в 2009 г. университет получил статус национального исследовательского университета.

Подготовил 16 докторов и 25 кандидатов наук, председатель трех диссертационных советов. В.А. Сойфером созданы теоретические основы компьютерной оптики – нового направления в оптических информационных технологиях и системах, имеющего мировой приоритет. Под его научным руководством решены обратные задачи теории дифракции, разработаны итеративные методы оптимизации и путем компьютерного синтеза на основе применения микро- и нанотехнологий созданы дифракционные оптические элементы для преобразования лазерного излучения: фокусировки в заданные геометрические области, селекции поперечных мод, формирования самовоспроизводящихся пучков. Исследованы фундаментальные проблемы анализа и понимания оптических изображений, разработаны оптоинформационные технологии, имеющие практическое применение в авиационно-космической технике, медицинской диагностике и геоинформационных системах.

В.А. Сойфер – автор более 300 научных статей, 14 монографий и 54 изобретений. Монографии по фотонике опубликованы в ведущих международных издательствах: “Laser beam mode selection by computer generated holograms”, CRC Press, Boca Raton (1994); “Iterative methods for diffractive optical elements computation”, Taylor & Francis, London (1997); “Method for computer design of diffractive optical elements”, Wiley & Sons, Inc., New York (2002) “Computer design of diffractive optics”, Woodhead Pub. Ltd., UK (2012); “Diffractive Nanophotonics”, CRC Press, Boca Raton (2014).

About the Editor of the Themed Section RAS Corresponding Member, Professor V.A. Soifer

Victor Aleksandrovich Soifer was born on June 18, 1945 in Kuibyshev (nowadays Samara). A graduate of the radio engineering department at the Kuibyshev aviation institute (KuAI) (1968), a PhD (Eng.) diploma (1981), Full Professor (1982), and Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences (2000). In 1982 became head of a dedicated chair and a research laboratory on the technical cybernetics. In 1988 on the basis of this laboratory the Samara branch of the Central design bureau for unique instrument making under USSR Academy of Sciences was established. Reorganised in 1993 as the Image Processing Systems Institute of the RAS. From 1988 to 1993 V.A. Soifer was a Branch director, from 1993 to 2015 – Director of the institute, and since 2015 Supervisor of research at ISOI RAN. Since 1990 he also served as the Rector, and since 2010 till now as the President of the Samara State Aerospace University after Academician S.P. Korolev. In 2009 under the leadership of V.A. Soifer the university has received the status of a National Research University.

As the chairman of three dissertational councils V.A. Soifer has prepared 16 doctors and 25 candidates of science. V.A. Soifer developed the theoretical basis for computer optics – a new direction in the optical information technology, and in development of systems with world-class priority. Under his scientific supervision actual problems of the diffraction theory were solved, interactive methods for optimisation developed, computer synthesis based on micro- and nanotechnologies

created, diffractive optical elements developed for transformation of the laser radiation: focusing in the pre-set geometrical areas, selection of cross-section modes, formation of self-reproducing bundles. Basic problems of the analysis and understanding of the optical images were investigated, and optoinformation technologies developed for practical applications in aerospace technologies, medical diagnostics and geoinformation systems.

V.A. Soifer authored over 300 scientific articles, 14 monographies and 54 inventions. Monographies on photonics are published in leading international publishing houses: "Laser beam mode selection by computer generated hologrammes", CRC Press, Boca Raton (1994); "Iterative methods for diffractive optical elements computation", Taylor and Francis, London (1997); "Method for computer design of diffractive optical elements", Wiley and Sons, Inc., New York (2002) "Computer design of diffractive optics", Woodhead Pub. Ltd., UK (2012); "Diffractive Nanophotonics", CRC Press, Boca Raton (2014).

Аннотация к тематическому блоку

В.А. Сойфер

В течение нескольких лет журнал «Вестник Российского фонда фундаментальных исследований» выходит в виде тематических сборников статей, в которых публикуются результаты исследований по проектам, поддержанным фондом. Предыдущие выпуски «Вестника» были посвящены различным научным направлениям: междисциплинарным исследованиям на источниках синхротронного излучения и нейтронов (тематический редактор член-корреспондент РАН М.В. Ковальчук), фундаментальному материаловедению (тематический редактор академик Е.Н. Каблов), фундаментальной инженерии (тематический редактор академик И.Б. Федоров), перспективным лазерным и лазерно-информационным технологиям (доктор физико-математических наук, профессор В.М. Гордиенко). Кроме того, один из номеров 2014 г. был посвящен международному году кристаллографии (тематический редактор член-корреспондент РАН М.В. Ковальчук), поскольку прошлый год был объявлен ЮНЕСКО годом кристаллографии. На 68-ой сессии Генеральной Ассамблеи ООН 2015-й год объявлен годом света и световых технологий. В России этот год отмечен проведением значительного числа научных конференций, семинаров и выставок соответствующей тематики. Одним из таких мероприятий была научная сессия Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук, посвященная проблемам фотоники и прошедшая 10 июня 2015 г. Материалы докладов на этой сессии составили основу тематического блока настоящего выпуска.

Фотоника – это наука, занимающаяся фундаментальными и приклад-

ными аспектами работы с оптическими сигналами, а также созданием на их базе устройств различного назначения. Фотоника исследует электромагнитные волны в широком диапазоне частот: от рентгеновского излучения до терагерцевых волн. В настоящем сборнике представлены работы, отражающие результаты прогресса в различных областях фотоники: микролазеры, микрорезонаторы, источники одиночных фотонов, компоненты фотоники для преобразования световых импульсов и формирования вихревых лазерных пучков.

Для создания фотонного устройства на чипе требуется в первую очередь создание источников света сверхмалого размера. В работе Н.В. Крыжановской, М.В. Максимова, А.М. Надточия, М.М. Кулагиной, А.А. Липовского и А.Е. Жукова «Микродисковые и микрокольцевые лазеры сверхмалого диаметра с активной областью на основе квантовых точек» исследована возможность реализации лазерной генерации в микролазерах размером от 1 до 30 микрон на основе многослойных массивов квантовых точек InAs/InGaAs телекоммуникационного спектрального диапазона около 1.3 мкм, позволяющих осуществить сильную локализацию носителей заряда в активной области. Разработан метод управления модовым составом излучения за счет подавления/усиления выделенных мод шепчущей галереи.

Другой тип лазеров, основанный не на квантовых точках, а на гетероструктурах, обладает более высоким быстродействием. В работе В.М. Устинова, Н.А. Малеева, С.А. Блохина и А.Г. Кузьменкова «Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры» рассматриваются быстродействующие поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ)). Напряженные наногетероструктуры с субмонослойными внедрениями InAs в матрице AlGaAs демонстрируют существенный потенциал для использования в качестве активной области ВИЛ спектрального диапазона 850 нм. Для обеспечения высокого быстродействия и температурной стабильности ВИЛ необходима тщательная оптимизация величины спектральной расстройки максимума спектра усиления активной области относительно резонансной длины волны вертикального микрорезонатора и величины времени жизни фотонов в оптическом микрорезонаторе ВИЛ.

(квантовая информатика). У фотона есть две внутренние степени свободы (два состояния поляризации) и счетное число внешних степеней свободы (проекция орбитального углового момента). Для управления орбитальным угловым моментом фотона требуются специальные лазерные пучки накачки. В работе В.В. Котляра, А.А. Ковалева, С.С. Стафеева, А.П. Порфирьева, А.Г. Налимова, Е.С. Козловой и В.А. Сойфера «Вихревые лазерные пучки, сформированные с помощью компонент дифракционной оптики» рассмотрены новые семейства лазерных пучков, обладающих заданным орбитальным угловым моментом. Это бездифракционные асимметричные пучки Бесселя с дробным орбитальным угловым моментом. И вихревые

пучки Эрмита–Гаусса, орбитальный угловой момент которых может меняться непрерывно в зависимости от изменения параметра.

В работе Р.В. Скиданова и А.А. Морозова «Гиперспектрометр на основе дифракционной решетки с переменной высотой штрихов» рассматривается новая техническая реализация метода абсорбционной спектрометрии на основе дифракционного спектрального фильтра, который представляет собой дифракционную решетку с переменной высотой штрихов. Рассмотрено влияние используемого дисперсионного элемента на пространственную разрешающую способность гиперспектрометра. Описана технология изготовления дифракционного спектрального фильтра на основе дифракционной решетки с переменной высотой штрихов.

Представленные в настоящем выпуске работы выполнены на мировом уровне и отражают передовые достижения российских ученых в области фотоники.

Abstract of the Themed Section

V.A. Soifer

For several years now the Russian Foundation for Basic Research Journal has been published as a topical collection of papers describing results from the research projects supported by our Foundation. Earlier issues of our journal were devoted to various fields of science, including Interdisciplinary studies on synchrotron radiation and neutron sources (edited by M.V. Kovalchuk, Corresponding Member of RAS), fundamental materials science (edited by E.N. Kablov, Academician), fundamental engineering (edited by I.B. Fedorov, Academician) and advanced laser and laser-based information technologies (edited by V.M. Gordienko, Professor and PhD, Phys & Math). In the meantime, one of our issues in 2014 was devoted to the International Year of Crystallography (and edited by V.M. Kovalchuk, Corresponding Member of RAS), since the last year was declared by UNESCO as the Year of Crystallography. The resolution adopted by the 68th session of the UN General Assembly decided to proclaim 2015 the International Year of Light and Light Based Technologies. In Russia this year is recognized by arranging a number of scientific conferences, workshops and exhibitions on the topical issues. Among such activities was a scientific session of the Branch on nanotechnologies and information technology of the Russian Academy of Sciences, devoted to the problems of photonics and held on June 10, 2015. Materials from the reports delivered at that session became the basis for the themed section of the present release.

Photonics is the science of basic and applied research work with optical signals, also involved in development of various functional devices on this basis. Photonics investigates electromagnetic waves in a wide range of frequencies: from X-rays to terahertz radiation. In the current collection of papers with results of the progress achieved in various areas of photonics we present those on microlasers, microresonators, sources of singular photons, photonic components for transformation of light impulses and formation of vortex laser bundles.

To develop a photonic device on the chip it is necessary first to create a midget-size light source. The paper by N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, M.M. Kulagina, A.A. Lipovsky and A.E. Zhukov entitled as "Microdisk and microring lasers of ultrasmall diameter with the active region based on

quantum dots" describes a possibility to perform laser generation in microlasers with the size from 1 to 30 micron on the basis of multilayered files of quantum dots InAs/InGaAs in the telecommunications spectral range about 1.3 microns, allowing to carry out a strong localisation of charge carriers within the active area. A technique was developed to manage the mode structure of radiation due to suppression/strengthening of selected whispering gallery modes.

Other type of lasers based on heterostructures and not on quantum points, possesses a higher speed. In the paper by V.M. Ustinov, N.A. Maleev, S.A. Blokhin and A.G. Kuzmenkov under the title "High-speed vertical-cavity surface-emitting lasers" the authors discuss high-speed vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL). Strained nanoheterostructures with submonolayer InAs introductions in the AlGaAs matrix show essential potential for application as the active area in VCSEL for the spectral range of 850 nm. To provide high speed and temperature stability for VCSEL, a careful optimisation in is required for the spectral gap size in the maximum of spectrum of strengthening in the active area relative to the resonant wavelength of the vertical microresonator and the duration of lifetime of photons in the optical microresonator of VCSEL.

Sources for individual photons in quantum computer science are the separate atoms contained in traps. The paper by I.I. Ryabtsev, A.V. Taichenachev, P.L. Chapovsky, A.N. Goncharov, V.I. Yudin, L.V. Ilichev, A.E. Bonert, D.V. Brazhnikov, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, I.G. Neizvestniy, A.V. Latyshev, S.N. Bagaev and A.L. Aseev entitled "Laser cooling

of atoms for applications in quantum information and metrology" given a brief review of achievements in the experimental studies on the ultracold atoms performed at research institutions of the Siberian branch of the Russian Academy of Sciences. The ultracold atoms captured in the traps on based on effects of light and electromagnetic fields, allow us to carry out experiments with long time scales and in the environment of absence of the Doppler effect as well as collisions which are the primary factors for widening of the spectral lines. Such atoms have a number of application in such fields as basic research, precision spectroscopy, next-generation optical nuclear standards of frequency and quantum informatics.

Sources of single photons can be not only individual cooled atoms, but also separate quantum dots which contain a small number of atoms. The work by V.A. Gaisler, I.A. Derebezov, A.V. Gaisler, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.V. Shcheglov, A.V. Latyshev and A.L. Aseev entitled "Nonclassical emitters based on semiconductor quantum dots" describes development and design of a fully semiconductor Bragg type microresonator for emitters of single photons, which combines an effective current pumping for selectively-positioned InAs quantum dots within the micron-size aperture characterized by a high external quantum efficiency and a low divergence of radiation.

For analogue calculations we need to develop new photonic components, able to perform basic operations for the optical processing of information. In the paper by S.V. Emelyanov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich and V.A. Soifer entitled "Implementation of differential operators using photonic nanostructures" a theoretical possibility is shown for an optical realisation of a number of differential operators by means of nanophotonic resonant structures (e.g. resonant diffraction gratings and Bragg structures). The

practical value of the discussed results involves a possibility to develop new planar systems able of analogue optical calculations and to use them in the high-speed systems for information processing and management.

Transformation of short laser pulses can be achieved not only using the diffraction gratings and the Bragg gratings, but also with the help of a microresonator. Advantage of the latter is in the fact that it can be implement it in a planar variant on the chip. In the paper by P.G. Serafimovich "Design and simulation of photonic crystal cavities in the ridge waveguide" an outline of development and numerical investigation is provided for the integrator of telecommunication wavelength bending around an optical signal based on photonic-crystal resonators in the edge waveguide of silicon. A variant of the two-component resonator is proposed, with the possibility of a vertical electronic pumping.

An actual problem in photonics involves development of passive and active devices of integrated optics on the basis of polymeric materials. The paper authored by V.I. Sokolov, A.S. Akhmanov, I.M. Asharchuk, S.M. Igumnov, S.I. Molchanova, A.V. Nechaev, A.G. Savelyev, A.A. Tyutyunov, E.V. Khaidukov, K.V. Khaidukov and V.Ya. Panchenko under the title of "Integrated optics on the basis of nanocomposite polymeric materials", new prospects for development of integrated devices (e.g. optical waveguides, splitters and directed splitters, multiplexers-demultiplexers, high-speed optical buses for data transmission) in the telecommunication range of wavelengths of 0.85-1.55 micron based on the halogenated polymeric materials are considered. Introduction of the nanocrystals, alloyed by rare-earth elements into a polymeric matrix allows us to design such active photon devices as waveguide amplifiers, and in the long term also the lasers integrated into optical networks on the printed-circuit board or on the silicon chip.

A promising area in photonics is the information transfer by means of single photons (the quantum informatics). The photon has two internal degrees of freedom (two conditions of polarisation) and a countable number of external degrees of freedom (a projection of the orbital angular momentum). For management of the orbital angular moment of a photon we need special laser bundles for pumping. The paper by V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeyev, A.P. Porfirev, A.G. Nalimov, E.S. Kozlova and V.A. Soifer under the title "Vortex laser beams generated by diffractive optics" discusses new families of the laser bunches possessing a preset orbital angular momentum. These are diffraction-less asymmetric Bessel beams with the fractional orbital angular momentum, as well as the Hermit-Gaussian vortex beams, the orbital angular momentum of which can change continuously in relation to the parametric variation.

The work by R.V. Skidanov and A.A. Morozov "A hyperspectrometer based on diffraction grating with variable height of strokes" discusses a new engineering implementation of the absorption spectrometry based on a diffraction spectral filter which is actually a diffraction grating with variable height of strokes. Influence of the employed dispersive element on the spatial resolution of the hyperspectrometer is considered. Description is

provided to the technology employed to manufacture the diffraction spectral filter based on a diffraction grating with variable height of strokes.

The present issue articles are world-class research works, which demonstrate advancements of the Russian scientists in photonics.

Микродисковые и микрокольцевые лазеры сверхмалого диаметра с активной областью на основе квантовых точек*

Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.М. Надточий, М.М. Кулагина, А.А. Липовский, А.Е. Жуков

Исследована возможность реализации лазерной генерации в микролазерах сверхмалого размера на основе многослойных массивов квантовых точек InAs/InGaAs спектрального диапазона около 1.3 мкм, позволяющих реализовать сильную локализацию носителей заряда в активной области. В результате исследований увеличена максимальная температура генерации вплоть до 107 °С в микродисковых лазерах диаметром 6 мкм и до 100 °С для лазеров диаметром 2 мкм. К настоящему времени это является наиболее высокотемпературным режимом работы микролазеров на основе квантовых точек. При комнатной температуре в микролазерах, работающих в условиях оптической накачки, достигнут рекордно малый диаметр 1 мкм, причем длина волны генерации оставалась в пределах полосы основного оптического перехода квантовых точек. В инжекционных структурах диаметром 15–31 мкм достигнута наиболее длинноволновая лазерная генерация (1.27 мкм) среди опубликованных на сегодня микролазеров на подложках GaAs. Продемонстрирована возможность достижения коэффициента подавления боковых мод свыше 25 дБ, а также достижения лазерной генерации в микродисках, перенесенных на поверхность кремния. Разработан метод управления модовым составом излучения за счет подавления/усиления выделенных мод шепчущей галереи. Полученные результаты делают микролазеры на основе квантовых точек перспективными для использования в качестве микроизлучателей в системах оптической связи, реализующих свою функциональность на оптоэлектронной плате.

Ключевые слова: полупроводники, полупроводниковые лазеры, микрорезонаторы, квантовые точки, моды шепчущей галереи.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 15-02-03624, 15-32-20238 и 13-02-12032-офи_м).

Введение

В последние годы активно исследуются микролазеры, имеющие резонатор в форме микрокольца или микродиска. Первый микролазер такого типа был продемонстрирован в 1992 г. [1]. В них, в отличие от вертикально-излучающих лазеров, наивысшей добротностью обладают моды шепчущей галереи (МШГ), распространяющиеся по окружности резонатора. Благодаря тому, что отражение волны от боковой поверхности структуры происходит

под скольльзящим углом, в резонаторах с МШГ возможно достижение низкопороговой генерации при размерах, гораздо меньших по сравнению с типичными для лазерных резонаторов Фабри–Перо. Все это, в сочетании с выводом излучения в плоскости структуры, делает микродисковые и микрокольцевые резонаторы привлекательными кандидатами для использования в будущих системах оптической связи на плате [2].

Наибольший интерес представляют микролазеры возможно меньшего размера, поскольку спектральное расстояние между соседними модами растет с уменьшением диаметра, способствуя достижению одночастотной генерации. Кроме того, снижается ток, требуемый для достижения инверсии заселен-



КРЫЖАНОВСКАЯ
Наталья Владимировна
Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН



МАКСИМОВ
Михаил Викторович
Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН



НАДТОЧИЙ
Алексей Михайлович
Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН



КУЛАГИНА
Марина Михайловна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН



ЛИПОВСКИЙ
Андрей Александрович
Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН



ЖУКОВ
Алексей Евгеньевич
Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН

Таблица 1. Предельные параметры микролазеров с квантовыми точками

Диаметр, мкм	Температура, К	Длина волны, мкм	Литературный источник
Оптическая накачка			
1.1	77	1.0	[5]
2.1	300	1.3	[6]
6.0	380	1.3	[9]
2.0	373	1.3	[10]
1.0	300	1.3	Настоящая работа
Инжекционная накачка			
6.5	300	1.1	[7]
35	323	0.9	[8]
80	323	1.2	[8]
15	300	1.3	Настоящая работа

ности, а также растет плотность размещения оптических элементов. Другим важным параметром является максимальная температура лазерной генерации, а также длина волны излучения. Так, генерация в спектральном диапазоне около 1.3 мкм позволит реализовать передачу оптического сигнала по стандартному оптическому волокну или планарному волноводу на основе кремния либо кремний-германиевого сплава, а также использовать в конструкции микролазера проводящие тонкие пленки пиролитического углерода или графена, перспективные для создания гибких прозрачных контактов.

Трудность создания микролазеров сверхмалого диаметра обусловлена тем, что оптические потери, связанные с изгибом волновода (кривизной его боковой поверхности), экспоненциально растут при уменьшении радиуса микродискового/микрокольцевого резонатора [3] и оказываются доминирующими в микрорезонаторах малых размеров. Также с уменьшением размеров растут и потери, связанные с несовершенством поверхности волновода (например, его микрошероховатостью), а также вклад безызлучательной рекомбинации, возникающей на боковых стенках. Темп безызлучательной рекомбинации растет при увеличении температуры, что делает задачу реализации микролазеров, работающих при повышенных температурах, особенно трудной.

Перспективным представляется использование в качестве активной области массивов самоорганизующихся квантовых точек (КТ) [4]. Благодаря глубокой локализации носителей заряда в структурах с КТ латеральный транспорт носителей затруднен и, как результат, влияние безызлучательной рекомбинации на боковых стенках микрорезонатора может

проявляться не столь значительно, как это происходит в структурах с двумерными квантовыми ямами. Кроме того, КТ InAs/InGaAs позволяют реализовать излучение на основном оптическом переходе с длиной волны около 1.25–1.3 мкм.

К моменту начала исследований с помощью КТ была продемонстрирована лазерная генерация при оптической накачке и температуре жидкого азота в микрорезонаторе с наименьшим диаметром 1.1 мкм [5] (табл. 1). Для КТ лазеров, работающих при комнатной температуре в условиях оптической накачки, долгое время наименьшим диаметром оставался 2.1 мкм [6], а для работающих при инжекционной накачке – 6.5 мкм [7]. При 50 °С была продемонстрирована лазерная генерация с КТ спектрального диапазона 0.91 и 1.23 мкм в микродисках диаметром 35 и 80 мкм соответственно [8].

В настоящей работе представлены результаты исследований, позволивших существенно продвинуться в направлении реализации микролазеров, по своим характеристикам соответствующим требованиям, предъявляемым оптическим источникам для систем оптической связи на плате. Достигнута высокотемпературная генерация в микролазерах диаметром в единицы микрометра, а также реализован режим одностотной генерации при инжекционной накачке. Показана возможность переноса микролазеров на поверхность кремния.

Материалы и методика исследования

Эпитаксиальные структуры были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs(100). Активная область представляла собой многослойный (5–10 рядов) массив КТ InAs/InGaAs, разделенных спейсерными слоями GaAs толщиной 30–35 нм и помещенных в волноводный слой GaAs.

Нами были исследованы оптические микрорезонаторы трех типов, характерные примеры которых изображены на *рисунке 1*. Наименьший диаметр микролазеров с оптической накачкой составил 1 мкм, инжекционных микролазеров – 15 мкм.

В микрорезонаторах типа «микрокольцевая меза» волноводный слой сверху был ограничен воздухом, а снизу – слоем $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$, который в некоторых случаях был подвергнут селективному оксидированию. Микродисковые резонаторы типа «подвешенный диск» позволяют реализовать наибольший фактор оптического ограничения моды в вертикальном направлении, поскольку в области существования МШГ на периферии микродиска волновод с обеих сторон формируется за счет контраста полупроводник–воздух. Диаметр основания составлял не более 1/2 диаметра диска, что достигалось за счет селективного травления буферного слоя $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$. В структурах типа «микродисковая меза», предназначенных для реализации лазерной генерации при инжекционной накачке, вертикальное оптическое ограничение и сверху и снизу было реализовано с помощью проводящих эмиттерных слоев $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$.

Лазерная генерация в оптических структурах возбуждалась при непрерывной накачке линией 532 нм YAG:Nd-лазера. Падающую на поверхность образца мощность накачки варьировали от 1 мкВт до 10 мВт. Излучение микролазера собирали объективом, разделяли монохроматором и детектировали с помощью охлаждаемого многоканального InGaAs-фотодетектора; спектральное разрешение составило около 0.04 нм. Диапазон температуры нагрева структур – от комнатной до 110 °С. Инжекционные микролазеры устанавливали на медный теплоотвод без пайки и принудительного охлаждения. Измерения проводили в непрерывном режиме при комнатной

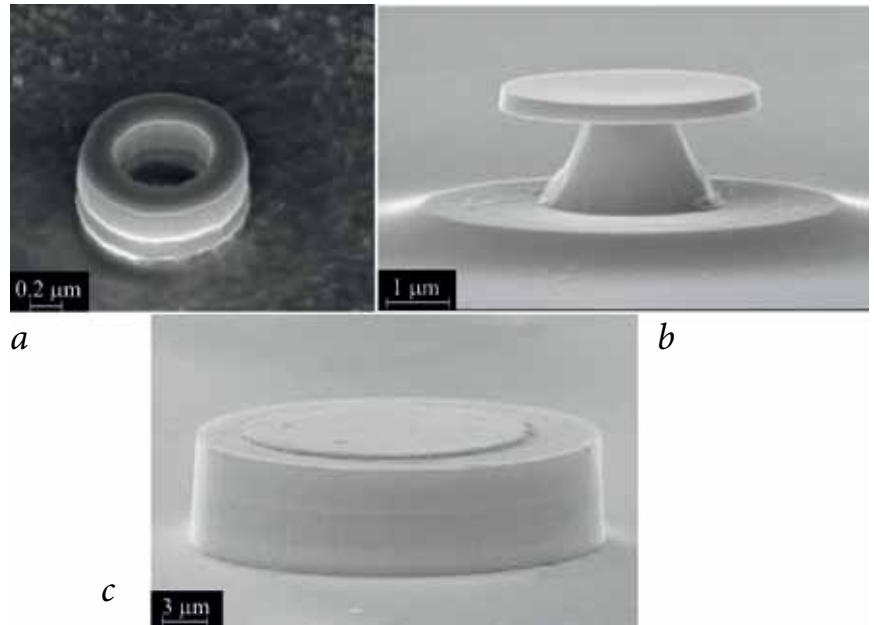


Рис. 1. Типы конструкции резонаторов исследованных микролазеров: микрокольцевая меза (a); подвешенный диск (b) и микродисковая меза (c).

температуре с током накачки до 20 мА. Излучение собирали с помощью оптоволокну с оконечной микролинзой, подводимой к периферии микролазера, и регистрировали с помощью спектроанализатора с предельным спектральным разрешением 0.1 нм.

Результаты и их обсуждение

Одной из задач данной работы было создание высокодобротных микрорезонаторов малого диаметра. Для микродисков диаметром 2 мкм и более спектральная ширина линии излучения, измеренная при комнатной температуре вблизи порога генерации, была ограничена спектральным разрешением измерительной системы (~0.04 нм), так что оптическая добротность превышала 30 000. В микродисках диаметром 1 мкм ширина линии возрастала до 0.06 нм, что соответствует добротности около 20 000.

Рисунок 2 обобщает данные по пороговой мощности, полученные в микродисковых и микрокольцевых лазерах различного диаметра, работающих при комнатной температуре под оптической накачкой [10–13]. В области размеров, превышающих 2 мкм, пороговая мощность приблизительно масштабируется с площадью микролазера. Наименьшее значение пороговой мощности составило 50 мкВт для лазеров типа «подвешенный диск» и 1.8 мкВт для лазеров с микрокольцевым резонатором. Это обусловлено в том числе меньшей площадью микрокольцевых лазеров по сравнению с микродисковыми (при одинаковом диаметре).

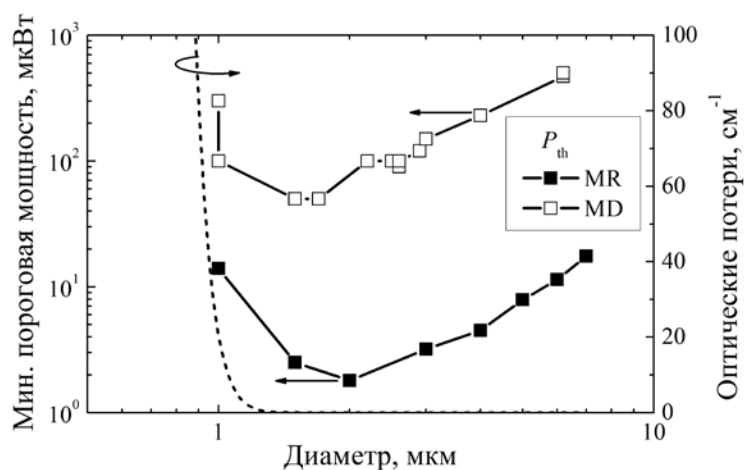


Рис. 2. Зависимость от диаметра минимальной пороговой мощности лазерной генерации при комнатной температуре для микродисковых (MD) и микрокольцевых (MR) лазеров, а также излучательные оптические потери (штриховая линия).

При снижении диаметра микрорезонатора менее 2 мкм пороговая мощность резко возрастает. Это обусловлено экспоненциальным увеличением оптических потерь (рис. 2), возникающих вследствие изгиба микрорезонатора, что согласуется с экспериментально наблюдаемым снижением добротности. При снижении диаметра до 1 мкм потери достигают уровня 100 см^{-1} , что превосходит максимальное оптическое усиление, достижимое на основном оптическом переходе в многослойных массивах квантовых точек. Наименьший диаметр, при котором при комнатной температуре была достигнута лазерная генерация, составил 1 мкм, что является наимень-

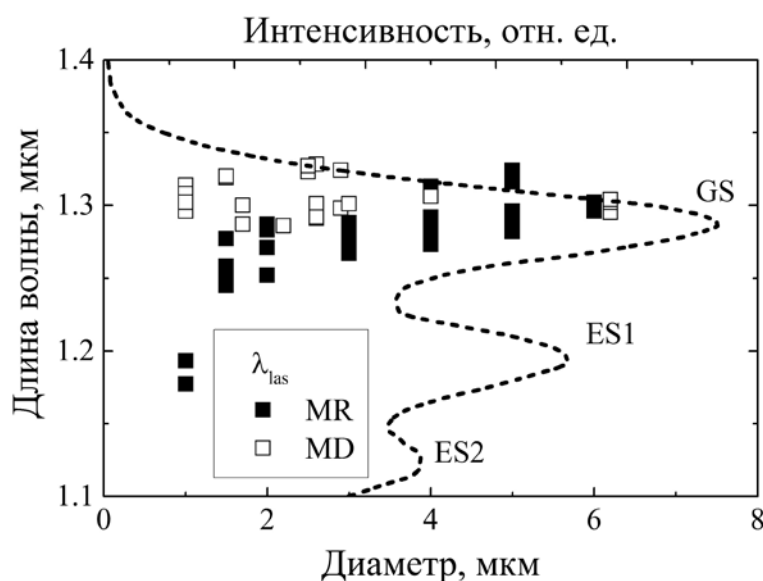


Рис. 3. Спектральное положение лазерной линии в зависимости от диаметра для микродисковых (MD) и микрокольцевых (MR) лазеров, а также спектр излучения КТ (штриховая линия).

шим сообщенным к настоящему моменту значением.

На рисунке 3 приведены данные по длине волны лазерной генерации для микролазеров различного диаметра и типа конструкции. На рисунке также показан спектр спонтанного излучения массива квантовых точек, который обнаруживает серию оптических переходов: основной (GS) с максимумом вблизи 1.28 мкм, а также первый (ES1) и второй (ES2) возбужденные переходы вблизи 1.2 и 1.12 мкм соответственно. В то время как положение линии микрокольцевых лазеров предельно малого размера (1 мкм) смещено в область первого возбужденного перехода, в микродисковых лазерах типа «подвешенный диск» генерация остается в пределах полосы основного оптического перехода. Это обусловлено более высоким значением фактора оптического усиления в подобных структурах, препятствующим насыщению усиления активной области.

Максимальная температура, при которой удалось наблюдать лазерную генерацию в микролазерах диаметром 6–7 мкм, составила 380 К (107 °C) [9]. Это является наибольшей сообщенной температурой генерации микролазеров с КТ. При уменьшении диаметра до 2 мкм максимальная температура снижалась до 100 °C [10], а для диаметра 1 мкм генерация наблюдалась лишь при комнатной температуре. На рисунке 4 для двух линий МШГ микролазера диаметром 2 мкм приведена температурная зависимость их спектрального положения, описываемая температурным коэффициентом 0.075 нм/град. При изменении температуры лазерная генерация происходит на одной из этих мод в зависимости от их расположения относительно максимумов основного и возбужденного переходов КТ.

На рисунке 5 приведен пример вольт-амперной характеристики и зависимости интегральной интенсивности лазерной линии от

тока накачки для инжекционного микролазера диаметром 15 мкм. На вставке приведен спектр излучения. Удельное последовательное сопротивление равно 10^{-4} Ом·см², что соответствует типичным значениям, характерным для лазерных структур полосковой конструкции. Порог генерации оценен равным 1.6 мА, что соответствует пороговой плотности тока 905 А/см². Длина волны излучения составила около 1.26–1.27 мкм, что соответствует спектральному диапазону основного оптического перехода КТ InAs/InGaAs. Отношение интенсивности доминирующей и боковых линий превышает 25 дБ.

Рисунок 6 обобщает данные по пороговому току и длине волны лазерной генерации исследованных инжекционных микродисковых лазеров. Среднее значение пороговой плотности тока составило 0.9 кА/см², что хорошо согласуется с результатами, ранее сообщенными для КТ микродисковых лазеров, работающих при комнатной температуре [7, 8]. При этом представленные в настоящей работе микролазеры обладают наиболее длинноволновым лазерным излучением.

Нами были исследованы микродисковые резонаторы на основе GaAs с квантовыми точками InAs/InGaAs, перенесенные на кремниевую подложку [12, 14]. Сформированные микрорезонаторы были закреплены эпитаксиальной стороной на подложке Si с помощью эпоксидного клея, после чего подложка GaAs была удалена травлением в растворе $C_6H_8O_7-H_2O_2$ вплоть до стоп-слоя $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$, который был затем селективно удален травителем $HF-H_2O$. На вставке рисунка 7 приведена микрофотография микродиска диаметром 6 мкм на подложке кремния. Пороговая мощность составила 600 мкВт при комнатной температуре и 320 мкВт при 77 К.

Приведенные на рисунке 7 спектры излучения демонстрируют ширину линий излучения 0.05 нм. Соответству-

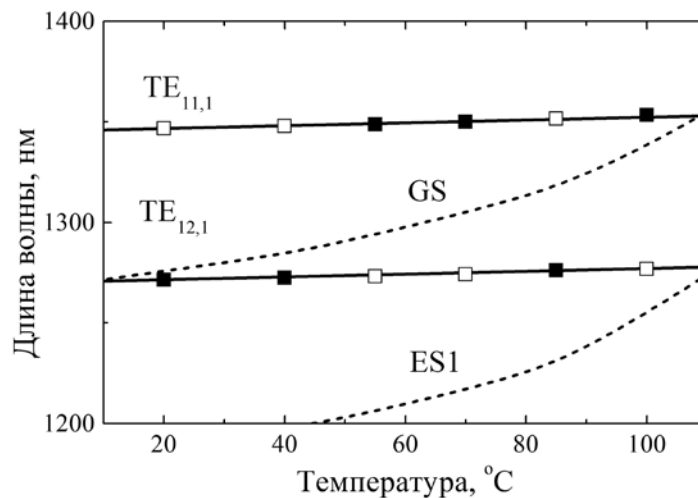


Рис. 4. Температурная зависимость спектрального положения МШГ микролазера диаметром 2 мкм: ■ – лазерная линия, □ – сопутствующая линия; штриховые кривые – максимум основного (GS) и первого возбужденного (ES1) переходов КТ.

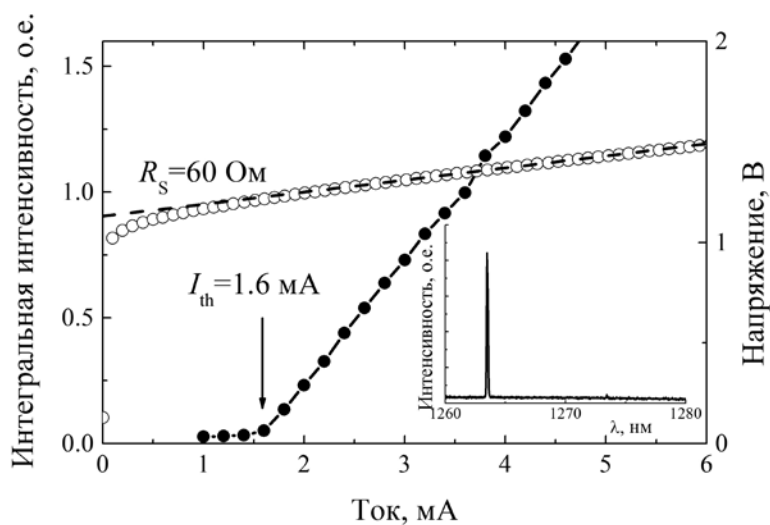


Рис. 5. Зависимость интегральной интенсивности излучения (●) и падения напряжения (○) от тока накачки для микролазера диаметром 15 мкм. На вставке – спектр излучения при токе 1.8 мА.

ющее значение добротности 25 000 соответствует значениям, полученным в микродисковых лазерах такого диаметра до переноса на кремниевую подложку. Таким образом, перенос микрорезонатора на кремний не приводит к деградации качества поверхности или к значительному увеличению потерь на вывод излучения за счет снижения контраста коэффициента преломления. Описанная технология может быть перспективной для гибридной интеграции микродисковых резонаторов с элементами кремниевых фотонных схем.

Тепловое сопротивление микролазеров вычисляли из наклона экспериментальной зависимости

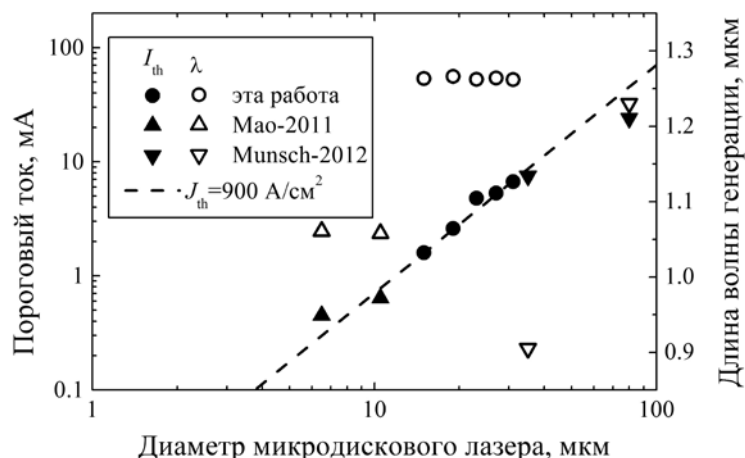


Рис. 6. Пороговый ток ($\blacktriangle, \bullet$) и длина волны генерации ($\triangle, \circ$) в зависимости от диаметра для исследуемых микродисковых лазеров, а также литературные данные. Штриховая линия – расчет порогового тока для постоянной плотности тока 900 A/cm^2 .

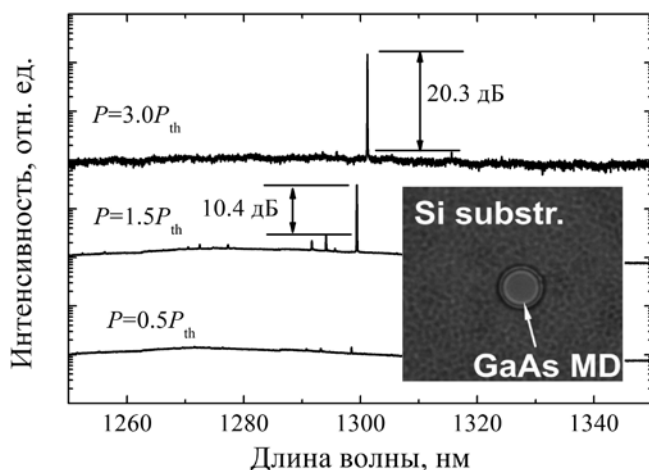


Рис. 7. Спектры излучения при комнатной температуре микродискового лазера, перенесенного на поверхность кремния. На вставке – фотография лазера.

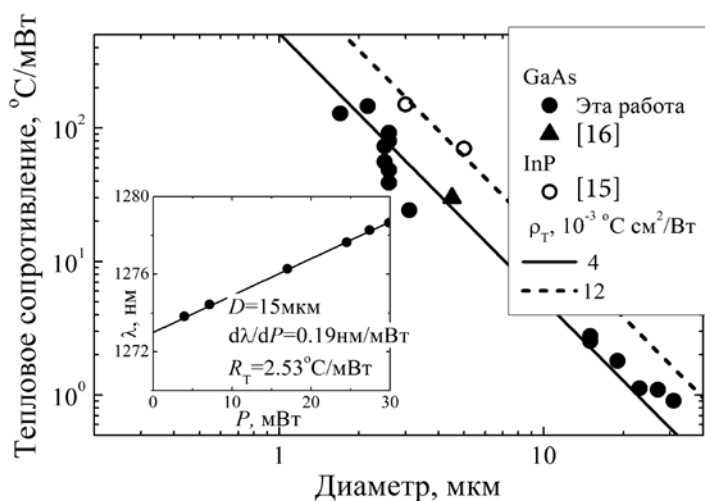


Рис. 8. Зависимость теплового сопротивления от диаметра для исследуемых микродисковых лазеров, а также литературные данные. Линии – аппроксимация для постоянного удельного теплового сопротивления R_T . На вставке – зависимость положения линии генерации от тока для микродискового лазера диаметром 15 мкм.

длины волны излучения от рассеиваемой мощности (пример приведен на вставке к рисунку 8) с учетом температурного коэффициента спектрального положения МШГ. Рисунок 8 обобщает данные по тепловому сопротивлению, оцененному для исследуемых микродисковых лазеров различной конструкции и диаметра. На рисунке также приведены немногочисленные литературные данные для микродисковых лазеров [15, 16]. Обнаружено, что тепловое сопротивление обратно пропорционально квадрату диаметра активной области; удельное тепловое сопротивление оценено равным $\rho_T = (3-5) \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{cm}^2/\text{Вт}$. Это значение ρ_T в несколько раз ниже данных, известных для микродисков на основе GaInAsP-материалов на подложках InP.

Выводы

1. Продемонстрированы рекордные параметры микродисковых лазеров с активной областью на основе квантовых точек спектрального диапазона вблизи 1.3 мкм:

- предельный диаметр микродисковых лазеров, работающих при комнатной температуре, составил 1 мкм;
- максимальная температура лазерной генерации превысила 100°C ; при этом лазеры характеризуются высокой температурной стабильностью длины волны генерации (менее 0.1 nm/град);
- минимальная пороговая мощность лазеров, работающих при оптической накачке, составила при комнатной температуре менее 2 мкВт.

2. Впервые показана работоспособность при комнатной температуре микродисковых лазеров A3B5 с квантовыми точками, перенесенными на поверхность кремния.

3. Впервые продемонстрированы низкороговые ($<2 \text{ mA}$) микродисковые лазеры с квантовыми точками, работающие при комнатной температуре в спектральном диапазоне около 1.3 мкм.

4. Показано низкое тепловое сопротивление микролазеров, сформированных различными способами на подложках GaAs ($\rho_T = (3-5) \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$).

5. Совокупность достигнутых параметров делает микролазеры на основе квантовых точек вероятными кандидатами для использования в качестве микроизлучателей систем оптической связи малой дальности.

Литература

1. S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton, R.A. Logan *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **60**, 289. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.106688>.
2. K.J. Vahala *Nature*, 2003, **424**, 839. DOI: 10.1038/nature01939.
3. E.A.J. Marcatili *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**, 2103. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01167.x.
4. H. Cao, J.Y. Xu, W.H. Xiang, Y. Ma, S.-H. Chang, S.T. Ho, G.S. Solomon *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**, 3519. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.126693>.
5. Y.-H. Chen, Y.-K. Wu, L.J. Guo *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **98**, 131109. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3567944>.
6. K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, A. Stintz, S. Krishna *Opt. Express*, 2006, **14**, 1094. DOI: 10.1364/OE.14.001094.
7. M.-H. Mao, H.-C. Chien, J.-Z. Hong, C.-Y. Cheng *Opt. Express*, 2011, **19**, 14145. DOI: 10.1364/OE.19.014145.
8. M. Munsch, J. Claudon, N.S. Malik, K. Gilbert, P. Grosse, J.-M. Gerard, F. Albert, F. Langer, T. Schlereth, M.M. Pieczarka, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, S. Reitzenstein *Appl. Phys. Lett.*, 2012, **100**, 031111. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3678031>.
9. Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков, А.М. Надточий, И.А. Словинский, М.В. Максимов, М.М. Кулагина, А.В. Савельев, Е.М. Аракчеева, Ю.М. Задиранов, С.И. Трошков, А.А. Литовский *ФТП*, 2012, **46**, 1063.
10. M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, A.M. Nadtochiy, E.I. Moiseev, I.I. Shostak, A.A. Bogdanov, Z.F. Sadrieva, A.E. Zhukov, A.A. Lipovskii, D.V. Karpov, J. Laukkanen, J. Tommila *Nanoscale Res. Lett.*, 2014, **9**, 657. DOI: 10.1186/1556-276X-9-657.
11. Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков, А.М. Надточий, М.В. Максимов, Э.И. Моисеев, М.М. Кулагина, А.В. Савельев, Е.М. Аракчеева, А.А. Литовский, Ф.И. Зубов, А. Kapsalis, C. Mesaritis, D. Syvridis, A. Mintairov, D. Livshits *ФТП*, 2013, **47**, 1396.
12. Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Е. Жуков *Квантовая Электроника*, 2014, **44**, 189.
13. А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.А. Литовский, А.В. Савельев, А.А. Богданов, И.И. Шостак, Э.И. Моисеев, Д.В. Карпов, J. Laukkanen, J. Tommila *ФТП*, 2014, **48**, 1666.
14. А.М. Надточий, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, Э.И. Моисеев, М.М. Кулагина, К.А. Вашанова, Ю.М. Задиранов, И.С. Мухин, Е.М. Аракчеева, D. Livshits, А.А. Литовский *Письма в ЖТФ*, 2013, **23**(18), 70.
15. M. Fujita, A. Sakai, T. Baba *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 1999, **5**, 673. DOI: 10.1109/2944.788434.
16. T. Ide, T. Baba, J. Tatebayashi, S. Iwamoto, T. Nakaoka, Y. Arakawa *Opt. Express*, 2005, **13**, 1615. DOI: 10.1364/OPEX.13.001615.

Microdisk and Microring Lasers of Ultrasmall Diameter with an Active Region Based on Quantum Dots*

Natalia V. Kryzhanovskaya –
Institution of Russian Academy of Sciences
Saint Petersburg Academic University
8/3, Khlopina Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: kryvj@mail.ioffe.ru

Mikhail V. Maximov –
Institution of Russian Academy of Sciences
Saint Petersburg Academic University
8/3, Khlopina Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: maximov@beam.ioffe.ru

Alexey M. Nadtochiy –
Institution of Russian Academy of Sciences
Saint Petersburg Academic University
8/3, Khlopina Str, St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: al.nadtochy@mail.ioffe.ru

Marina M. Kulagina –
Ioffe Physical-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences
26, Politeknicheskaya Str.,
St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: Marina.Kulagina@mail.ioffe.ru

Andrey A. Lipovsky –
Institution of Russian Academy of Sciences
Saint Petersburg Academic University
8/3, Khlopina Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: lipovsky@spbau.ru

Alexey E. Zhukov –
Institution of Russian Academy of Sciences
Saint Petersburg Academic University
8/3, Khlopina Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: zhukale@gmail.com

Abstract

A study was performed on the possibility to implement lasing operation of the ultrasmall microlasers based on multilayered arrays of InAs/InGaAs quantum dots emitting in the 1.3 μm spectral band thus facilitating a deep localization of charge carriers in the active region. In the result the maximal temperature of lasing operation was increased to 107 $^{\circ}\text{C}$ in the microdisk lasers of 6 μm diameter and to 100 $^{\circ}\text{C}$ in the ones of 2 μm diameter. To the best of our knowledge, this is the highest operation temperature ever reported for the quantum-dot based microlasers. At room temperatures we achieved a record small diameter of 1 μm for the microlasers operating under optical pumping, herewith the lasing wavelength falls into the spectral interval of the quantum dot ground-state optical transition. In injection structures with diameters of 15 -31 μm the lasing wavelength achieved is about 1.27 μm which corresponds to the longest wave lasing operation among the microlasers grown on GaAs substrates as of today. A side mode suppression ration as high as 25 dB was achieved, and a possibility of lasing operation in microdisks mounted on a silicon surface was demonstrated. A method for controlling a modal structure of emission spectra by means of suppression/enhancement of specific whispering gallery modes was proposed and realized. The results achieved open up new prospects for the quantum dot based microlasers to be applied as microemitters in the on-chip optical communication networks.

Keywords: semiconductors, diode lasers, microresonators, quantum dots, whispering gallery modes.

References

1. S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton, R.A. Logan
Appl. Phys. Lett., 1992, **60**, 289. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.106688>.
2. K.J. Vahala
Nature, 2003, **424**, 839. DOI: [10.1038/nature01939](http://dx.doi.org/10.1038/nature01939).
3. E.A.J. Marcatili
Bell Syst. Tech. J., 1969, **48**, 2103. DOI: [10.1002/j.1538-7305.1969.tb01167.x](http://dx.doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01167.x).
4. H. Cao, J.Y. Xu, W.H. Xiang, Y. Ma, S.-H. Chang, S.T. Ho, G.S. Solomon
Appl. Phys. Lett., 2000, **76**, 3519. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.126693>.
5. Y.-H. Chen, Y.-K. Wu, L.J. Guo
Appl. Phys. Lett., 2011, **98**, 131109. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3567944>.
6. K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, A. Stintz, S. Krishna
Opt. Express, 2006, **14**, 1094. DOI: [10.1364/OE.14.001094](http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.001094).
7. M.-H. Mao, H.-C. Chien, J.-Z. Hong, C.-Y. Cheng
Opt. Express, 2011, **19**, 14145. DOI: [10.1364/OE.19.014145](http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.014145).
8. M. Munsch, J. Claudon, N.S. Malik, K. Gilbert, P. Grosse, J.-M. Gerard, F. Albert, F. Langer, T. Schlereth, M.M. Pieczarka, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, S. Reitzenstein
Appl. Phys. Lett., 2012, **100**, 031111. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3678031>.
9. N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, A.M. Nadtochy, I.A. Slovinsky, M.V. Maximov, M.M. Kulagina, A.V. Savelev, E.M. Arakcheeva, Yu.M. Zadiranov, S.I. Troshkov, A.A. Lipovsky
Semiconductors, 2012, **46**, 1040. DOI: [10.1134/S106378261208012X](http://dx.doi.org/10.1134/S106378261208012X).
10. M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, A.M. Nadtochy, E.I. Moiseev, I.I. Shostak, A.A. Bogdanov, Z.F. Sadrieva, A.E. Zhukov, A.A. Lipovskiy, D.V. Karpov, J. Laukkanen, J. Tommila
Nanoscale Res. Lett., 2014, **9**, 657. DOI: [10.1186/1556-276X-9-657](http://dx.doi.org/10.1186/1556-276X-9-657).
11. N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, A.M. Nadtochy, M.V. Maximov, E.I. Moiseev, M.M. Kulagina, A.V. Savelev, E.M. Arakcheeva, A.A. Lipovsky, F.I. Zubov, A. Kapsalis, C. Mesaritis, D. Syridis, A. Mintairov, D. Livshits
Semiconductors, 2013, **47**, 1387. DOI: [10.1134/S1063782613100187](http://dx.doi.org/10.1134/S1063782613100187).
12. N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.E. Zhukov
Quantum Electron., 2014, **44**, 189. DOI: [10.1070/QE2014v044n03A-BEH015358](http://dx.doi.org/10.1070/QE2014v044n03A-BEH015358).
13. A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.A. Lipovskiy, A.V. Savelyev, A.A. Bogdanov, I.I. Shostak, E.I. Moiseev, D.V. Karpov, J. Laukkanen, J. Tommila
Semiconductors, 2014, **48**, 1626. DOI: [10.1134/S1063782614120240](http://dx.doi.org/10.1134/S1063782614120240).
14. A.M. Nadtochy, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, E.I. Moiseev, M.M. Kulagina, K.A. Vashanova, Yu.M. Zadiranov, I.S. Mukhin, E.M. Arakcheeva, D. Livshits, A.A. Lipovsky
Tech. Phys. Lett., 2013, **39**, 830. DOI: [10.1134/S1063785013090216](http://dx.doi.org/10.1134/S1063785013090216).
15. M. Fujita, A. Sakai, T. Baba
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., 1999, **5**, 673. DOI: [10.1109/2944.788434](http://dx.doi.org/10.1109/2944.788434).
16. T. Ide, T. Baba, J. Tatebayashi, S. Iwamoto, T. Nakaoka, Y. Arakawa
Opt. Express, 2005, **13**, 1615. DOI: [10.1364/OPEX.13.001615](http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.001615).

*

The work was financially supported by RFBR (projects N 15-02-03624, 15-32-20238 and 13-02-12032-ofi m).

Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры*

В.М. Устинов, Н.А. Малеев, С.А. Блохин, А.Г. Кузьменков

В настоящей работе обсуждаются возможные подходы и актуальные проблемы для быстродействующих поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором (вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ)). Напряженные наногетероструктуры с субмонослойными внедрениями InAs в матрице AlGaAs демонстрируют существенный потенциал для использования в качестве активной области ВИЛ спектрального диапазона 850 нм. Двойная селективно-окисленная токовая апертюра обеспечивает существенное снижение паразитных емкостей. Для обеспечения высокого быстродействия и температурной стабильности ВИЛ необходима тщательная оптимизация величины спектральной расстройки максимума спектра усиления активной области относительно резонансной длины волны вертикального микрорезонатора и величины времени жизни фотонов в оптическом микрорезонаторе ВИЛ. Подтверждена возможность надежной работы ВИЛ с двумя селективно-окисленными апертурными слоями в диапазоне температур 20–85 °С при скорости передачи около 25 Гбит/с.

Ключевые слова: вертикально-излучающий лазер, токовая апертюра, оптический микрорезонатор, спектральная расстройка.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 11-02-12239-офи_м, 13-02-12142-офи_м и 14-02-00962).

Использование полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) на сегодняшний день является базовым подходом при реализации многоканальных высокопроизводительных систем информационного обмена для центров обработки данных и суперкомпьютеров [1]. В настоящее время стандартом в данной области служит использование четырехканальных линий на основе ВИЛ спектрального диапазона 850 нм со скоростью передачи данных 10–14 Гбит/с на канал. Актуальной задачей, в частности при создании перспективных суперкомпьютеров, является увеличение скорости передачи по единичному оптическому каналу до уровня 25 Гбит/с и выше при сохранении минимально возможного энергопотребления, а также надежная работа при повышенных (до 85 °С) рабочих температурах без использования принудительного охлаждения [2].

Передающая функция, описывающая частотный отклик «идеального» (без паразитных элементов) инжекционного лазера при малосигнальной синусо-

идальной модуляции тока накачки с частотой f определяется соотношением [3]:

$$H_{int}(f) = \frac{f_R^2}{f_R^2 - f^2 + j \cdot f \cdot \frac{\gamma}{2\pi}},$$

где f_R – резонансная частота релаксационных колебаний; γ – коэффициент затухания релаксационных колебаний.

При рассмотрении реальной конструкции лазерного излучателя необходимо учитывать наличие паразитных емкостей и сопротивлений, связанных с контактными площадками и внутренними областями структуры ВИЛ, через которые происходит передача высокочастотного сигнала от внешнего источника к активной области. Эквивалентная



УСТИНОВ

Виктор Михайлович

член-корреспондент РАН,
Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН



МАЛЕЕВ

Николай Анатольевич

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН



БЛОХИН

Сергей Анатольевич

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН



КУЗЬМЕНКОВ

Александр Георгиевич

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН

схема полупроводникового инжекционного лазера в режиме малосигнальной токовой модуляции приведена на *рисунке 1*. С учетом паразитных элементов передаточная функция для ВИЛ описывается соотношениями:

$$H_{ext}(f) \sim \frac{1}{1 + j \cdot \frac{f}{f_p}},$$

$$H_{ext}(f) = \frac{f_R^2}{f_R^2 - f^2 + j \cdot f \cdot \frac{\gamma}{2\pi}} \cdot \frac{1}{1 + j \cdot \frac{f}{f_p}},$$

где f_p – частота отсечки паразитной RC-цепи.

Улучшение динамических характеристик ВИЛ связано с увеличением резонансной частоты, уменьшением коэффициента затухания релаксационных колебаний и минимизацией влияния паразитных элементов.

Резонансная частота возрастает с ростом величины тока накачки как

$$f_r = D \sqrt{I - I_{th}},$$

где I_{th} – величина порогового тока лазера, а коэффициент D (так называемый D -фактор) определяется соотношением

$$D = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\eta_i \cdot v_g}{q \cdot V_p} \cdot \frac{\partial g}{\partial N} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Здесь η_i – эффективность инжекции носителей, q – заряд электрона, v_g – групповая скорость фотонов для рассматриваемой лазерной моды, V_p – модовый объем, g – оптическое усиление, N – концентрация носителей.

Таким образом, для увеличения резонансной частоты при сохранении заданного рабочего тока необходимо увеличивать дифференциальное усиление.

С другой стороны, коэффициент затухания релаксационных колебаний связан с резонансной частотой соотношением $\gamma = K \cdot f_r + \gamma_0$, где K -фактор зависит от времени жизни фотонов в лазерном резонаторе и величины дифференциального

усиления:

$$K = 4\pi^2 \cdot \tau_p \left(1 + \frac{\varepsilon}{v_g (\partial g / \partial N)} \right).$$

Таким образом, для увеличения резонансной частоты при сохранении заданного рабочего тока и уменьшения коэффициента затухания релаксационных колебаний необходимо увеличивать дифференциальное усиление, определяемое свойствами активной среды. При этом следует принимать во внимание существенную температурную зависимость величины оптического усиления. Хорошие перспективы для использования в качестве активной области температурно-стабильных быстродействующих ВИЛ демонстрируют напряженные квантово-размерные гетероструктуры InAlGaAs в матрице AlGaAs, позволяющие существенно увеличить дифференциальное усиление и одновременно улучшить температурную стабильность ВИЛ за счет улучшения локализации носителей в активной области [4].

Перспективным вариантом реализации напряженной квантово-размерной активной области ВИЛ спектрального диапазона 850 нм является использование субмонослойных внедрений InAs в слой GaAs, ограниченный потенциальными барьерами из слоев AlGaAs. Тестовые структуры, содержащие слои активной области ВИЛ с субмонослойными внедрениями InAs, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии и исследованы методами структурной и оптической диагностики. Структурные исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР) показывают, что имеет место пространственная модуляция содержания In, приводящая к образованию обогащенных In-островков с размерами 2–3 нм при среднем содержании In более 20%, которые могут выступать в качестве центров локализации носителей заряда

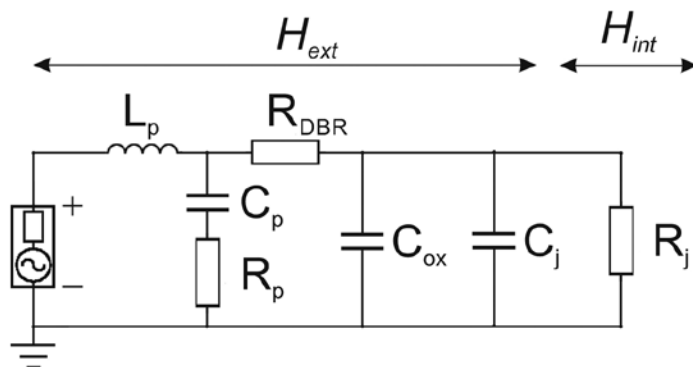


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема ВИЛ: L_p – паразитная индуктивность выводов, C_p и R_p – паразитная емкость и сопротивление контактных площадок соответственно, R_{DBR} – сопротивление распределенного брэгговского отражателя, C_{ox} – паразитная емкость на оксидной апертуре, C_j и R_j – емкость и сопротивление p-n-перехода соответственно.

и обеспечить их коррелированный захват с соответствующим увеличением эффективности излучательной рекомбинации (рис. 2а). При этом, варьируя эффективное количество In, можно добиться существенного длинноволнового сдвига максимума спектра фотолюминесценции (рис. 2б). Реализованные ВИЛ с субмонослойной активной областью продемонстрировали достаточно высокие (15–17 ГГц) частоты релаксационных колебаний (рис. 3), однако относительно большие паразитные сопротивления и емкости для использованной конструкции кристалла лазера не позволили обеспечить эффективную частоту модуляции выше 10–12 ГГц.

Для реализации высокого быстродействия критическим фактором является увеличение частоты отсечки паразитной RC-цепи. Высокое быстродействие ВИЛ (частотная полоса эффективной модуляции более 20 ГГц) достигается при использовании оптических микрорезонаторов с несколькими слоями токовых апертур, сформированных с помощью селективного окисления слоев AlGaAs с высоким содержанием Al, что позволяет снизить внутренние паразитные емкости [5]. Кроме того, паразитная емкость контактных площадок может быть минимизирована путем их размещения на толстом (несколько микрон) слое диэлектрика с низкой диэлектрической проницаемостью (полиамид или бензоциклобутен) [6]. При этом целесообразно использовать копланарную геометрию контактных площадок, что позволяет проводить измерения высокочастотных характеристик на пластине до разделения на кристаллы. Указанные подходы дают возможность реализовать быстродействующие ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с полосой рабочих частот выше 20 ГГц при комнатной температуре [7, 8].

Однако для практического использования таких приборов необходи-

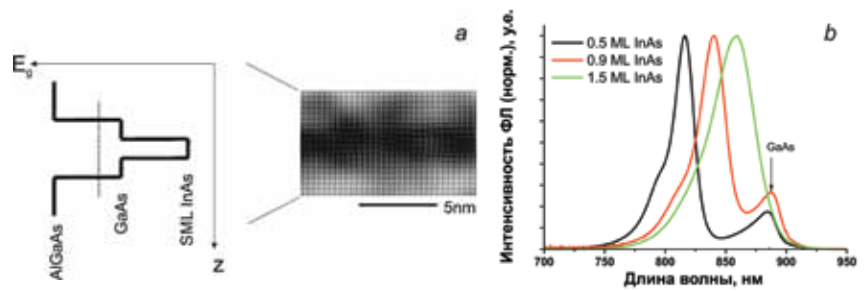


Рис. 2. а – Схематическое изображение конструкции квантово-размерной гетероструктуры InAlGaAs с субмонослойным внедрением InAs. На вставке приведено ПЭМВР-изображение гетероструктуры с внедрением InAs номинальной толщиной 0.9 мономолекулярного слоя (ML). Характерная инверсия контраста черных и белых участков или смещения полос свидетельствует о переходе состава через средний состав в 20% по InAs или о достижении данного состава; б – спектры фотолюминесценции (ФЛ) квантово-размерных гетероструктур InAlGaAs с субмонослойными внедрениями InAs различной толщины, измеренные при высокой плотности оптической накачки и комнатной температуре.

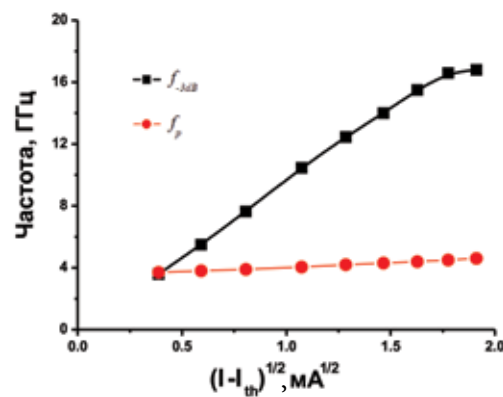


Рис. 3. Зависимости эффективной частоты модуляции $f_{\text{эбд}}$ и частоты отсечки паразитной RC-цепи f_p от корня из величины разности рабочего тока I и порогового тока I_{th} для одномодового ВИЛ на основе квантово-размерных гетероструктур InAlGaAs с субмонослойными внедрениями InAs.

мо решить ряд проблем, в том числе детально исследовать влияние характеристик эпитаксиальных структур (конструкция активной светоизлучающей области, число пар распределенных брэгговских отражателей, их состав и профиль легирования) и конструктивных параметров приборов (размер токовой апертуры, количество апертурных слоев, размеры меза-структур, геометрия контактов) на статические и динамические характеристики ВИЛ, их температурную стабильность, а также оценить потенциальную надежность приборов с учетом механических напряжений ввиду наличия нескольких селективно-окисленных слоев.

Использование рассмотренных конструктивных решений в сочетании с оптимизацией эпитаксиальной технологии выращивания гетероструктур и технологии изготовления приборов позволило реализовать ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с активной областью на основе напряженных квантово-размерных гетероструктур InAlGaAs и двумя селективно-оокисленными токовыми апертурами,

гетероструктур InAlGaAs и нескольких селективно-окисленных апертурных слоев, позволяет добиться увеличения скорости передачи по единичному оптическому каналу до уровня 25 Гбит/с и выше при обеспечении надежной работы приборов

при повышенных (до 85 °С) температурах без принудительного охлаждения. Дальнейшее увеличение полосы рабочих частот при сохранении низкого уровня энергопотребления возможно на основе анализа результатов исследований физических факторов, определяющих динамические характеристики и температурную стабильность ВИЛ.

Литература ●

1. **H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J.A. Lott, D. Bimberg**
SPIE Newsroom, 2014. DOI: 10.1117/2.1201411.005689.
2. **J.A. Kash, A.F. Benner, F.E. Doany, D.M. Kuchta, B.G. Lee, P.K. Pepeljugosky, L. Schares, C.L. Schow, M. Taubenblatt**
Proc. Annu. Meet. IEEE Photon. Soc., 2010, **23**, 483.
DOI: 10.1109/PHOTONICS.2010.5698971.
3. **L.A. Coldren, S.W. Corzine**
Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, New York, 1995, 624 pp.
4. **S.B. Healy, E.P. O'Reilly, J.S. Gustavsson, P. Westbergh, E. Haglund, A. Larsson, A. Joe**
IEEE J. Quantum Electron., 2010, **46**, 506.
DOI: 10.1109/JQE.2009.2038176.
5. **Y.-C. Chang, C.S. Wang, L.A. Johansson, L.A. Coldren**
Electron. Lett., 2006, **42**, 1281. DOI: 10.1049/el:20062538.
6. **A.N. AL-Omari, K.L. Lear**
IEEE Photon. Technol. Lett., 2004, **16**, 969.
DOI: 10.1109/LPT.2004.824622.
7. **A. Mutig, S.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy, G. Fiol, J.A. Lott, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg**
Appl. Phys. Lett., 2009, **95**, 131101.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3231446>.
8. **P. Westbergh, J.S. Gustavsson, E. Haglund, M. Skoeld, A. Joel, A. Larsson**
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2009, **15**, 694.
DOI: 10.1109/JSTQE.2009.2015465.
9. **С.А. Блохин, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, А.С. Паюсов, А.М. Надточий, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков, Н.А. Малеев, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Д. Бимберг**
ФТП, 2014, **48**, 81.
10. **W. Nakwaski**
Opto-Electronics Review, 2008, **16**, 18. DOI: 10.2478/s11772-007-0028-2.
11. **Н.А. Малеев, С.А. Блохин, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков, А.А. Блохин, P. Moser, J.A. Lott, D. Bimberg, В.М. Устинов**
ФТП, 2015, **49**, 89.
12. **S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, A.V. Sakharov, A.A. Blokhin, P. Moser, J.A. Lott, D. Bimberg, V.M. Ustinov**
Appl. Phys. Lett., 2014, **105**, 061104. DOI: 10.1063/1.4892885.
13. **P. Westbergh, J.S. Gustavsson, B. Kögel, A. Hanglund, A. Larsson**
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2011, **17**, 1603.
DOI: 10.1109/JSTQE.2011.2114642.
14. **М.А. Бобров, С.А. Блохин, А.Г. Кузьменков, Н.А. Малеев, А.А. Блохин, Ю.М. Задиранов, Е.В. Никитина, В.М. Устинов**
ФТП, 2014, **48**, 1697.

[illegible]

High-Speed Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*

Victor M. Ustinov –

RAS Corresponding Member
Ioffe Physical-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences
26, Politekhnikeskaya Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: Vmust@beam.ioffe.ru

Nikolay A. Maleev –

Ioffe Physical-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences
a Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: Maleev@beam.ioffe.ru

Sergey A. Blokhin –

Ioffe Physical-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences
26, Politeknicheskaya Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: Blokh@mail.ioffe.ru

Alexander G. Kuzmenkov –

Ioffe Physical-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences
26, Politeknicheskaya Str., St Petersburg, 194021, Russia
e-mail: Kuzmenkov@mail.ioffe.ru

Abstract

Current problems in the high-speed vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) and possible solutions for them are discussed. Strained nanoheterostructures with sub-monolayer InAs insertions in the AlGaAs matrix demonstrate a solid potential for application as active regions of 850 nm VCSELs. A double selectively-oxidized current aperture ensures a sufficient reduction of the parasitic capacitances. Gain-to-cavity detuning as well as photon lifetime in a VCSEL microcavity should be carefully optimized to provide high-speed operation and temperature stability. As it was confirmed, reliable operation of VCSEL with double selectively-oxidized apertures is possible within the temperature range of 20-85 °C and the data transmission rate of 25 Gb/s.

Keywords: vertical-cavity surface-emitting lasers, strained active region, optical microcavity, gain-to-cavity detuning.

References

1. **H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J.A. Lott, D. Bimberg**
SPIE Newsroom, 2014. DOI: 10.1117/2.1201411.005689.
2. **J.A. Kash, A.F. Benner, F.E. Doany, D.M. Kuchta, B.G. Lee, P.K. Pepeljugosky, L. Schares, C.L. Schow, M. Taubenblatt**
Proc. Annu. Meet. IEEE Photon. Soc., 2010, **23**, 483.
DOI: 10.1109/PHOTONICS.2010.5698971.
3. **L.A. Coldren, S.W. Corzine**
Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, New York, 1995, 624 pp.
4. **S.B. Healy, E.P. O'Reilly, J.S. Gustavsson, P. Westbergh, E. Haglund, A. Larsson, A. Joe**
IEEE J. Quantum Electron., 2010, **46**, 506.
DOI: 10.1109/JQE.2009.2038176.
5. **Y.-C. Chang, C.S. Wang, L.A. Johansson, L.A. Coldren**
Electron. Lett., 2006, **42**, 1281. DOI: 10.1049/el:20062538.
6. **A.N. AL-Omari, K.L. Lear**
IEEE Photon. Technol. Lett., 2004, **16**, 969.
DOI: 10.1109/LPT.2004.824622.
7. **A. Mutig, S.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy, G. Fiol, J.A. Lott, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg**
Appl. Phys. Lett., 2009, **95**, 131101.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3231446>.
8. **P. Westbergh, J.S. Gustavsson, E. Haglund, M. Skoeld, A. Joel, A. Larsson**
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2009, **15**, 694.
DOI: 10.1109/JSTQE.2009.2015465.
9. **S.A. Blokhin, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, A.S. Payusov, A.M. Nadtochiy, M.A. Bobrov, A.G. Kuzmenkov, N.A. Maleev, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, D. Bimberg**
Semiconductors, 2014, **48**, 77. DOI: 10.1134/S1063782614010072.
10. **W. Nakwaski**
Opto-Electronics Review, 2008, **16**, 18. DOI: 10.2478/s11772-007-0028-2.
11. **N.A. Maleev, S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.G. Kuzmenkov, A.A. Blokhin, P. Moser, J.A. Lott, D. Bimberg, V.M. Ustinov**
Semiconductors, 2015, **49**, 88. DOI: 10.1134/S1063782615010170.
12. **S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, A.V. Sakharov, A.A. Blokhin, P. Moser, J.A. Lott, D. Bimberg, V.M. Ustinov**
Appl. Phys. Lett., 2014, **105**, 061104. DOI: 10.1063/1.4892885.
13. **P. Westbergh, J.S. Gustavsson, B. Kögel, A. Hanglund, A. Larsson**
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2011, **17**, 1603.
DOI: 10.1109/JSTQE.2011.2114642.
14. **M.A. Bobrov, S.A. Blokhin, A.G. Kuzmenkov, N.A. Maleev, A.A. Blokhin, Yu.M. Zadiranov, E.V. Nikitina, V.M. Ustinov**
Semiconductors, 2014, **48**, 1657. DOI: 10.1134/S1063782614120033.

★

The work was financially supported by RFBR (projects N 12-08-00487a, 12-08-00966a and 14-08-00454a).

Лазерное охлаждение атомов для применений в квантовой информатике и метрологии*

И.И. Рябцев, А.В. Тайченачев, П.Л. Чаповский, А.Н. Гончаров, В.И. Юдин, Л.В. Ильичев,
А.Э. Бонерт, Д.В. Бражников, И.И. Бетеров, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, И.Г. Неизвестный,
А.В. Латышев, С.Н. Багаев, А.Л. Асеев

Лазерное охлаждение атомов и их применение являются актуальным направлением современной атомной, лазерной и квантовой физики. Ультрахолодные атомы, захваченные в ловушки на основе световых и электромагнитных полей, позволяют выполнять эксперименты на больших масштабах времени и в условиях отсутствия эффекта Доплера и столкновений, которые являются главными факторами уширения спектральных линий. Такие атомы находят разнообразное применение в фундаментальных исследованиях, прецизионной спектроскопии, оптических атомных стандартах частоты нового поколения и квантовой информатике. В статье дается краткий обзор достижений в области экспериментальных исследований ультрахолодных атомов, проводимых в Сибирском отделении РАН (СО РАН). Исследования выполнены в рамках проектов РФФИ и интеграционных проектов СО РАН сотрудниками трех институтов СО РАН и Новосибирского государственного университета.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, магнитооптическая ловушка, ридберговские атомы, бозе-конденсат, оптический стандарт частоты.

*

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 09-02-90427, 10-02-00133, 10-02-92624, 13-02-00283, 14-02-00680, 03-02-17553, 06-02-16415, 06-02-08134-офи, 09-02-00801, 12-02-01130, 15-02-05754, 12-02-00403, 12-02-00454, 12-02-31208, 14-02-00712, 14-02-00806, 15-02-06087 и 15-32-20330).



РЯБЦЕВ

Игорь Ильич

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ТАЙЧЕНАЧЕВ

Алексей Владимирович

Институт лазерной физики
СО РАН



ЧАПОВСКИЙ

Павел Львович

Институт автоматики
и электрометрии СО РАН



ГОНЧАРОВ

Андрей Николаевич

Институт лазерной физики
СО РАН



ЮДИН

Валерий Иванович

Новосибирский национальный
исследовательский государ-
ственный университет



ИЛЬИЧЕВ

Леонид Вениаминович

Институт автоматики
и электрометрии СО РАН



БОНЕРТ

Анатолий Эрнстович

Институт лазерной физики
СО РАН



БРАЖНИКОВ

Денис Викторович

Институт лазерной физики
СО РАН



БЕТЕРОВ

Илья Игоревич

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ТРЕТЬЯКОВ

Денис Борисович

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ЭНТИН

Василий Матвеевич

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



НЕИЗВЕСТНЫЙ

Игорь Георгиевич

член-корреспондент РАН,
Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ЛАТЫШЕВ

Александр Васильевич

член-корреспондент РАН,
директор Института физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



БАГАЕВ

Сергей Николаевич

академик,
директор Института лазерной
физики СО РАН



АСЕЕВ

Александр Леонидович

академик, вице-президент РАН,
председатель СО РАН,
Институт физики полупроводни-
ков им. А.В. Ржанова СО РАН

Введение

За последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в области лазерного охлаждения нейтральных атомов [1–3]. Использование атомов, захваченных в оптические и электромагнитные ловушки, открывает новые возможности для разнообразных фундаментальных исследований в области атомной спектроскопии. Например, в случае холодных атомов время взаимодействия с зондирующим пробным излучением определяется временем жизни атома в ловушке, которое достигает десятков секунд, а иногда и минут. Ширины оптических резонансов в холодных атомах могут оказаться меньше долей герца, что позволяет вести речь о создании новых оптических стандартов частоты. Отсутствие столкновительного, пролетного и доплеровского уширений приводит к существенному росту измеряемых сигналов резонансной флуоресценции или поглощения, так как все атомы участвуют во взаимодействии с пробным излучением. Наконец, снимается проблема пространственных неоднородностей лазерных и магнитных полей благодаря локализации холодных атомов в малом объеме.

Исторически увеличение разрешающей способности прецизионной спектроскопии было одним из побудительных мотивов развития методов лазерного охлаждения атомов и ионов [1–3]. При достигаемых в настоящее время температурах поступательного движения (0.1–1 мК) доплеровское уширение оптических переходов в атомах полностью устраняется, эффект отдачи подавляется при использовании оптических решеток холодных атомов, время взаимодействия атома с лазерным полем может достигать многих минут, а дебройлевская длина волны атома становится макроскопически большой (10–100 мкм). Вследствие этого лазерное охлаждение атомов стало основой ряда новых разделов современной физики и техники: бозе-эйнштейновской конденсации разреженных газов, физики столкновений холодных атомов, атомных стандартов частоты нового поколения, квантовых логических элементов, атомных интерферометров, атомной литографии и многих других.

Основными тенденциями современной прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов являются получение сверхузких резонансов на запрещенных оптических переходах для увеличения точности атомных стандартов частоты, формирование и исследование ультрахолодных молекул в бозе-конденсатах для проверки различных теорий межатомных и межмолекулярных взаимодействий, изучение процессов туннелирования атомов в оптических решетках и режима диэлектрика Мотта для загрузки одиночных атомов в узлы решетки, исследование одиночных атомов в оптических дипольных ловушках для создания

регистра кубитов квантового компьютера, возбуждение ультрахолодных атомов в ловушках и решетках в сильно взаимодействующие ридберговские состояния для изучения фазовых переходов и реализации квантовых логических операций.

В настоящей статье дается краткий обзор достижений в области экспериментальных исследований ультрахолодных атомов, проводимых в Сибирском отделении РАН.

Спектроскопия холодных ридберговских атомов рубидия в магнитооптической ловушке

В Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН выполняются экспериментальные и теоретические исследования холодных ридберговских атомов [4] Rb в магнитооптической ловушке. Исследования проводятся в следующих направлениях: а) спектроскопия оптических и микроволновых переходов в ридберговских атомах [5–9]; б) исследование дальнедействующих взаимодействий в ансамблях холодных ридберговских атомов для применения в квантовой информатике [10–15]; в) разработка схем квантовых вычислений с кубитами на основе атомов в оптических ловушках и атомов в ридберговских состояниях [16–21].

Выполнены эксперименты по прецизионной спектроскопии трехфотонного лазерного возбуждения холодных ридберговских атомов Rb в работающей магнитооптической ловушке (МОЛ) [5, 9]. В этих экспериментах холодные атомы Rb, захваченные в МОЛ (рис. 1а) и охлажденные до температуры ~150 мК, возбуждались в начальное ридберговское состояние $37P$ излучением лазеров в геометрии двух жестко сфокусированных скрещенных пучков, что позволило локализовать возбуждение в малой области с характерным размером около 20 мкм. Главной особенностью экспериментов было детектирование одиночных ридберговских атомов методом селективной полевой ионизации

с разрешением по числу регистрируемых атомов [10, 11]. Впервые реализована схема возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2} \rightarrow nP$ с использованием непрерывных одночастотных лазеров на каждой ступени (рис. 1b). Регистрацию спектров трехфотонного возбуждения осуществляли сканированием частоты лазера третьей ступени с длиной волны 743 нм (непрерывный титан-сапфировый лазер).

В спектрах возбуждения наблюдались два пика разной амплитуды (рис. 2). Пик с более высокой частотой соответствует когерентному трехфотонному возбуждению без заселения промежуточных уровней, а пик с более низкой частотой – некогерентному трехступенчатому возбуждению через частично заселенные промежуточные уровни 5P и 6S.

Для анализа спектров была построена четырехуровневая теоретическая модель на основе оптических уравнений Блоха [9]. Хорошее соответствие между экспериментом и теорией достигалось при введении в теоретическую модель дополнительного затухания оптической когерентности вследствие конечной ширины линий лазеров (рис. 2). Показано, что другие источники уширений (паразитные электромагнитные поля, доплеровское уширение, межатомные взаимодействия) также могут быть учтены в этой модели.

Дальнейшие эксперименты по спектроскопии трехфотонного возбуждения были выполнены в предварительно выключаемой на короткое время (20–50 мкс) МОЛ [15]. Для этого на все лазерные лучи были установлены модуляторы, формирующие импульсы длительностью 1–3 мкс, а охлаждающие лазерные лучи предварительно выключались. Лазер первой ступени с длиной волны 780 нм имел синюю отстройку $\delta_1 = +92$ МГц от перехода $5S \rightarrow 5P$, лазер второй ступени с длиной волны 1367 нм был настроен в точный резонанс с переходом $5P \rightarrow 6S$, а лазер третьей ступени сканировался в окрестности перехода $6S \rightarrow nP$ (рис. 3a). В этом случае, при

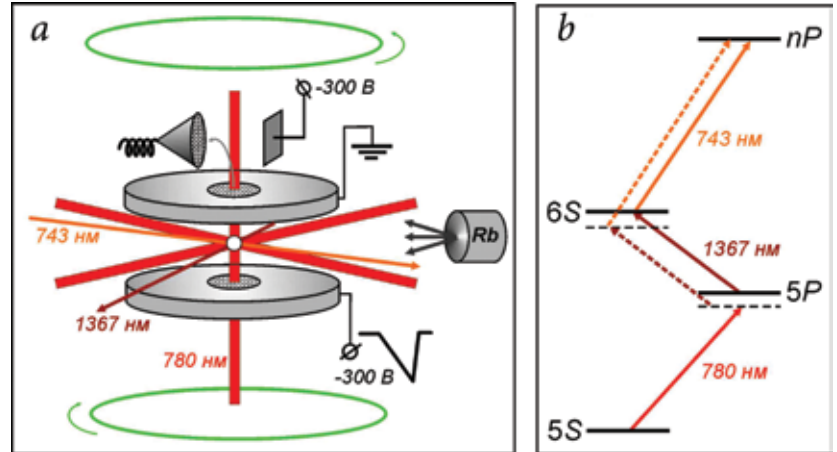


Рис. 1. а – Схема эксперимента с холодными ридберговскими атомами Rb в МОЛ. Ридберговские атомы возбуждаются в малом объеме облака холодных атомов и регистрируются методом селективной ионизации электрическим полем; б – схема трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2} \rightarrow nP$ ридберговских атомов Rb в работающей МОЛ.

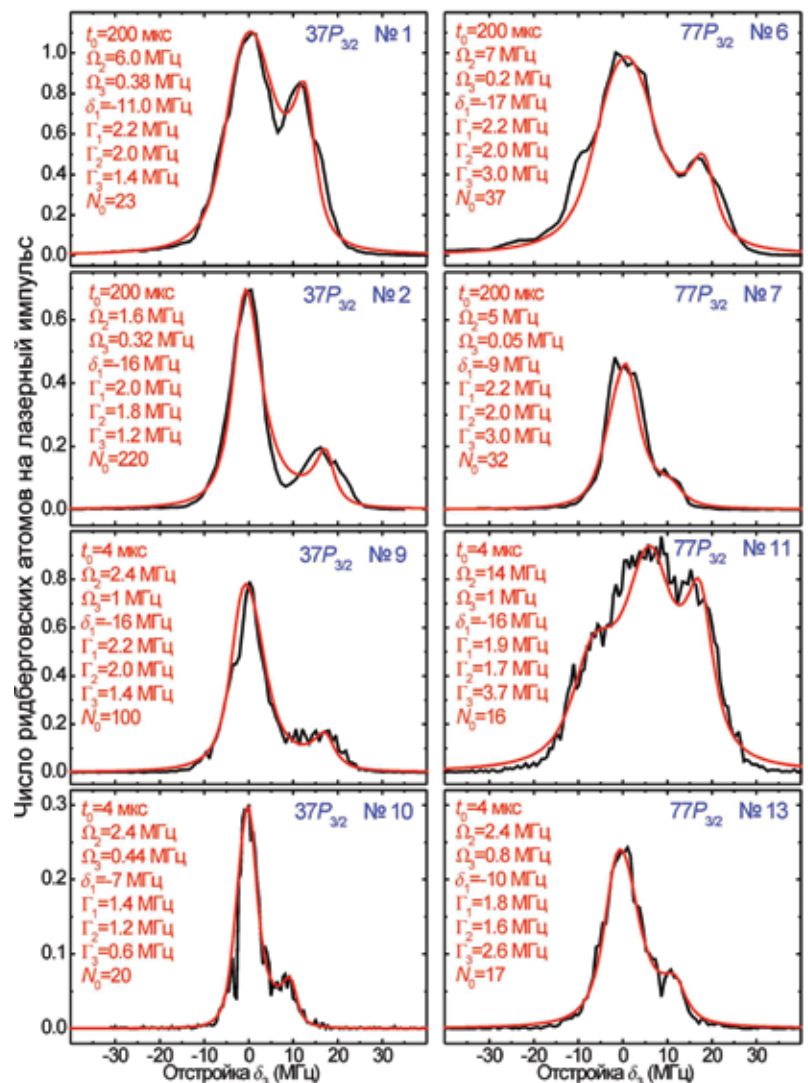


Рис. 2. Экспериментальные (черные кривые) и теоретические (красные кривые) спектры трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2} \rightarrow nP$ холодных ридберговских атомов Rb в работающей магнитооптической ловушке. Показаны параметры, использованные для подгонки теоретической модели: время взаимодействия t_0 , частоты Раби для второй и третьей ступени Ω_2 и Ω_3 , отстройка охлаждающего лазера на первой ступени δ_1 , суммарные ширины линий лазеров и других источников уширений на каждой ступени Γ_1 – Γ_3 и число атомов в объеме возбуждения N_0 . Частота Раби на первой ступени равна экспериментальному значению $\Omega_1 = 10.4$ МГц. Отстройка лазера второй ступени $\delta_2 = 0$.

достаточно больших частотах Раби промежуточных однофотонных переходов, наблюдался узкий пик когерентного трехфотонного возбуждения, отстроенный на величину $\delta_3 = -92$ МГц, а пик некогерентного трехступенчатого возбуждения с нулевой отстройкой был подавлен и имел сильное полевое расщепление вследствие динамического эффекта Штарка для состояния $6S$ (эффект Аутлера–Таунса), как показано на рисунке 3b. При уменьшении частоты Раби на второй ступени это расщепление уменьшалось (рис. 3c). Сравнение с численными расчетами (красные кривые на рисунке 3b, c) показало хорошее соответствие теории и эксперимента при учете конечных ширин линий лазеров.

Для экспериментальной реализации двухкубитовых квантовых операций с холодными атомами требуется уметь включать и выключать взаимодействия между ними. В наших экспериментах взаимодействием между несколькими холодными ридберговскими атомами Rb, находящимися в объеме лазерного возбуждения размером 20–30 мкм, управляли с помощью резонанса Ферстера $Rb(37P) + Rb(37P) \rightarrow Rb(37S) + Rb(38S)$ [12–14]. Резонанс возникает, когда возбуждаемый ридберговский уровень $37P$ находится точно посередине между соседними уровнями $37S$ и $38S$. При этом атомы испытывают резонансное диполь-дипольное взаимодействие. Резонанс достигается путем приложения слабого постоянного электрического поля, а измеряемой величиной является вероятность перехода в конечное состояние $37S$ для 1–5 ридберговских атомов, регистрируемых методом селективной полевой ионизации. Амплитуда и ширина резонанса росли при увеличении числа взаимодействующих атомов в соответствии с теорией [12, 13].

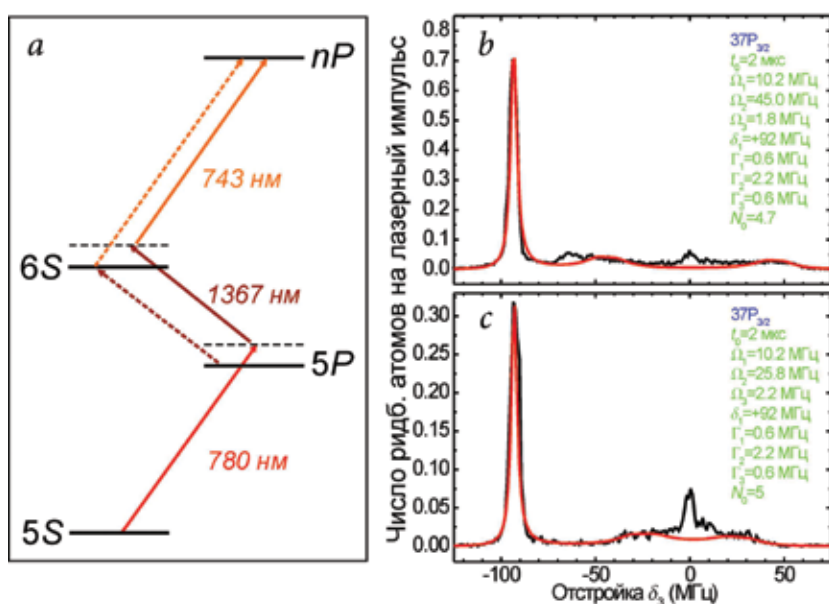


Рис. 3. а – Схема трехфотонного возбуждения ридберговских состояний nP в атомах Rb. Лазер первой ступени имеет синюю отстройку +92 МГц; спектры трехфотонного возбуждения при большой (b) и малой (c) интенсивности лазера второй ступени. Красные кривые – теоретический расчет. Зеленым указаны частоты Раби, отстройки, ширины линий и число атомов в объеме возбуждения.

Нами также были проведены экспериментальные исследования по усилению дальнедействующих взаимодействий холодных ридберговских атомов с помощью резонансов Ферстера, индуцированных радиочастотным (РЧ) полем [15]. Обнаружено, что в присутствии РЧ-поля возникают дополнительные резонансы Ферстера, индуцированные РЧ-полем между несколькими холодными ридберговскими атомами в малом объеме лазерного возбуждения (рис. 4). Эти резонансы соответствуют одно- и многофотонным РЧ-переходам между коллективными многочастичными состояниями ридберговской квазимолекулы, или, что то же самое, пересечениям дополнительных ридберговских уровней Флоке, появляющихся в РЧ-поле. Они могут быть получены как для «доступных» резонансов Ферстера, настраиваемых при помощи только постоянного электрического поля (рис. 4a, b), так и для тех резонансов, которые не могут быть настроены постоянным полем и являются «недоступными» (рис. 4c, d). Таким образом, взаимодействие Ван-дер-Ваальса между почти произвольными высокими ридберговскими состояниями может быть преобразовано в резонансное диполь-дипольное взаимодействие с использованием РЧ-поля.

Получение бозе-эйнштейновского конденсата холодных атомов рубидия

В Институте автоматики и электрометрии СО РАН выполняются экспериментальные и теоретические исследования бозе-эйнштейновских конденсатов (БЭК) атомов Rb. Исследования проводятся в следующих направлениях: а) получение БЭК, разработка методов его диагностики и управления [22–29]; б) экспериментальное исследование межатомных взаимодействий и корреляций в БЭК; в) теоретическое исследование квантовых явлений в БЭК [30–34].

Фотография экспериментальной установки для получения БЭК при-

ведена на рисунке 5а. В установке реализован двухступенчатый метод получения БЭК: 1) захват и охлаждение атомов Rb в МОЛ в зоне с относительно высоким давлением паров рубидия; 2) перенос холодных атомов в зону сверхвысокого вакуума (~ 10 – 12 торр) для их дальнейшего охлаждения в магнитной ловушке с помощью селективного испарения высокочастотным (ВЧ) полем.

Оптическая часть установки состоит из четырех полупроводниковых лазеров с прецизионной стабилизацией частоты излучения с точностью ~ 1 МГц на длине волны 780 нм. Излучение одного из лазеров усиливается в полупроводниковом усилителе до мощности 1 Вт. МОЛ использует шесть лазерных пучков диаметром 3 см с мощностью 60 мВт/пучок. Ловушка захватывает примерно 3×10^9 атомов и охлаждает их до температуры 150 мК.

На первом этапе получения БЭК был реализован перенос атомов из МОЛ в магнитную ловушку и транспортировка холодных атомов в зону сверхвысокого вакуума. Количество атомов в магнитной ловушке на этом этапе составило более 3×10^8 при времени жизни 1–5 мин, в зависимости от условий работы вакуумной системы. Была реализована визуализация холодных атомов в магнитной ловушке по поглощению короткого импульса резонансного излучения. Цифровое изображение оптической плотности облака (рис. 5б) математически обрабатывалось для извлечения информации о количестве захваченных атомов, их температуре, фазовой плотности и пространственном распределении.

На втором этапе получения БЭК было осуществлено подавление потерь атомов в центре магнитной ловушки из-за переворота их магнитного момента (эффект Майораны). Для решения этой задачи была создана новая магнитная ловушка, имеющая специальную конфигурацию магнитного поля с ненулевым полем в центре ловушки (QUIC). Ловушка образована тремя электромагнитами и имеет высокостабильное электрическое пита-

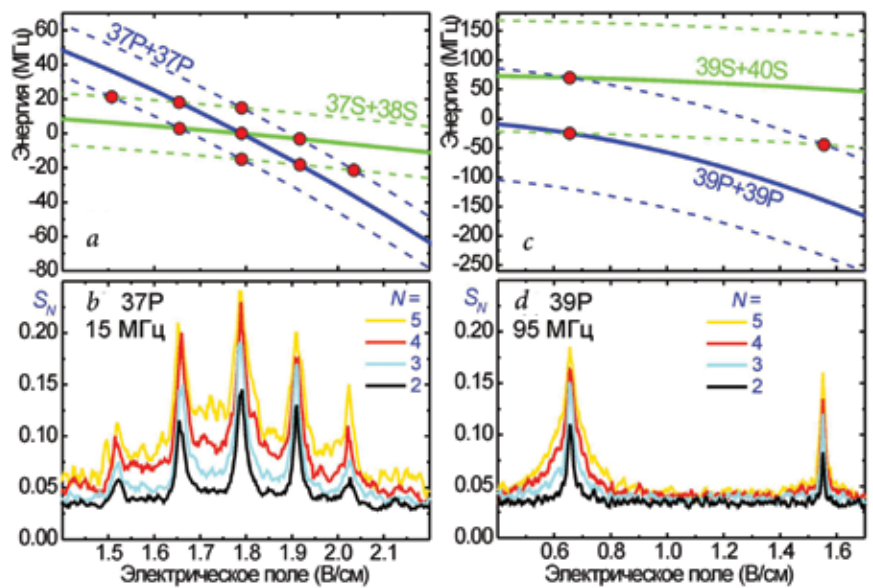


Рис. 4. а – Уровни энергии начального $37P+37P$ и конечного $37S+38S$ коллективных состояний двух ридберговских атомов Rb в электрическом поле и в присутствии первых дополнительных уровней Флоке, отстроенных на 15 МГц. Красные кружки обозначают пересечения состояний Флоке, соответствующие РЧ-индуцированным резонансам Ферстера; б – экспериментальная запись РЧ-индуцированных резонансов Ферстера для $N=2-5$ зарегистрированных ридберговских атомов при РЧ-амплитуде 100 мВ. Положения резонансов согласуются с пересечениями состояний Флоке; с, d – то же самое для «недоступных» резонансов Ферстера на состоянии $39P$ для 95 МГц и 100 мВ. В этом случае наблюдаются только резонансы первого и второго порядка.

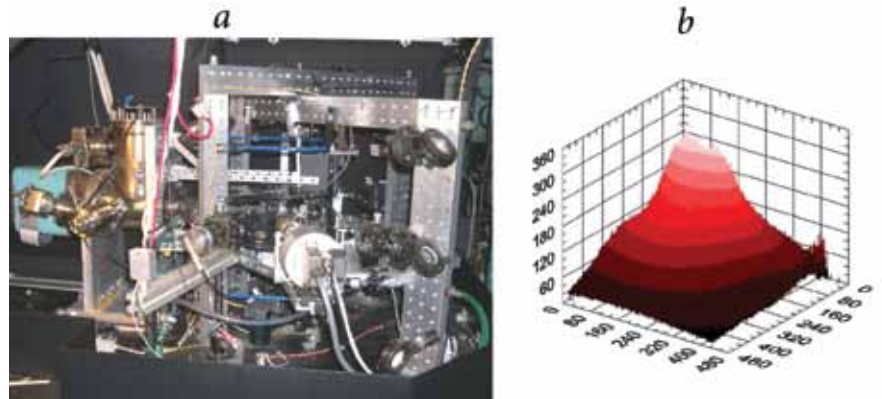


Рис. 5. а – Фотография экспериментальной установки для получения БЭК атомов Rb; б – пространственное распределение атомов рубидия, захваченных в магнитной ловушке. Горизонтальные оси: масштаб 134 пиксель/мм. Вертикальная ось: оптическая плотность, умноженная на 100.

ние с мощностью до 1.5 кВт и током до 35 А.

В экспериментах по получению БЭК мы перешли на охлаждение в магнитной ловушке атомов ^{87}Rb , находящихся в сверхтонком состоянии $F_g=2$ основного электронного состояния $5S$ вместо использовавшихся нами ранее атомов в сверхтонком состоянии $F_g=1$. Это позволило вдвое увеличить глубину магнитного потенциала для атомов Rb в ловушке благодаря вдвое большему магнитному моменту состояния $F_g=2$ по сравнению с состоянием $F_g=1$. Для осуществления такой схемы охлаждения экспериментальная

установка была дополнена системами компенсации остаточных магнитных полей и быстрой оптической накачкой атомов Rb на зеемановский подуровень $M=+2$ сверхтонкого состояния $F_g=2$. Необходимость этого обусловлена тем, что в МОЛ атомы Rb находятся в основном на зеемановских подуровнях, на которых атомы не удерживаются магнитной ловушкой с минимумом магнитного поля в центре.

Далее было реализовано испарительное охлаждение атомов Rb в магнитной ловушке с помощью ВЧ-поля. Это поле генерируется быстрым цифровым синтезатором с возможностью прецизионного управления частотой, амплитудой и фазой ВЧ-поля. С помощью испарительного охлаждения на втором этапе была получена фазовая плотность ультрахолодных атомов ^{87}Rb в магнитной ловушке порядка 1. Минимальная достигнутая температура атомов Rb составляла около 1 мК, а максимальная плотность атомов – 10^{13} – 10^{14} см $^{-3}$.

Для исследования и диагностики ультрахолодных атомов Rb в БЭК был создан полупроводниковый лазер (длина волны 780 нм) со специальными характеристиками: малым дрейфом частоты излучения (менее 5 кГц/ч) и большим диапазоном плавной перестройки частоты (более 300 МГц). Реализована автоматическая калибровка частоты излучения лазера и компьютерное управление частотой и интенсивностью его излучения. Этот лазер используется для получения изображения облака атомов в магнитной ловушке (рис. 6) и для оптической накачки атомов рубидия на нужный зеемановский подуровень при загрузке атомов в магнитную ловушку.

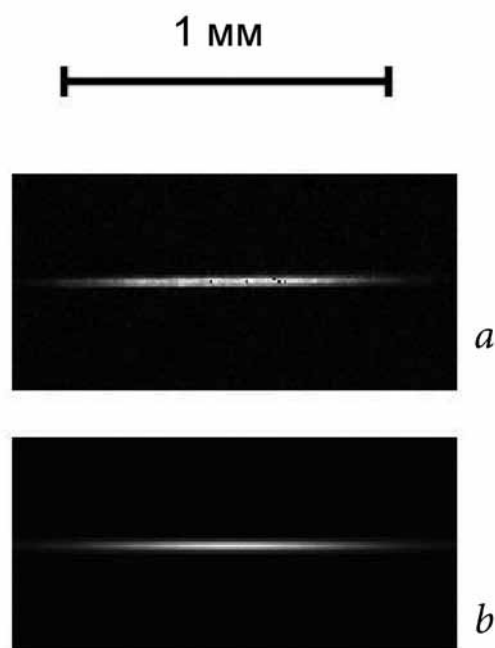


Рис. 6. Пространственное распределение атомов Rb, охлажденных в магнитной ловушке QUIC (a) и теоретическая аппроксимация распределения атомов в ловушке (b).

На третьем этапе проводили работы, направленные на увеличение фазовой плотности атомов Rb в магнитной ловушке и повышение точности ее измерения. При достижении фазовой плотности больше 1 ожидалось появление БЭК атомов Rb, что должно было проявляться в сужении пространственного распределения облака атомов и уменьшении скорости их разлета после выключения магнитного поля ловушки.

Основным экспериментальным результатом данной работы является получение первого в России бозе-эйнштейновского конденсата атомов Rb (рис. 7). В окончательном варианте экспериментальной установки конденсация достигается в несколько стадий. Мы стартуем с давления паров рубидия 10^{-9} торр при комнатной температуре (фазовая плотность частиц 10^{19}). На первой стадии магнитооптическая ловушка захватывает $3 \cdot 10^9$ атомов ^{87}Rb и охлаждает их до температуры 200 мК. Затем атомы переносятся в магнитную квадрупольную ловушку и в ней транспортируются в специальную магнитную ловушку, имеющую ненулевое магнитное поле в минимуме потенциала. В этой ловушке осуществляется ВЧ-охлаждение атомов Rb вплоть до достижения критической фазовой плотности более 1 (температура около 350 нК) и получения БЭК. Конденсат содержит 10^5 – 10^6 атомов, находящихся в сверхтонком состоянии $F_g=2$ основного электронного состояния атомов Rb. В экспериментах наблюдались три ключевых признака БЭК: 1) резкое возрастание фазовой плотности атомов вблизи критической температуры; 2) появление двух фракций в облаке свободно разлетающихся атомов; 3) анизотропный разлет конденсированных атомов (рис. 7). Описание установки и первые экспериментальные исследования БЭК атомов Rb представлены в работе [29]. Полученный таким образом бозе-эйнштейновский конденсат предполагается использовать в экспериментах по проверке фундамен-

тальных законов квантовой физики и в квантовой информатике с кубитами на основе нейтральных атомов.

Получение и исследование холодных атомов магния для создания оптического стандарта частоты

В Институте лазерной физики СО РАН и Новосибирском государственном университете выполняются экспериментальные и теоретические исследования по созданию оптических атомных часов нового поколения. Исследования проводятся в следующих направлениях: а) получение холодных атомов магния и оптической решетки на их основе [35, 36]; б) лазерная спектроскопия сверхузких резонансов в атомах магния [37–41]; в) теоретические исследования методов увеличения точности оптических атомных часов [42–48].

В оптическом стандарте частоты применяются атомы магния, охлажденные и захваченные в МОЛ, которая представляет собой высоковакуумную камеру (рис. 8а), магнитную систему и необходимые оптические компоненты [35–36]. Магнитная система сконструирована с учетом необходимости быстрого включения и

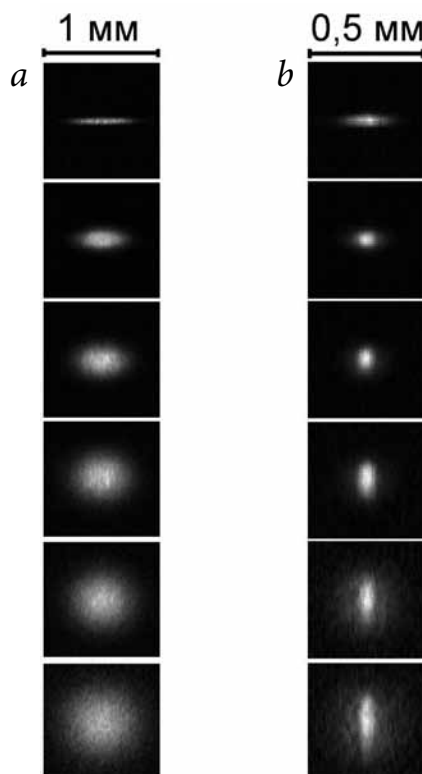


Рис. 7. Картины свободного падения теплового облака атомов, имеющих температуру 0,6 мК (а) и бозе-эйнштейновского конденсата с температурой 0,35 мК (б) после выключения магнитной ловушки. Снимки сделаны с интервалом 5 мс.

выключения магнитного поля. Градиент магнитного поля определяет критическую скорость v_{trap} – максимальную скорость, при которой еще происходит захват атомов магния из теплового атомного пучка. В нашей МОЛ v_{trap} равна примерно 100 м/с, а скорость загрузки ловушки составляет $\sim 10^6$ ат/с. Схема МОЛ представлена на рисунке 8б.

Загрузка МОЛ производится из теплового пучка атомов Mg. Расстояние от источника пучка до центра МОЛ составляло 30 см при диаметре сопла источни-

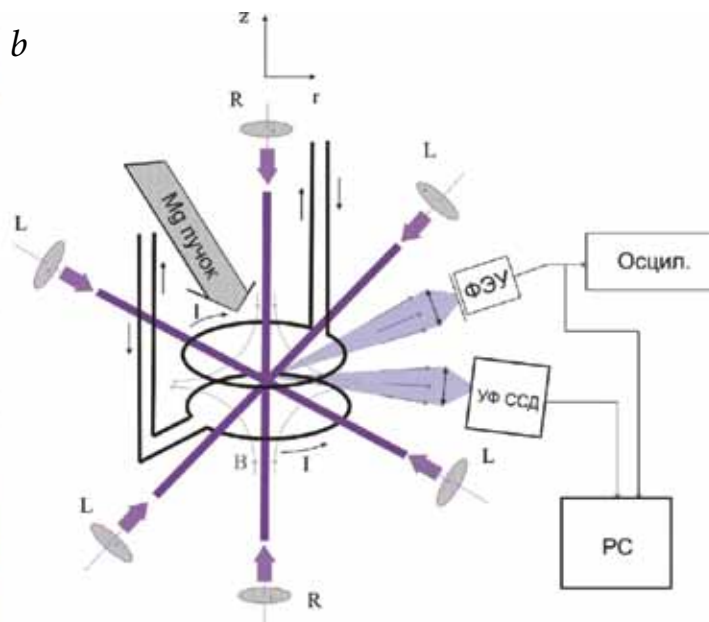


Рис. 8. Внешний вид (а) и схема (б) магнитооптической ловушки для атомов магния.

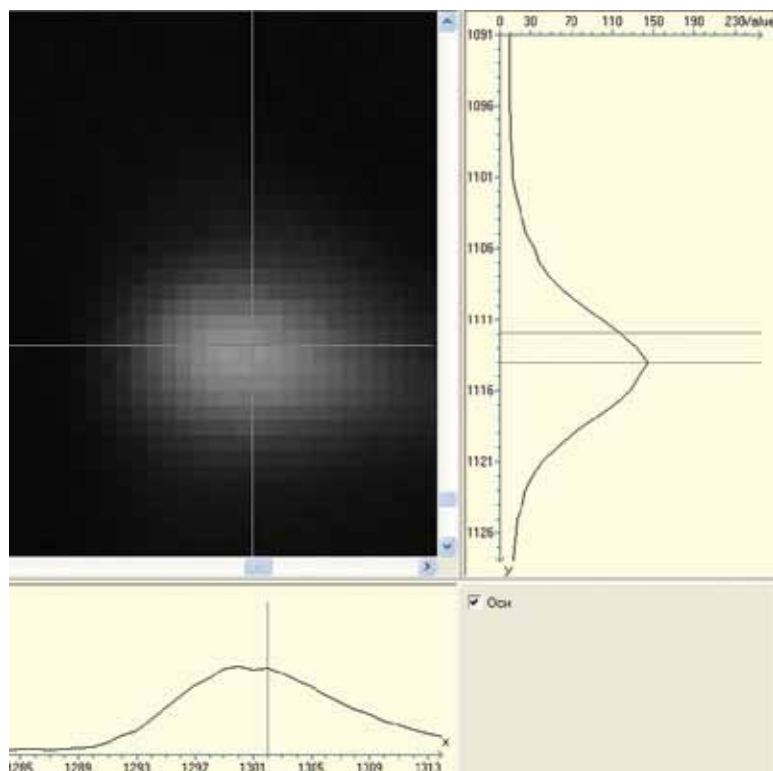


Рис. 9. Изображение облака атомов Mg в МОЛ. Диаметр облака 0.6 мм на полувысоте яркостного сигнала. Масштаб изображения на кадре – 20 пиксел на 1 мм.

ка 0.8 мм и температуре источника 420 °С. Лазерные пучки с радиусом перетяжки 1.5 мм и необходимыми круговыми поляризациями пересекаются в центре МОЛ. Излучение с длиной волны 285 нм формируется лазерной системой на основе кольцевого лазера на красителях (570 нм) и внутрирезонаторного удвоителя частоты с кристаллом бета-бората бария BaB_2O_4 . Мощность излучения на длине волны 285 нм составляет 100 мВт. Отстройка частоты относительно центра перехода $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$, $\delta = -100$ МГц, осуществляется привязкой частоты лазерной системы к резонансам насыщенного поглощения во внешней ячейке, помещенной в продольное магнитное поле. Изменяя магнитное поле в ячейке, можно перестраивать частоту лазерного излучения в диапазоне ± 300 МГц относительно центра перехода. Мощность в каждом из шести пучков составляет 5–7.5 мВт (параметр насыщения перехода $S = 0.2-0.3$). Регистрация захваченных и охлажденных атомов Mg осуществляется с помощью ультрафиолетовой CCD-камеры и фотоэлектронного умножителя. На рисунке 9 представлено изображение облака захваченных атомов магния и пространственное распределение флуоресценции атомов.

Целью дальнейших работ являлось исследование возможности субдоплеровского охлаждения и локализации атомов Mg в оптических решетках и использования их триплетных состояний $^3\text{P}_{0.2}$ с естественными временами жизни $> 10^3$ с для квантовой метрологии. В двухэлектронных атомах (Mg, Ca, Sr, Yb, Hg) имеют-

ся 3P_j метастабильные уровни с временами жизни более 1–10 с, на основе которых можно реализовать узкие оптические реперы частоты. Для этой цели был создан источник лазерного излучения на «часовом» переходе атома магния 457 нм с узкой линией генерации на основе титан-сапфирового лазера (длина волны 914 нм) с последующим удвоением частоты излучения во внешнем резонаторе с нелинейным кристаллом KNbO_3 [37]. Создана система стабилизации частоты по внешнему интерферометру Фабри–Перо. Получена ширина линии излучения около 100 Гц. Это позволило выполнить эксперименты по спектроскопии сверхвысокого разрешения на часовом переходе атомов магния, охлажденных и захваченных в МОЛ [38–42].

Атомы Mg охлаждали и локализовали с помощью лазерного излучения с длиной волны 285 нм (резонансный переход $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$). На время измерений это излучение выключали с помощью акустооптического модулятора (АОМ). Сильное неоднородное магнитное поле МОЛ также выключалось, вместо него включалось однородное магнитное поле величиной 30 Гс. Два импульса излучения 457 нм, необходимые для спектроскопии на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ по схеме Рамси–Борде, формировали с помощью двух АОМ. Частота циклов охлаждения–измерения могла достигать 500 Гц. Сигнал, обратно пропорциональный вероятности перехода атома на уровень $^3\text{P}_1$, регистрировали по люминесценции атомов на резонансном переходе. На рисунке 10 представлена схема экспериментальной установки.

При когерентном взаимодействии холодных атомов Mg с излучением на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ наблюдались узкие оптические резонансы с относительной шириной порядка 10^{-12} . На рисунке 11 представлены записи узких резонансов Рамси–Борде в разнесенных во времени полях для времени задержки 201.8 мкс между импульсами лазерного излучения,

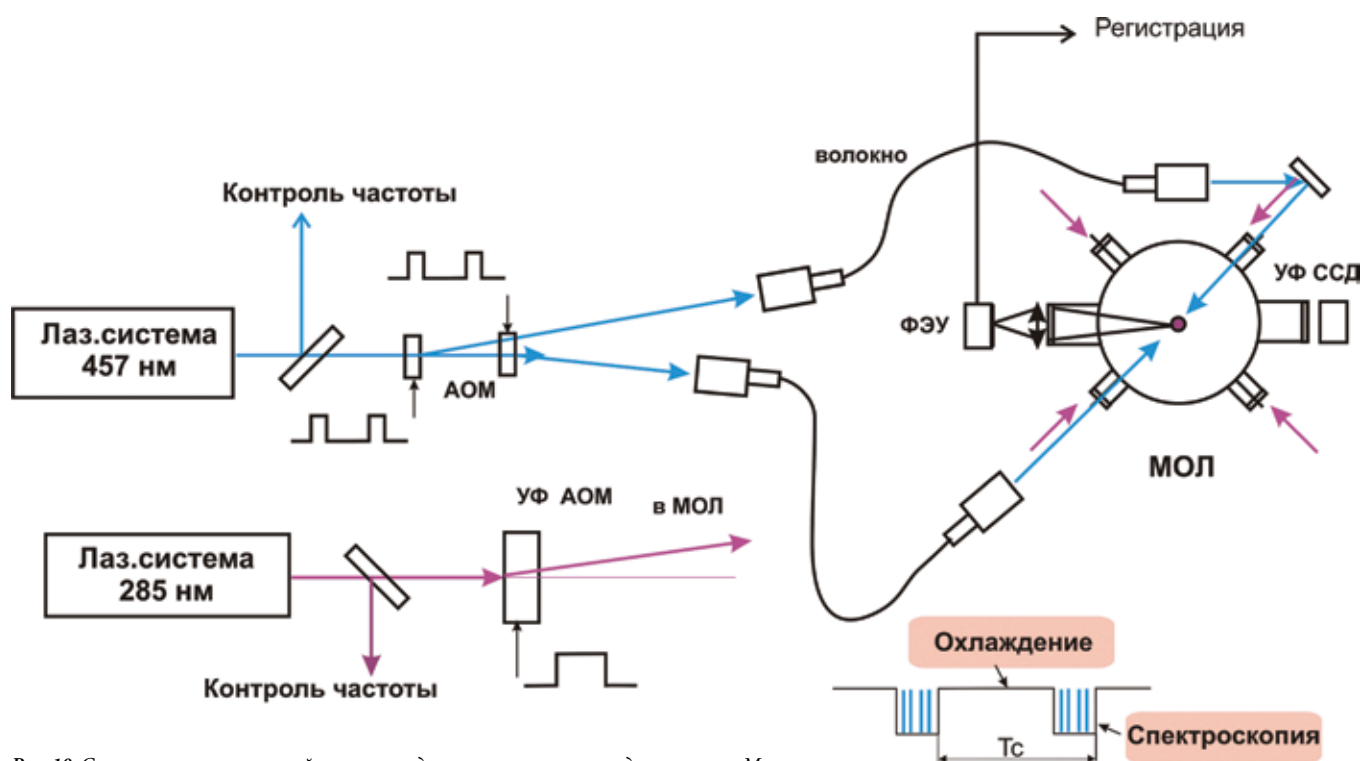


Рис. 10. Схема экспериментальной установки для спектроскопии холодных атомов Mg.

взаимодействующего с холодными атомами Mg в МОЛ. Спектральная полуширина наблюдаемых резонансов Рамси составила ~ 500 Гц, что соответствует фактору добротности спектральной линии $Q = 1.3 \times 10^{12}$.

Заключение

Лазерное охлаждение атомов и их применение являются актуальными направлениями современной атомной, лазерной и квантовой физики. Ультрахолодные атомы, захваченные в ловушки на основе световых и электромагнитных полей, позволяют выполнять эксперименты на больших масштабах времени и в условиях отсутствия эффекта Доплера и столкновений, которые являются главными факторами уширения спектральных линий. Такие атомы находят разнообразное применение в фундаментальных исследованиях, прецизионной спектроскопии, оптических атомных стандартах частоты нового поколения и квантовой информатике. Экспериментальные исследования в этом направлении проводятся в институтах Сибирского отделения РАН. Исследования выполнялись в

рамках проектов РФФИ и интеграционных проектов СО РАН, объединяющих усилия сотрудников трех институтов СО РАН и НГУ.

В институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН проводятся эксперименты по лазерной и микроволновой спектроскопии холодных атомов рубидия в высоковозбужденных (ридберговских) состояниях. В экспериментах осуществлено возбуждение ридберговских состояний тремя непрерывными лазерами и наблюдалось электрически управляемое взаимодействие всего двух ридбергов-

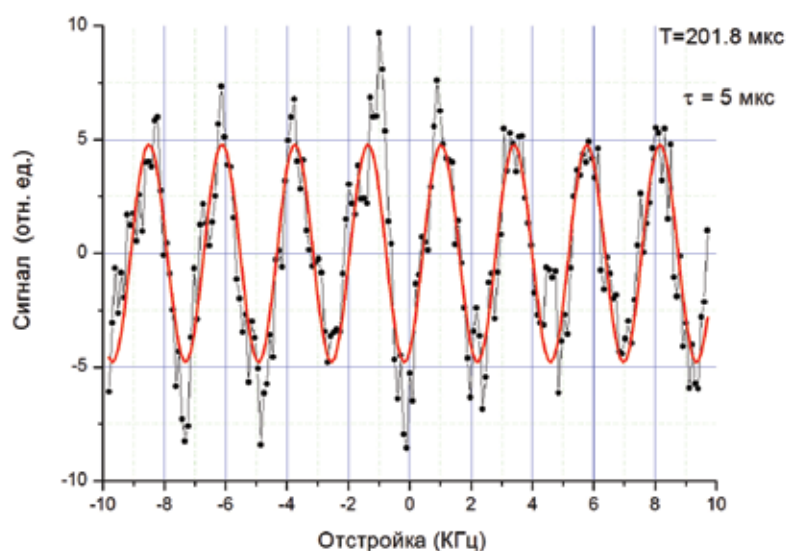


Рис. 11. Резонансы Рамси в разнесенных по времени полях на переходе $3^1S_0-3^3P_1$ в атомах Mg.

ских атомов, которое в дальнейшем предполагается использовать для создания прототипа квантового компьютера с кубитами на холодных атомах.

В Институте автоматики и электрометрии СО РАН был получен первый в России бозе-эйнштейновский конденсат атомов рубидия. Для достижения конденсации применяется несколько стадий охлаждения. Полученный бозе-эйнштейновский конденсат предполагается использовать в экспериментах по проверке фундаментальных законов квантовой физики и в квантовой информатике с кубитами на основе нейтральных атомов.

В Институте лазерной физики СО РАН создаются прецизионные оптические стандарты частоты на ос-

нове холодных атомов магния. Для регистрации реперной линии применяется схема лазерного интерферометра Рамси–Борде, позволяющая регистрировать узкие оптические резонансы поглощения с высокой точностью. На настоящий момент ширина таких резонансов составляет менее 100 Гц, а в будущем ожидается их сужение до величины менее 1 Гц. На основе таких резонансов предполагается создать оптический стандарт частоты с абсолютной погрешностью менее 10^{-16} .

Литература ●

1. C.N. Cohen-Tannoudji
Rev. Mod. Phys., 1998, **70**, 707.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.70.707>.
2. H. Metcalf, P. van der Straten, H.E. Stanley
Laser Cooling and Trapping, Springer, New York, 1999.
3. R. Grimm, M. Weidemüller, Yu.B. Ovchinnikov
Adv. At. Mol. Opt. Phys., 2000, **42**, 95.
DOI: 10.1016/S1049-250X(08)60186-X.
4. T.F. Gallagher
Rydberg atoms, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994.
5. Д.Б. Третьяков, И.И. Бетеров, В.М. Энтин, И.И. Рябцев, П.Л. Чаповский
ЖЭТФ, 2009, **135**, 428.
6. M. Viteau, J. Radogostowicz, A. Chotia, M.G. Bason, N. Malossi, F. Fuso, D. Ciampini, O. Morsch, I.I. Ryabtsev, E. Arimondo
J. Phys. B, 2010, **43**, 155301.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/43/15/155301>.
7. I.I. Ryabtsev, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina
Phys. Rev. A, 2011, **84**, 053409.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.053409>.
8. Д.Б. Третьяков, И.И. Бетеров, В.М. Энтин, Е.А. Якишина, И.И. Рябцев, С.Ф. Дюбо, Е.А. Алексеев, Н.Л. Погребняк, Н.Н. Безуглов, Э. Аримондо
ЖЭТФ, 2012, **141**, 18.
9. В.М. Энтин, Е.А. Якишина, Д.Б. Третьяков, И.И. Бетеров, И.И. Рябцев
ЖЭТФ, 2013, **143**, 831.
10. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov
J. Phys. B, 2005, **38**, S421.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/38/2/032>.
11. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin
Phys. Rev. A, 2007, **76**, 012722.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.012722>.
12. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin
Phys. Rev. Lett., 2010, **104**, 073003.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.073003>.
13. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, E.A. Yakshina
Phys. Rev. A, 2010, **82**, 053409.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.053409>.
14. D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, P.L. Chapovsky, V.I. Yudin, A.V. Taichenachev
Quantum Computers and Computing, 2010, **10**, 32.
15. D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Beterov, C. Andreeva, I.I. Ryabtsev
Phys. Rev. A, 2014, **90**, 041403(R).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.90.041403>.
16. I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, C. McCormick, S. Bergamini
Phys. Rev. A, 2011, **84**, 023413.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.023413>.
17. И.И. Бетеров, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, Е.А. Якишина, И.И. Рябцев, П.Л. Чаповский, В.И. Юдин, А.Н. Гончаров, А.В. Тайченачев, С.В. Пранц
Микроэлектроника, 2011, **40**, 256.
18. И.И. Рябцев, И.И. Бетеров, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин, В.Л. Курочкин, А.В. Зверев, И.Г. Неизвестный
Вестник РАН, 2013, **83**, 606.
19. I.I. Beterov, M. Saffman, E.A. Yakshina, V.P. Zhukov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, C.W. Mansell, C. McCormick, S. Bergamini, M.P. Fedoruk
Phys. Rev. A, 2013, **88**, 010303(R).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.88.010303>.
20. I.I. Beterov, T. Andrijauskas, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, S. Bergamini
Phys. Rev. A, 2014, **90**, 043413.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.90.043413>.
21. I.I. Beterov, M. Saffman, V.P. Zhukov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, C.W. Mansell, C. McCormick, S. Bergamini, M.P. Fedoruk
Laser Phys., 2014, **24**, 074013.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1054-660X/24/7/074013>.
22. О.И. Пермякова, А.В. Яковлев, П.Л. Чаповский
Квантовая электроника, 2005, **35**, 449.
23. П.Л. Чаповский
ЖЭТФ, 2005, **127**, 1035.
24. П.Л. Чаповский
ЖЭТФ, 2006, **130**, 820.
25. П.Л. Чаповский
Квантовая электроника, 2006, **36**, 257.
26. П.Л. Чаповский
Письма в ЖЭТФ, 2007, **86**, 84–88.
27. О.И. Пермякова, А.В. Яковлев, П.Л. Чаповский
Квантовая электроника, 2008, **38**, № 9, 884.
28. П.Л. Чаповский
В сб. *Оптическая спектроскопия и стандарты частоты. Атомная и молекулярная спектроскопия*, Том 2, под ред. Е.А. Виноградова, Л.Н. Синицы, Томск, Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2009, с. 72–91.
29. П.Л. Чаповский
Письма в ЖЭТФ, 2012, **95**, 148.
30. L. V. P'ichov
J. Phys. B, 2009, **42**, 215304.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/42/21/215304>.
31. Л.В. Ильичев, П.Л. Чаповский
ЖЭТФ, 2010, **137**, 842.
32. Л.В. Ильичев
ЖЭТФ, 2011, **139**, 241.
33. Л.В. Ильичев
Письма ЖЭТФ, 2011, **93**, 488.
34. С.Б. Медведев, Ю.В. Лиханова, М.Ф. Федорук, П.Л. Чаповский
Письма в ЖЭТФ, 2014, **100**, 935.
35. S.N. Bagayev, V.I. Baraulia, A.E. Bonert, A.N. Goncharov, M.R. Seydaliyev, A.S. Tychkov
Laser Phys., 2001, **11**(11), 1178.
36. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, S.N. Bagayev
Modern Problems of Laser Physics: MPLP'2008, V Intern. symp., Novosibirsk, Russia, August 24–30, 2008: Technical Digest, Novosibirsk, 2008, p. 72.

37. С.Н. Багаев, В.И. Барауля, А.Э. Бонерт, А.Н. Гончаров, М.Р. Сейдалиев, С.А. Фарносов
Квантовая электроника, 2001, **31**, 495.
DOI: 10.1070/QE2001v031n06ABEH001987.
38. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, S.N. Bagayev
Technical Digest of the Russian-French-German Laser Symposium, RFGLS-2009, 17–22 May 2009, Nizhny Novgorod, Russia, Technical Digest, pp. 95–96.
39. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, R.E. Tumenev, S.N. Bagayev
International Workshop MPLM 2009, 19–21 October 2009, Lercici, Italy, p. 29.
40. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, R.E. Tumenev, S.N. Bagayev
Technical Digest of ICONO/LAT-2010, 23–26 August 2010, Kazan, Russia, invited report IWB3.
41. А.Н. Гончаров, А.Э. Бонерт, Д.В. Бразников, А.М. Шилов, С.Н. Багаев
Квантовая электроника, 2014, **44**, 521.
42. D.V. Brazhnikov, A.E. Bonert, A.N. Goncharov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin
Laser Phys., 2014, **24**, 074011. DOI: 10.1088/1054-660X/24/7/074011.
43. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, C.W. Oates, C.W. Hoyt, Z.W. Barber, L. Hollberg
Phys. Rev. Lett., 2006, **96**, 083001.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.083001>.
44. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, V.D. Ovsiannikov, V.G. Palchikov
Phys. Rev. Lett., 2006, **97**, 173601.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.173601>.
45. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, V.D. Ovsiannikov, V.G. Palchikov, C.W. Oates
Phys. Rev. Lett., 2008, **101**, 193601.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.193601>.
46. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, C.W. Oates, Z.W. Barber, N.D. Lemke, A.D. Ludlow, U. Sterr, Ch. Lisdat, F. Riehle
Phys. Rev. A, 2010, **82**, 011804(R).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.011804>.
47. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.V. Okhapkin, S.N. Bagayev, Chr. Tamm, E. Peik, N. Huntemann, T.E. Mehlstaubler, F. Riehle
Phys. Rev. Lett., 2011, **107**, 030801.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.030801>.
48. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, A. Derevianko
Phys. Rev. Lett., 2014, **113**, 233003.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.233003>.

English

Laser Cooling of Atoms for Applications in Quantum Information and Metrology*

Igor I. Ryabtsev –
Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Aleksey V. Taichenachev –
Institute of Laser Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13/3, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: taichenachev@laser.nsc.ru

Pavel L. Chapovsky –
Institute of Automation and Electrometry,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences
1, Academician Koptug ave.,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Andrey N. Goncharov –
Institute of Laser Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13/3, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: gonchar@laser.nsc.ru

Valeriy I. Yudin –
Novosibirsk State University
2, Pirogova Str.,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: viyudin@mail.ru

Leonid V. Ilchev –
Institute of Automation and Electrometry,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences
1, Academician Koptug ave.,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: leonid@iae.nsk.su

Anatoly E. Bonert –
Institute of Laser Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13/3, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: bonert@laser.nsc.ru

Denis V. Brazhnikov –
Institute of Laser Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13/3, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: x-kvant@mail.ru

Ilya I. Beterov –
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: betarov@isp.nsc.ru

Denis B. Tretyakov –
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: dtret@isp.nsc.ru

Vasily M. Entin –
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: ventin@isp.nsc.ru

Igor G. Neizvestny –
RAS Corresponding Member,
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: neizv@isp.nsc.ru

Aleksandr V. Latyshev –
RAS Corresponding Member,
Director of Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: latyshev@isp.nsc.ru

Sergey N. Bagaev –
Academician,
Director of Institute of Laser Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences
13/3, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: bagayev@laser.nsc.ru

Aleksandr L. Aseev –
Academician, RAS Vice-president,
Chairman of Siberian Branch of RAS,
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: aseev@isp.nsc.ru

*

The work was financially supported by RFBR (projects N 09-02-90427, 10-02-00133, 10-02-92624, 13-02-00283, 14-02-00680, 03-02-17553, 06-02-16415, 06-02-08134-ofi, 09-02-00801, 12-02-01130, 15-02-05754, 12-02-00403, 12-02-00454, 12-02-31208, 14-02-00712, 14-02-00806, 15-02-06087 and 15-32-20330).

Abstract

Laser cooled atoms and their applications represent a hot research area in the modern nuclear, laser and quantum physics. Ultracold atoms confined in light and electromagnetic traps enable us to perform long-term experiments in the absence of the Doppler effect and collisions, which are the main factors of the spectral line broadening. Such atoms find various applications in basic research, precision spectroscopy, optical atomic frequency standards of new generation, and quantum information science. This paper gives a brief overview of advances in experimental studies of the ultracold atoms, which are performed in the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (SB RAS). This research work was implemented within the framework of RFBR grants and integration projects of SB RAS, it consolidated efforts of the scientist teams from three institutes of SB RAS and the Novosibirsk State University.

Keywords: laser cooling, magneto-optical trap, Rydberg atoms, Bose condensate, optical frequency standard.

References

1. C.N. Cohen-Tannoudji
Rev. Mod. Phys., 1998, **70**, 707.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.70.707>.
2. H. Metcalf, P. van der Straten, H.E. Stanley
Laser Cooling and Trapping, Springer, New York, 1999.
3. R. Grimm, M. Weidemüller, Yu.B. Ovchinnikov
Adv. At. Mol. Opt. Phys., 2000, **42**, 95.
DOI: [10.1016/S1049-250X\(08\)60186-X](http://dx.doi.org/10.1016/S1049-250X(08)60186-X).
4. T.F. Gallagher
Rydberg atoms, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994.
5. D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, P.L. Chapovsky
JETP, 2009, **108**, 374.
DOI: [10.1134/S1063776109030029](http://dx.doi.org/10.1134/S1063776109030029).
6. M. Viteau, J. Radogostowicz, A. Chotia, M.G. Bason, N. Malossi, F. Fuso, D. Ciampini, O. Morsch, I.I. Ryabtsev, E. Arimondo
J. Phys. B, 2010, **43**, 155301.
DOI: [10.1088/0953-4075/43/15/155301](http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/43/15/155301).
7. I.I. Ryabtsev, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina
Phys. Rev. A, 2011, **84**, 053409.
DOI: [10.1103/PhysRevA.84.053409](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.053409).
8. D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, N.N. Bezuglov, E. Arimondo
JETP, 2012, **114**, 14. DOI: [10.1134/S1063776111160102](http://dx.doi.org/10.1134/S1063776111160102).
9. V.M. Entin, E.A. Yakshina, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, I.I. Ryabtsev
JETP, 2013, **116**, 721. DOI: [10.1134/S1063776113040110](http://dx.doi.org/10.1134/S1063776113040110).
10. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov
J. Phys. B, 2005, **38**, S421.
DOI: [10.1088/0953-4075/38/2/032](http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/38/2/032).
11. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin
Phys. Rev. A, 2007, **76**, 012722.
DOI: [10.1103/PhysRevA.76.012722](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.012722).
12. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin
Phys. Rev. Lett., 2010, **104**, 073003.
DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.073003](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.073003).
13. I.I. Ryabtsev, D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, E.A. Yakshina
Phys. Rev. A, 2010, **82**, 053409.
DOI: [10.1103/PhysRevA.82.053409](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.053409).
14. D.B. Tretyakov, I.I. Beterov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, P.L. Chapovsky, V.I. Yudin, A.V. Taichenachev
Quantum Computers and Computing, 2010, **10**, 32.
15. D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Beterov, C. Andreeva, I.I. Ryabtsev
Phys. Rev. A, 2014, **90**, 041403(R).
DOI: [10.1103/PhysRevA.90.041403](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.90.041403).
16. I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, C. McCormick, S. Bergamini
Phys. Rev. A, 2011, **84**, 023413.
DOI: [10.1103/PhysRevA.84.023413](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.023413).
17. I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, P.L. Chapovsky, V.I. Yudin, A.N. Goncharov, A.V. Taychenachev
Russ. Microelectronics, 2011, **40**, 237. DOI: [10.1134/S1063739711040020](http://dx.doi.org/10.1134/S1063739711040020).
18. I.I. Ryabtsev, I.I. Beterov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, V.L. Kurochkin, A.V. Zverev, I.G. Neizvestny
Herald of the Russian Academy of Sciences, 2013, **83**(4), 336.
DOI: [10.1134/S1019331613040047](http://dx.doi.org/10.1134/S1019331613040047).
19. I.I. Beterov, M. Saffman, E.A. Yakshina, V.P. Zhukov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, C.W. Mansell, C. McCormick, S. Bergamini, M.P. Fedoruk
Phys. Rev. A, 2013, **88**, 010303(R).
DOI: [10.1103/PhysRevA.88.010303](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.88.010303).
20. I.I. Beterov, T. Andrijauskas, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, S. Bergamini
Phys. Rev. A, 2014, **90**, 043413.
DOI: [10.1103/PhysRevA.90.043413](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.90.043413).
21. I.I. Beterov, M. Saffman, V.P. Zhukov, D.B. Tretyakov, V.M. Entin, E.A. Yakshina, I.I. Ryabtsev, C.W. Mansell, C. McCormick, S. Bergamini, M.P. Fedoruk
Laser Phys., 2014, **24**, 074013.
DOI: [10.1088/1054-660X/24/7/074013](http://dx.doi.org/10.1088/1054-660X/24/7/074013).
22. O.I. Permyakova, A.V. Yakovlev, P.L. Chapovsky
Quantum Electronics, 2005, **35**, 449.
DOI: [10.1070/QE2005v035n05ABEH003462](http://dx.doi.org/10.1070/QE2005v035n05ABEH003462).
23. P.L. Chapovsky
JETP, 2005, **100**, 911. DOI: [10.1134/1.1947315](http://dx.doi.org/10.1134/1.1947315).
24. P.L. Chapovsky
JETP, 2006, **103**, 711. DOI: [10.1134/S1063776106110069](http://dx.doi.org/10.1134/S1063776106110069).
25. P.L. Chapovsky
Quantum Electronics, 2006, **36**, 257. DOI: [10.1070/QE2006v036n03ABEH013132](http://dx.doi.org/10.1070/QE2006v036n03ABEH013132).
26. P.L. Chapovsky
JETP Letters, 2007, **86**, 78. DOI: [10.1134/S0021364007140020](http://dx.doi.org/10.1134/S0021364007140020).
27. O.I. Permyakova, A.V. Yakovlev, P.L. Chapovsky
Quantum Electronics, 2008, **38**, 884.
DOI: [10.1070/QE2008v038n09ABEH013687](http://dx.doi.org/10.1070/QE2008v038n09ABEH013687).
28. P.L. Chapovsky
In Optical spectroscopy and frequency standards, Eds E.A. Vinogradov, L.N. Sinita, Tomsk: Institute of Atmosphere Optics Publishers, 2009, **2**, 72 (in Russian).
29. P.L. Chapovsky
JETP Letters, 2012, **95**, 132. DOI: [10.1134/S0021364012030046](http://dx.doi.org/10.1134/S0021364012030046).
30. L.V. Ilichov
J. Phys. B, 2009, **42**, 215304.
DOI: [10.1088/0953-4075/42/21/215304](http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/42/21/215304).
31. L.V. Ilichev, P.L. Chapovsky
JETP, 2010, **110**, 737. DOI: [10.1134/S106377611005002X](http://dx.doi.org/10.1134/S106377611005002X).
32. L.V. Ilichev
JETP, 2011, **112**, 204. DOI: [10.1134/S1063776111010080](http://dx.doi.org/10.1134/S1063776111010080).
33. L.V. Ilichev
JETP Letters, 2011, **93**, 442. DOI: [10.1134/S0021364011080108](http://dx.doi.org/10.1134/S0021364011080108).
34. S.B. Medvedev, Yu.V. Likhonova, M.P. Fedoruk, P.L. Chapovsky
JETP Letters, 2015, **100**, 829. DOI: [10.1134/S0021364014240114](http://dx.doi.org/10.1134/S0021364014240114).
35. S.N. Bagayev, V.I. Baraulia, A.E. Bonert, A.N. Goncharov, M.R. Seydaliyev, A.S. Tychkov
Laser Physics, 2001, **11**(11), 1178.
36. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, S.N. Bagayev
Modern Problems of Laser Physics: MPLP'2008, V Intern. symp., Novosibirsk, Russia, August 24–30, 2008: Technical Digest, Novosibirsk, 2008, p. 72.

37. S.N. Bagayev, V.I. Baraulya, A.E. Bonert, A.N. Goncharov, M.R. Seidaliev, S.A. Farnosov
Quantum Electronics, 2001, **31**, 495.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1070/QE2001v031n06ABEH001987>.
38. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, S.N. Bagayev
Technical Digest of the Russian-French-German Laser Symposium, RFGLS-2009, 17–22 May 2009, Nizhny Novgorod, Russia, Technical Digest, pp. 95–96.
39. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, R.E. Tumenev, S.N. Bagayev
International Workshop MPLM 2009, 19–21 October 2009, Lercici, Italy, p. 29.
40. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, A.M. Shilov, R.E. Tumenev, S.N. Bagayev
Technical Digest of ICONO/LAT-2010, 23–26 August 2010, Kazan, Russia, invited report IWB3.
41. A.N. Goncharov, A.E. Bonert, D.V. Brazhnikov, A.M. Shilov, S.N. Bagayev
Quantum Electronics, 2014, **44**, 521.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1070/QE2014v044n06ABEH015460>.
42. D.V. Brazhnikov, A.E. Bonert, A.N. Goncharov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin
Laser Phys., 2014, **24**, 074011. DOI: 10.1088/1054-660X/24/7/074011.
43. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, C.W. Oates, C.W. Hoyt, Z.W. Barber, L. Hollberg
Phys. Rev. Lett., 2006, **96**, 083001.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.083001>.
44. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, V.D. Ovsiannikov, V.G. Palchikov
Phys. Rev. Lett., 2006, **97**, 173601.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.173601>.
45. A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, V.D. Ovsiannikov, V.G. Palchikov, C.W. Oates
Phys. Rev. Lett., 2008, **101**, 193601.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.193601>.
46. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, C.W. Oates, Z.W. Barber, N.D. Lemke, A.D. Ludlow, U. Sterr, Ch. Lisdat, F. Riehle
Phys. Rev. A, 2010, **82**, 011804(R).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.011804>.
47. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.V. Okhapkin, S.N. Bagayev, Chr. Tamm, E. Peik, N. Huntemann, T.E. Mehlstaubler, F. Riehle
Phys. Rev. Lett., 2011, **107**, 030801.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.030801>.
48. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, A. Derevianko
Phys. Rev. Lett., 2014, **113**, 233003.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.233003>.

Неклассические излучатели на основе квантовых точек*

В.А. Гайслер, И.А. ДЕРЕБЕЗОВ, А.В. Гайслер, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.Л. Асеев

Разработана и реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов, сочетающая в себе эффективную токовую накачку селективно-позиционированных InAs квантовых точек в пределах микронной апертуры, которая обладает высокой внешней квантовой эффективностью и низкой расходимостью излучения. Методом криогенной микрофотолюминесценции исследована тонкая структура экситонных состояний InAs квантовых точек, выращенных по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста. Продemonстрировано монотонное увеличение расщепления экситонных состояний с увеличением размера квантовых точек до значений $\sim 10^2$ мкэВ. Показано, что в интервале энергий экситонов 1.3–1.4 эВ величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий. Это представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе InAs квантовых точек.

Ключевые слова: излучатель одиночных фотонов, излучатель запутанных фотонных пар, полупроводниковые квантовые точки.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (программа № 24 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов»), Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.621.21.0004), РФФИ (проект № 13-02-01214) и РНФ (проекты № 14-22-00143 и НШ-2138.2014.8).

Введение

Неклассические состояния света, в частности однофотонные фоковские состояния, пары фотонов с запутанной поляризацией, являются важнейшим ресурсом в разработке систем квантовой криптографии и квантовых вычислений, в проведении экспериментов в области фундаментальной квантовой физики [1–4]. Создание эффективных излучателей одиночных фотонов (ИОФ) и излучателей фотонных пар (ИФП) с запутанной поляризацией является абсолютным пределом миниатюризации светоизлучателей и потому одной из наиболее актуальных

и фундаментальных проблем оптики и квантовой электроники в целом и твердотельной нанофотоники в частности.

Источники одиночных фотонов с неклассической статистикой излучения могут быть реализованы только на основе изолированной квантовой системы: одиночного атома, молекулы, центра окраски или «искусственного атома» – полупроводниковой квантовой точки [5–13]. Для создания эффективных ИОФ одно-



ГАЙСЛЕР

Владимир Анатольевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ДЕРЕБЕЗОВ

Илья Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



ГАЙСЛЕР

Алексей Владимирович

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова
СО РАН



БАКАРОВ

Асхат Климович

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова
СО РАН



ТОРОПОВ

Александр Иванович

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова
СО РАН



ЩЕГЛОВ

Дмитрий Владимирович

Институт физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова
СО РАН



ЛАТЫШЕВ

Александр Васильевич

член-корреспондент РАН,
директор Института физики
полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН



АСЕЕВ

Александр Леонидович

академик, вице-президент РАН,
председатель СО РАН,
Институт физики полупроводни-
ков им. А.В. Ржанова СО РАН

временно требуется: 1) локализовать квантовую систему; 2) эффективно накачать ее; 3) эффективно собрать излучение. Все три перечисленные выше проблемы принципиально разрешимы с использованием современных полупроводниковых технологий, позволяющих интегрировать одиночную полупроводниковую квантовую точку (КТ) в полупроводниковый микрорезонатор. Неоспоримым достоинством полупроводниковых ИОФ является также возможность токовой накачки КТ, что позволяет разрабатывать полностью твердотельные излучатели в виде миниатюрных светоизлучающих диодов.

В последние годы направления исследований в этой области сосредоточены на поисках оптимальных способов получения и позиционирования квантовых точек, разработке микрорезонаторов, обеспечивающих максимальную внешнюю квантовую эффективность и минимальную расходимость излучения [5–10, 12]. В данной работе продемонстрирована электролюминесценция одиночных InAs квантовых точек, размещенных в пределах полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора, в котором $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -кольцо микронного размера одновременно выполняет функцию эффективной токовой и оптической апертуры, а также используется для селективного позиционирования КТ в пределах этой апертуры. Брэгговский микрорезонатор с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -кольцом сочетает в себе возможность эффективной токовой накачки КТ, высокую внешнюю квантовую эффективность и низкий уровень расходимости выходного излучения. В отличие от предыдущих конструкций микрорезонаторов для ИОФ, где за основу была взята схема лазера с вертикальным резонатором с оксидной апертурой [7–10], предлагаемый вариант микрорезонатора не содержит оксидных слоев, задающих высокий

уровень механических напряжений, что делает его устойчивым к термоциклированию и работе при криогенных температурах.

В работе О. Бенсона и др. [14] было обосновано, что одиночные квантовые точки могут являться источниками фотонных пар, запутанных по поляризации. Пары запутанных фотонов излучаются одиночными полупроводниковыми КТ в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_x = \hbar/\tau_x$, где τ_x – время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [6, 15–17]. Важно подчеркнуть, что ИФП на основе полупроводниковых КТ также может быть реализован в виде миниатюрного светоизлучающего диода.

В реальных КТ расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} , как правило, многократно превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_x , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной и наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [6, 15, 16]. Это является основным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Исследование факторов, задающих величину ΔE_{FS} , а также условий, при которых расщепление экситонных состояний подавляется до уровня Γ_x , является наиболее актуальной задачей на пути практической реализации ИФП на базе полупроводниковых КТ. В данной работе представлены результаты исследования тонкой структуры экситонных состояний InAs квантовых точек, выращенных по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста. Показано, что массивы КТ, выращенных по данной технологии, содержат подгруппы КТ, для которых величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе InAs квантовых точек.

Конструкция и характеристики микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов

Схема брэгговского микрорезонатора для ИОФ приведена на *рисунке 1*. Он содержит два полупроводниковых брэгговских отражателя (РБО) *p*- и *n*-типа легирования. Верхнее выходное зеркало содержит N_T пар $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs и $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$, нижнее зеркало образовано N_B парами $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs и AlAs. Между зеркалами располагается

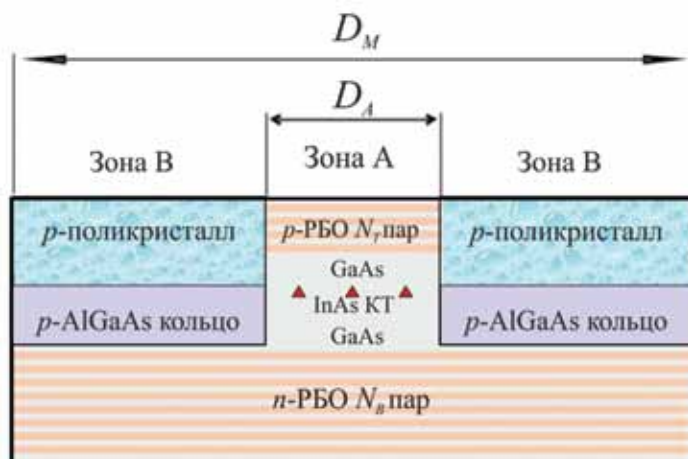


Рис. 1. Схема Брэгговского микрорезонатора для излучателя одиночных фотонов. Микрорезонатор образован двумя полупроводниковыми брэгговскими зеркалами p - и n -типа легирования, содержащими N_T и N_B пар $\lambda/4$ слоев соответственно. Между зеркалами расположен нелегированный слой GaAs толщиной λ , в середине которого находится слой InGaAs квантовых точек. Токковая и оптическая апертуры микрорезонатора задаются кольцом p -AlGaAs толщиной $\lambda/4$.

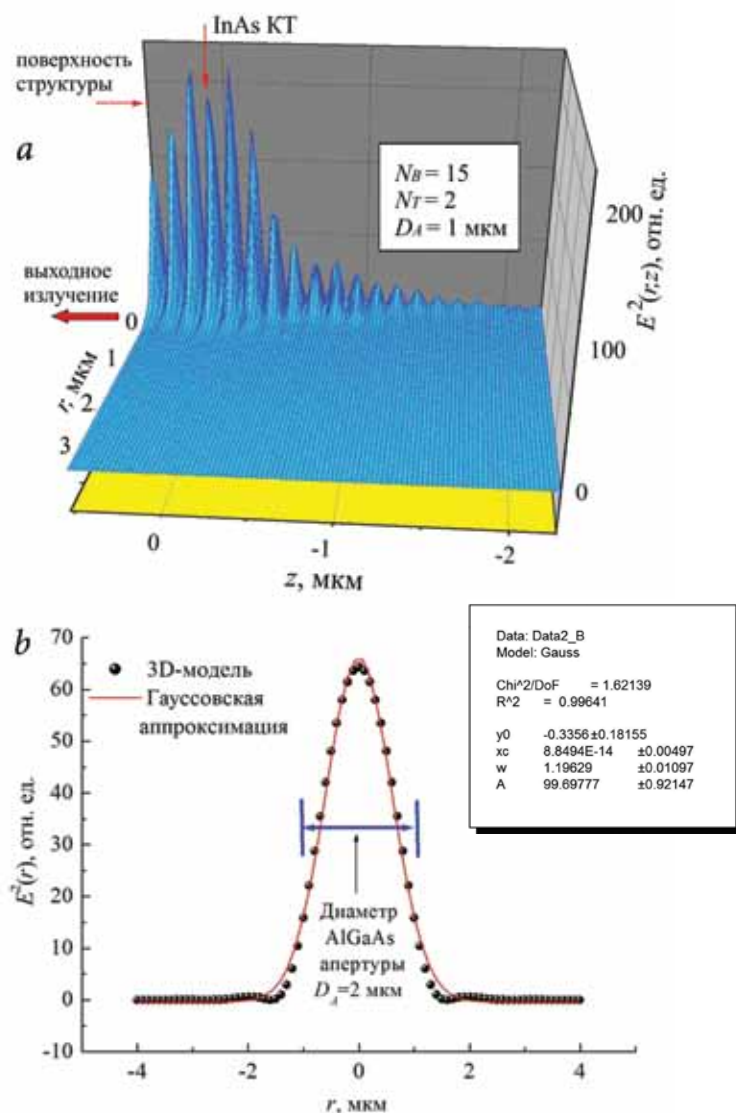


Рис. 2. а — Профиль квадрата амплитуды электрического поля световой волны $E^2(r, z)$ для микрорезонатора с $N_T=2$ и $N_B=15$; б — профиль $E^2(r)$ для координаты z , отвечающей поверхности структуры.

нелегированный слой GaAs толщиной λ . Посередине GaAs-слоя в максимуме стоячей волны микрорезонатора находится слой InAs КТ, которые возбуждаются при пропускании тока через p - i - n -структуру. На рисунке 1 InAs КТ обозначены треугольниками. Слой i -GaAs с InAs КТ имеет форму диска с диаметром D_A . Этот слой окружен кольцом $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ p -типа легирования толщиной $\lambda/4$ с внешним диаметром D_M . Кольцо p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ задает токковую и оптическую апертуры излучателя (зона А).

Это же p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -кольцо задает область для селективного позиционирования КТ. Над этим кольцом (зона В) располагается поликристаллическое кольцо p -типа проводимости, из которого осуществляется инжекция дырок в апертурную область.

При разработке микрорезонатора его конструкцию оптимизировали с целью достижения максимального значения внешней квантовой эффективности фундаментальной моды и минимальной расходимости выходного излучения. Были проведены расчеты основных характеристик фундаментальной моды, таких как частота (резонансная длина волны) фундаментальной моды ω_{cavity} (λ_{FP}), распределение электрических и магнитных полей внутри и вне резонатора, распределение потока электромагнитной энергии (вектор Пойтинга), добротность микрорезонатора для фундаментальной моды Q , эффективный объем фундаментальной моды V_{eff} , ее эффективный диаметр D_{eff} и фактор Парселла F_p . Расчеты выполняли с использованием одномерной модели характеристических матриц (МХМ) [18] и трехмерной модели собственных мод (МСМ) [19].

На рисунке 2 представлены результаты расчетов профиля квадрата амплитуды электрического поля световой волны в пределах микрорезонатора с $N_T=2$ и $N_B=15$. Рисунок 2а, где представлен профиль $E^2(r, z)$, на-

глядно демонстрирует эффективную локализацию энергии электромагнитной волны как в вертикальном (аксиальном) направлении z , что обеспечивается РБО, так и в латеральном (радиальном) направлении r , что задается AlGaAs апертурным кольцом с относительно более низким показателем преломления в сравнении с показателями преломления материалов GaAs и InAs, образующих апертурную область.

На рисунке 2b приведен профиль $E^2(r)$ для координаты z , отвечающей поверхности структуры. Расчетный профиль показан на рисунке точками. Сплошная линия – аппроксимация этого профиля с использованием функции Гаусса. Погрешность аппроксимации не превышает 1%. Таким образом, фундаментальная мода в данном типе микрорезонатора с высокой степенью точности является Гауссовой [20].

Параметром, характеризующим эффективность локализации поля в латеральном направлении, является эффективный диаметр моды D_{eff} :

$$D_{eff} = \frac{\int \varepsilon(r) |E(r)|^2 dr}{\max(\varepsilon(r) |E(r)|^2)}. \quad (1)$$

В уравнении (1) интегрирование проводится вдоль латерального направления r в сечении микрорезонатора, соответствующем максимуму стоячей волны ($z=0$).

Эффективный модовый объем V_{eff} задается выражением (2) [5]:

$$V_{eff} = \frac{\iiint_V \varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max(\varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2)}, \quad (2)$$

в котором интегрирование проводится по всему объему микрорезонатора.

На рисунке 3 приведены результаты расчетов D_{eff} и V_{eff} . Зависимость эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра аперттуры D_A представлена на рисунке 3d. Зависимость $D_{eff}(D_A)$ носит немонотонный характер. По мере уменьшения диаметра аперттуры D_A диаметр моды D_{eff} уменьшается (зависимость носит линейный

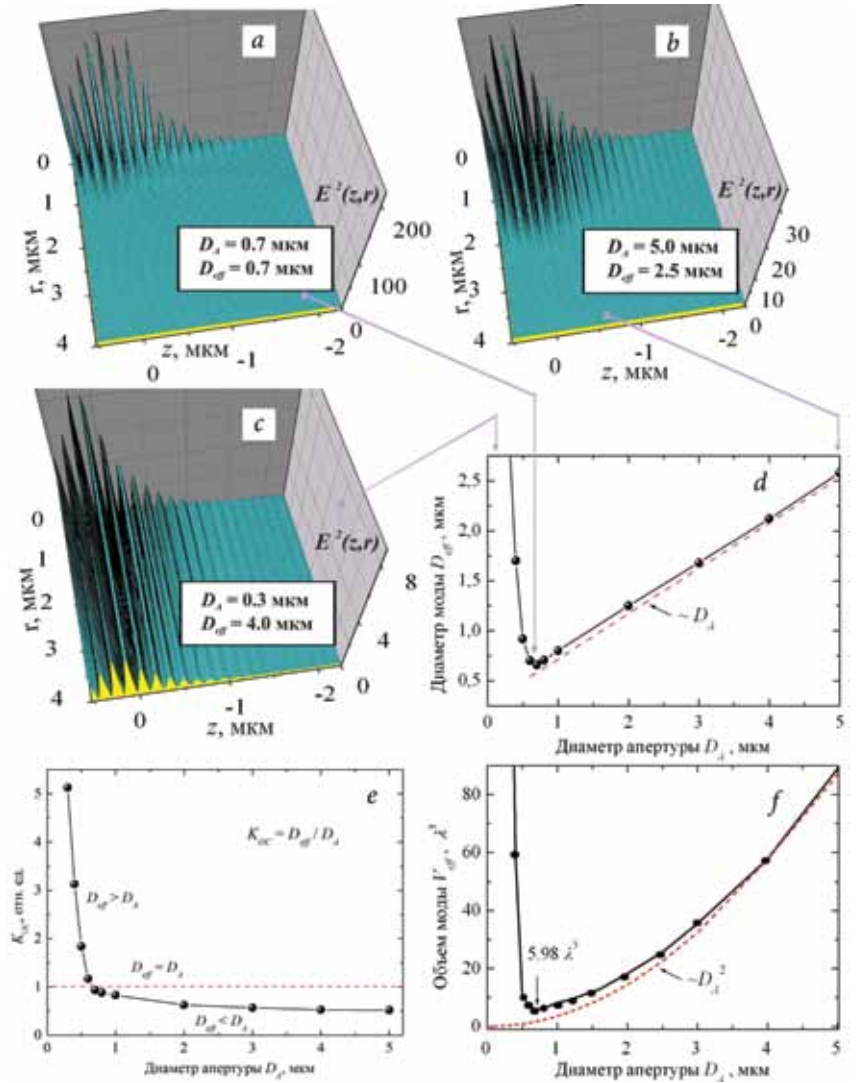


Рис. 3. Профили квадрата амплитуды электрического поля моды $E^2(r, z)$ для микрорезонатора с $N_t=2$ и $N_b=15$ и диаметрами аперттур $D_A=5, 0.7$ и 0.3 мкм (а–с) и зависимости: эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра аперттуры D_A (d), зависимости $K_{OC}(D_A)$ (e) и объема моды V_{eff} от диаметра аперттуры D_A (f).

характер). Однако при очень малых значениях $D_A \leq \lambda$ аперттура уже не обеспечивает эффективную локализацию энергии моды в латеральном направлении, в этой области с уменьшением D_A диаметр моды возрастает. Минимальное значение D_{eff} достигается при $D_A \approx 0.7$ мкм. При $D_A \rightarrow 0$ мода преобразуется в плоскую волну, причем $D_{eff} \rightarrow \infty$. Сказанное хорошо иллюстрируют рисунок 3а–с, где представлены профили квадрата амплитуды электрического поля моды $E^2(r, z)$ для микрорезонаторов с различным диаметром аперттуры.

Эффективность оптического ограничения в латеральном направлении для данного типа микрорезонаторов показана на рисунке 3 – зависимость коэффициента $K_{OC}=D_{eff}/D_A$ от диаметра аперттуры. Из рисунка видно, что при $D_A \approx 5$ мкм и вплоть до значений $D_A \approx 0.7$ мкм обеспечивается высокая эффективность оптического ограничения: $D_{eff}/D_A < 1$.

На рисунке 3*б* приведена зависимость V_{eff} от диаметра апертуры D_A для микрорезонатора с $N_T=2$ и $N_B=15$, объем моды задается в единицах λ^3 . Эта зависимость также носит немонотонный характер и определяется главным образом зависимостью $D_{eff}(D_A)$. Поскольку $D_{eff}(D_A)$ линейна на участке D_A от 0.7 до 5 мкм (рис. 3*д*), то зависимость $V_{eff}(D_A)$ должна быть квадратична на данном участке, что подтверждается рисунком 3*б*. При $D_A < 0.7$ мкм с уменьшением диаметра апертуры объем моды резко возрастает. Минимальный объем моды достигается при $D_A \approx 0.7$ мкм и составляет около $6\lambda^3$.

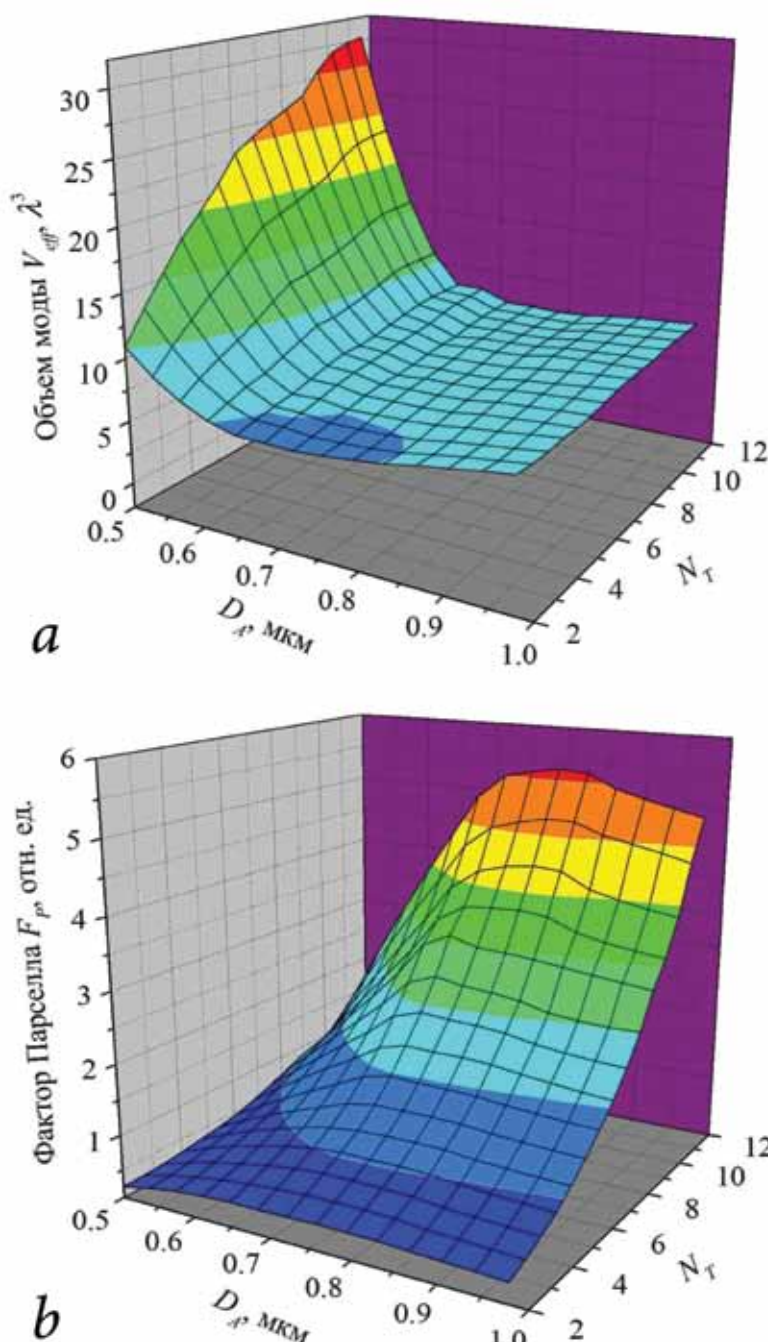


Рис. 4. Зависимости $V_{eff}(D_A, N_T)$ для микрорезонатора с $N_B=15$ (а) и фактора Парселла $F_P(D_A, N_T)$ для микрорезонатора с $N_B=15$ (б).

На рисунке 4 представлены зависимости $V_{eff}(D_A, N_T)$ и $F_P(D_A, N_T)$ для микрорезонатора с $N_B=15$.

Фактор Парселла F_P задается выражением (3) [5]:

$$F_P = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{eff}}. \quad (3)$$

Как видно из графика (рис. 4*б*), максимальное значение фактора Парселла составляет $F_P \approx 5$ и достигается при $D_A \approx 0.7$ мкм, где объем моды минимален, и при максимальном значении $N_T = 12$, где реализуется максимальная добротность.

Внешняя квантовая эффективность излучателя $\eta_{external}$ определяется произведением двух сомножителей:

$$\eta_{external} = \eta_{internal} \times \eta_{extraction}. \quad (4)$$

В совершенных, бездефектных КТ первый сомножитель – внутренняя квантовая эффективность – может достигать $\eta_{internal} \approx 1$ [5, 11, 12]. Таким образом, величина $\eta_{external}$ определяется значением коэффициента вывода излучения $\eta_{extraction}$. Внешнюю квантовую эффективность излучателя рассчитывали следующим образом [5]:

$$\eta_{external} \approx \eta_{extraction} = \beta_{couple} \times \eta_{conf}. \quad (5)$$

Здесь β_{couple} – эффективность связи фотона с фундаментальной модой, которая задается фактором Парселла [5] и η_{conf} – конфигурационный параметр фундаментальной моды, задающий отношение мощности потока, формирующего выходной сигнал излучателя, к суммарной мощности потерь в микрорезонаторе:

$$\beta_{couple} = \frac{F_P}{F_P + 1}, \quad (6)$$

$$\eta_{conf} = \frac{\iint_{S_{top}} S_P \cdot dS}{\sum_i \iint_{S_i} S_P \cdot dS}. \quad (7)$$

В числителе выражения (7) интегрирование проводится по верхней поверхности микрорезонатора S_{top} , в знаменателе – по всем поверхностям S_i , ограничивающим объем микрорезонатора: верхней S_{top} , нижней S_{bot} и боковой S_{side} .

На рисунке 5а представлены результаты расчетов внешней квантовой эффективности $\eta_{external}$ для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ пар слоев в нижнем зеркале (коэффициент отражения зеркала 97.8%). Варьируемыми параметрами являлись диаметр апертуры D_A и число пар слоев в верхнем зеркале N_T . Как видно из рисунка, зависимость имеет экстремум. Максимальное значение $\eta_{external} = 59\%$ достигается при $D_A = 0.7$ мкм и $N_T = 8$. При $D_A < 0.7$ мкм возрастает V_{eff} что задает снижение F_p , β_{couple} и $\eta_{external}$. Снижение $\eta_{external}$ при $D_A > 0.7$ мкм также связано с ростом V_{eff} и уменьшением β_{couple} .

При постоянном D_A с увеличением $N_T > 8$ уменьшение внешней квантовой эффективности $\eta_{external}$ обусловлено снижением уровня η_{conf} . С уменьшением $N_T < 8$ причиной снижения $\eta_{external}$ является значительное уменьшение добротности. Так, для $D_A = 0.7$ мкм и $N_T = 8$ $Q \approx 500$, а для $D_A = 0.7$ мкм и $N_T = 2$ $Q \approx 80$, что влечет за собой уменьшение F_p , β_{couple} и $\eta_{external}$.

Дальнейшее увеличение внешней квантовой эффективности может быть достигнуто в микрорезонаторах с предельно высоким уровнем добротности ($\sim 10^4$). В этом случае F_p может превышать уровень 10, β_{couple} превышать уровень 90% и η_{conf} также может превышать 90%-ный уровень для асимметричных микрорезонаторов.

Расчеты для микрорезонаторов с $N_B = 35$ (коэффициент отражения нижнего зеркала составляет 99.85%) и N_T в интервале 15–25 демонстрируют значения $\eta_{external} \geq 80\%$ (рис. 5b). Максимальное значение $\eta_{external} = 88.4\%$ получено при расчете характеристик микрорезонатора с $N_B = 35$ и $N_T = 19$. В этом случае добротность достигает значения $Q = 1.03 \times 10^4$, фактор Парселла $F_p = 12.48$, $\beta_{couple} = 92.6\%$ и $\eta_{conf} = 95.5\%$.

На рисунке 6 приведены результаты расчета расходимости излучения фундаментальной моды микрорезонатора и профили электрического

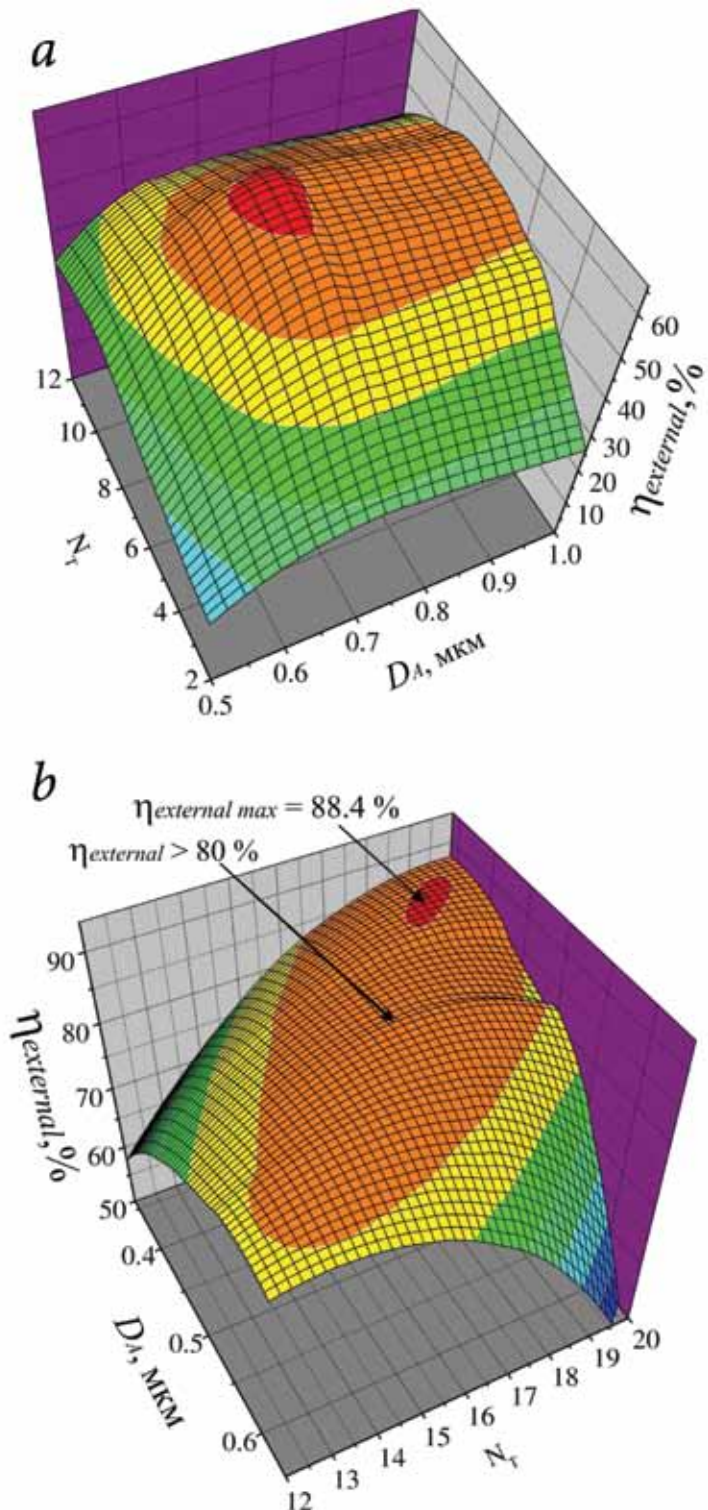


Рис. 5. Зависимости $\eta_{external}(D_A, N_T)$ для микрорезонатора с $N_B=15$ (a) и 35 (b).

поля моды внутри и вне резонатора для различных значений апертуры D_A . Угол расходимости α_{div} определяли по уровню $1/e^2$ плотности мощности выходного излучения. Результаты расчетов для микрорезонатора с $N_B=15$ и $N_T=2$ приведены на рисунке 6d, где представлена зависимость числовой апертуры $NA = \sin(\alpha_{div})$ от диаметра апертуры микрорезонатора D_A . Согласно полученным данным угол расхо-

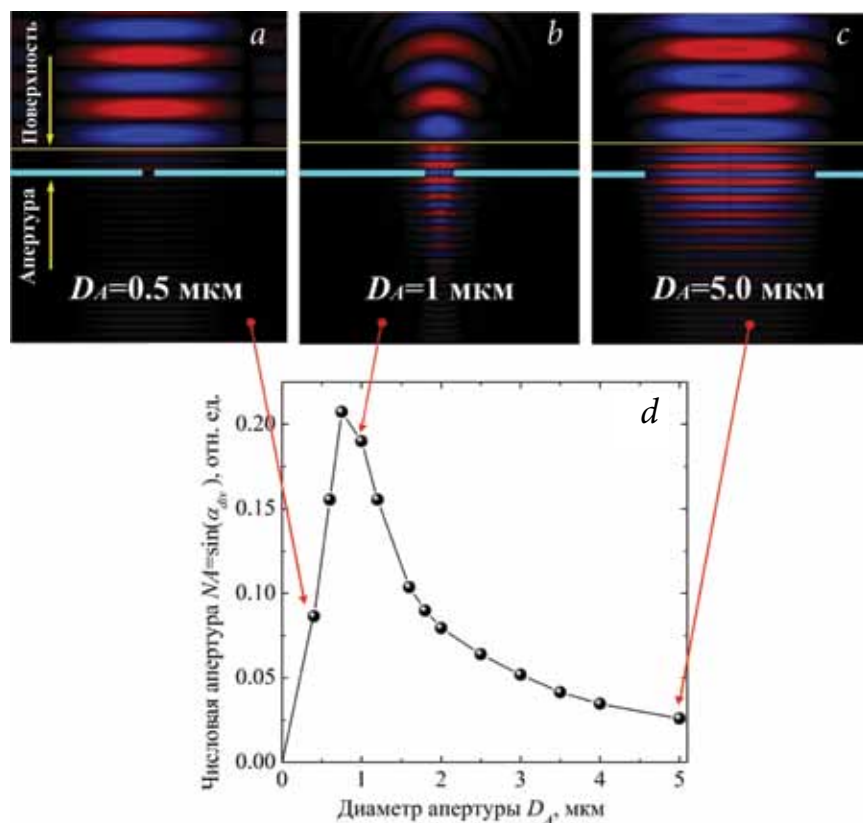


Рис. 6. Профили электрического поля фундаментальной моды внутри и вне резонатора для различных значений диаметров апертуры D_A (a–c) и зависимость расходимости выходного излучения NA от диаметра апертуры D_A для микрорезонатора с $N_T = 2$ и $N_B = 15$ (d).

димости определяется главным образом значением эффективного диаметра моды $D_{eff} \propto \alpha_{div}^{-1} \sim 1/D_{eff}$. При $D_A \rightarrow 0$, $D_{eff} \rightarrow \infty$ мода преобразуется в плоскую волну и $\alpha_{div} \rightarrow 0$. С увеличением $D_A \approx 0.7 \mu\text{m}$ D_{eff} также возрастает (рис. 6d), что приводит к уменьшению угла расходимости. Максимальный уровень расходимости $N_A \approx 0.21$ достигается при $D_A \approx 0.7 \mu\text{m}$, где эффективный диаметр моды D_{eff} имеет наименьшее значение (рис. 3d). Как видно из рисунка 6d, разработанный микрорезонатор характеризуется низким уровнем расходимости излучения $N_A \leq 0.2$, что обеспечивает высокую эффективность ввода излучения в стандартное оптическое волокно [20, 21].

Экспериментальные результаты

Структуры для лабораторных образцов излучателей выращивали с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Riber C21.

Излучатель формируется в несколько этапов. Первый этап заключается в выращивании на подложке n -GaAs с ориентацией (001) нижнего РБО n -типа легирования и $\lambda/4$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -слоя p -типа легирования (рис. 1). После чего с помощью жидкостного травления формируется кольцо p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с внешним диаметром D_m и внутренним диаметром D_A (рис. 1).

Диаметр мезы D_m составляет $18 \mu\text{m}$, диаметр апертуры D_A варьируется в интервале 1 – $10 \mu\text{m}$. Затем на установке МЛЭ осуществляется повторный рост, при котором выращивается нелегированный слой GaAs толщиной λ , содержащий в середине InAs КТ. Слой InAs КТ выращивали по механизму Странского–Крастанова [5, 6, 11–13]. На поверхности GaAs выращивается нелегированный слой InAs критической толщины (~ 1.8 монослоя), по достижении которой формируется массив самоорганизованных InAs КТ. Слой InAs КТ выращивается нелегированным слоем GaAs с толщиной $\lambda/2$. На поверхности этого слоя выращивается верхний РБО p -типа легирования. Низкая плотность КТ на уровне $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$ достигалась благодаря использованию методики роста, описанной в работе [22]. На последнем этапе изготовления излучателей наносили диэлектрические слои и формировали контактные площадки (рис. 7).

Квантовые точки, находящиеся в пределах внутреннего диаметра D_A (зона А, рис. 1), расположены в области p - n -перехода, поэтому они могут эффективно возбуждаться при подаче положительного смещения на структуру. В зоне В плотность тока значительно ниже из-за наличия широкозонного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -слоя, и кроме того, КТ, находящиеся в этой зоне, не могут возбуждаться при пропускании тока, так как они находятся вдали от p - n -перехода в p -области структуры.

Условия для повторного роста в зонах А и В существенно отличаются друг от друга. В пределах зоны А повторный рост начинается со слоя GaAs и осуществляется в штатном режиме, при этом формируются высококачественные КТ и совершенные РБО, что подтверждается данными по фотолюминесценции и отражению. В зоне В повторный рост начинается со слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.6$), содержащего трудноустраняемые окислы алюминия, что при-

водит к значительному ухудшению качества выращиваемых слоев и образованию поликристаллических областей (рис. 1 и 7). В этих условиях КТ практически не образуются или образуются дефектные КТ с нулевой квантовой эффективностью, что подтверждается спектральными данными по фотолюминесценции. Два названных фактора обеспечивают эффективное позиционирование КТ в пределах апертуры А.

На рисунке 7 приведено изображение излучателя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), на котором отчетливо видна монокристаллическая апертурная (зона А) и поликристаллическая области (зона В).

Лабораторные образцы излучателей, исследованные в данной работе, содержали $N_B = 15$ периодов в нижнем РБО и $N_T = 2$ периода в верхнем, что обеспечивает добротность на уровне $Q \approx 80$ и задает ширину резонансной полосы $\Gamma_{FP} \approx 12$ нм, расчетное значение внешней квантовой эффективности составляет $\eta_{external} \approx 25\%$.

При изготовлении лабораторных образцов излучателей особое внимание уделяли получению оптимальной плотности InAs КТ в пределах апертурной области. Для создания неклассических излучателей требуется, чтобы в пределах резонансной полосы в спектрах электролюминесценции проявлялись узкие линии, отвечающие излучению нескольких КТ, в том числе и одиночных InAs КТ.

На рисунке 8 приведены спектры электролюминесценции, полученные при $T = 10$ К для набора излучателей. На рисунке 8а представлены спектры электролюминесценции излучателя, полученные при различных уровнях токового возбуждения, где проявляется вклад нескольких КТ (предположительно двух).

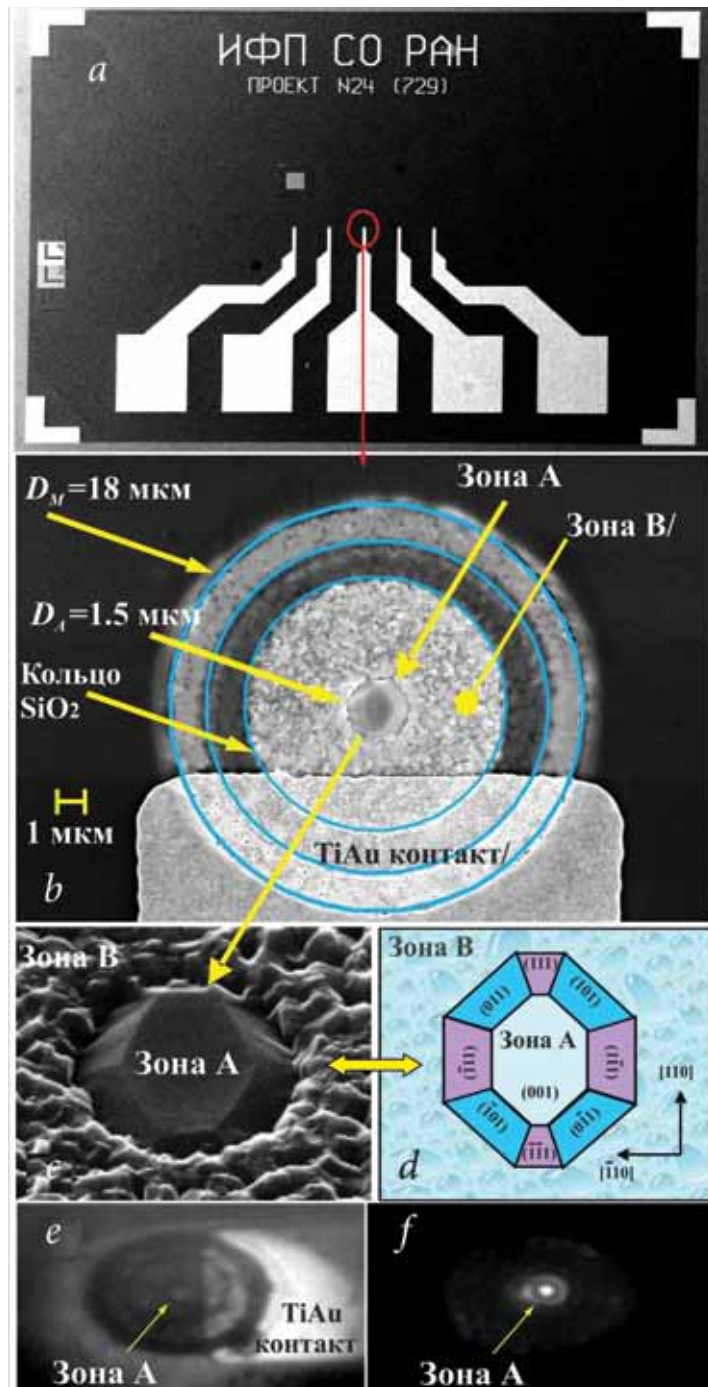


Рис. 7. Вид кластера, содержащего пять излучателей (а), мезоструктуры с $D_M = 18$ мкм и $D_A \approx 1.5$ мкм (б) (данные СЭМ), апертурная область структуры (данные СЭМ) (с), кристаллографические грани апертурной области (д), микрофотографии излучателей ($T=10$ К), полученные ПЗС-камерой, расположенной в системе фокусировки методики микролюминесценции (е, ф): вид структуры (е) и излучение при подаче положительного смещения (ф).

Рисунок 8б–д демонстрируют спектры электролюминесценции трех других лабораторных образцов излучателей, где проявляется вклад одиночных InAs КТ. При наименьших уровнях токового возбуждения, спектры содержат одиночные узкие пики, отвечающие рекомбинации экситонов. По мере увеличения накачки в спектре появляются дополнительные пики, отвечающие рекомбинации биэкситонов и трионов (рис. 8б).

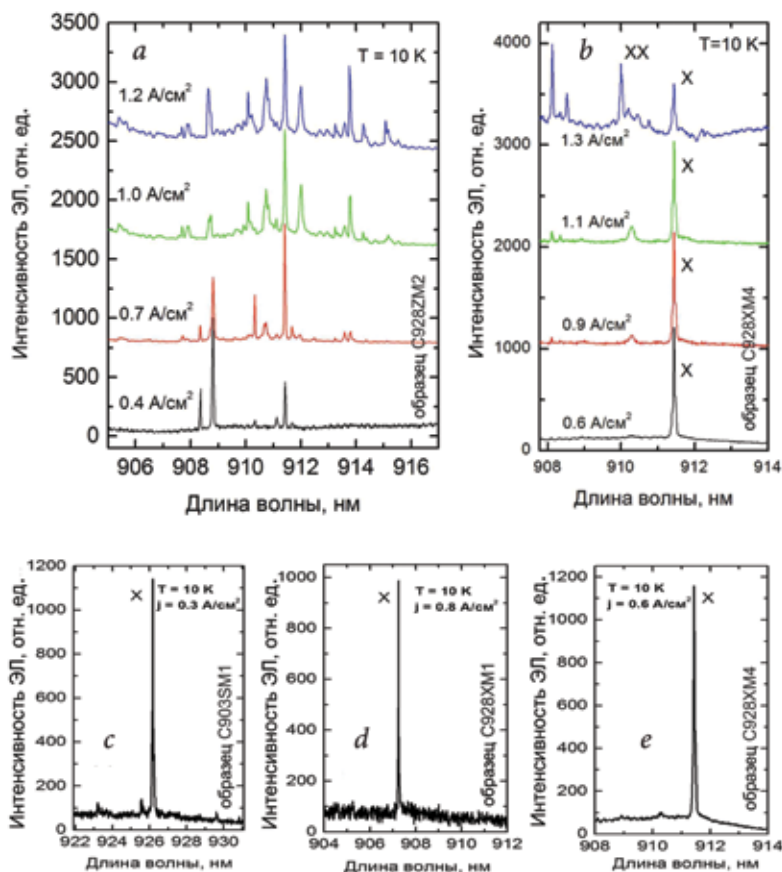


Рис. 8. Спектры электролюминесценции (ЭЛ), содержащие пики нескольких КТ (а), и одиночных КТ (b-e). На рисунках (b) и (e) приведены данные, полученные на одном образце.

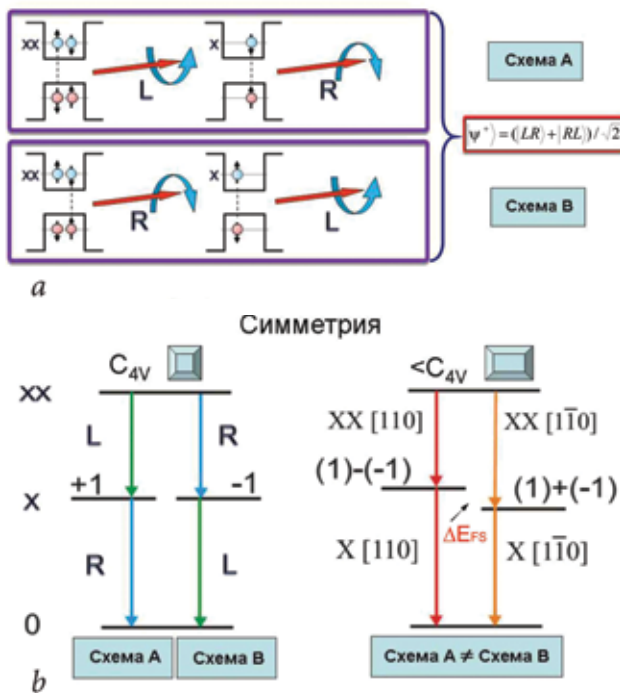


Рис. 9. а – Схема процесса излучения фотонных пар, запутанных по поляризации, которые образуются в результате каскадной рекомбинации биэкситона и экситона КТ; б – экситонные состояния КТ с симметрией C_{4v} (левый рисунок) и пониженной симметрией, где вырождение экситонных состояний с моментами $|+1\rangle$ снимается, и экситонные состояния расщепляются на величину ΔE_{FS} на два состояния: $|+1\rangle - |-1\rangle$ и $|+1\rangle + |-1\rangle$ (правый рисунок).

Приведенные данные экспериментально подтверждают возможность создания неклассических излучателей на базе разработанной конструкции микрорезонатора.

Тонкая структура экситонных состояний InAs квантовых точек

Пары запутанных фотонов могут излучаться одиночными полупроводниковыми КТ в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$, где τ_X – время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [5, 6, 14]. Процесс генерации фотонных пар иллюстрирует рисунок 9.

Начальное зарядовое состояние КТ – два электрона со спинами $\pm 1/2$ и две тяжелые дырки с проекциями моментов $\pm 3/2$. В идеальной КТ вероятности процессов рекомбинации электрон-дырочной пары с моментами $(+1/2, -3/2)$ и пары с моментами $(-1/2, +3/2)$ одинаковы. Пусть реализуется первый процесс (рис. 9а, схема А), при этом излучается фотон с левой циркулярной поляризацией, квантовая точка переходит в экситонное зарядовое состояние $(-1/2, +3/2)$, при рекомбинации экситона излучается фотон с правой циркулярной поляризацией. Если же в первую очередь рекомбинирует пара с моментами $(-1/2, +3/2)$ (рис. 9а, схема В), то последовательно излучаются фотоны с правой и левой поляризацией. Таким образом, пары фотонов связаны, запутаны по поляризации, если у первого фотона, отвечающего рекомбинации биэкситона поляризация L (или R), то у второго фотона, отвечающего рекомбинации экситона, противоположна: R (или L).

В реальных КТ расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} как правило,

многократно превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_x , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [6, 15, 16] (рис. 9b).

В данной работе исследована тонкая структура экситонных состояний InAs КТ, выращенных по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста. Исследованные образцы выращивали на установке МЛЭ «Riber C21» на подложках GaAs с ориентацией (001). На поверхности GaAs выращивали слой InAs критической толщины (~1.8 монослоя), по достижении которой начинает формироваться массив самоорганизованных InAs КТ. По достижении критической толщины процесс роста InAs прекращался, и в течение времени τ_{GI} формировался массив InAs КТ по механизму Оствальда, после чего слой InAs КТ зарастивался GaAs. Время ростовой паузы τ_{GI} варьировалось от единиц до сотен секунд. Продолжительность ростовой паузы τ_{GI} в значительной степени определяет параметры массива InAs КТ. С увеличением τ_{GI} до 10–100 с формируются массивы КТ высокой плотности (до 10^{10} см⁻²), возрастает средний размер КТ, а также дисперсия их размеров. Напротив, использование в ростовом эксперименте малых τ_{GI} (единицы секунд) является эффективным способом получения массива КТ сверхмалой плотности (до 10^6 см⁻²). При этом формируются КТ минимального размера с малой дисперсией размера.

На рисунке 10 представлены спектры микрофотолюминесценции двух структур с InAs КТ. При выращивании первой структуры (рис. 10a) ростовая пауза составляла $\tau_{GI} = 120$ с, при этом формировался массив КТ с высокой плотностью ~ 10^{10} см⁻². Вторую структуру (рис. 10b) выращивали с прерыванием роста $\tau_{GI} = 3$ с, что позволило получить очень низ-

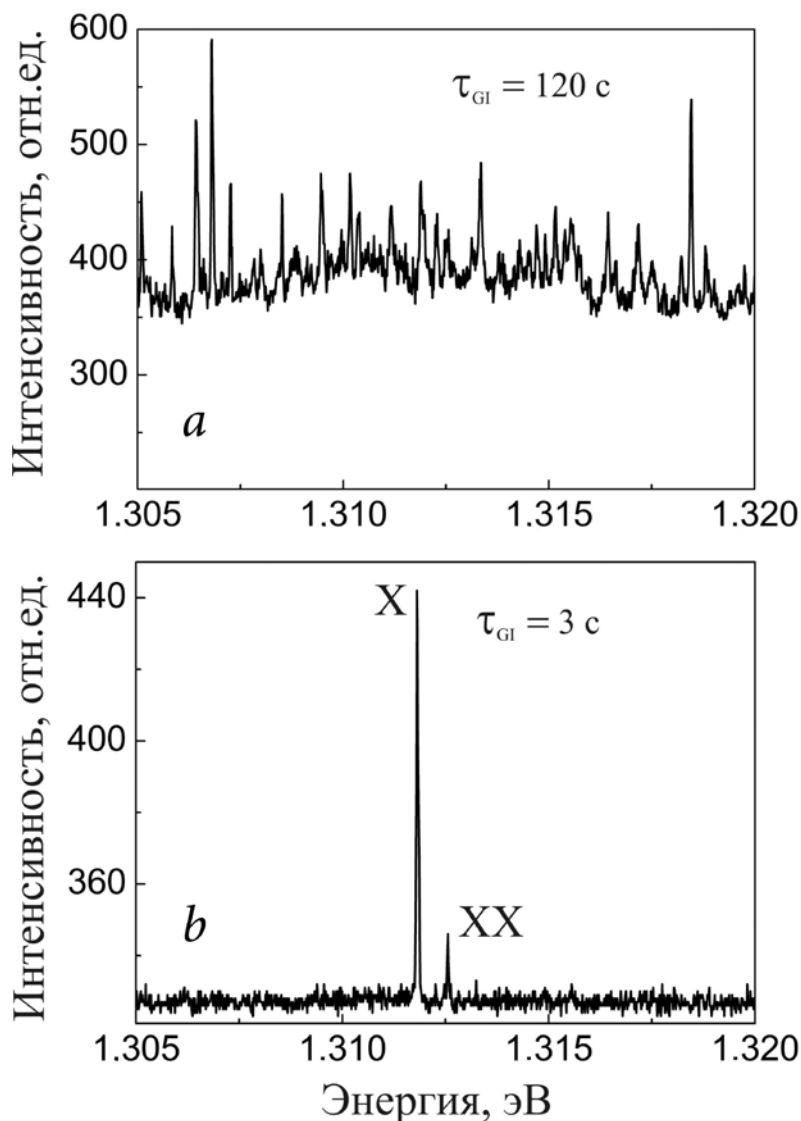


Рис. 10. Спектры микрофотолюминесценции структур с InAs КТ, $T=10$ К. X – линия экситона, XX – линия биэкситона.

кую плотность КТ на уровне ~ 10^6 см⁻². В спектрах отчетливо видны узкие пики, соответствующие люминесценции одиночных КТ. В первом образце спектр люминесценции содержит десятки пиков от различных КТ, образующих континуум, что затрудняет интерпретацию этих пиков и анализ их характеристик. Для второго образца с низкой плотностью КТ (~ 10^6 см⁻²) среднее расстояние между КТ составляет около 10 мкм (диаметр лазерного пятна на поверхности образца ~2 мкм), что уверенно позволяет возбуждать и анализировать люминесценцию одиночных InAs квантовых точек, не прибегая к дополнительным нанотехнологическим операциям, таким как формирование субмикронных мез или формирование субмикронных апертур в слоях металла, нанесенного на поверхность структуры.

С использованием поляризационной методики микрофотолюминесценции нами были определены

параметры ΔE_{FS} для 135 одиночных InGaAs КТ, полученных по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста. Величина ΔE_{FS} определялась как разница энергий фотонов $X[110]$ и $X[1\bar{1}0]$, отвечающих экситонной рекомбинации в КТ. Погрешность определения ΔE_{FS} составляла $\sigma_{FS} = \pm 1.6$ мкэВ, что сравнимо с естественной шириной экситонных пиков Γ_X .

На рисунке 11 приведены экспериментальные данные для ΔE_{FS} , по горизонтальной оси отложена энергия экситона КТ. Отметим основные закономерности полученной зависимости. С уменьшением энергии экситона (с увеличением размера КТ) наблюдается монотонный рост ΔE_{FS} от малых значений до значений ~ 100 мкэВ при энергиях экситона ~ 1.22 эВ. Наблюдается также большой разброс значений ΔE_{FS} при заданной энергии экситона. Эти закономерности отмечались ранее [5, 6, 15]: с увеличением размеров КТ возрастает вероятность отклонения их формы от совершенной, возрастают флуктуации размеров КТ, в частности флуктуации аспектного отношения латеральных и вертикальных размеров. Это приводит к увеличению ΔE_{FS} .

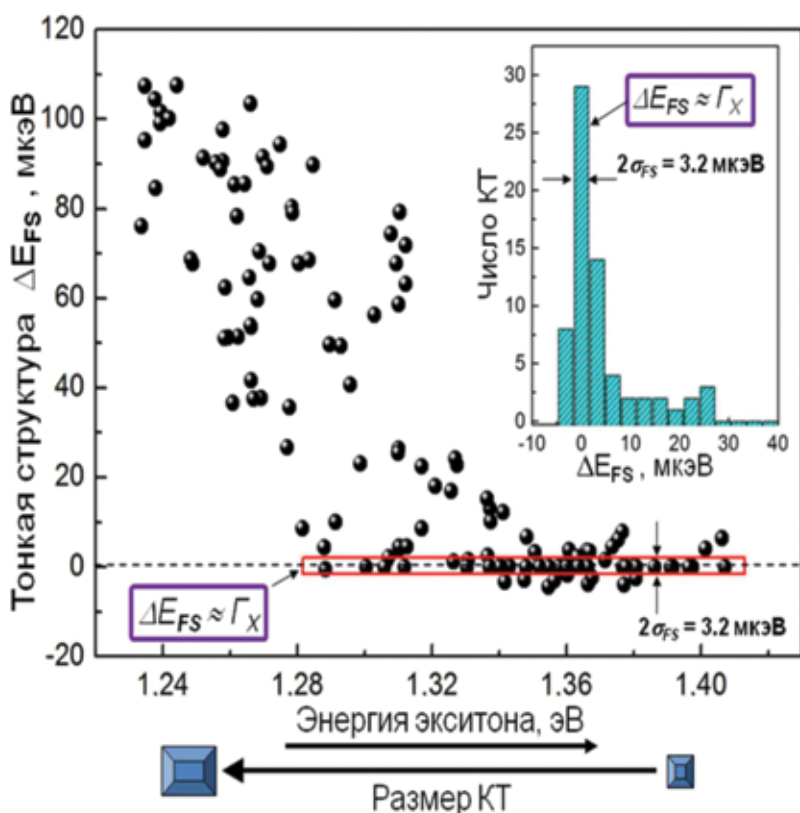


Рис. 11. Расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} для 135 InGaAs КТ, полученных по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста. В прямоугольной рамке выделены экспериментальные точки, для которых ΔE_{FS} сравнимо с естественной шириной экситонных состояний. На вставке приведена гистограмма распределения числа КТ от ΔE_{FS} для интервала ΔE_{FS} от -10 до 40 мкэВ, ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений ~ 3.2 мкэВ, сравнимой с естественной шириной экситонных уровней Γ_X .

Наиболее важной особенностью полученной зависимости является наличие группы КТ с энергией экситонов в интервале $1.3\text{--}1.4$ эВ, для которых ΔE_{FS} близка к нулю в пределах точности измерений $\sigma_{FS} = \pm 1.6$ мкэВ. К этой группе относятся КТ наименьшего размера, где пьезопотенциал не приводит к заметному расщеплению экситонных состояний и отклонение от тетрагональной симметрии минимально. На рисунке 11 эта группа отмечена прямоугольной рамкой. На вставке к этому рисунку приведена гистограмма распределения числа КТ от ΔE_{FS} для интервала ΔE_{FS} от -10 до 40 мкэВ, ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений 3.2 мкэВ, сравнимой с естественной шириной экситонных уровней Γ_X . Как видно из гистограммы, максимум распределения приходится на КТ с $\Delta E_{FS} = 0 \pm 1.6$ мкэВ. Очевидно, что данная выборка КТ представляет большой интерес для создания ИФП.

Закключение

Таким образом, в работе предложена и реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов на основе InAs квантовых точек с токовой накачкой. Конструкция обеспечивает селективное позиционирование InAs квантовых точек в пределах апертуры микронного размера, обеспечивает высокий уровень внешней квантовой эффективности и низкий уровень расходимости выходного излучения.

Показано, что структуры с квантовыми точками InAs, выращенными по механизму Странского–Крастанова с малым временем прерывания роста, содержат субансамбли КТ с $\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X$, пригодные для создания излучателей пар запутанных фотонов.

Литература

1. J. Cerf, G. Leuchs, E.S. Polzik
Eds., *Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light*, Imperial College Press, London, 2007.
2. P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn
Rev. Mod. Phys., 2007, **79**, 135.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.79.135>.
3. A.I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, S. Schiller
Phys. Rev. Lett., 2001, **87**, 050402.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.050402>.
4. A. Zavatta, S. Viciani, M. Bellini
Phys. Rev. A, 2004, **70**, 053821.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.70.053821>.
5. P. Michler
Ed., *Single Quantum Dots. Fundamentals, Applications and New Concepts*, Springer-Verlag, Berlin, 2003.
6. P. Michler
Ed., *Single Semiconductor Quantum Dots*, Springer-Verlag, Berlin, 2009.
7. A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, D. Bimberg, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin
Electronics Letters, 2006, **42**(13), 774. DOI: 10.1049/el:20061076.
8. A. Lochmann, E. Stock, J.A. Tofflinger, W. Unrau, A. Toropov, A. Bakarov, V. Haisler, D. Bimberg
Electronics Letters, 2009, **45**(11), 566. DOI: 10.1049/el.2009.1056.
9. M.C. Munnix, A. Lochmann, D. Bimberg, V.A. Haisler
IEEE J. Quant. Electron., 2009, **45**, 1084.
DOI: 10.1109/JQE.2009.2020995.
10. A. Strittmatter, A. Schliwa, J.-H. Schulze, T.D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I.A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, U.W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. Haisler
Appl. Phys. Lett., 2012, **100**, 093111.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3691251>.
11. D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov
Quantum Dot Heterostructures, John Wiley & Sons, Chichester, 1999.
12. D. Bimberg
Ed., *Semiconductor Nanostructures*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008. DOI: 10.1007/978-3-540-77899-8.
13. Z. W. Wang
Ed., *Self-assembled Quantum Dots*, Springer Science+Business Media, New York, 2008, 463 pp. DOI: 10.1007/978-0-387-74191-8.
14. O. Benson, C. Santori, M. Pelton, Y. Yamamoto
Phys. Rev. Lett., 2000, **84**, 2513.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2513>.
15. R. Seguin, A. Schliwa, T.D. Germann, S. Rodt, K. Pötschke, A. Strittmatter, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Winkelkemper, T. Hammerschmidt, P. Kratzer
Appl. Phys. Lett., 2006, **89**, 263109.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2424446>.
16. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Pötschke, U. W. Pohl, D. Bimberg
Physica E, 2006, **32**, 101. DOI: 10.1016/j.physe.2005.12.019.
17. D. Bimberg, U.W. Pohl
Materials Today, 2011, **14**, 388. DOI: 10.1016/S1369-7021(11)70183-3.
18. P. Yeh
Optical Waves in Layered Media, John Wiley & Sons Inc., Singapore, 1991.
19. P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M.J. Noble, M. Brummer, K. Guldén, P. Debernardi, L. Fratta, G.P. Bava, H. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S.A. Riyopoulos, J.-F.P. Seurin, S.L. Chuang
IEEE J. Quant. Electron., 2001, **37**(12), 1618. DOI: 10.1109/3.970909.
20. B.E.A. Saleh, M.C. Teich
Fundamentals of Photonics, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, 2007.
21. F. Mitschke
Fiber Optics: Physics and Technology, Springer-Verlag, Berlin, 2009.
22. А.В. Гайслер, А.С. Ярошевич, И.А. Дербезов, А.К. Калагин, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.В. Щеглов, В.А. Гайслер, А.В. Латышев, А.Л. Асеев
Письма в ЖЭТФ, 2013, **97**, 313.

English

Semiconductor Quantum Dots Based Non-classical Emitters*

Vladimir A. Gaisler –

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of
Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva, Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: haisler@isp.nsc.ru

Ilya A. Derebezov –

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of
Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva, Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: derebezov@isp.nsc.ru

Aleksey V. Gaisler –

Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: alex729@isp.nsc.ru

Askhat K. Bakarov –

Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: bakarov@isp.nsc.ru

Aleksandr I. Toropov –

Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: toropov@isp.nsc.ru

Dmitry V. Shcheglov –

Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: shcheglov@isp.nsc.ru

Alexander V. Latyshev –

RAS Corresponding Member, Professor,
Director of Rzhanov Institute
of Semiconductor Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: latyshev@isp.nsc.ru

Alexander L. Aseev –

Academician, RAS Vice-president,
Chairman of Siberian Branch of RAS
Rzhanov Institute of Semiconductor
Physics, Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences
13, Prosp. Akademika Lavrenteva,
Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: aseev@isp.nsc.ru

* The work was financially supported by the RAS Presidium (program N 24 “Basic Research in Nanotechnologies and Nanomaterials”), by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (agreement N 14.621.21.0004), by RFBR (project N 13-02-01214) and by Russian Science Foundation (projects N 14-22-00143 and N Sh-2138.2014.8).

Abstract

A semiconductor Bragg microcavity structure for single photon emitters was designed and implemented. It combines an efficient current pumping of the selectively positioned InAs quantum dots within a micrometer size aperture, a high external quantum efficiency, and a low divergence of the emitted radiation. Using the cryogenic microphotoluminescence technique at cryogenic temperatures we investigated the fine structure of exciton states in InAs quantum dots grown by the Stranski-Krastanov method with short growth interruptions. It has been demonstrated that, with increasing of the quantum dot size, the splitting of exciton states increases steadily to $\sim 10^2$ μeV . It has been shown that within the exciton energy range of 1.3–1.4 eV, the magnitude of such splitting is comparable to the natural width of exciton lines. This result is important for development of the entangled photon pair emitters based on InAs quantum dots.

Keywords: single photon emitter, entangled photon pairs emitter, semiconductor quantum dots.

References

1. J. Cerf, G. Leuchs, E.S. Polzik
Ed., *Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light*, Imperial College Press, London, 2007.
2. P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn
Rev. Mod. Phys., 2007, **79**, 135.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.79.135>.
3. A.I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, S. Schiller
Phys. Rev. Lett., 2001, **87**, 050402.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.050402>.
4. A. Zavatta, S. Viciani, M. Bellini
Phys. Rev. A, 2004, **70**, 053821.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.70.053821>.
5. P. Michler
Ed., *Single Quantum Dots. Fundamentals, Applications and New Concepts*, Springer-Verlag, Berlin, 2003.
6. P. Michler
Ed., *Single Semiconductor Quantum Dots*, Springer-Verlag, Berlin, 2009.
7. A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, D. Bimberg, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin
Electronics Letters, 2006, **42**(13), 774. DOI: [10.1049/el:20061076](http://dx.doi.org/10.1049/el:20061076).
8. A. Lochmann, E. Stock, J.A. Tofflinger, W. Unrau, A. Toropov, A. Bakarov, V. Haisler, D. Bimberg
Electronics Letters, 2009, **45**(11), 566. DOI: [10.1049/el.2009.1056](http://dx.doi.org/10.1049/el.2009.1056).
9. M.C. Munnix, A. Lochmann, D. Bimberg, V.A. Haisler
IEEE J. Quant. Electron., 2009, **45**, 1084.
DOI: [10.1109/JQE.2009.2020995](http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2009.2020995).
10. A. Strittmatter, A. Schliwa, J.-H. Schulze, T.D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I.A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, U.W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. Haisler
Appl. Phys. Lett., 2012, **100**, 093111.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3691251>.
11. D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov
Quantum Dot Heterostructures, John Wiley & Sons, Chichester, 1999.
12. D. Bimberg
Ed., *Semiconductor Nanostructures*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008. DOI: [10.1007/978-3-540-77899-8](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-77899-8).
13. Z. W. Wang
Ed., *Self-assembled Quantum Dots*, Springer Science+Business Media, New York, 2008, 463 pp. DOI: [10.1007/978-0-387-74191-8](http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-74191-8).
14. O. Benson, C. Santori, M. Pelton, Y. Yamamoto
Phys. Rev. Lett., 2000, **84**, 2513.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2513>.
15. R. Seguin, A. Schliwa, T.D. Germann, S. Rodt, K. Pötschke, A. Strittmatter, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Winkelkemper, T. Hammerschmidt, P. Kratzer
Appl. Phys. Lett., 2006, **89**, 263109.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2424446>.
16. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Pötschke, U. W. Pohl, D. Bimberg
Physica E, 2006, **32**, 101. DOI: [10.1016/j.physe.2005.12.019](http://dx.doi.org/10.1016/j.physe.2005.12.019).
17. D. Bimberg, U.W. Pohl
Materials Today, 2011, **14**, 388. DOI: [10.1016/S1369-7021\(11\)70183-3](http://dx.doi.org/10.1016/S1369-7021(11)70183-3).
18. P. Yeh
Optical Waves in Layered Media, John Wiley & Sons Inc., Singapore, 1991.
19. P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M.J. Noble, M. Brunner, K. Gulden, P. Debernardi, L. Fratta, G.P. Bava, H. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S.A. Riyopoulos, J.-F.P. Seurin, S.L. Chuang
IEEE J. Quant. Electron., 2001, **37**(12), 1618. DOI: [10.1109/3.970909](http://dx.doi.org/10.1109/3.970909).
20. B.E.A. Saleh, M.C. Teich
Fundamentals of Photonics, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, 2007.
21. F. Mitschke
Fiber Optics: Physics and Technology, Springer-Verlag, Berlin, 2009.
22. A.V. Gaisler, A.S. Yaroshevich, I.A. Derebezov, A.K. Kalagin, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.V. Shcheglov, V.A. Gaisler, A.V. Latyshev, A.L. Aseev
JETP Letters, 2013, **97**, 274. DOI: [10.1134/S0021364013050056](http://dx.doi.org/10.1134/S0021364013050056).

Реализация дифференциальных операторов на наноструктурах фотоники*

С.В. Емельянов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, В.А. Сойфер

Теоретически продемонстрирована возможность оптической реализации ряда базовых дифференциальных операторов с помощью резонансных структур нанофотоники (резонансных дифракционных решеток и брэгговских структур), а на примере резонансной дифракционной решетки – возможность вычисления производной огибающей падающего оптического импульса по времени. На примере брэгговской решетки с дефектом показана возможность дифференцирования и вычисления оператора Лапласа от поперечного профиля падающего оптического пучка по пространственным координатам. Строгое моделирование на основе метода фурье-мод подтверждает высокое качество вычисления указанных дифференциальных операций. Практическая значимость представленных результатов состоит в возможности создания новых планарных систем аналоговых оптических вычислений для систем обработки информации и управления с высоким быстродействием.

Ключевые слова: дифракционная решетка, резонанс, оптическое дифференцирование, оптический импульс, оптический пучок.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-07-00464, 15-07-00548 и 15-37-20723).

Введение

Математическая операция дифференцирования функции является одной из наиболее распространенных в решении самых разнообразных задач науки и техники и в то же время одной из наиболее трудных с точки зрения вычислений. Несмотря на огромные возможности цифровой техники, операция аналогового дифференцирования сигнала неизменно остается актуальной для систем обработки информации и управления и привлекает внимание исследователей. Как правило, речь идет о дифференцировании электрического сигнала. Фундаментальное решение этой проблемы на основе систем с обратной связью содержится в монографии [1]. Наиболее известным дифференциатором этого типа является RC-цепочка (рис. 1а). С точки зрения теории линейных систем функционирование дифференциатора на основе RC-цепочки мож-

но описать структурной схемой с обратной связью, представленной на *рисунке 1б* [1].

Наряду с несомненными достоинствами, по сравнению с цифровым дифференцированием сигнала, аналоговые вычислители на электрических компонентах традиционно имеют такие недостатки, как слабая помехозащищенность и относительно низкое быстродействие, измеряемое микросекундами. От этих недостатков в значительной мере свободны оптические аналоговые вычислители. Идея использования света в вычислительных машинах появилась одновременно с изобретением лазеров [2]. Однако оптические процессоры не получи-



ЕМЕЛЬЯНОВ
Станислав Васильевич
академик, профессор,
научный руководитель Федерального
исследовательского центра «Информатика и управление» РАН



БЫКОВ
Дмитрий Александрович
Институт систем обработки
изображений РАН



ДОСКОЛОВИЧ
Леонид Леонидович
профессор,
Институт систем обработки
изображений РАН



СОЙФЕР
Виктор Александрович
член-корреспондент РАН, профессор,
научный руководитель Института
систем обработки изображений РАН

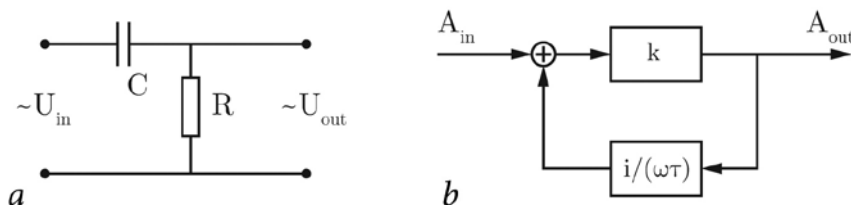


Рис. 1. RC-цепочка (a) и структурная схема соответствующего дифференциатора (b).

ли широко распространения. Это в первую очередь обусловлено рядом практических трудностей, связанных с большими размерами оптической системы и сложностью ее стабилизации.

Современные достижения в области нанофотоники предлагают новые эффективные методы реализации широкого класса математических операций и, в частности, дифференциальных операторов с высоким быстродействием, составляющим нано- и пикосекунды. Они могут послужить основой для новых систем аналоговых оптических вычислений на фотонной компонентной базе. Для того чтобы понять, какие именно наноструктуры фотоники необходимы для реализации дифференциальных операторов, обратимся к основополагающей работе [1]. Передаточная функция (ПФ) простой дифференцирующей системы с обратной связью (рис. 1) имеет вид:

$$H(\omega) = \frac{\tau \omega}{\omega \tau + i}, \quad (1)$$

где τ – постоянная времени, определяющая баланс между качеством дифференцирования и энергией выходного сигнала [1]. Функция (1) имеет ноль при $\omega = 0$ и полюс $\omega_p = -i/\tau$ на мнимой оси. В работе [1] рассматриваются линейные дифференцирующие системы с обратной связью, описываемые значительно более сложными выражениями. В общем случае передаточная функция таких систем может быть представлена дробно-рациональной функцией (2):

$$H(\omega) = \frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)} = \frac{\sum_{m=1}^{N+1} b_m (-i\omega)^{m-1}}{\sum_{n=1}^{N+1} a_n (-i\omega)^{n-1}}, \quad (2)$$

которая имеет N нулей и N полюсов, определяемых корнями полиномов $\beta(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ соответственно.

Представления (1) и (2) показывают, что для дифференцирования оптического сигнала следует использовать резонансные структуры. В фотонике такими структурами являются резонансные дифракционные решетки [3–5], брэгговские структуры [6–13], нанорезонаторы [14–16]. Использование резонансных структур фотоники для дифференцирования и интегрирования оптического сигнала

объясняется следующими фактами. Во-первых, взаимодействие оптического сигнала с резонансной структурой может быть описано в рамках теории линейных систем. Во-вторых, передаточная функция такой линейной системы описывается дробно-рациональной функцией вида (2) и пропорциональна коэффициенту отражения или пропускания дифракционной структуры. Отметим, что резонансы дифракционных решеток впервые наблюдались Робертом Вудом в 1902 г. и затем были описаны в терминах нулей и полюсов коэффициента пропускания в 1965 г. в фундаментальной работе [17].

Отметим, что оптический сигнал является пространственно распределенным. Это позволяет реализовать операцию дифференцирования как во времени, так и по пространственным координатам. Далее в настоящей работе рассматриваются операции временного и пространственного дифференцирования с помощью резонансных дифракционных решеток и брэгговских структур.

Дифференцирование по времени

Рассмотрим задачу временного дифференцирования огибающей оптического импульса с центральной частотой ω_0 . В простейшем случае ПФ резонансной структуры имеет вид [3, 4]:

$$H(\omega) \approx a + \frac{b}{\omega + \omega_0 - \omega_p} = a \frac{\omega + \omega_0 - \omega_z}{\omega + \omega_0 - \omega_p}, \quad (3)$$

где a, b – некоторые константы, ω_p – комплексная частота собственной моды структуры, $\omega_z = \omega_p - a^{-1}b$ – ноль коэффициента пропускания (или отражения) резонансной структуры. При $\omega_0 = \omega_z$ ПФ принимает вид дифференцирующего фильтра:

$$H(\omega) = a \tilde{\tau} \omega \frac{1}{\omega \tilde{\tau} + i}, \quad (4)$$

где $\tilde{\tau} = i/(\omega_0 - \omega_p)$. ПФ (4) по виду совпадает с функцией дифференцирующей

щей RC-цепочки [1]. Для RC-цепочки качество дифференцирования определяется постоянной времени $\tau = RC$ (временем разрядки конденсатора), которая обратно пропорциональна расстоянию между нулем и полюсом ПФ RC-цепочки. Для ПФ (4) роль постоянной времени играет комплексный параметр $\tilde{\tau}$. При этом $|\tilde{\tau}|$ определяет амплитуду сигнала на выходе дифференциатора $A = |H'(0)| \sim |\tilde{\tau}|$. Отметим, что ПФ (4) стремится к ПФ идеального дифференциатора ($H_{\text{диф}}(\omega) \sim -i\omega$) при $|\tilde{\tau}| \rightarrow 0$, то есть при удалении полюса ω_p от центральной частоты импульса ω_0 на бесконечное расстояние. В то же время, согласно уравнению (4), при $|\tilde{\tau}| \rightarrow 0$ мы получим нулевую амплитуду выходного сигнала (прошедшего или отраженного импульса). Таким образом, за счет выбора параметра $\tilde{\tau}$ можно управлять соотношением между качеством дифференцирования и амплитудой (энергией) прошедшего сигнала. В дифференцирующей RC-цепочке указанное соотношение определяется параметрами емкости и сопротивления (рис. 1а). В резонансной дифракционной структуре заданное соотношение достигается за счет выбора геометрических и материальных параметров резонансной структуры.

В качестве примера на рисунке 2 показана диэлектрическая резонансная дифракционная решетка, рассчитан-

ная для дифференцирования ТМ-поляризованных импульсов с центральной частотой $\omega_0 = 1.2153 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda_0 \approx 1550 \text{ нм}$) [3]. Параметры решетки указаны в подписи рисунка. При указанных параметрах в решетке существует квазиволноводная ТМ-мода с комплексной частотой $\omega_p = 1.226 \cdot 10^{15} - 2.6347 \cdot 10^{13}i \text{ с}^{-1}$, действительная часть которой близка к центральной частоте ω_0 . Пример работы решетки представлен на рисунке 3. Отметим, что все результаты расчетов, представленные в данной статье, получены на основе строгого решения задач дифракции методом Фурье-мод [18, 19]. На рисунке 3а показана огибающая падающего импульса с длительностью $T = 10 \text{ пс}$ (импульс падает нормально), а на рисунке 3б – расчетный модуль сигнала после прохождения через рассчитанную резонансную решетку (непрерывная линия) и модуль аналитически вычисленной производной (точечная линия), который приведен с масштабным коэффициентом, обеспечивающим равенство максимальных

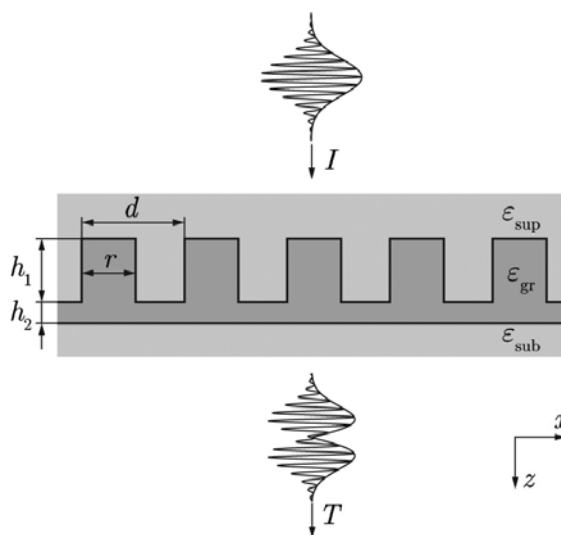


Рис. 2. Геометрия дифференцирующей решетки с параметрами: $d = 1010$ нм, $h_1 = 620$ нм, $r = 530$ нм, $h_2 = 210$ нм, $\varepsilon_{gr} = 5.5$, $\varepsilon_{sup} = \varepsilon_{sub} = 2.1$

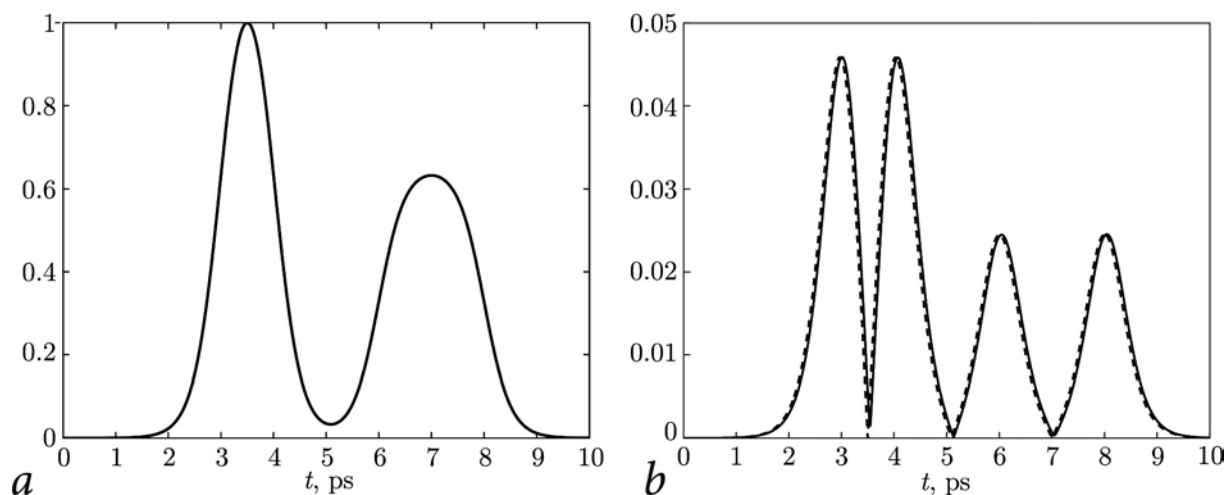


Рис. 3. а – Обгибающая падающего импульса; б – модуль амплитуды прошедшего сигнала (непрерывная линия) и модуль аналитически рассчитанной производной (пунктирная линия).

модулей аналитической производной и прошедшего сигнала. Рисунок 3 показывает высокое качество дифференцирования, коэффициент корреляции между модулем аналитической производной и прошедшим сигналом превышает 0.995. Можно заметить, что огибающая прошедшего импульса на рисунке 2 несколько сдвинута относительно идеальной производной. Этот сдвиг (задержка прошедшего импульса) составляет около 70 фс и соответствует времени выполнения операции дифференцирования.

Отметим, что для вычисления высших производных могут быть использованы каскадные структуры, состоящие из нескольких решеток для вычисления первой производной.

Пространственное дифференцирование

Естественным развитием описанного выше подхода является дифференцирование светового пучка по пространственным переменным. При этом возможно вычисление не только первых производных по пространственным переменным, но и реализация дифференциальных операторов второго порядка.

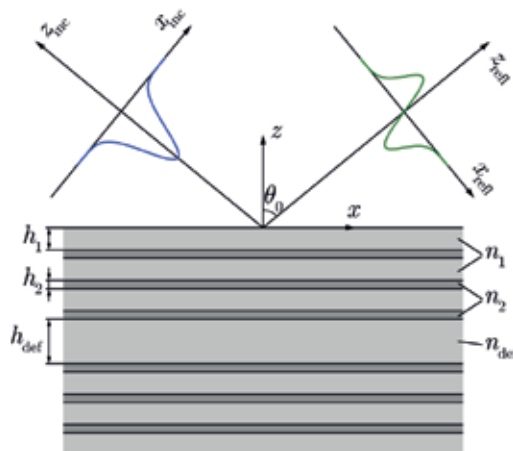


Рис. 4. Геометрия дифференцирующей решетки с параметрами: $h_1=250$ нм, $h_2=165$ нм, $n_1=1.5$, $n_2=2.25$, $n_{def}=1.5$, $\theta_0=30^\circ$, $\lambda_B=1500$ нм.

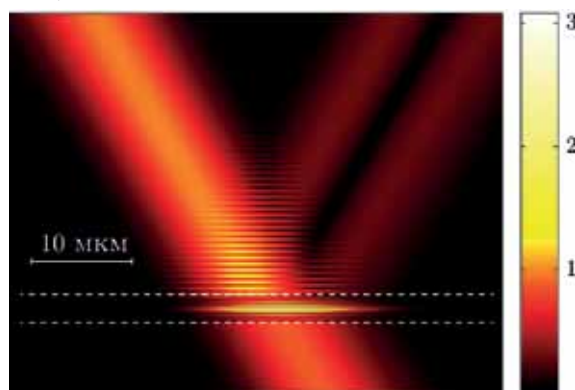


Рис. 5. Распределение модуля y-компоненты электрического поля, формируемого при дифракции ТЕ-поляризованного (ТЕ – Transverse electric) гауссовского пучка на дифференцирующей брэгговской структуре (границы структуры показаны пунктирными линиями).

Применение резонансных структур для выполнения операций пространственного дифференцирования и интегрирования профиля светового пучка впервые было описано в работах [5, 11–13, 20]. Предложенные системы можно рассматривать как сверхкомпактные аналоги систем оптической фильтрации на основе фурье-корреляторов с толщиной в десятки или даже единицы микрон. Кроме того, предложенные подходы допускают реализацию аналогов фурье-корреляторов в геометрии «на чипе».

Для выполнения базовых операций пространственного дифференцирования и интегрирования были предложены брэгговские структуры и резонансные дифракционные решетки [5, 11–13]. Схема работы пространственного дифференциатора на основе брэгговской структуры показана на рисунке 4.

Для примера на рисунке 5 показано распределение поля, формируемое при дифракции гауссовского пучка на дифференцирующей брэгговской структуре из 17 слоев. В этом случае за счет дифференцирования осуществляется преобразование гауссовского пучка в моду Эрмита–Гаусса [11]. Отметим, что модуль отраженного пучка имеет характерный для дифференцирования центральный минимум.

Как отмечено выше, резонансные дифракционные структуры позволяют реализовать не только простое дифференцирование, но и более сложные дифференциальные операторы. В частности, с помощью брэгговских структур можно оптически вычислить оператор Лапласа $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ в пространственных координатах (рис. 6). Данная операция реализуется в отражении при нормальном падении [13].

На рисунке 7 представлены x-компонента электрического поля падающего гауссовского пучка (пучок поляризован по оси x, полуширина пучка по уровню $1/e^2$ ампли-

туды составляет 10 мкм) и модуль x -компоненты отраженного пучка, а также показаны профили падающего и отраженного пучков и результат применения оператора Лапласа к падающему пучку. Сравнение профилей показывает, что отраженный пучок с высокой точностью соответствует оператору Лапласа от падающего пучка.

Интересно отметить, что в общем случае вид передаточной функции брэгговской структуры на *рисунке 7* соответствует следующему дифференциальному уравнению в частных производных:

$$\begin{aligned} (\Delta + p^2) A_{\text{refl}}(x, y) = \\ = r(\Delta + \alpha_0^2) A_{\text{inc}}(x, y), \end{aligned} \quad (5)$$

где Δ – оператор Лапласа, α_0 , p и r – некоторые константы (ноль коэффициента отражения, полюс коэффициента отражения и нерезонансный коэффициент отражения), $A_{\text{refl}}(x, y)$ и $A_{\text{inc}}(x, y)$ – поперечные распределения падающего и отраженного пучков (рис. 6). Таким образом, резонансная брэгговская структура позволяет оптически решать неоднородное уравнение Гельмгольца (5) относительно неизвестной функции $A_{\text{refl}}(x, y)$ для заданной функции $A_{\text{inc}}(x, y)$.

Заключение

Представленные в данной работе результаты показывают, что наноструктуры фотоники позволяют эффективно реализовать следующие дифференциальные операторы: дифференцирование во времени и по пространственной координате, вычисление оператора Лапласа в пространственных координатах и более общие преобразования, описываемые уравнениями в частных производных второго порядка. Предложенные структуры для пространственных преобразований допускают реализацию в геометрии «на чипе».

Практическая значимость представленных результатов состоит в возможности создания новых планарных систем аналоговых оптических вычислений для систем обработки информации и управления с повышенными требованиями к помехоустойчивости и быстродействию.

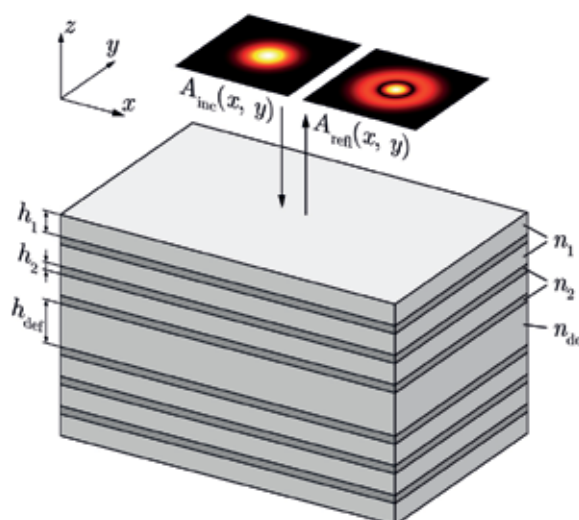


Рис. 6. Брэгговская структура для оптического вычисления оператора Лапласа. Слева изображено поперечное распределение поля падающего пучка, справа – отраженного.

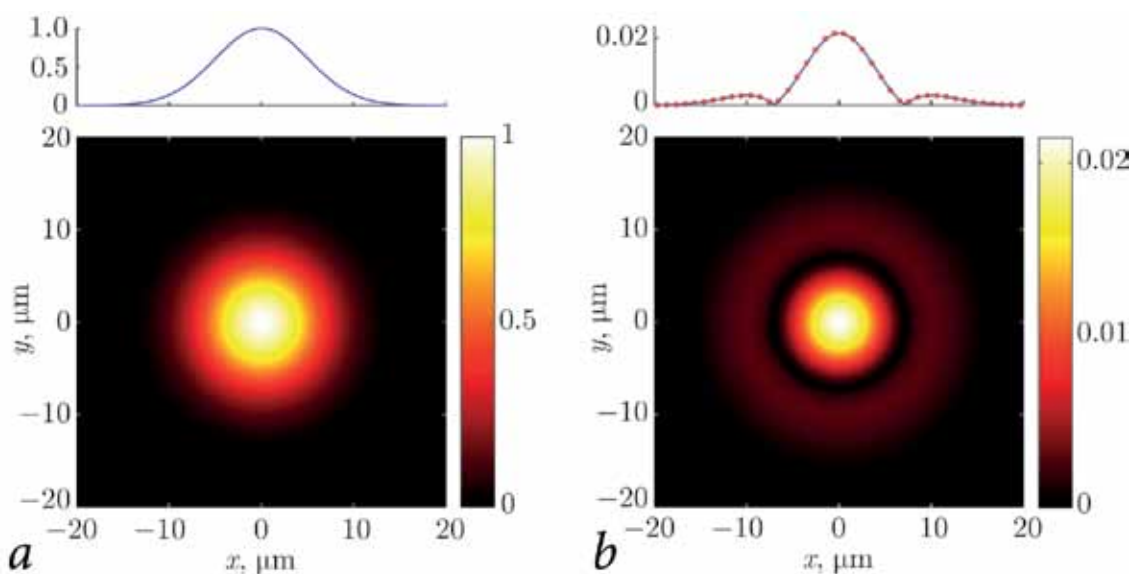


Рис. 7. а – Полутонное распределение (снизу) и профиль (сверху) модуля x -компоненты электрического поля падающего гауссовского пучка, поляризованного по оси x , и отраженного пучка при $y = 0$ (б.) Окружностями показан точный результат применения оператора Лапласа к гауссовскому пучку.

Литература

1. **С.В. Емельянов, С.К. Коровин**
Новые типы обратной связи: Управление при неопределенности, Москва, Наука, Физматлит, 1997, 352 с.
2. **A.B. Vander Lugt**
IEEE Trans. Inf. Theory, 1964, **10**, 139.
DOI: 10.1109/TTT.1964.1053650.
3. **D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer**
Opt. Lett., 2011, **36**, 3509. DOI: 10.1364/OL.36.003509.
4. **D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer**
J. Opt. Soc. Am. A, 2012, **29**, 1734.
DOI: 10.1364/JOSAA.29.001734.
5. **N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich**
Quantum Electron., 2014, **44**, 984.
DOI: 10.1070/QE2014v044n10ABEH015477.
6. **R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, J. Azaña**
Opt. Lett., 2009, **34**, 3116. DOI: 10.1364/OL.34.003116.
7. **L.M. Rivas, S. Boudreau, Y. Park, R. Slavík, S. LaRochelle, A. Carballar, J. Azaña**
Opt. Lett., 2009, **34**, 1792. DOI: 10.1364/OL.34.001792.
8. **N.K. Berger, B. Levit, B. Fischer, M. Kulishov, D.V. Plant, J. Azaña**
Opt. Express, 2007, **15**, 371. DOI: 10.1364/OE.15.000371.
9. **M. Kulishov, J. Azaña**
Opt. Express, 2007, **15**, 6152. DOI: 10.1364/OE.15.006152.
10. **N.Q. Ngo**
Opt. Lett., 2007, **32**, 3020. DOI: 10.1364/OL.32.003020.
11. **L.L. Doskolovich, D.A. Bykov, E.A. Bezus, V.A. Soifer**
Opt. Lett., 2010, **39**, 1278. DOI: 10.1364/OL.39.001278.
12. **N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus**
Opt. Commun., 2015, **338**, 457. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.11.007.
13. **D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, V.A. Soifer**
Opt. Express, 2014, **22**, 25084. DOI: 10.1364/OE.22.025084.
14. **M. Ferrera, Y. Park, L. Razzari, B.E. Little, S.T. Chu, R. Morandotti, D.J. Moss, J. Azaña**
Opt. Express, 2011, **19**, 23153. DOI: 10.1364/OE.19.023153.
15. **N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina**
Opt. Lett., 2013, **38**, 1149. DOI: 10.1364/OL.38.001149.
16. **S. Tan, L. Xiang, J. Zou, Q. Zhang, Z. Wu, Y. Yu, J. Dong, X. Zhang**
Opt. Lett., 2013, **38**, 3735. DOI: 10.1364/OL.38.003735.
17. **A. Hessel, A.A. Oliner**
Appl. Opt., 1965, **4**, 1275. DOI: 10.1364/AO.4.001275.
18. **M.G. Moharam, T.K. Gaylord, D.A. Pommet, E.B. Grann**
J. Opt. Soc. Am. A, 1995, **12**, 1077. DOI: 10.1364/JOSAA.12.001077.
19. **L. Li**
J. Opt. Soc. Am. A, 1997, **14**, 2758. DOI: 10.1364/JOSAA.14.002758.
20. **A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alù, N. Engheta**
Science, 2014, **343**, 160. DOI: 10.1126/science.1242818.

English

Implementation of Differential Operators with Photonic Nanostructures*

Stanislav V. Emelyanov –
Academician, Professor,
Scientific Director of Federal Research Center
"Informatics and Control Systems",
Russian Academy of Sciences
44, korp. 2, Vavilova Str.,
Moscow, 119333, Russia
e-mail: isa@isa.ru

Leonid L. Doskolovich –
Professor
Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: leonid@smr.ru

Dmitry A. Bykov –
Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: bykovd@gmail.com

Victor A. Soifer –
RAS Corresponding Member, Professor,
Scientific Director of Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: soifer@ssau.ru

Abstract

A possibility of the optical implementation of basic differential operators using resonant photonic nanostructures (i.e. resonant diffraction gratings and Bragg structures) was demonstrated theoretically. As an example, we showed that a resonant diffraction grating can perform temporal differentiation of the pulse envelope. Also we showed that a phase-shifted Bragg grating can perform the spatial differentiation and computation of the Laplacian of the incident beam profile. Rigorous simulations based on the Fourier modal method confirmed high quality of calculation of the abovementioned differential operators. The results discussed can be used for design of novel planar systems for application in the ultrafast all-optical information processing.

Keywords: diffraction grating, resonance, all-optical differentiating, optical pulse, optical beam.

*
The work was financially supported by RFBR (projects N 13-07-00464, 15-07-00548 and 15-37-20723).

-

Расчет и моделирование фотонно-кристаллических резонаторов в гребенчатом волноводе*

П.Г. Серафимович

В работе описан и численно исследован интегратор огибающей оптического сигнала на основе фотонно-кристаллических резонаторов в гребенчатом волноводе. Рассмотрены способы увеличения величин окна интегрирования и свободной спектральной зоны резонатора. Предложен вариант двухкомпонентного резонатора с возможностью вертикальной электронной накачки.

Ключевые слова: фотонно-кристаллические резонаторы, интегрирование огибающей оптического сигнала, электронная накачка оптического резонатора.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-07-97002, 13-07-13166, 14-07-97008 и 14-07-97009).

Введение

Рост объема информации в мире и необходимость обрабатывать эту информацию в реальном времени порождают новые требования к вычислительной технике. Значение максимальной рабочей частоты современных электронных вычислительных компонентов достигло естественного предела. Переход на полностью оптические интегрированные на кристалле вычислительные компоненты позволит увеличить скорость обработки информации на несколько порядков и обрабатывать не только действительные, но и комплексные величины [1–3]. В связи с этим актуальна оптическая реализация базовых вычислительных операций. Например, в последнее время были предложены оптические интеграторы на основе решеток Брэгга [4] и кольцевого резонатора [5]. Такие интеграторы могут использоваться как в цифровой, так и в аналоговой обработке сигналов.

Среди приложений цифровой обработки сигналов можно выделить использование оптических интеграторов в качестве счетчиков импульсов и элементов сверхбыстрой памяти [6]. Приложения аналоговой оптической обработки сигналов включают решение дифференциальных уравнений различных порядков [7]. Эти приложения особенно актуальны при создании блоков управления автономными мобильными роботами и беспилотными летательными аппаратами. Полностью оптическая реализация такого блока управления на кристалле обеспечит быстродействие, компактность и энергоэффективность устройства.

Размеры предложенных до сих пор интегрированных на кристалле интеграторов на основе решеток Брэгга составляют несколько миллиметров. Интеграторы на основе кольцевых резонаторов более компактны, их размеры составляют десятки микрометров по обоим направлениям плоскости кристалла.

В данной работе численно исследуются наиболее компактные на сегодня оптические интеграторы различных порядков на основе фотонно-кристаллических (ФК) резонаторов [8–11]. В дальнейшем под интегратором n -го порядка понимается массив ФК-резонаторов, огибающая оптического сигнала на выходе из которого соответствует n -кратному интегрированию огибающей входного сигнала. Также численно исследована модель двухкомпонентного резонатора с возможностью вертикальной электронной накачки.

Интегрирование огибающей оптического сигнала по времени

На рисунке 1 показана схема оптического волновода из массива связанных резонаторов. Здесь переменная a_i ($i=[1, N]$) обозначает комплексную амплитуду резонансной моды в i -ом резонаторе, κ_{i-1} и κ_i ($i=[1, N]$) – коэффициенты связности i -го резонатора с массивом, $r_i=[1, N]$ – коэффициенты энергетических потерь i -го резонатора в пространство, p_{in} , p_{rp} , p_{lr} –



СЕРАФИМОВИЧ
Павел Григорьевич
Самарский государственный аэрокосмический
университет имени академика С. П. Королёва

амплитуды входного, отраженного и прошедшего полей соответственно.

Рассмотрим вариант, при котором резонаторы в массиве настроены на одну резонансную частоту. Тогда, согласно временной теории связанных мод [12], функцию пропускания такой системы можно записать в следующем виде:

$$T(s) \equiv \frac{p_{tr}}{p_{in}} = -\frac{2(-i)^{N-1} \sqrt{\kappa_0 \kappa_N \kappa_1 \kappa_2 \cdots \kappa_{N-1}}}{\det(M)}, \quad (1)$$

где M – соответствующая трехдиагональная матрица, $s_j = i(\omega - \omega_0) + r_j = s + r_j$ – переменная, учитывающая рассогласование относительно частоты резонансной моды и энергетические потери резонатора в пространство, i – мнимая единица,

$$p_{in} = [-i\sqrt{2k_0} p_{in} \ 0 \ \dots \ 0]^T,$$

$$p_{tr} = -2\sqrt{\kappa_0 \kappa_N} [\mathbf{M}^{-1}]_{N1} p_{in} \ ,$$

$\det (M)$ – определитель матрицы M .

Для одного резонатора выражение (1) преобразуется в уравнение (2):

$$T_1(s) = -\frac{2\kappa_0}{s + 2\kappa_0}. \quad (2)$$

Здесь и далее для простоты мы пренебрегаем потерями резонатора в пространство.

Рассмотрим, каким образом выражение (2) аппроксимирует интегратор первого порядка. Поляризованное электрическое поле с огибающей $P_{in}(t)$ записывается в виде уравнения (3).

$$E(x, t) = P_{in}(t - x/v_g) \exp(i m_0 x - i \omega_0 t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega - \omega_0) \exp(im(\omega)x - i\omega t) d\omega, \quad (3)$$

где $R(\omega)$ – спектр огибающей сигнала,
 $m(\omega)$ – волновое число ($m_0 = m(\omega_0)$),
 v_g – групповая скорость.

На выходе линейной системы, описываемой комплексной функцией пропускания $H(\omega)$, огибающая вход-

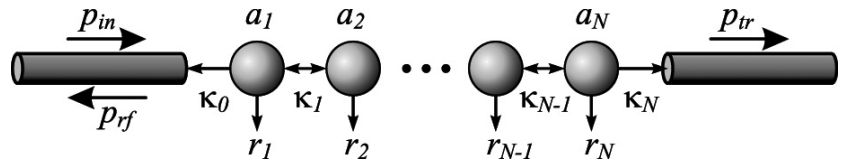


Рис. 1. Схема оптического волновода из массива связанных резонаторов.

ного импульса (3) преобразуется в уравнение (4):

$$P_{tr}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) H(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = P_{in}(t) * h(t), \quad (4)$$

где символ $*$ обозначает операцию свертки и $h(t)$ – спектр комплексной функции пропускания $H(\omega)$.

Импульсный отклик линейной системы с передаточной функцией (ПФ) вида (2) равен

$$h_1(t) = -\kappa_0 \exp(-\kappa_0 t) u(t), \quad (5)$$

где $u(t)$ – функция Хэвисайда.

Подставляя соотношение (5) в уравнение (4), получим выражение для огибающей выходного импульса (6):

$$P_{tr}(t) = -\kappa_0 \int_{-\infty}^t P_{in}(T) \exp(-i\kappa_0(t-T)) dT. \quad (6)$$

Правая часть данного уравнения выражает интеграл огибающей входного импульса с экспоненциальным весом.

На рисунке 2 показан результат интегрирования огибающей оптического импульса длительностью 100 пс резонаторами с добротностью 10^5 и 5×10^5 . Добротность резонатора Q связана с κ_0 соотношением $Q = \omega_0 / (4\kappa_0)$. Из рисунка видно, что чем выше добротность резонатора, тем медленнее затухает огибающая интегрированного сигнала.

Рассчитаем параметры конкретного ФК-резонатора, выполняющего интегрирование оптического сигнала. В качестве такого резонатора выберем элемент на основе гребенчатого ФК-волновода. По сравнению с двумерными ФК-структурами в слое [8, 9] резонаторы на основе гребенчатого ФК-волновода обладают меньшей площадью и естественным образом интегрируются в волноводную геометрию соединений на кристалле. На *рисунке 3а* показан один из вариантов резонатора на основе гребенчатого ФК-волновода. Здесь дефект, в котором возбуждается резонансная мода, формируется уменьшением радиуса отверстий в окрестности дефекта.

Для расчета характеристик резонатора использован трехмерный параллельный метод FDTD (Finite Difference Time Domain). На рисунке 3а введены обозначения геометрических параметров одного резонатора из массива. Волновод имеет ширину $w=490$ нм и высоту $h=220$ нм, состоит из кремния ($n=3.46$) и окру-

ся периодическая ФК-структура на основе гребенчатого ФК-волновода.

Вторым компонентом является фрагмент дополняющего материала, имеющий площадь в несколько периодов ФК-решетки волновода. Форма и размер этого фрагмента определяются из заданных параметров резонатора. При совмещении двух этих компонентов в регулярной ФК-структуре формируется дефект. Резонансная мода соответствующей частоты может быть возбуждена в этом дефекте.

Чтобы проиллюстрировать предложенный подход к созданию двухкомпонентных ФК-резонаторов, примем за основу структуру, изображенную на рисунке 5. Первый компонент данного резонатора является гребенчатым ФК-волноводом. Волновод состоит из кремния и расположен на кварцевой подложке. Отверстия в волноводе имеют одинаковый радиус, равноотстоят друг от друга и заполнены воздухом. Параметры ФК-волновода приведены в подписи к рисунку 5. При таких параметрах ФК-волновода создается запрещенная зона для излучения с преобладающей ТЕ-поляризацией в диапазоне от 1.4 до 1.7 мкм. Второй компонент резонатора является кремниевым фрагментом эллиптической формы, расположенным на кварцевой подложке. При совмещении двух компонентов возникает дефект в регулярном ФК-волноводе. Для моделирования использовали параллельный трехмерный метод FDTD.

На рисунке 6а показано распределение проекции на ось Y вектора электромагнитного поля E_y в вертикальной плоскости, проходящей через ось волновода, а на рисунке 6б – распределение E_y в горизонтальной плоскости непосредственно над эллиптическим фрагментом (в кварце). Значения E_y вдоль линии пересечения этих двух плоскостей представлены в виде пунктирной линии на графике на рисунке 6с. Точечная линия на этом же графике показывает распределение E_y непосредственно под ФК-волноводом (в кварце).

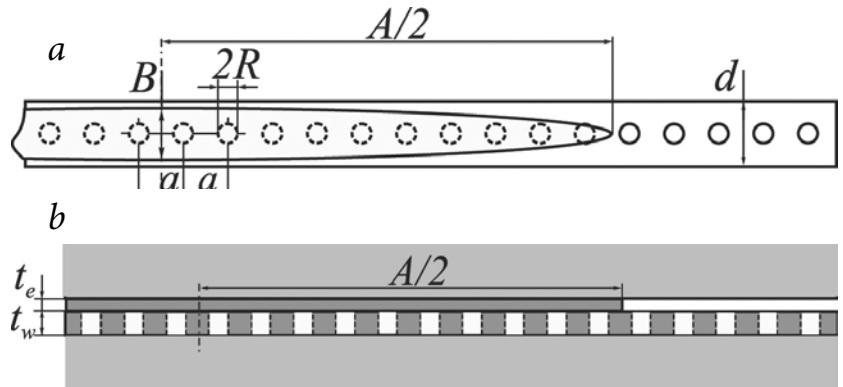
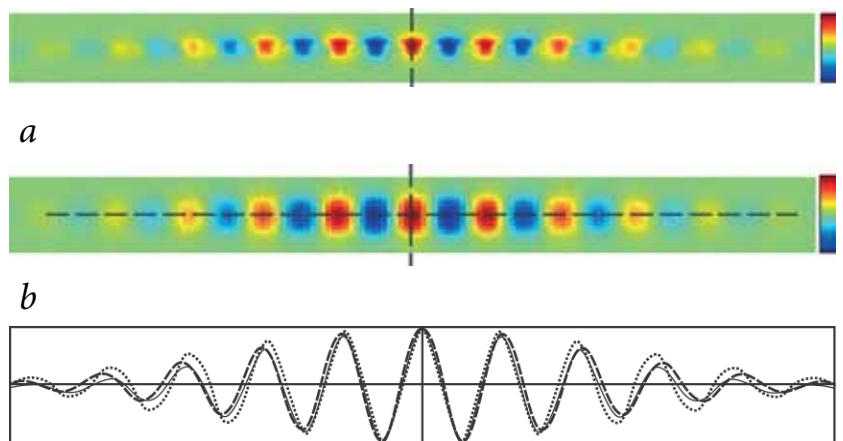


Рис. 5. Геометрия рассчитанного резонатора: вид сверху (а) и сбоку (б). ФК-волновод ($n=3.46$) лежит на подложке ($n=1.45$). Ширина ФК-волновода составляет $d=0.5$ мкм, толщина $t_w=0.26$ мкм. Круглые отверстия имеют радиус $R=75$ нм и заполнены воздухом, период ФК-структуры $a=0.34$ мкм. Фрагмент эллиптической формы (параметры эллипса A и B) ($n=3.46$) лежит на подложке ($n=1.45$). Толщина фрагмента $t_e=100$ нм.

Сплошная линия на этом же графике соответствует функции $\cos(\pi x/a) \exp(-\sigma x^2)$ при $\sigma=0.23$, $a=0.34$ мкм. Хорошее соответствие между распределениями E_y и аналитической функцией свидетельствует о гауссовой форме огибающей резонансной моды. Полагая линейной зависимость y от x , можно получить $y(x) = a/\pi \int \sigma dx \approx x/40$. В работе [14] для формирования резонатора использовали варьирование ширины ФК-волновода по квадратичному закону. Для резонатора длиной 60 ФК-периодов в работе [14] была реализована зависимость $y(x) \approx x/120$. Таким образом, можно сделать вывод, что две техники создания дефекта приблизительно эквивалентны. Рассматриваемый резонатор с эллиптическим дефектом в три раза короче, чем резонатор с квадратично изменяемой шириной волновода. Соответственно, скорость изменения в резонаторе с эллиптическим дефектом в три раза быстрее.



С

Рис. 6. Распределение E_y в вертикальной плоскости, проходящей через ось волновода (а), и в горизонтальной плоскости (б) над эллиптическим фрагментом. Графики (с) описаны в тексте.

Рассмотренный двухкомпонентный резонатор позволяет реализовать вертикальную электронную накачку. Для этого контакт одного из полюсов может быть подведен к эллиптическому компоненту резонатора. Следовательно, контакт другого полюса может быть подведен к ФК-волноводу.

Заключение

В работе исследованы характеристики интегратора огибающей оптического сигнала на основе ФК-резонаторов в гребенчатом волноводе. В частности, рассчитано произведение величины окна интегрирования резонатора и величины свободной спектральной зоны резо-

натора, которое обозначено как ОИСС. Показано, что при оптимизации интегратора важно максимизировать величину ОИСС. Установлено, что величина ОИСС для интегратора на основе ФК-резонаторов сравнима с величиной ОИСС для интеграторов на основе решетки Брэгга и кольцевого резонатора. Описан способ увеличения величины ОИСС с помощью использования активного двухкомпонентного ФК-резонатора с электронной накачкой.

Стоит отметить, что рассматриваемые в данной работе фотонные кремниевые структуры могут быть изготовлены средствами стандартной оптической литографии [1]. Также важно обратить внимание на то, что рассмотренные в работе ФК-структуры являются перспективными не только для интегрирования оптических сигналов по времени, но и для создания других фотонных устройств, в частности спектральных фильтров, оптических модуляторов, интегрированных на кристалле датчиков и спектрометров [15–17].

Литература ●

1. **В.А. Сойфер**
Вестник РАН, 2014, **84**, № 1, 11. DOI: 10.7868/S0869587314010162.
2. **А.В. Гаврилов, В.А. Сойфер**
Компьютерная оптика, 2012, **36**, №2, 140.
3. **D. Cotter, R.J. Manning, K.J. Blow, A.D. Ellis, A.E. Kelly, D. Nesset, I.D. Phillips, A.J. Poustie, D.C. Rogers**
Science, 1999, **286**, 1523. DOI: 10.1126/science.286.5444.1523.
4. **N.Q. Ngo**
Opt. Lett., 2007, **32**, 3020. DOI: 10.1364/OL.32.003020.
5. **M. Ferrera, Y. Park, L. Razzari, B.E. Little, S.T. Chu, R. Morandotti, D.J. Moss, J. Azaña**
Nature Communications, 2010, 1. DOI: 10.1038/ncomms1028.
6. **Y. Ding, X. Zhang, X. Zhang, D. Huang**
Opt. Express, 2009, **17**, 12835. DOI: 10.1364/OE.17.012835.
7. **R. Slavik, Y. Park, N. Ayotte, S. Doucet, T.J. Ahn, S. LaRochelle, J. Azaña**
Opt. Express, 2008, **16**, 18202. DOI: 10.1364/OE.16.018202.
8. **Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda**
Opt. Express, 2005, **13**, 1202. DOI: 10.1364/OPEX.13.001202.
9. **P. Velha, J.C. Rodier, P. Lalanne, J.P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji**
New J. Phys., 2006, **8**, 204. DOI: 10.1088/1367-2630/8/9/204.
10. **N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich**
Opt. Express, 2014, **22**, 14004. DOI: 10.1364/OE.22.014004.
11. **N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina**
Opt. Lett., 2013, **38**, 1149. DOI: 10.1364/OL.38.001149.
12. **H.A. Haus**
Waves and Fields in Optoelectronics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
13. **P.G. Serafimovich, N.L. Kazansky, S.N. Khonina**
Applied Optics, 2013, **52**, 5830. DOI: 10.1364/AO.52.005830.
14. **Q. Quan, M. Loncar**
Opt. Express, 2011, **22**, 18529. DOI: 10.1364/OE.19.018529.
15. **П.Г. Серафимович**
Компьютерная оптика, 2015, **39**(2), 147.
16. **А.В. Егоров, Н.Л. Казанский, П.Г. Серафимович**
Компьютерная оптика, 2015, **39**(2), 158.
17. **P.G. Serafimovich, N.L. Kazansky**
Pattern Recognition and Image Analysis, 2015, **25**, 526. DOI: 10.1134/S1054661815030219.

English

Design And Simulation of Photonic Crystal Cavities in the Ridge Waveguide*

Pavel G. Serafimovich –

Samara State Aerospace University

34, Moskovskoye Shosse,

Samara, 443086, Russia

e-mail: serp@smr.ru

Abstract

This paper contains description and numerical investigation of an all-optical high-order temporal integrator based on photonic crystal nanobeam cavities. Approaches to increase the time-bandwidth product of the integrator using an active cavity are discussed. In particular, it is suggested to employ the in-plane electrical pumping. A model of two-component nanocavity with possibility of the vertical electrical pumping is also described.

Keywords: photonic crystal cavities, optical high-order temporal integration, electrical pumping.

References

1. V.A. Soifer
Herald of the Russian Academy of Sciences, 2014, **84**, 9.
DOI: 10.1134/S1019331614010067.
2. A.V. Gavrilov, V.A. Soifer
Komputernaya Optika [Computer Optics], 2012, **36**, №2, 140 (in Russian).
3. D. Cotter, R.J. Manning, K.J. Blow, A.D. Ellis, A.E. Kelly, D. Nesset, I.D. Phillips, A.J. Poustie, D.C. Rogers
Science, 1999, **286**, 1523. DOI: 10.1126/science.286.5444.1523.
4. N.Q. Ngo
Opt. Lett., 2007, **32**, 3020. DOI: 10.1364/OL.32.003020.
5. M. Ferrera, Y. Park, L. Razzari, B.E. Little, S.T. Chu, R. Morandotti, D.J. Moss, J. Azaña
Nature Communications, 2010, **1**. DOI: 10.1038/ncomms1028.
6. Y. Ding, X. Zhang, X. Zhang, D. Huang
Opt. Express, 2009, **17**, 12835. DOI: 10.1364/OE.17.012835.
7. R. Slavik, Y. Park, N. Ayotte, S. Doucet, T.J. Ahn, S. LaRochelle, J. Azaña
Opt. Express, 2008, **16**, 18202. DOI: 10.1364/OE.16.018202.
8. Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda
Opt. Express, 2005, **13**, 1202. DOI: 10.1364/OPEX.13.001202.
9. P. Velha, J.C. Rodier, P. Lalanne, J.P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji
New J. Phys., 2006, **8**, 204. DOI: 10.1088/1367-2630/8/9/204.
10. N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich
Opt. Express, 2014, **22**, 14004. DOI: 10.1364/OE.22.014004.
11. N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina
Opt. Lett., 2013, **38**, 1149. DOI: 10.1364/OL.38.001149.
12. H.A. Haus
Waves and Fields in Optoelectronics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
13. P.G. Serafimovich, N.L. Kazansky, S.N. Khonina
Applied Optics, 2013, **52**, 5830. DOI: 10.1364/AO.52.005830.
14. Q. Quan, M. Loncar
Opt. Express, 2011, **22**, 18529. DOI: 10.1364/OE.19.018529.
15. P.G. Serafimovich
Komputernaya Optika [Computer Optics], 2015, **39**(2), 147 (in Russian).
16. A.V. Egorov, N.L. Kazansky, P.G. Serafimovich
Komputernaya Optika [Computer Optics], 2015, **39**(2), 158 (in Russian).
17. P.G. Serafimovich, N.L. Kazansky
Pattern Recognition and Image Analysis, 2015, **25**, 526.
DOI: 10.1134/S1054661815030219.

*

The work was financially supported by RFBR (projects N 13-07-97002, 13-07-13166, 14-07-97008 and 14-07-97009).

Интегральная оптика на основе нанокompозитных полимерных материалов*

*В.И. Соколов, А.С. Ахманов, И.М. Ашарчук, С.М. Игумнов, С.И. Молчанова, А.В. Нечаев,
А.Г. Савельев, А.А. Тютюнов, Е.В. Хайдуков, К.В. Хайдуков, В.Я. Панченко*

В настоящей статье рассматриваются различные аспекты современных лазерных технологий формирования элементов фотонных устройств на основе галогенированных и нанокомпозитных полимерных материалов, а также перспективы их использования в интегральной оптике. Впервые показано, что формирование полимерных волноводов из α -фторакриловых мономеров может быть реализовано без добавления специальных фотоинициаторов под действием УФ-излучения с длиной волны менее 270 нм. Также показано, что нанофосфоры $\beta\text{-NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}\text{:Er}^{3+}$ обладают интенсивной фотолюминесценцией в телекоммуникационном C-диапазоне (1525–1565 нм), легко внедряются в полимерные матрицы и могут быть использованы для усиления сигналов в «сквозных» 1.55 мкм оптических линиях связи, включающих кварцевые волокна, полимерные волноводы на печатной плате и кремниевые волноводы на чипе.

Ключевые слова: галогенированные полимеры, нанокомпозитные полимерные материалы, волноводные усилители, полимерная интегральная оптика.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-07-00976, 14-07-00759, 13-03-12265, 13-07-12093, 15-02-08697, 14-29-08265, 13-02-12439, 14-02-00875 и 14-29-07241).



СОКОЛОВ
Виктор Иванович
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



АХМАНОВ
Александр Сергеевич
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



АШАРЧУК
Илья Михайлович
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



ИГУМНОВ
Сергей Михайлович
Институт
элементоорганических
соединений
им. А.Н. Несмеянова РАН



МОЛЧАНОВА
Светлана Игоревна
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



НЕЧАЕВ
Андрей Валерьевич
Московский государственный
университет тонких химических
технологий им. М.В. Ломоносова



САВЕЛЬЕВ
Александр Георгиевич
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



ТЮТЮНОВ
Андрей Александрович
Институт
элементоорганических
соединений
им. А.Н. Несмеянова РАН



ХАЙДУКОВ
Евгений Валерьевич
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



ХАЙДУКОВ
Кирилл Валерьевич
Институт проблем лазерных
и информационных
технологий РАН



ПАНЧЕНКО
Владислав Яковлевич
академик, профессор,
директор Института проблем
лазерных и информационных
технологий РАН

Введение

Галогенированные (фтор- и хлорсодержащие) полимерные материалы перспективны для создания различных интегрально-оптических устройств благодаря их высокой прозрачности во всех трех «телекоммуникационных» диапазонах длин волн вблизи 0,85, 1,31 и 1,55 мкм [1–4]. Высокая прозрачность этих полимеров в видимой и ближней ИК-областях спектра обусловлена тем, что положения обертонов валентных колебаний связей С–F и С–Cl сдвинуты в сторону больших длин волн по сравнению с положениями обертонов С–Н-связей, ответственных за поглощение углеводородных полимеров в вышеуказанных спектральных областях [2]. Кроме того, фторсодержащие полимеры обладают низким показателем преломления [5], что обуславливает их низкое светорассеяние [1]. В свою очередь, хлорсодержащие полимеры имеют более высокий показатель преломления. Это позволяет путем сополимеризации фтор- и хлорсодержащих мономеров варьировать показатель преломления галогенированных полимеров в широких пределах. Дополнительно α -фторакриловые мономеры обладают высокой активностью в процессе радикальной фотополимеризации, что дает возможность использовать УФ-фотолитографию и прямое лазерное рисование для формирования волноводов. Соответствующие полимеры имеют повышенную ударопрочность, термо- и влагостойкость [6], они менее склонны к пожелтению, поскольку энергия С–F-связи выше, чем энергия связи С–Н.

Однако сами по себе галогенированные полимеры могут использоваться только для изготовления пассивных устройств передачи информации, таких как оптические волноводы, разветвители и направленные ответвители, мультиплексоры, демультиплексоры, высокоскоростные оптические шины передачи

данных для микропроцессорных вычислительных систем на печатной плате и т.д. Внедрение в полимерную матрицу нанокристаллов, легированных редкоземельными элементами, позволяет изготавливать активные фотонные устройства: волноводные усилители, а в перспективе и лазеры, интегрированные в оптические сети на печатной плате или на кремниевом чипе. Таким образом, создание нанокompозитных полимерных материалов открывает новые возможности в развитии интегрально-оптических устройств.

В настоящей статье рассматриваются различные аспекты современных лазерных технологий формирования элементов фотонных устройств на основе галогенированных и нанокompозитных полимерных материалов и перспективы их использования в интегральной оптике. В частности, впервые показано, что формирование полимерных волноводов из α -фторакриловых мономеров может быть реализовано без добавления специальных фотoinициаторов под действием УФ-излучения с длиной волны менее 270 нм. Также показано, что нанопосфоры β - $\text{NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}\text{:Er}^{3+}$ обладают интенсивной фотолуминесценцией в телекоммуникационном С-диапазоне (1525–1565 нм), легко внедряются в полимерные матрицы и перспективны для усиления сигналов в «сквозных» 1.55 мкм оптических линиях связи, включающих кварцевые волокна, полимерные волноводы на печатной плате и кремниевые волноводы на чипе.

Галогенированные α -фторакриловые мономеры для интегральной оптики и фотоники

Для создания полимерных элементов интегральной оптики мы использовали новые галогенированные акриловые мономеры с большой степенью фторирования (хлорирования). Эти мономеры обладают высокой оптической прозрачностью в телекоммуникационных диапазонах длин волн и высокой активностью в процессе радикальной фотополимеризации [7]. Поэтому они могут быть использованы для формирования различных фотонных устройств методами УФ-фотолитографии и прямого лазерного рисования [4, 8–11].

Нами впервые синтезированы α-фторакрилаты гомологического ряда $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_2-(\text{CF}_2)_m-\text{CF}_3$ (1), где $m=0, 1, 3, 5$, а также мономеры ряда $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})_m(\text{CF}_3)_{3-m}$ (2), где $m = 0, 1, 2, 3$. Мономеры 1 и 2 представляют собой прозрачные бесцветные жидкости с низкой вязкостью, хорошо растворимые друг в друге. Степень галогенирования этих мономеров лежит в пределах 83.3 – 90.9% (табл. 1).

Таблица 1. Степень галогенирования α -фторакриловых мономеров 1 и 2 и их показатель преломления n_D на длине волны $\lambda=589.3$ нм, измеренный при 20 °С

Мономер	Степень галогенирования, %	n_D
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_3$	83.3	1.3159
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_2-\text{CF}_2-\text{CF}_3$	85.7	1.3155
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_2-(\text{CF}_2)_3-\text{CF}_3$	88.9	1.3136
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_2-(\text{CF}_2)_5-\text{CF}_3$	90.9	1.3121
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})(\text{CF}_3)_2$	83.3	1.3455
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})_2\text{CF}_3$	83.3	1.3750
$\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})_3$	83.3	1.4038

Типичные спектры поглощения мономеров 1, 2 и соответствующих гомополимеров в телекоммуникационных диапазонах длин волн приведены на рисунке 1. Видно, что их коэффициент поглощения не превышает 0.15 дБ/см вблизи 1550 нм. Это обусловлено высокой степенью галогенирования, которая достигает 90.9%.

На рисунке 2 показаны зависимости показателя преломления мономеров гомологических рядов 1 и 2 в зависимости от числа атомов фтора или хлора в молекуле. Из рисунка следует, что при увеличении степени фторирования показатель преломления уменьшается, а при увеличении степени хлорирования – возрастает. Таким образом, смешивая фтор- и хлорсодержащие мономеры в определенных соотношениях, можно создавать способные к фотополимеризации композиции с показателем преломления от 1.3121 до 1.4038 (табл. 1).

Формирование одномодовых полимерных волноводов с использованием контактной УФ-фотолитграфии

Одномодовые полимерные волноводы для телекоммуникационного диапазона длин волн 1.55 мкм типично имеют поперечный размер 8×8 мкм при длине от нескольких миллиметров до нескольких десятков сантиметров. При этом расстояние между волноводами в массиве варьируется от нескольких микрон до нескольких десятков микрон, что налагает высокие требования на разрешающую способность лазерных методов их формирования.

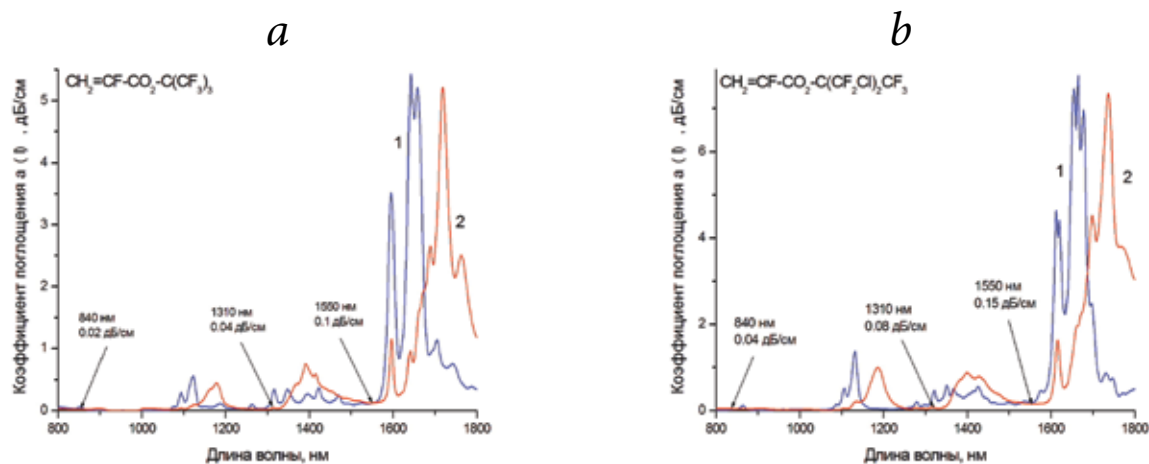


Рис. 1. Коэффициенты поглощения $\alpha(\lambda)$ мономера $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_3$ (1) и соответствующего гомополимера 2 (а) и мономера $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})_2\text{CF}_3$ (1) и соответствующего полимера 2 (б) в телекоммуникационных диапазонах длин волн вблизи 0.84, 1.31 и 1.55 мкм.

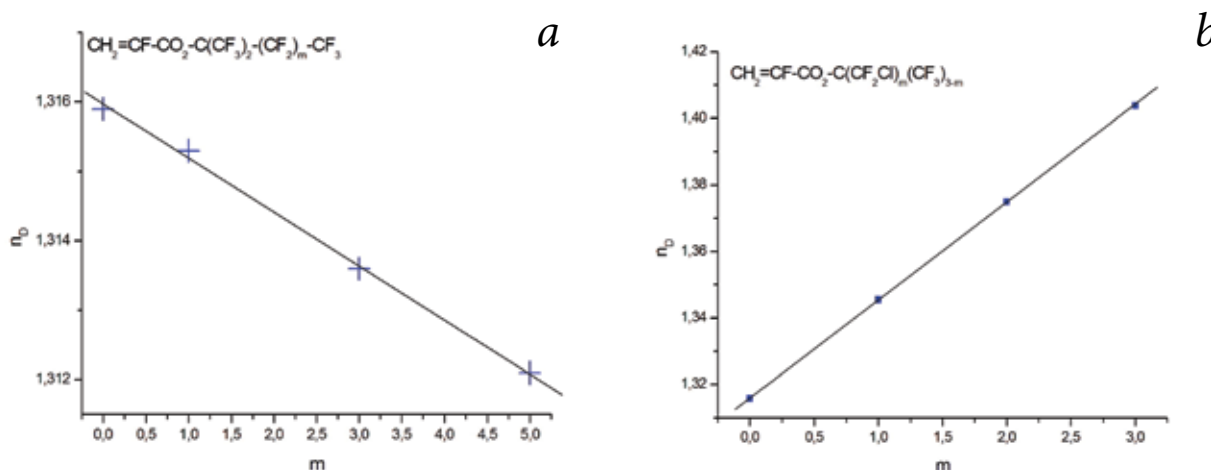


Рис. 2. Зависимость показателя преломления n_D мономеров гомологического ряда $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_3)_2-(\text{CF}_2)_m-\text{CF}_3$ от m ($m=0, 1, 3, 5$) (измерен при 20 °C) (а) и от числа атомов хлора t в молекуле мономеров гомологического ряда $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{CO}_2-\text{C}(\text{CF}_2\text{Cl})_m-(\text{CF}_2)_{3-3m}$ ($m=0, 1, 2, 3$) (б).

Создание одномодовых полимерных волноводов с использованием α -фторакриловых мономеров 1 и 2 может быть осуществлено методом контактной фотолитографии, в основе которого лежит реакция радикальной фотополимеризации жидких мономеров и композиций на их основе под действием актинического УФ-излучения. Этот процесс включает следующие этапы (рис. 3):

- формирование на подложке (печатной плате или кремниевом чипе) буферного полимерного слоя с низким показателем преломления;
- формирование на буферном слое световедущих жил волноводов путем освещения композиции с высоким показателем преломления УФ-излучением через фотошаблон;
- зарастивание световедущих жил покровным полимерным слоем с низким показателем преломления.

С использованием контактной фотолитографии под действием активного излучения с длиной волны 365 нм на кремниевых подложках сформированы базовые элементы полимерных интегрально-оптических устройств для «телекоммуникационного» диапазона длин волн вблизи 1.5 мкм (рис. 4). Ширина и высота волноводов лежит в диапазоне 6–10 мкм,

длина волноводов составляет 25–50 мм. Числовая апертура волноводов $NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}$, определяемая показателями преломления световедущей жилы n_2 и оболочки n_1 , составляет 0.13. Видно, что световедущие жилы волноводов имеют резко очерченные края, что свидетельствует о высокой разрешающей способности метода контактной фотолитографии, которая составляет < 0.5 мкм.

Таким образом, показано, что с использованием контактной УФ-фотолитографии можно форми-

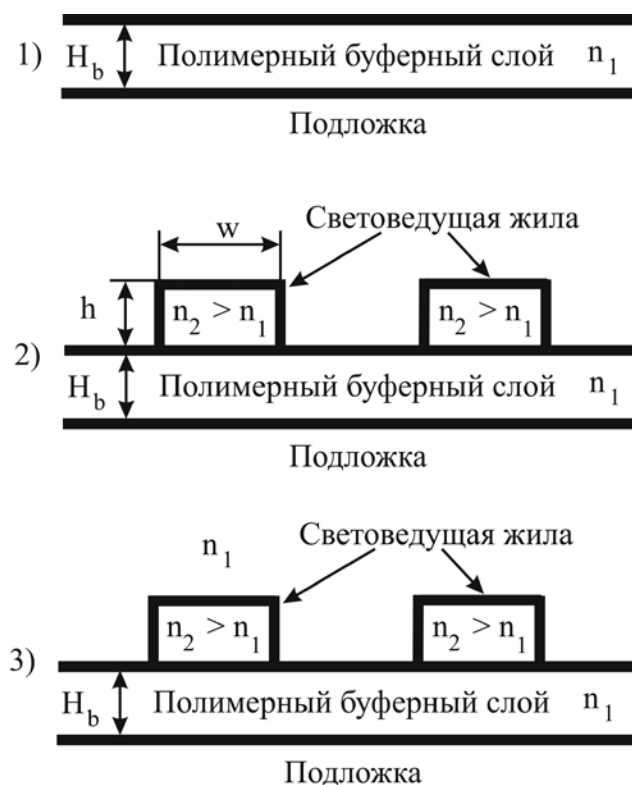


Рис. 3. Этапы формирования полимерных волноводов методом контактной УФ-фотолитографии; n_1 и n_2 – показатели преломления буферного слоя и световодящей жилы соответственно, w – ширина, h – высота волновода, H_1 – толщина буферного слоя.

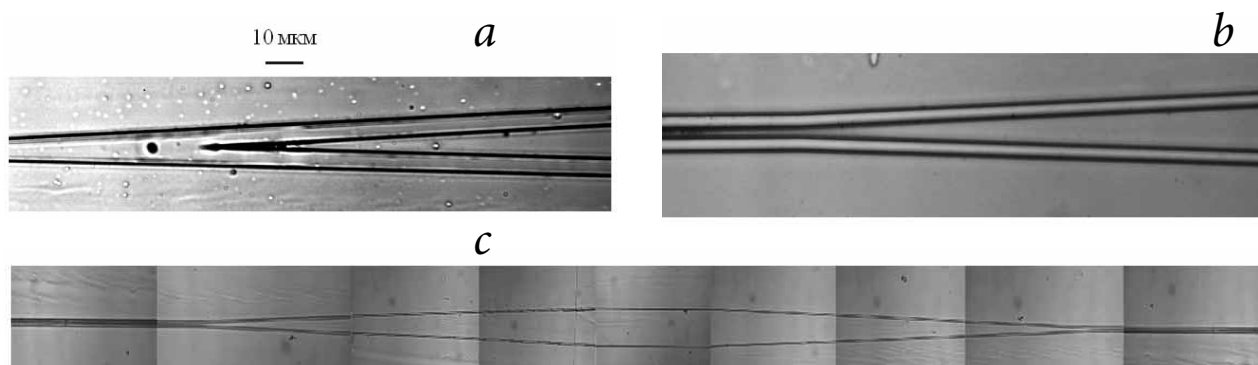


Рис. 4. Фотографии элементов полимерных интегрально-оптических устройств, изготовленных на кремниевых подложках методом контактной УФ-фотолитографии: волноводный разветвитель 1х2 (а), направленный ответитель (b) и интерферометр Маха-Цендера (общий вид – коллаж, составленный из фотографий различных участков интерферометра) (с). Ширина световедущих жил волноводов составляет 10 мкм.

ровать базовые элементы интегрально-оптических устройств из α -фторакриловых мономеров, обладающих степенью галогенирования 83,3–90,9%.

Создание интегрально-оптического интеркон- некта на печатной плате с использованием поли- мерных волноводов на гибких подложках

В настоящее время большое внимание уделяется развитию высокоскоростных оптических межсоединений для микропроцессорных вычислительных систем (супер-ЭВМ). Такие «сквозные» межсоединения с длиной волны вблизи 1.55 мкм включают оптические линии связи между стойками на основе кварцевых волокон, на печатной плате с использованием массивов полимерных волноводов, а в перспективе – межсоединения на чипе с использованием кремниевых волноводов [4, 8, 11–13].

Идея интегрально-оптического интерконнекта на печатной плате, позволяющего объединить массивы полимерных волноводов на материнской и дочерних платах в единую оптическую шину передачи данных, иллюстрируется на *рисунке 5*. На этом рисунке

представлена схема кросс-панели (motherboard) и трех дочерних плат (daughterboard), вставленных в кросс-панель. Оптический сигнал, распространяющийся по полимерному волноводу на кросс-панели, перенаправляется в полимерный волновод на дочерней плате, претерпевая поворот на 90 градусов.

Конкретная реализация оптического интерконнекта может быть осуществлена с помощью гибких волоконно-оптических шлейфов, содержащих от нескольких единиц до нескольких десятков кварцевых волокон. В качестве альтернативы шлейфам можно использовать массивы полимерных волноводов на гибких пластиковых подложках, допускающие поворот на 90 градусов при радиусе изгиба 10–20 мм. Преимуществами шлейфов на основе полимерных волноводов по сравнению

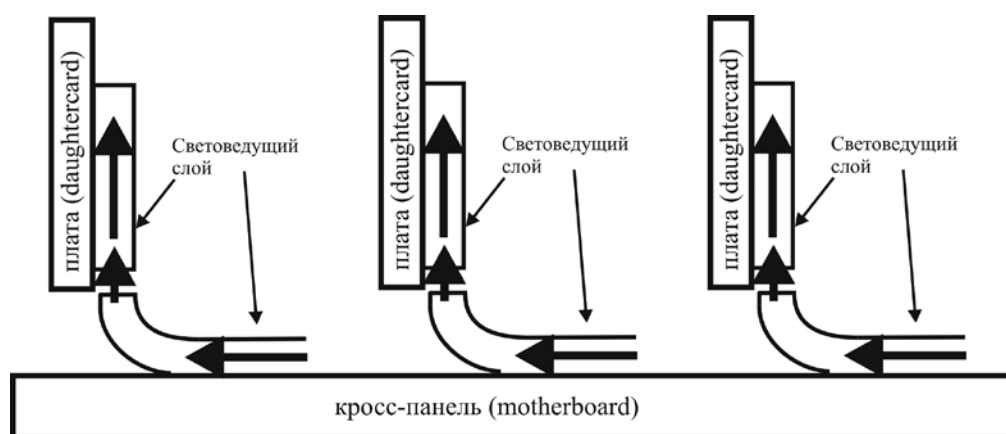


Рис. 5. Схема оптического интерконнекта на основе полимерных волноводов на гибкой пластиковой подложке. Стрелками показано направление распространения оптического сигнала от кросс-панели к дочерним платам.

с волоконно-оптическими шлейфами являются более высокая плотность упаковки волноводов в массиве и простота формирования торцов.

Для создания волноводов на гибких подложках использовали композиции из галогенированных мономеров – акрилатов. Общий вид шлейфа, включающего двенадцать полимерных волноводов, показан на *рисунке 6*, а на *рисунке 7* приведены фотографии изготовленного полимерного шлейфа. Ширина волноводов составляет 40 мкм, высота – 20 мкм, расстояние между волноводами в массиве – 120 мкм. Торец шлейфа, показанный на *рисунке 7b*, получен методом скрайбирования полимерной пленки с последующим сколом по линии надсечки.

Таким образом, показано, что метод контактной фотолитографии позволяет формировать массивы полимерных волноводов на гибких пластиковых подложках.

Формирование элементов оптических межсоединений в нескольких уровнях многослойной печатной платы

При создании печатных плат с интегрированной оптической шиной передачи данных желательно иметь возможность размещать волноводы в нескольких уровнях многослойной платы. Это позволяет, с одной стороны, существенно расширить пропускную способность оптической шины, а с другой – открывает новые возможности для архитектурных решений при создании оптических межсоединений для перспективных супер-ЭВМ эксафлопсной производительности. Однако размещение волноводов в нескольких уровнях печатной платы предъявляет более жесткие требования к термической стабильности используемых полимеров. В частности, они должны выдерживать кратковременный нагрев до 200–230 °С в течение нескольких десятков минут и до 170–180 °С в те-



Рис. 6. Фотография шлейфа из 12 полимерных волноводов на гибкой пластиковой подложке, изготовленного в Институте проблем лазерных и информационных технологий РАН.

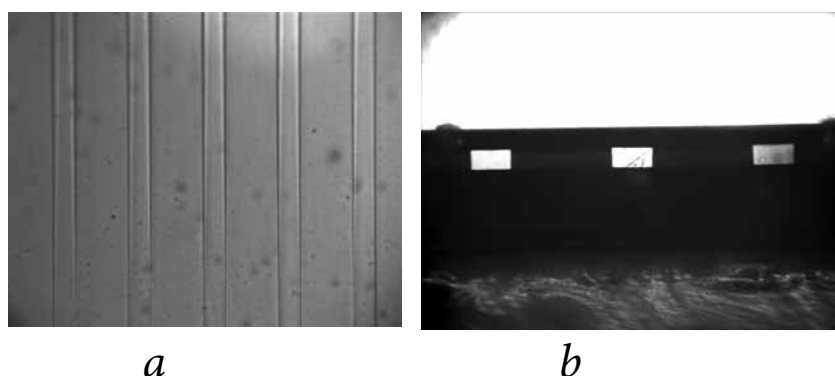


Рис. 7. Фотографии массива полимерных волноводов, изготовленных методом контактной УФ-фотолитографии на гибкой пластиковой подложке: вид сверху (а) и с торца (б).

чение нескольких часов без ухудшения оптических свойств. Такой диапазон температур диктуется требованиями современного технологического процесса производства многослойных печатных плат, который включает термическое спекание отдельных плат при повышенном давлении. Используемые нами композиции на основе галогенированных акрилатов удовлетворяют требованиям по термической стойкости. Это обусловлено тем фундаментальным обстоятельством, что энергия разрыва связи C-F выше энергии разрыва связи C-H. Поэтому полимеры, имеющие высокую степень фторирования, более устойчивы к повышенным температурам, чем углеводородные полимеры, например полиметилметакрилат.

Фотография изготовленных массивов полимерных волноводов, расположенных в двух слоях печатной платы, представлена на *рисунке 8*. Ширина и высота волноводов составляют 40 и 30 мкм соответственно, расстояние между ними равно 120 мкм.

Для измерения скоростных характеристик созданной оптической шины использована методика глазковых диаграмм. Схема измерений представлена на рисунке 9. Полупроводниковый лазер с длиной волны 1.55 мкм и волоконным выводом излучения модулируется последовательностью тестовых электрических

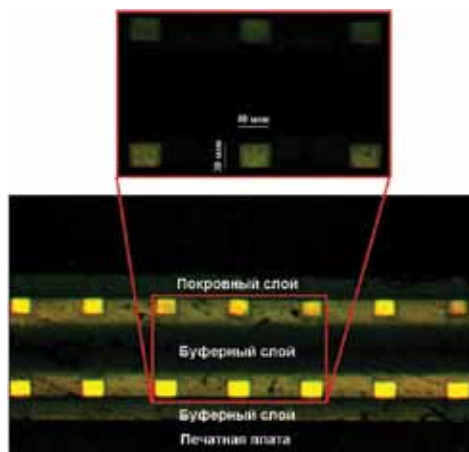


Рис. 8. Образец двухслойного массива полимерных волноводов, сформированных на печатной плате методом контактной УФ-фотолитографии (вид с торца).

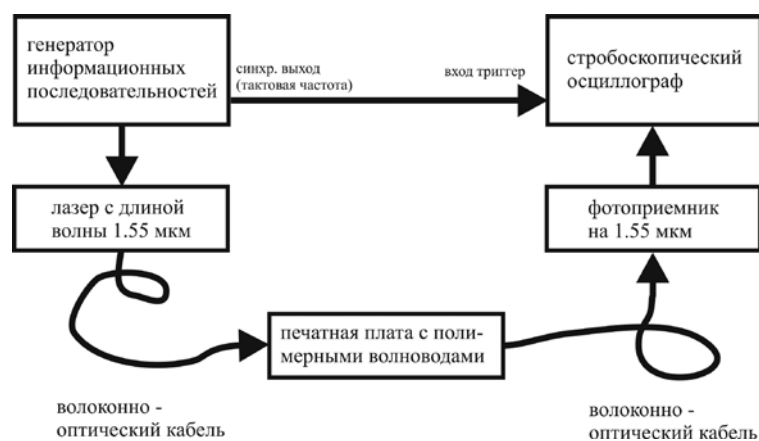


Рис. 9. Схема измерения скоростных характеристик полимерной оптической шины на печатной плате с использованием методики глазковых диаграмм.

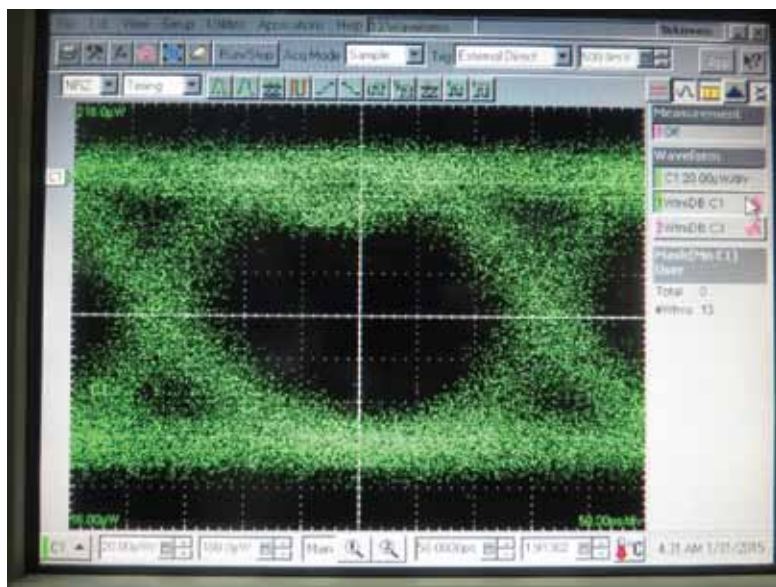


Рис. 10. Вид глазковой диаграммы при передаче последовательности оптических импульсов (PRBS $10^{23}-1$) на длине волны 1.55 мкм по полимерной оптической шине со скоростью 3.3 Гбит/с.

импульсов (PRBS $10^{23}-1$) от генератора информационных последовательностей. Излучение лазера вводится в полимерный волновод посредством волоконно-оптического кабеля. Прошедшие по волноводу световые импульсы собираются в оптическое волокно и подаются на вход фотоприемника. Электрические импульсы с выхода фотоприемника подаются на вход стробоскопического осциллографа, который строит глазковую диаграмму и анализирует глазок с использованием соответствующих масок.

На рисунке 10 представлен типичный вид глазковой диаграммы, полученный при скорости передачи данных 3.3 Гбит/с, что ограничивалось характеристиками используемого генератора информационных последовательностей Textronix DTG5334.

Самоинициирование реакции радикальной фотополимеризации α -фторакрилатов без фотоинициатора

Формирование полимерных волноводов обычно осуществляется с использованием радикальной фотополимеризации жидких мономеров под действием УФ-излучения при введении в них специальных фотоинициаторов. Поглощая фотоны актинического излучения, молекула фотоинициатора диссоциирует с образованием свободных радикалов, которые инициируют цепную реакцию полимеризации мономеров. Однако использование фотоинициаторов может приводить к пожелтению полимера и ухудшению его оптической прозрачности, что является нежелательным. Кроме того, многие фотоинициаторы плохо растворяются в мономерах, имеющих высокую степень фторирования. С другой стороны, известно, что под действием высокоэнергетических фотонов молекулы ряда метакриловых и акриловых мономеров могут переходить в электронно-возбужденное состо-

ание с образованием свободных радикалов, приводя к самоинициированию радикальной полимеризации [14–16]. Нами впервые показано, что полимеризация α -фторакрилатов может быть инициирована светом с длиной волны $\lambda < 270$ нм. При этом установлено, что в процессе полимеризации происходит «просветление» α -фторакрилатов, которое связано с раскрытием двойных $C=C$ -связей и образованием макромолекул полимера из молекул мономера. Этот эффект следует принимать во внимание при разработке методов формирования полимерных волноводов, в частности при выборе оптимальной длины волны активного излучения. Если глубина проникновения УФ-света в полимер меньше целевой высоты световедущей жилы, то волновод не может быть сформирован. С другой стороны, если глубина проникновения много больше высоты жилы, только часть актинического излучения участвует в процессе ее отверждения. Другая его часть вследствие рассеяния и отражения от подложки может попадать в темновые участки под фотошаблоном и инициировать в них процесс полимеризации, что приводит к ухудшению разрешающей способности метода. На рисунке 11 показан спектр коэффициента поглощения света $\alpha(\lambda)$ для мономера $CH_2=CF-COO-C(CF_3)_3$ и соответствующего гомополимера. Видно, что глубина проникновения света с длиной волны 260 нм в мономер по уровню 0.5 составляет 18 мкм, а в полимер – 140 мкм. Таким образом, УФ-излучение с длиной волны 260 нм оптимально для формирования полимерных волноводов с высотой световедущей жилы от 50 до 100 мкм. Для формирования волноводов с меньшей высотой целесообразно использовать более коротковолновое излучение, имеющее меньшую глубину проникновения в полимерный материал.

На *рисунке 12* приведена фотография массива световедущих жил

волноводов, изготовленных из α -фторакрилата $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{COO}-\text{C}(\text{CF}_3)_3$ методом УФ-фотолитографии без фотоинициатора. Ширина жил и расстояние между ними составляют 50 мкм, высота равна 25 мкм.

Формирование полимерных волноводных усилителей для 1.5 мкм с использованием нанокристаллов NaYF_4 , солегированных эрбием и иттербием

В настоящее время большое внимание уделяется созданию интегрально-оптических усилителей для телекоммуникационного С-диапазона длин волн на основе нанокompозитных полимерных материалов, легированных редкоземельными элементами. Одним из перспективных подходов к формированию таких усилителей является внедрение в полимерную матрицу наноразмерных фосфоров $\beta\text{-NaYF}_4$, солегированных эрбием и иттербием [17, 18].

Наноразмерные кристаллы β - NaYF_4 с ядром, легированным ионами Yb^{3+} , Er^{3+} , и оболочкой из нелегированного NaYF_4 (структура «сердцевина-оболочка»), были синтезированы нами по методике, описанной в работе [19]. Концентрация редкоземельных элементов в ядре наночастицы составляла $\text{Y} : \text{Yb} : \text{Er} = 0.78 : 0.20 : 0.02$. На *рисунке 13* представлена схема частицы со структурой сердцевина-оболочка и фотография изготовленных наночастиц, полученная с использованием трансмиссионной электронной микроскопии

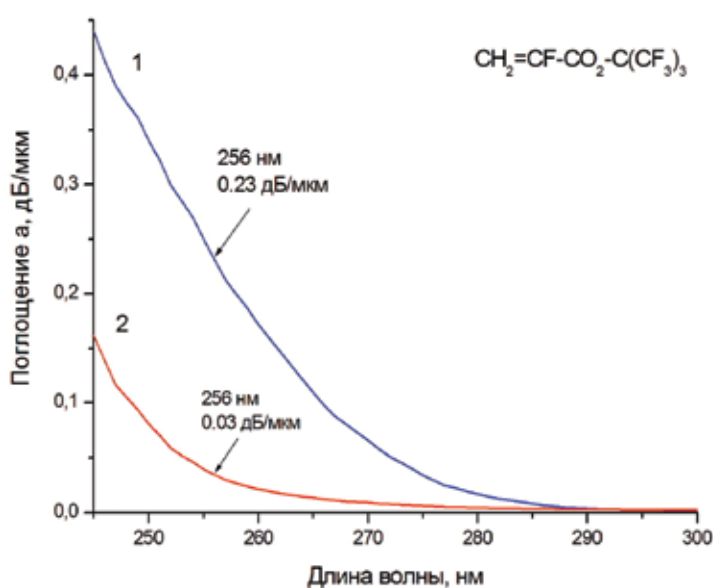


Рис. 11. Зависимость коэффициента поглощения света α от длины волны λ для мономера $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{COO}-\text{C}(\text{CF}_3)_3$ (1) и соответствующего гомополимера 2 в УФ-области спектра.

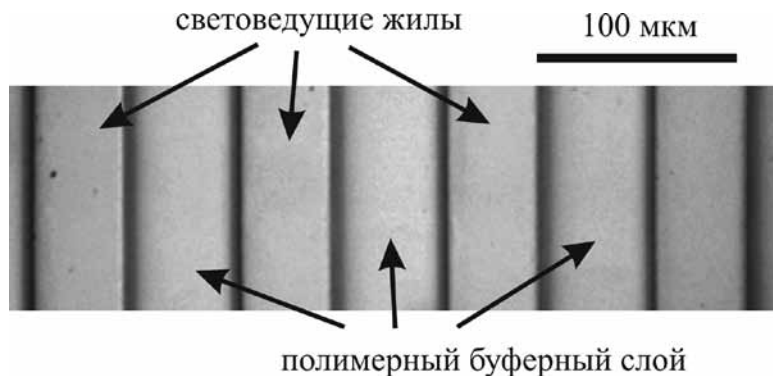


Рис. 12. Фотография массива световедущих жил полимерных волноводов, сформированных из α -фторакрилата $\text{CH}_2=\text{CF}-\text{COO}-\text{C}(\text{CF}_3)_3$ методом УФ-фотолитографии без фотоинициатора. Вид сверху до закрытия полимерным покровным слоем.

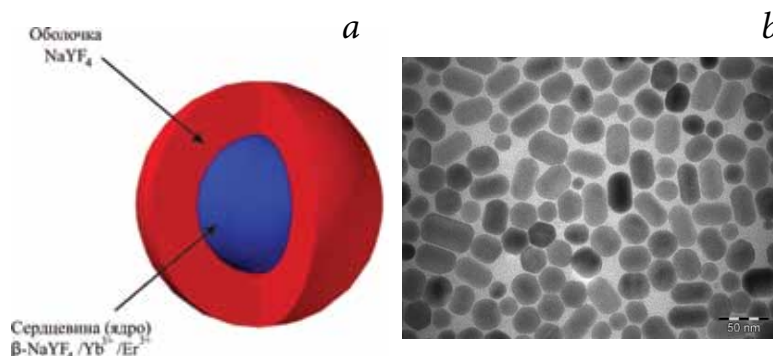


Рис. 13. Схема наночастицы $\beta\text{-NaYF}_4/\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ со структурой сердцевина-оболочка (a) и ТЭМ-фотография синтезированных наночастиц (b).

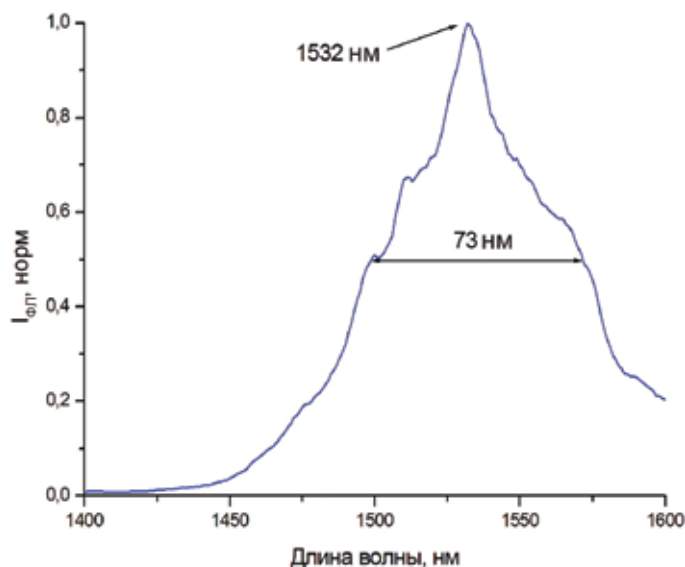


Рис. 14. Спектр фотолюминесценции наночастиц $\beta\text{-NaYF}_4/\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ со структурой сердцевина-оболочка в телекоммуникационном С-диапазоне при накачке излучением с длиной волны 977 нм.

(ТЭМ). Диаметр ядра составлял 40 ± 5 нм, толщина оболочки 3–4 нм.

Спектр фотолюминесценции синтезированных наночастиц при накачке излучением с длиной волны 977 нм приведен на рисунке 14. Видно, что ширина спектра по полувысоте составляет 73 нм. Это потенциально позволяет усиливать оптические сигналы во всем С-диапазоне.

Нами разработаны методы введения наночастиц $\beta\text{-NaYF}_4/\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ в способные к фотополимеризации композиции, основанные на физико-химической модификации их поверхности. Это позволяет повысить концентрацию наночастиц в них до 5–10%. На рисунке 15а представлена фотография изогнутого полимерного волновода с внедренными нанопосфорными, в котором распространяется ИК-излучение с длиной волны 977 нм. Отчетливо виден трек рассеянного света в «зеленой» области спектра вблизи 545 нм, возбуждаемого распространяющимся по волноводу ИК-излучением накачки. Относительный коэффициент усиления в волноводe на длине волны 1.525 мкм составил 1.4 дБ/см (рис. 15b). Коэффициент усиления может быть увеличен при оптимизации матрицы, в которую введены ионы эрбия, процентного содержания в ней ионов эрбия и иттербия, а также путем уменьшения эффекта апконверсии, например, за счет солегирования церием или европием.

Заключение

Синтезированы новые галогенированные α -фторакриловые мономеры, обладающие высокой оптической прозрачностью в телекоммуникационных диапазонах длин волн вблизи 0.85, 1.31 и 1.55 мкм. Разработаны методы синтеза нанопосфоров $\beta\text{-NaYF}_4$ со структурой сердцевина-оболочка, солегированных эрбием и иттербием, а также методы их внедрения в полимерную матрицу. Проанализированы различные аспекты современных лазерных технологий формирования элементов фотонных устройств на основе галогенированных и нанокомпозитных полимерных материалов и перспективы их использования в интегральной оптике. С использованием контактной УФ-фотолитографии сформированы базовые полимерные элементы интегрально-оптических устройств:

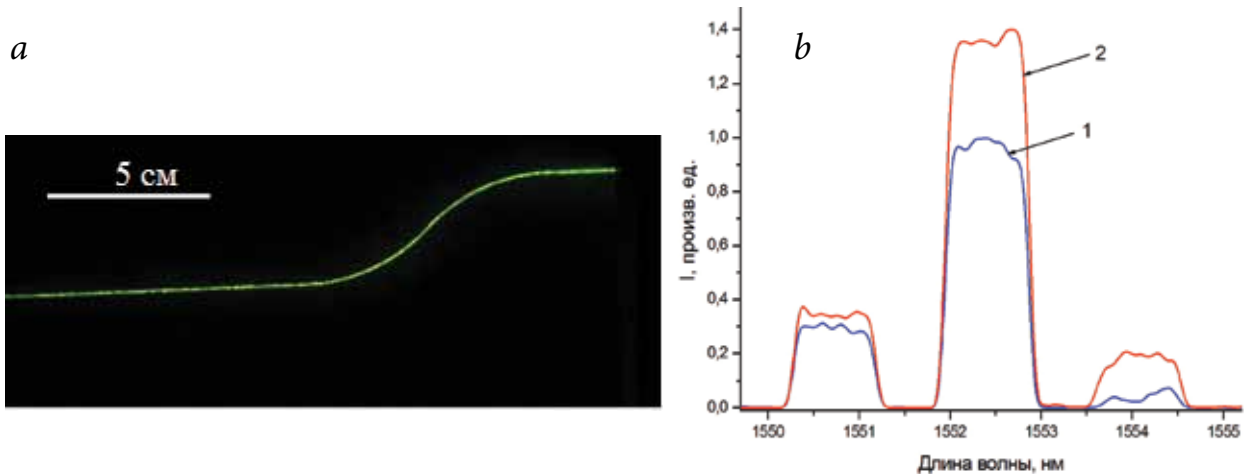


Рис. 15. а – Фотолюминесценция полимерного волновода с внедренными наночастицами $\beta\text{-NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}\text{Er}^{3+}$ вблизи 545 нм при прохождении по нему излучения с длиной волны 977 нм (вид сверху); б – интенсивность лазерного сигнала, прошедшего через полимерный волновод в отсутствие накачки (кривая 1) и при накачке 977 нм излучением мощностью 50 мВт (кривая 2).

одномодовые волноводы, разветвители и направленные ответвители, волноводные интерферометры Маха–Цендера. Разработана методика формирования полимерных волноводов в нескольких уровнях, что позволяет создавать многослойные оптоэлектронные печатные платы. Впервые показано, что формирование полимерных волноводов из α -фторакриловых мономеров мо-

жет быть реализовано без добавления специальных фотоинициаторов под действием УФ-излучения с длиной волны менее 270 нм. Также показано, что нанопосфаты $\beta\text{-NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}\text{Er}^{3+}$ обладают интенсивной фотолюминесценцией в телекоммуникационном С-диапазоне (1525–1565 нм), легко внедряются в полимерные матрицы и перспективны для усиления сигналов в «сквозных» 1.55 мкм оптических линиях связи, включающих кварцевые волокна, полимерные волноводы на печатной плате и кремниевые волноводы на чипе.

Литература

1. N. Tanio, Y. Koike
Polymer Journal, 2000, **32**(1), 43. DOI: 10.1295/polymj.32.43.
2. W. Groh
Makromol. Chem., 1988, **189**, 2861.
DOI: 10.1002/macp.1988.021891213.
3. M. Zhou
Opt. Eng., 2002, **41**(7), 1631. DOI: 10.1117/1.1481895.
4. H. Ma, A.K.-Y. Jen, L.R. Dalton
Advanced materials, 2002, **14**(19), 1339.
DOI: 10.1002/1521-4095(20021002)14:19<1339::AID-ADMA1339>3.0.CO;2-O.
5. W. Groh, A. Zimmermann
Macromolecules, 1991, **24**(25), 6660. DOI: 10.1021/ma00025a016.
6. Л.С. Богуславская, И.Ю. Пантелева, Т.В. Морозова, А.В. Карташов, Н.Н. Чуваткин
Успехи химии, 1990, **59**(9), 1555.
7. А.А. Тютюнов, В.Э. Бойко, А.В. Синько, С.М. Изумнов, С.И. Молчанова, Е.В. Хайдуков, В.И. Соколов
Фторные заметки, 2014, **6**(97), 7.
8. L. Eldada, L.W. Shacklette
IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2000, **6**(1), 54.
DOI: 10.1109/2944.826873.
9. M.C. Oh, K.J. Kim, W.S. Chu, J.W. Kim, J.K. Seo, Y.O. Noh, H.J. Lee
Polymers, 2011, **3**, 975. DOI: 10.3390/polym3030975.
10. G. Li, J. Wang, S. Guixian, X. Jian, L. Wang, M. Zhao
Polymer Journal, 2010, **42**, 880. DOI: 10.1038/pj.2010.85.
11. С.М. Изумнов, В.И. Соколов, В.К. Меньшиков, О.А. Мельник, В.Э. Бойко, В.И. Дьяченко, Л.Н. Никитин, Е.В. Хайдуков, Г.Ю. Юрков, В.М. Бузник
Доклады АН. Химия, 2012, **446**(3), 288.
12. B.J. Offrein, C. Berger, R. Beyeler, R. Dangel, L. Dellman, F. Horst, T. Lamprecht, N. Meier, R. Budd, F. Libsch, J. Kash
Proc. of SPIE, 2005, **5990**, 59900E. DOI: 10.1117/12.633532.
13. F.E. Doany, C.L. Show, C.W. Baks, D.M. Kuchta, P. Pepeljugosky, L. Schares, R. Budd, F. Libsch, R. Dangel, F. Horst, B.J. Offrein, J.A. Kash
IEEE Trans. Adv. Packag., 2009, **32**(2), 345.
DOI: 10.1109/TADV.2009.201487.
14. A.P. Alexandrov, S.V. Muraviov, N.A. Babina, N.M. Bityurin
Proc. of SPIE, 2001, **4423**, 74. DOI: 10.1117/12.431205.
15. T. Scherzer
J. Polym. Sci. A Polym. Chem., 2004, **42**(4), 894.
DOI: 10.1002/pola.11039.
16. F. Bauer, U. Decker, S. Naumov, C. Riedel
Prog. Org. Coat., 2014, **77**, 1085. DOI: 10.1016/j.porg-coat.2014.03.013.
17. X. Zhai, J. Li, S. Liu, X. Liu, D. Zhao, F. Wang, D. Zhang, G. Qin, W. Qin
Opt. Mater. Express, 2013, **3**(2), 270. DOI: 10.1364/OME.3.000270.
18. T. Wang, D. Zhao, M. Zhang, J. Yin, W. Song, Z. Jia, X. Wang, G. Qin, W. Qin, F. Wang, D. Zhang
Optical Materials Express, 2015, **5**(3), 469.
DOI: 10.1364/OME.5.000469.
19. E.A. Grebenik, A. Nadort, A.N. Generalova, A.V. Nechaev, V.K.A. Sreenivasan, E.V. Khaydukov, V.A. Semchishen, A.P. Popov, V.I. Sokolov, A.S. Akhmanov, V.P. Zubov, D.V. Klinov, V.Ya. Panchenko, S.M. Deyev, A.V. Zvyagin
J. Biomed. Opt., 2013, **18**(7), 076004.
DOI: 10.1117/1.JBO.18.7.076004.

English

Integrated Optics on the Basis of Nanocomposite Polymer Materials*

Viktor I. Sokolov –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: visokol@rambler.ru

Alexander S. Akhmanov –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: asakhmanov@mail.ru

Ilya M. Asharchuk –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: ilya-asharchuk@yandex.ru

Sergey M. Igoumnov –
A.N. Nesmeyanov Institute
of Organoelement Compounds,
Russian Academy of Sciences
28, Vavilova Str., Moscow, 119991, Russia
e-mail: igoumnov01@yandex.ru

Svetlana I. Molchanova –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: cbeta34@ya.ru

Andrey V. Nechaev –
Lomonosov Moscow State University
of Fine Chemical Technologies
86, Prosp. Vernadskogo, Moscow, 119571, Russia
e-mail: chemorg@mail.ru

Alexander G. Savelyev –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: a.g.savelyev@gmail.com

Andrey A. Tyutyunov –
A.N. Nesmeyanov Institute
of Organoelement Compounds,
Russian Academy of Sciences
28, Vavilova Str., Moscow, 119991, Russia
e-mail: tuyutyunov@rambler.ru

Evgeny V. Khaydukov –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: khaydukov@mail.ru

Kirill V. Khaydukov –
Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: haidukov_11@mail.ru

Vladislav Ya. Panchenko –
Academician, Professor,
Director of Institute on Laser and Information
Technologies, Russian Academy of Sciences
1, Svyatoozerskaya Str., Moscow Region,
Shatura, 140700, Russia
e-mail: panch@laser.ru

* The work was financially supported by RFBR (projects N 13-07-00976, 14-07-00759, 13-03-12265, 13-07-12093, 15-02-08697, 14-29-08265, 13-02-12439, 14-02-00875 and 14-29-07241).

Abstract

This paper examines various aspects of modern laser technologies employed in manufacturing of the photonic devices based on halogenated and nanocomposite polymer materials, and also prospects for their application in integrated optics. It is shown that polymer waveguides can be fabricated from α -fluoroacrylic monomers by UV curing at the wavelength <270 nm without imposition of any special photo initiators. It is observed that $\text{-NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}\text{:Er}^{3+}$ nanophosphors demonstrate intensive photoluminescence in the C-band optical communications window (wavelength range of 1525 -1565 nm), also they are readily dispersed in the polymer matrix. They can be used for signal amplification in the integrated 1.55 m fiber optic transmission systems, which include quartz optical fibers, polymeric waveguides on a printed circuit board and silicon waveguides on a chip.

Keywords: halogenated polymers, nanocomposite polymer materials, waveguide amplifiers, polymer integrated optics.

References

1. N. Tanio, Y. Koike
Polymer Journal, 2000, **32**(1), 43. DOI: 10.1295/polymj.32.43.
2. W. Groh
Makromol. Chem., 1988, **189**, 2861.
DOI: 10.1002/macp.1988.021891213.
3. M. Zhou
Opt. Eng., 2002, **41**(7), 1631. DOI: 10.1117/1.1481895.
4. H. Ma, A.K.-Y. Jen, L.R. Dalton
Advanced materials, 2002, **14**(19), 1339.
DOI: 10.1002/1521-4095(20021002)14:19<1339::AID-ADMA1339>3.0.CO;2-O.
5. W. Groh, A. Zimmermann
Macromolecules, 1991, **24**(25), 6660. DOI: 10.1021/ma00025a016.
6. L.S. Boguslavskaya, I.Yu. Panteleeva, T.V. Morozova, A.V. Kartashov, N.N. Chuvatkin
Russ. Chem. Rev., 1990, **59**(9), 906.
DOI: 10.1070/RC1990v059n09ABEH003563.
7. A.A. Tyutyunov, V.E. Boyko, A.V. Sinko, S.M. Igumnov, S.I. Molchanova, E.V. Khaidukov, V.I. Sokolov
Ftornye zametki [Fluorine notes], 2014, **6**(97) (in Russian).
8. L. Eldada, L.W. Shacklette
IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2000, **6**(1), 54.
DOI: 10.1109/2944.826873.
9. M.C. Oh, K.J. Kim, W.S. Chu, J.W. Kim, J.K. Seo, Y.O. Noh, H.J. Lee
Polymers, 2011, **3**, 975. DOI: 10.3390/polym3030975.
10. G. Li, J. Wang, S. Guixian, X. Jian, L. Wang, M. Zhao
Polymer Journal, 2010, **42**, 880. DOI: 10.1038/pj.2010.85.
11. S.M. Igumnov, V.I. Sokolov, V.K. Men'shikov, O.A. Melnik, V.E. Boiko, V.I. Dyachenko, L.N. Nikitin, E.V. Khaidukov, G.Yu. Yurkov, V.M. Buznik
Doklady Chemistry, 2012, **446**(1), 183.
DOI: 10.1134/S0012500812090066.
12. B.J. Offrein, C. Berger, R. Beyeler, R. Dangel, L. Dellman, F. Horst, T. Lamprecht, N. Meier, R. Budd, F. Libsch, J. Kash
Proc. of SPIE, 2005, **5990**, 59900E. DOI: 10.1117/12.633532.
13. F.E. Doany, C.L. Show, C.W. Baks, D.M. Kuchta, P. Pepeljugosky, L. Schares, R. Budd, F. Libsch, R. Dangel, F. Horst, B.J. Offrein, J.A. Kash
IEEE Trans. Adv. Packag., 2009, **32**(2), 345.
DOI: 10.1109/TADVP.2009.2014877.
14. A.P. Alexandrov, S.V. Muraviov, N.A. Babina, N.M. Bityurin
Proc. of SPIE, 2001, **4423**, 74. DOI: 10.1117/12.431205.
15. T. Scherzer
J. Polym. Sci. A Polym. Chem., 2004, **42**(4), 894.
DOI: 10.1002/pola.11039.
16. F. Bauer, U. Decker, S. Naumov, C. Riedel
Prog. Org. Coat., 2014, **77**, 1085. DOI: 10.1016/j.porg-coat.2014.03.013.
17. X. Zhai, J. Li, S. Liu, X. Liu, D. Zhao, F. Wang, D. Zhang, G. Qin, W. Qin
Opt. Mater. Express, 2013, **3**(2), 270. DOI: 10.1364/OME.3.000270.
18. T. Wang, D. Zhao, M. Zhang, J. Yin, W. Song, Z. Jia, X. Wang, G. Qin, W. Qin, F. Wang, D. Zhang
Optical Materials Express, 2015, **5**(3), 469.
DOI: 10.1364/OME.5.000469.
19. E.A. Grebenik, A. Nadort, A.N. Generalova, A.V. Nechaev, V.K.A. Sreenivasan, E.V. Khaydukov, V.A. Semchishen, A.P. Popov, V.I. Sokolov, A.S. Akhmanov, V.P. Zubov, D.V. Klinov, V.Ya. Panchenko, S.M. Deyev, A.V. Zvyagin
J. Biomed. Opt., 2013, **18**(7), 076004.
DOI: 10.1117/1.JBO.18.7.076004.

Вихревые лазерные пучки, сформированные с помощью компонент дифракционной оптики*

В.В. Котляр, А.А. Ковалев, С.С. Стафеев, А.П. Порфирьев, А.Г. Налимов, Е.С. Козлова, В.А. Сойфер

Рассмотрено новое семейство непараксиальных бездифракционных асимметричных эlegantных пучков Бесселя с дробным орбитальным угловым моментом. С ростом параметра асимметрии орбитальный угловой момент таких пучков растет почти линейно. Эти пучки являются модами свободного пространства и описываются функцией Бесселя первого рода n -го порядка с комплексным аргументом. Рассмотрены также вихревые моды Эрмита–Гаусса, их комплексная амплитуда пропорциональна многочлену Эрмита n -й степени, аргумент которого зависит от действительного параметра. Рассчитан орбитальный угловой момент этих пучков, который в зависимости от параметра меняется от 0 до n . Результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией.

Ключевые слова: бездифракционный лазерный пучок, асимметричные моды Бесселя, вихревые пучки Эрмита–Гаусса.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-07-97008, 14-07-31092, 14-29-07133, 14-07-31218, 14-07-97039, 15-07-01174 и 15-37-20723).

Введение

Известно [1], что уравнение Гельмгольца имеет решение в виде мод Бесселя. Моды Бесселя имеют бесконечную энергию и при распространении в однородном пространстве сохраняют свою интенсивность и поэтому называются бездифракционными пучками Бесселя [2]. В работе [3] предложен алгоритм расчета фазового оптического элемента, который формирует бездифракционные пучки Бесселя с заданным модовым составом. В статье [4] предложено рассматривать пучок Маттье как альтернативу пучку Бесселя. Показано, что линейная комбинация четного и нечетного пучков Маттье имеет n изолированных нулей с единичным топологическим

зарядом одного знака, лежащих на горизонтальной оси x внутри первого светлого эллиптического кольца [5]. То есть линейная комбинация пучков Маттье, которые не обладают орбитальным угловым моментом (ОУМ), обладает ОУМ. Интересно, что линейная комбинация двух мод Эрмита–Гаусса, которые не обладают ОУМ, также обладает ОУМ [6]. Периодические функции Маттье можно разложить в ряд Фурье [1]. Бездифракционный пучок Маттье можно представить как линейную комбинацию мод Бесселя. В работе [7] рассмотрены бездифракционные пучки, описываемые в виде линейной комбинации мод Бесселя. Интересно найти линейные комбинации мод Бесселя, которые бы описывались простыми аналитическими функциями, с помощью которых можно



КОТЛЯР
Виктор Викторович
профессор,
Институт систем обработки
изображений РАН



КОВАЛЕВ
Алексей Андреевич
Институт систем обработки
изображений РАН



СТАФЕЕВ
Сергей Сергеевич
Институт систем обработки
изображений РАН



ПОРФИРЬЕВ
Алексей Петрович
Институт систем обработки
изображений РАН



НАЛИМОВ
Антон Геннадьевич
Институт систем обработки
изображений РАН



КОЗЛОВА
Елена Сергеевна
Институт систем обработки
изображений РАН



СОЙФЕР
Виктор Александрович
член-корреспондент РАН,
профессор, научный
руководитель Института
систем обработки
изображений РАН

было бы аналитически рассчитать некоторые свойства таких бездифракционных пучков. Например, в данной работе рассматривается новое семейство асимметричных мод Бесселя, при некотором значении параметра асимметрии совпадающих с обычными модами Бесселя.

Моды Эрмита–Гаусса известны в оптике с 1966 г. [8]. Элегантные пучки Эрмита–Гаусса описываются функциями с комплексным аргументом. Эти пучки впервые рассмотрены в 1973 г. в работе [9]. Обобщенные пучки Эрмита–Гаусса, которые также являются решением параксиального уравнения распространения и имеют явный аналитический вид, описаны в статьях [6, 10]. Эти пучки при определенных параметрах переходят в моды Эрмита–Гаусса [8] и элегантные пучки Эрмита–Гаусса [9]. С помощью астигматического модового конвертора мода Эрмита–Гаусса высокого порядка преобразована в моду Лагерра–Гаусса, обладающую фазовой сингулярностью [11]. Рассмотрен интерференционный модовый $\pi/2$ -конвертор [12]. Также получена формула, позволяющая получить моду Лагерра–Гаусса как конечную сумму мод Эрмита–Гаусса [11]. Например, для того чтобы получить моду Лагерра–Гаусса с топологическим зарядом 2, требуется сложить минимум три моды Эрмита–Гаусса с определенными комплексными коэффициентами. Показано, что можно получить световое поле с любым целым ОУМ, сложив только две моды Эрмита–Гаусса с определенными номерами [6]. В работе [13] с помощью астигматического модового конвертора формировались пучки Эрмита–Лагерра–Гаусса, обладающие дробным ОУМ.

В данной работе рассмотрены параксиальные вихревые моды Эрмита–Гаусса. Эти пучки являются суперпозицией $(n+1)$ -й моды Эрмита–Гаусса. Комплексная амплитуда вихревых мод Эрмита–Гаусса пропорциональна многочлену Эрмита n -й степени, ар-

гумент которого зависит от действительного параметра a . При $|a| < 1$ на горизонтальной оси в поперечном сечении пучка имеются n изолированных нулей, порождающие оптические вихри с топологическим зарядом $+1$ ($a < 0$) или -1 ($a > 0$). При $|a| > 1$ у вихревой моды Эрмита–Гаусса аналогичные изолированные нули лежат на вертикальной оси. При $|a| = 1$ все n изолированных нулей собираются на оптической оси в центре пучка и порождают оптический вихрь n -го порядка, и вихревая мода Эрмита–Гаусса совпадает с модой Лагерра–Гаусса порядка $(0, n)$, а при $a=0$ вихревая мода Эрмита–Гаусса совпадает с модой Эрмита–Гаусса порядка $(0, n)$.

Пучки Бесселя, открытые в 1987 г. [2, 14], обладают многими замечательными свойствами: распространяются без дифракции на конечном расстоянии в свободном пространстве [2], формируют световые трубки или световые полости на оптической оси [15, 16], обладают свойством самовосстановления после искажения малым препятствием [17, 18]. Они имеют орбитальный угловой момент [19, 20]. Суперпозиция пучков Бесселя может обладать продольной периодичностью (аналог эффекта Тальбота) [3, 21] или вращаться вокруг оптической оси при распространении [22, 23]. Пучки Бесселя можно генерировать с помощью цифровых голограмм [15, 16, 24], конического рефракционного аксикона [25, 26], дифракционного вихревого аксикона [27], дифракционных оптических элементов [22, 23] и пространственных модуляторов света [28]. Интересно, что простым наклоном дифракционного элемента (или при наклонном падении освещающего пучка на дифракционный вихревой аксикон можно формировать астигматические пучки Бесселя [29].

Пучки Бесселя нашли широкое применение. Они применяются для манипуляции микрочастицами: для одновременного захвата нескольких микрочастиц вдоль оптической оси [30, 31] и вращения одной или нескольких частиц вокруг оптической оси [32]. С помощью пучков Бесселя можно захватывать и ускорять отдельные охлажденные атомы [33, 34]. Недавно открытые пучки Ханкеля–Бесселя [35] могут применяться для зондирования атмосферы, так как обладают устойчивостью к турбулентности атмосферы [36]. В работах [37, 38] теоретически были рассмотрены векторные пучки Бесселя, для которых были получены аналитические выражения для плотности ОУМ [19, 20, 39]. Отметим, что, так как энергия всего пучка Бесселя не ограничена, полный ОУМ тоже не ограничен. Поэтому работ по анализу ОУМ всего пучка Бесселя до наших работ не было. Моды Бесселя являются также собственными функциями для кругового бильярда и соответствуют

резонансным геометрическим модам, также обладающим ОУМ [40]. Недавно были рассмотрены непараксиальные асимметричные моды Бесселя [41] и параксиальные асимметричные пучки Бесселя–Гаусса [42]. В их поперечном сечении распределение интенсивности имеет вид полумесяца. В работе [43] асимметричные моды Бесселя исследованы экспериментально с помощью цифровой матрицы микрозеркал. В статье [44] по аналогии с работой [41] рассмотрены асимметричные пучки Чебышева–Бесселя. Суперпозицию пучков Бесселя рассматривали только для одних осевых пучков Бесселя [21–23, 30, 39]. Суперпозиция смещенных с оптической оси лазерных пучков описана в статье [40], но эти пучки не являются пучками Бесселя.

Предметом изучения настоящей работы является суперпозиция смещенных с оптической оси пучков Бесселя одинакового порядка (с одинаковым топологическим зарядом). Получено общее аналитическое выражение для ОУМ такой суперпозиции. Показано, что если весовые коэффициенты суперпозиции действительные числа, то ОУМ всей суперпозиции пучков Бесселя равен ОУМ одного несмещенного пучка Бесселя. Это позволяет формировать бездифракционные пучки с разным распределением интенсивности, но с одинаковым ОУМ. Суперпозиция множества одинаковых пучков Бесселя, центры которых находятся на окружности любого радиуса, эквивалентна одному пучку Бесселя из этой суперпозиции, расположенному в центре окружности. Показано также, что комплексное смещение пучка Бесселя приводит к изменению распределения интенсивности в сечении пучка и изменению его ОУМ. Суперпозиция двух пучков Бесселя с комплексным смещением может не менять ОУМ, хотя распределение интенсивности будет меняться. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Другие новые лазерные пучки, исследованные авторами, можно найти в работах [45–49].

Асимметричные пучки Бесселя

Комплексная амплитуда асимметричных пучков Бесселя описывается формулой (1):

$$E_n(r, \varphi, z=0; c) = \left[\frac{\alpha r}{\alpha r - 2c \exp(i\varphi)} \right]^{n/2} \cdot J_n \left\{ \sqrt{\alpha r [\alpha r - 2c \exp(i\varphi)]} \right\} \exp(in\varphi), \quad (1)$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка.

На рисунке 1 видно, что основной лепесток пучка высокого порядка имеет вид полумесяца, выпуклого в правую сторону.

Параксиальный асимметричный пучок Бесселя-Гаусса (рис. 2b) был сформирован с помощью жидкокристаллического микродисплея и сфокусирован с помощью иммерсионного микрообъектива с $NA=1.25$. В плоскости фокуса также формировался полумесяц, повернутый на 90 градусов по отношению к полумесяцу, сформированному микродисплеем (рис. 2c). На рисунке 2b у полумесяца нет боковых лепестков, потому что модулятор освещался гауссовым пучком с эллиптической поляризацией. Сохранение вида асимметричного распределения интенсивности в фокусе используется для неповреждающего захвата и перемещения живых клеток в физиологическом растворе.

Орбитальный угловой момент J_z (проекция ОУМ на оптическую ось) и суммарная интенсивность I светового пучка в плоскости, поперечной оптической оси, определяются по формулам, приведенным в работе [6]:

$$\begin{aligned}
 J_z &= \text{Im} \left\{ \iint_{\mathbb{R}^2} E^* \frac{\partial E}{\partial \varphi} r dr d\varphi \right\} = \\
 &= \text{Im} \left\{ \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* \frac{\partial E}{\partial \varphi} r dr d\varphi \right\}, \quad (2) \\
 I &= \iint_{\mathbb{R}^2} E^* E r dr d\varphi = \\
 &= \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* E r dr d\varphi, \quad (3)
 \end{aligned}$$

Получим выражение для орбитального углового момента, нормированного на интенсивность (при $c = 1$):

$$\frac{J_z}{I} = n + \frac{I_1(2)}{I_0(2)} \approx n + 0.69777, \quad (4)$$

где $I_n(z)$ – модифицированная функция Бесселя. Из уравнения (4) следует, что ОУМ пучков дробный и линейно возрастает с порядком n , а также то, что даже пучок нулевого порядка тоже имеет ОУМ, равный

$J_z/I = I_1(2) / I_0(2) = 0.69777$. Это позволяет вращать диэлектрические микро-частицы, захваченные в область максимальной интенсивности.

В отличие от мод Бесселя, рассмотренные здесь пучки ортогональны только по масштабирующему множителю и неортогональны по порядку функции Бесселя.

Вихревые пучки Эрмита–Гаусса

Комплексная амплитуда вихревых пучков Эрмита–Гаусса:

$$E_n(x, y, z=0) = i^n \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \cdot (1-a^2)^{n/2} H_n\left[\frac{\sqrt{2}(iax + y)}{w\sqrt{1-a^2}}\right], \quad (5)$$

где w – это радиус перетяжки гауссова пучка, $H_n(x)$ – многочлен Эрмита, a – действительный безразмерный параметр.

Нормированный ОУМ для вихревых пучков Эрмита–Гаусса равен:

$$\frac{J_z}{I} = -\frac{2an}{1+a^2}, \quad (6)$$

Интересно, что ОУМ (6) совпадает с ОУМ пучков, состоящих из линейной комбинации всего двух мод Эрмита–Гаусса, которые были рассмотрены авторами ранее [6]. Согласно уравнению (6) при $a=1$ ОУМ равен целому числу:

$$\frac{J_z}{I} = -n, \quad (7)$$

Из выражения (7) следует, что, так как при $a=1$ вихревой пучок Эрмита–Гаусса совпадает с обычной модой Лагеррра–Гаусса с номером $(0, n)$, то и ОУМ будет равен по модулю топологическому заряду оптического вихря $\exp(in\varphi)$.

Для формирования вихревых пучков Эрмита–Гаусса использована оптическая схема, представленная на рисунке 3. Аналогичную схему применяли и для формирования пучка Бесселя (рис. 2). Для вывода изображений фаз использовали про-

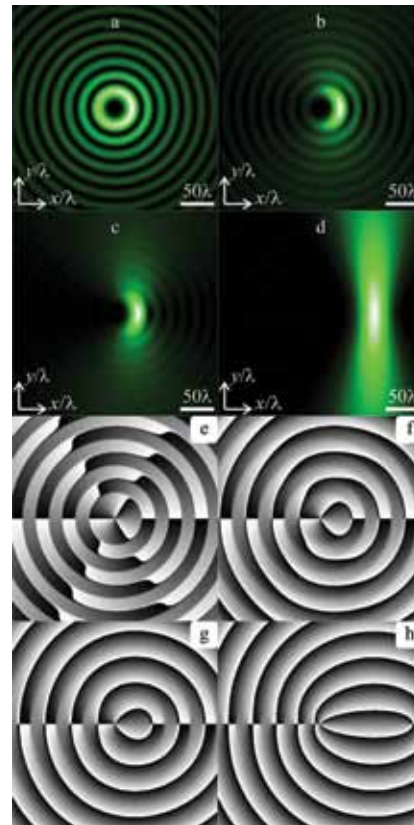


Рис. 1. Интенсивность (a-d) и фаза (e-h) светового пучка (1) третьего порядка ($n=3$) в начальной плоскости для разных значений параметра c : 0.1 (a,e); 1 (b,f); 2 (c,g); 10 (d,h). Черный цвет соответствует фазе, равной нулю, белый цвет – фазе, равной 2π .

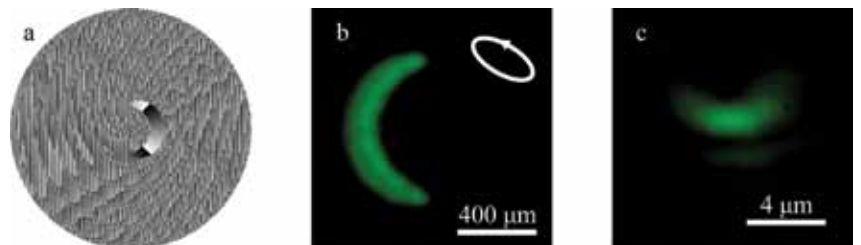


Рис. 2. Фаза (а), сформированная на пространственном модуляторе света SLM PLUTO-VIS (разрешение 1920×1080 пикселей, размер пикселя 8 мкм); интенсивность ассиметричного пучка Бесселя ($n=3$, $c=-1$), на некотором расстоянии от модулятора света (б) (белым эллипсом показана эллиптическая поляризация светового пучка); интенсивность в фокусе иммерсионного микроскопического объектива ($NA=1.25$)(с).

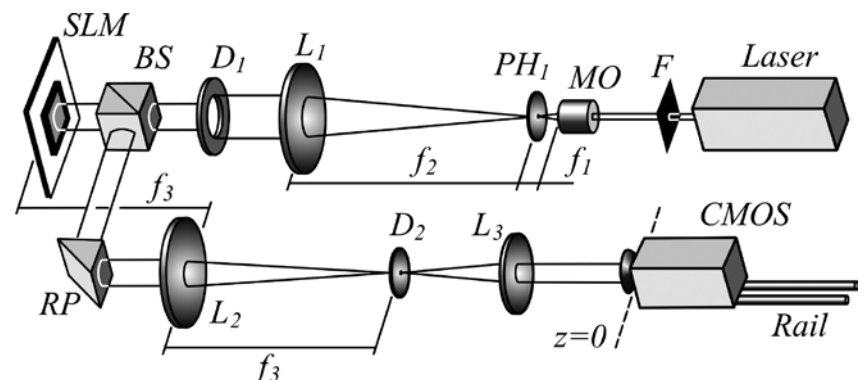


Рис. 3. Оптическая схема для формирования световых пучков: Laser – твердотельный лазер ($\lambda=532$ нм), F – фильтр нейтральной плотности, МО – микробъектив (40х, NA=0.6), PH – пинхол (40 мкм), L_1, L_2 – линзы с фокусным расстоянием $f_2=f_3=350$ мм, L_3 – линза с фокусным расстоянием $f_1=150$ мм, BS – делитель пучка, SLM – пространственный модулятор света PLUTO_VIS, RP – прямоугольная призма, D – диафрагма, CMOS – CMOS-камера MDCE-5A (1280×1024), Rail – оптические рельсы.

странственный модулятор света SLM PLUTO-VIS (разрешение 1920×1080 пикселей, размер пикселя 8 мкм). Выходной пучок твердотельного лазера Laser ($\lambda=532$ нм) ослабляли с помощью фильтров нейтральной плотности F . Система из микрообъектива МО (40х, NA=0.6), линзы L_1 ($f=350$ мм) и пинхола PH (размер отверстия 40 мкм) была использована для получения однородного гауссового профиля интенсивности освещающего SLM лазерного пучка. Кроме того, это позволяло произвести расширение пучка, чтобы он полностью покрывал дисплей модулятора. Диффрагма D_1 позволяла менять радиус пучка, падающего на дисплей модулятора света. Отраженный от модулятора пучок с помощью делителя пучка BS и прямоугольной призмы RP направлялся на линзу L_2 ($f_3=350$ мм). Данная линза в сочетании с диффрагмой D_2 использована для оптической фильтрации. Далее с помощью линзы L_3 ($f_2=150$ мм) строили изображение на матрице CMOS-камеры MDCE-5A (1/2", разрешение 1280×1024 пикселей). Расстояние между диффрагмой D_2 и линзой L_3 было больше фокусного расстояния линзы, равного 150 мм. Это позволило получить сходящийся световой пучок, при этом фокус системы получали на расстоянии около 550 мм от плоскости $z=0$, сопряженной плоскости дисплея модулятора. Для разделения в пространстве нулевого и первого порядков дифракции было использовано сложение исходной фазовой функции с линейной фазовой маской.

Изображение фазы, использованной в эксперименте, имело размер 1024×1024 пикселей. Таким образом, размер выведенного на дисплей модулятора фазового элемента составил примерно 8.2×8.2 мм.

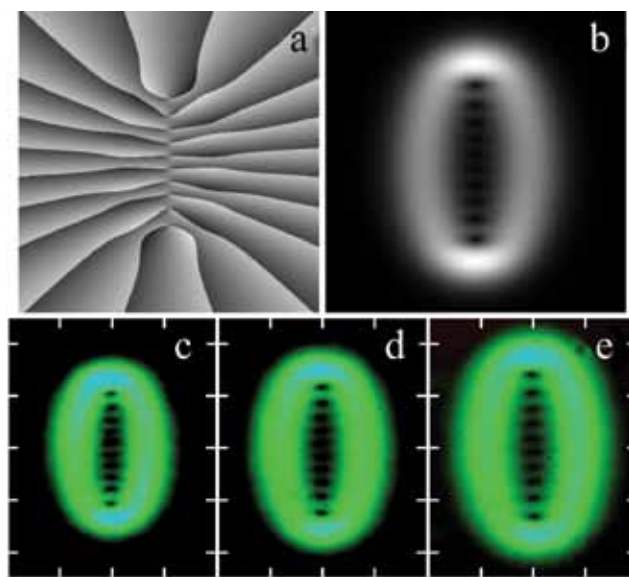


Рис. 4. Кодированная фаза для формирования вихревого пучка Эрмита-Гаусса ($n=10$) (a) и расчетная амплитуда (b); экспериментально сформированные распределения интенсивности на различных расстояниях: 100 (c), 150 (d) и 200 мм (e). Шаг сетки на изображениях равен 0.5 мм.

Диаметр освещающего пучка в ходе экспериментов составил около 3 мм.

На рисунке 4 показана кодированная фаза ($n=10$), которая учитывает амплитуду вихревого пучка Эрмита-Гаусса при $z=0$. Поэтому картины интенсивности, зарегистрированные на разных расстояниях от модулятора (рис. 4 c,d), во-первых, также сохраняют свой вид при распространении, а во-вторых, более точно воспроизводят распределение интенсивности идеального вихревого пучка Эрмита-Гаусса (рис. 4b).

Суперпозиция смещенных вихревых лазерных пучков

Рассмотрим суперпозицию P смещенных пучков Бесселя n -го порядка. Амплитуда углового спектра плоских волн для такой суперпозиции будет иметь следующий вид:

$$A(\rho, \theta) = \sum_{p=0}^{P-1} C_p A_{pn}(\rho, \theta), \quad (8)$$

где $A_{pn}(\rho, \theta) = \frac{(-i)^n}{\alpha \lambda} \exp(in\theta) \delta\left(\rho - \frac{\alpha}{k}\right) \cdot \exp(-ikx_p \rho \cos \theta -iky_p \rho \sin \theta)$ – амплитуда углового спектра p -го пучка в суперпозиции, смещенного на комплексный вектор с координатами (x_p, y_p) . С помощью уравнений (2) и (3) получим нормированный ОУМ суперпозиции (8):

$$\frac{J_z}{I} = n - i\alpha \frac{\sum_{p=0}^{P-1} \sum_{q=0}^{P-1} C_p^* C_q \frac{x_p^* y_q - x_q y_p^*}{R_{pq}} J_1(\alpha R_{pq})}{\sum_{p=0}^{P-1} \sum_{q=0}^{P-1} C_p^* C_q J_0(\alpha R_{pq})}, \quad (9)$$

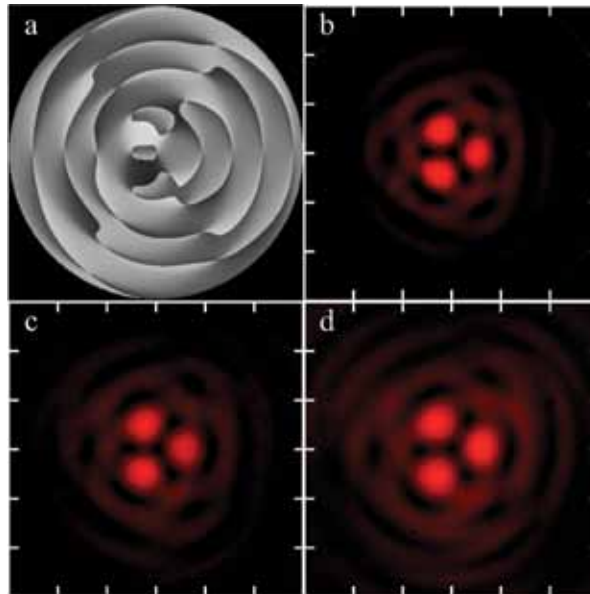
где

$$R_{pq} = \sqrt{(x_p^* - x_q)^2 + (y_p^* - y_q)^2},$$

$$R_{pp} = 2i\sqrt{(\text{Im} x_p)^2 + (\text{Im} y_p)^2}.$$

Можно показать, что если все пучки Бесселя в суперпозиции (8) смещаются на действительный вектор (x_p, y_p) и все коэффициенты C_p также действительны, то числитель дроби (9) будет равен нулю и ОУМ всей суперпозиции будет равен ОУМ одного несмещенного пучка Бесселя n -го порядка (7). Этот результат позволяет формировать самые раз-

1) предложено двухпараметрическое семейство бездифракционных непараксиальных асимметричных элегантных пучков Бесселя, которое описывается функциями Бесселя первого рода целого порядка с комплексным аргументом; пучки имеют с четное число изолированных нулей



3) получено аналитическое выражение для расчета нормированного ОУМ для суперпозиции смещенных с оптической оси пучков Бесселя с одинаковым топологическим зарядом. Показано, что если весовые коэффициенты суперпозиции действительные, то ОУМ всей суперпозиции пучков Бесселя равен ОУМ одного несмещенного пучка Бесселя. Это позволяет формировать бездифракционные пучки с разным распределением интенсивности, но с одинаковым ОУМ.

Литература

1. W. Miller, Jr.
Symmetry and Separation of Variables, Addison-Wesley Pub. Comp., Reading, Massachusetts, 1977.
2. J. Durnin
J. Opt. Soc. Am. A, 1987, **4**, 651. DOI: 10.1364/JOSAA.4.000651.
3. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer
J. Mod. Opt., 1995, **42**, 1231. DOI: 10.1080/09500349514551071.
4. J. C. Gutiérrez-Vega, M.D. Iturbe-Castillo, S. Chávez-Cedra
Opt. Lett., 2000, **25**, 1493. DOI: 10.1364/OL.25.001493.
5. S. Chávez-Cedra, J.C. Gutiérrez-Vega, G.H.C. New
Opt. Lett., 2001, **26**, 1803. DOI: 10.1364/OL.26.001803.
6. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev
J. Opt. Soc. Am. A, 2014, **31**, 274. DOI: 10.1364/JOSAA.31.000274.
7. M.R. Dennis, J.D. Ring
Opt. Lett., 2013, **38**, 3325. DOI: 10.1364/OL.38.003325.
8. H. Kogelnik, T. Li
Proc. IEEE, 1966, **54**, 1312. DOI: 10.1109/PROC.1966.5119.
9. A.E. Siegman
J. Opt. Soc. Am., 1973, **63**, 1093. DOI: 10.1364/JOSA.63.001093.
10. R. Pratesi, L. Ronchi
J. Opt. Soc. Am., 1977, **67**, 1274. DOI: 10.1364/JOSA.67.001274.
11. E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov
Opt. Commun., 1991, **83**, 123. DOI: 10.1016/0030-4018(91)90534-K.
12. M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J.P. Woerdman
Opt. Commun., 1993, **96**, 123. DOI: 10.1016/0030-4018(93)90535-D.
13. E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov
J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2004, **6**, S157.
DOI: 10.1088/1464-4258/6/5/001.
14. J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly
Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1499.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1499>.
15. J. Turunen, A. Vasara, A.T. Friberg
Appl. Opt., 1988, **27**, 3959. DOI: 10.1364/AO.27.003959.
16. A. Vasara, J. Turunen, A.T. Friberg
J. Opt. Soc. Am. A, 1989, **6**, 1748. DOI: 10.1364/JOSAA.6.001748.
17. R.P. MacDonald, S.A. Boothroyd, T. Okamoto, J. Chrostowski, B.A. Syrett
Opt. Commun., 1996, **122**, 169. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00432-7.
18. C.A. McQueen, J. Arlt, K. Dholakia
Am. J. Phys., 1999, **67**, 912. DOI: <http://dx.doi.org/10.1119/1.19148>.
19. S.M. Barnett, L. Allen
Opt. Commun., 1994, **110**, 670. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90269-0.
20. K. Volke-Sepulveda, V. Garcés-Chávez, S. Chávez-Cedra, J. Arlt, K. Dholakia
J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 2002, **4**, S82.
DOI: 10.1088/1464-4266/4/2/373.
21. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer
J. Mod. Opt., 1997, **44**, 1409. DOI: 10.1080/09500349708230745.
22. P. Päikkönen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg
J. Mod. Opt., 1998, **45**, 2355. DOI: 10.1080/09500349808231245.
23. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, J. Lautanen, M. Honkanen, J. Turunen
Optik, 1999, **110**, 137.
24. H.S. Lee, B.W. Stewart, K. Choi, H. Fenichel
Phys. Rev. A, 1994, **49**, 4922.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.49.4922>.
25. R.M. Herman, T.A. Wiggins
J. Opt. Soc. Am. A, 1991, **8**, 932. DOI: 10.1364/JOSAA.8.000932.
26. J. Arlt, K. Dholakia
Opt. Commun., 2000, **177**, 297. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00572-1.
27. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev, M.V. Shinkarev
Opt. Commun., 1992, **91**, 158. DOI: 10.1016/0030-4018(92)90430-Y.
28. J.A. Devis, E. Carcole, D.M. Cottrell
Appl. Opt., 1996, **35**, 593. DOI: 10.1364/AO.35.000593.
29. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, P. Päikkönen, J. Turunen
J. Mod. Opt., 2004, **51**, 677. DOI: 10.1080/09500340408235545.
30. M.P. MacDonald, L. Paterson, K. Volke-Sepulveda, J. Arlt, W. Sibbett, K. Dholakia
Science, 2002, **296**, 1101. DOI: 10.1126/science.1069571.
31. V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, K. Dholakia
Nature, 2002, **419**, 145. DOI: 10.1038/nature01007.
32. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen
J. Mod. Opt., 2004, **51**, 2167. DOI: 10.1080/09500340408232521.
33. J. Arlt, T. Hitomi, K. Dholakia
Appl. Phys. B, 2000, **71**, 549. DOI: 10.1007/s003400000376.
34. J. Arlt, K. Dholakia, J. Soneson, E.M. Wright
Phys. Rev. A, 2001, **63**, 063602.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.63.063602>.
35. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer
J. Opt. Soc. Am. A, 2012, **29**, 741. DOI: 10.1364/JOSAA.29.000741.
36. Y. Zhu, X. Liu, J. Gao, Y. Zhang, F. Zhao
Opt. Express, 2014, **22**, 7765. DOI: 10.1364/OE.22.007765.
37. Z. Bouchal, M. Olivik
J. Mod. Opt., 1995, **42**, 1555. DOI: 10.1080/09500349514551361.
38. Y.Z. Yu, W.B. Dou
Progress in Electromagnetics Research Letters, 2008, **5**, 57.
DOI: 10.2528/PIERL08110906.
39. I.A. Litvin, A. Dudley, A. Forbes
Opt. Express, 2011, **19**, 16760. DOI: 10.1364/OE.19.016760.
40. Y.F. Chen, Y.C. Lin, W.Z. Zhuang, H.C. Liang, K.W. Su, K.F. Huang
Phys. Rev. A, 2012, **85**, 043833.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.85.043833>.
41. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer
Opt. Lett., 2014, **39**, 2395. DOI: 10.1364/OL.39.002395.
42. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, V.A. Soifer
J. Opt. Soc. Am. A, 2014, **31**, 1977. DOI: 10.1364/JOSAA.31.001977.
43. L. Gong, X.-Z. Qui, Y.-X. Ren, H.-Q. Zhu, W.-W. Liu, J.-H. Zhou, M.-C. Zhong, X.-X. Chu, Y.-M. Li
Opt. Express, 2014, **22**, 26763. DOI: 10.1364/OE.22.026763.
44. C.J.R. Sheppard, S.S. Kou, J. Lin
J. Opt. Soc. Am. A, 2014, **31**, 2674. DOI: 10.1364/JOSAA.31.002674.
45. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, S.G. Zaskanov, A.P. Porfirev
J. Opt., 2015, **17**, 035604. DOI: 10.1088/2040-8978/17/3/035604.
46. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev
Opt. Lett., 2015, **40**, 701. DOI: 10.1364/OL.40.000701.
47. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar
Opt. Commun., 2015, **338**, 117. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.09.082.
48. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer
J. Opt. Soc. Am. A, 2015, **32**, 1046. DOI: 10.1364/JOSAA.32.001046.
49. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, A.A. Porfirev
Phys. Rev. A, 2015, **91**, 053840.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.91.053840>.

English

Vortex Laser Beams Generated By Diffractive Optics*

Victor V. Kotlyar –

Professor,
Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: kotlyar@smr.ru

Alexey A. Kovalev –

Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: alanko@smr.ru

Sergey S. Stafeev –

Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: sergey.stafeev@gmail.com

Alexey P. Porfirev –

Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: porfirev.alexey@smr.ru

Anton G. Nalimov –

Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: anton@smr.ru

Elena S. Kozlova –

Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: kozlova.elena.s@gmail.com

Victor A. Soifer –

RAS Corresponding Member, Professor,
Scientific Director of
Image Processing Systems Institute,
Russian Academy of Sciences
151, Molodogvardeiskaya Str.,
Samara, 443001, Russia
e-mail: soifer@ssau.ru

Abstract

This paper discusses a new family of diffraction-free asymmetric nonparaxial elegant Bessel beams with a fractional orbital angular momentum. The orbital angular momentum of such beams appears to increase near linearly with the growth of the asymmetry parameter. These beams represent modes of free space and can be described by a Bessel function of the first kind and n -th order with complex argument. We also consider vortex Hermite–Gaussian modes described by a complex amplitude proportional to a Hermite polynomial of n -th degree, whose argument is a function of a real parameter. The orbital angular momentum of the beams is calculated and shown to vary from 0 to n with the parameter. The experimental results are in good agreement with theory.

Keywords: diffraction-free laser beam, asymmetric Bessel modes, vortex Hermite–Gaussian beams.

★

The work was financially supported by RFBR (projects N 13-07-97008, 14-07-31092, 14-29-07133, 14-07-31218, 14-07-97039, 15-07-01174 and 15-37-20723).

References

1. W. Miller, Jr. *Symmetry and Separation of Variables*, Addison-Wesley Pub. Comp., Reading, Massachusetts, 1977.
2. J. Durnin *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**, 651. DOI: 10.1364/JOSAA.4.000651.
3. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer *J. Mod. Opt.*, 1995, **42**, 1231. DOI: 10.1080/09500349514551071.
4. J. C. Gutiérrez-Vega, M.D. Iturbe-Castillo, S. Chávez-Cedra *Opt. Lett.*, 2000, **25**, 1493. DOI: 10.1364/OL.25.001493.
5. S. Chávez-Cedra, J.C. Gutiérrez-Vega, G.H.C. New *Opt. Lett.*, 2001, **26**, 1803. DOI: 10.1364/OL.26.001803.
6. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev *J. Opt. Soc. Am. A*, 2014, **31**, 274. DOI: 10.1364/JOSAA.31.000274.
7. M.R. Dennis, J.D. Ring *Opt. Lett.*, 2013, **38**, 3325. DOI: 10.1364/OL.38.003325.
8. H. Kogelnik, T. Li *Proc. IEEE*, 1966, **54**, 1312. DOI: 10.1109/PROC.1966.5119.
9. A.E. Siegman *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**, 1093. DOI: 10.1364/JOSA.63.001093.
10. R. Pratesi, L. Ronchi *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**, 1274. DOI: 10.1364/JOSA.67.001274.
11. E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov *Opt. Commun.*, 1991, **83**, 123. DOI: 10.1016/0030-4018(91)90534-K.
12. M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J.P. Woerdman *Opt. Commun.*, 1993, **96**, 123. DOI: 10.1016/0030-4018(93)90535-D.
13. E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**, S157. DOI: 10.1088/1464-4258/6/5/001.
14. J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**, 1499. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1499>.
15. J. Turunen, A. Vasara, A.T. Friberg *Appl. Opt.*, 1988, **27**, 3959. DOI: 10.1364/AO.27.003959.
16. A. Vasara, J. Turunen, A.T. Friberg *J. Opt. Soc. Am. A*, 1989, **6**, 1748. DOI: 10.1364/JOSAA.6.001748.
17. R.P. MacDonald, S.A. Boothroyd, T. Okamoto, J. Chrostowski, B.A. Syrett *Opt. Commun.*, 1996, **122**, 169. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00432-7.
18. C.A. McQueen, J. Arlt, K. Dholakia *Am. J. Phys.*, 1999, **67**, 912. DOI: <http://dx.doi.org/10.1119/1.19148>.
19. S.M. Barnett, L. Allen *Opt. Commun.*, 1994, **110**, 670. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90269-0.
20. K. Volke-Sepulveda, V. Garcés-Chávez, S. Chávez-Cedra, J. Arlt, K. Dholakia *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 2002, **4**, S82. DOI: 10.1088/1464-4266/4/2/373.
21. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer *J. Mod. Opt.*, 1997, **44**, 1409. DOI: 10.1080/09500349708230745.
22. P. Päikkönen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg *J. Mod. Opt.*, 1998, **45**, 2355. DOI: 10.1080/09500349808231245.
23. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, J. Lautanen, M. Honkanen, J. Turunen *Optik*, 1999, **110**, 137.
24. H.S. Lee, B.W. Stewart, K. Choi, H. Fenichel *Phys. Rev. A*, 1994, **49**, 4922. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.49.4922>.
25. R.M. Herman, T.A. Wiggins *J. Opt. Soc. Am. A*, 1991, **8**, 932. DOI: 10.1364/JOSAA.8.000932.
26. J. Arlt, K. Dholakia *Opt. Commun.*, 2000, **177**, 297. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00572-1.
27. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev, M.V. Shinkarev *Opt. Commun.*, 1992, **91**, 158. DOI: 10.1016/0030-4018(92)90430-Y.
28. J.A. Devis, E. Carcole, D.M. Cottrell *Appl. Opt.*, 1996, **35**, 593. DOI: 10.1364/AO.35.000593.
29. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, P. Päikkönen, J. Turunen *J. Mod. Opt.*, 2004, **51**, 677. DOI: 10.1080/09500340408235545.
30. M.P. MacDonald, L. Paterson, K. Volke-Sepulveda, J. Arlt, W. Sibbett, K. Dholakia *Science*, 2002, **296**, 1101. DOI: 10.1126/science.1069571.
31. V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, K. Dholakia *Nature*, 2002, **419**, 145. DOI: 10.1038/nature01007.
32. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen *J. Mod. Opt.*, 2004, **51**, 2167. DOI: 10.1080/09500340408232521.
33. J. Arlt, T. Hitomi, K. Dholakia *Appl. Phys. B*, 2000, **71**, 549. DOI: 10.1007/s003400000376.
34. J. Arlt, K. Dholakia, J. Soneson, E.M. Wright *Phys. Rev. A*, 2001, **63**, 063602. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.63.063602>.
35. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer *J. Opt. Soc. Am. A*, 2012, **29**, 741. DOI: 10.1364/JOSAA.29.000741.
36. Y. Zhu, X. Liu, J. Gao, Y. Zhang, F. Zhao *Opt. Express*, 2014, **22**, 7765. DOI: 10.1364/OE.22.007765.
37. Z. Bouchal, M. Olivik *J. Mod. Opt.*, 1995, **42**, 1555. DOI: 10.1080/09500349514551361.
38. Y.Z. Yu, W.B. Dou *Progress in Electromagnetics Research Letters*, 2008, **5**, 57. DOI: 10.2528/PIERL08110906.
39. I.A. Litvin, A. Dudley, A. Forbes *Opt. Express*, 2011, **19**, 16760. DOI: 10.1364/OE.19.016760.
40. Y.F. Chen, Y.C. Lin, W.Z. Zhuang, H.C. Liang, K.W. Su, K.F. Huang *Phys. Rev. A*, 2012, **85**, 043833. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.85.043833>.
41. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer *Opt. Lett.*, 2014, **39**, 2395. DOI: 10.1364/OL.39.002395.
42. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, V.A. Soifer *J. Opt. Soc. Am. A*, 2014, **31**, 1977. DOI: 10.1364/JOSAA.31.001977.
43. L. Gong, X.-Z. Qui, Y.-X. Ren, H.-Q. Zhu, W.-W. Liu, J.-H. Zhou, M.-C. Zhong, X.-X. Chu, Y.-M. Li *Opt. Express*, 2014, **22**, 26763. DOI: 10.1364/OE.22.026763.
44. C.J.R. Sheppard, S.S. Kou, J. Lin *J. Opt. Soc. Am. A*, 2014, **31**, 2674. DOI: 10.1364/JOSAA.31.002674.
45. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, S.G. Zaskanov, A.P. Profirev *J. Opt.*, 2015, **17**, 035604. DOI: 10.1088/2040-8978/17/3/035604.
46. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev *Opt. Lett.*, 2015, **40**, 701. DOI: 10.1364/OL.40.000701.
47. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar *Opt. Commun.*, 2015, **338**, 117. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.09.082.
48. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer *J. Opt. Soc. Am. A*, 2015, **32**, 1046. DOI: 10.1364/JOSAA.32.001046.
49. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, A.A. Porfirev *Phys. Rev. A*, 2015, **91**, 053840. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.91.053840>.

Гиперспектрометр на основе дифракционной решетки с переменной высотой штрихов*

Р.В. Скиданов, А.А. Морозов

Предложена новая техническая реализация метода абсорбционной спектрометрии на основе дифракционного спектрального фильтра, который представляет собой дифракционную решетку с переменной высотой штрихов. Рассмотрено влияние используемого дисперсионного элемента на пространственную разрешающую способность гиперспектрометра. Описана технология изготовления дифракционного спектрального фильтра на основе дифракционной решетки с переменной высотой штрихов. Приведено описание и принцип работы собранного образца гиперспектрометра для лабораторного тестирования метода абсорбционной спектроскопии. Описан математический метод восстановления гиперспектральных изображений из изображений, полученных данным образом. Приведены результаты экспериментов на объектах с заранее известным спектром.

Ключевые слова: гиперспектральные изображения, гиперспектрометр, абсорбционная спектроскопия, дифракционная решетка, уравнения Фредгольма первого рода.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 14-07-00177 и 14-07-31291-мол_а).

Введение

В последнее десятилетие в прикладной спектроскопии интенсивно развиваются новые методы, позволяющие получать и анализировать спектроскопическую информацию об объекте с пространственным разрешением, обеспечивающие получение для каждой малой области (точки) двумерного изображения объекта на входной апертуре прибора оптического спектра. Такие методы в научной литературе называются гиперспектральными, а трехмерные матрицы, содержащие зависимость интенсивности света от двух пространственных и спектральной координат, – гиперспектральными изображениями (ГСИ) [1].

В большинстве современных спектрометров дисперсионный элемент, такой как дифракционная решетка, использует первый порядок дифракции для разложения изображения в спектр. При этом приходится формировать спектральное изображение за счет сканирования объекта щелевой диафрагмой. Построить целиком спектральное изображение объекта можно с использованием другого дифракционного оптического элемента – дифракционной линзы. Довольно давно предпринимаются попытки использования дифракционной линзы для различных приложений [2–8]. В том числе есть работы, посвященные методам изготовления та-

ких линз [7], а также спектральным свойствам дифракционной линзы [8], однако высокая хроматическая аберрация не позволяет использовать ее в изображающих системах [9]. Дифракционная линза строит изображения для разных длин волн на разных расстояниях. Однако этот недостаток является скорее достоинством, если использовать дифракционную линзу в качестве основы для гиперспектрометра. Однако и в этом случае наложение размытых изображений для разных длин волн существенно затрудняет задачу формирования спектрального изображения.

Наличие в оптической схеме дисперсионного элемента приводит к росту искажений. Расширяется функция рассеивания точки, ухудшается частотно-контрастная характеристика. Связано это с тем, что любой дисперсионный элемент – линза и дифракционная решетка – отклоняют световой пучок от распространения вдоль оптической оси системы. И чем больше это отклонение, тем выше искажения,



СКИДАНОВ
Роман Васильевич
профессор,
Институт систем обработки
изображений РАН



МОРОЗОВ
Андрей Андреевич
Институт систем обработки
изображений РАН

ционная решетка со штрихами переменной высоты, высота линейно меняется от одного края решетки к другому. В этом случае значение сигнала на матрице по растру изображения $A(x, y)$ будет определяться формулой:

$$A(x, y) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda, x) \eta(\lambda) S(\lambda, x, y) d\lambda, \quad (3)$$

где $\tau(\lambda, x)$ – коэффициент пропускания дифракционной решетки в нулевой порядок, $\eta(\lambda)$ – спектральная чувствительность ПЗС-матрицы, λ_1, λ_2 – границы спектрального диапазона работы спектрометра, $S(\lambda, x, y)$ – гиперспектральное изображение.

При этом высота штрихов решетки изменяется от значения $h_1 = \frac{\lambda_1}{2(n-1)}$ до значения $h_2 = \frac{\lambda_2}{2(n-1)}$, где n – показатель преломления решетки для данной длины волны. Данные значения определяются как высоты дифракционного рельефа с наибольшей эффективностью для границ спектрального диапазона.

При этом в зависимости от периода такой дифракционной решетки возможно два варианта компоновки гиперспектрометра. На *рисунке 2* представлена двухступенчатая оптическая схема, в которой объектив 1 формирует изображение на дифракционном фильтре 2, а затем объектив 3 формирует изображение от светового поля, прошедшего через спектральный фильтр.

При этом на период дифракционной решетки d накладывается очевидное ограничение:

$$d < \frac{\lambda}{\sin\left(\arctg\frac{D_1 + D_2}{2l}\right)},$$

где λ – коротковолновая граница рабочего спектрального диапазона, D_1 , D_2 – диаметры спектрального фильтра и второго объектива соответственно, l – расстояние между спектральным фильтром и вторым объективом.

Введение в оптическую схему спектрального фильтра 2 практически не влияет на качество изображения,

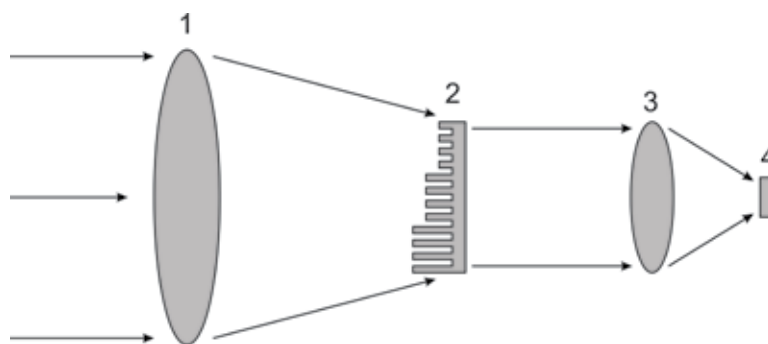


Рис. 2. Оптическая схема гиперспектрометра с двумя объективами и спектральным фильтром в виде дифракционной решетки с переменной высотой штрихов: 1 – объектив, 2 – спектральный фильтр (дифракционная решетка с переменной высотой штрихов), 3 – второй объектив, 4 – ПЗС-матрица.

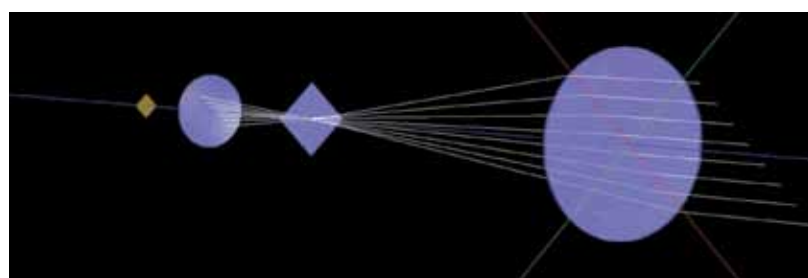


Рис. 3. Моделируемая оптическая схема.

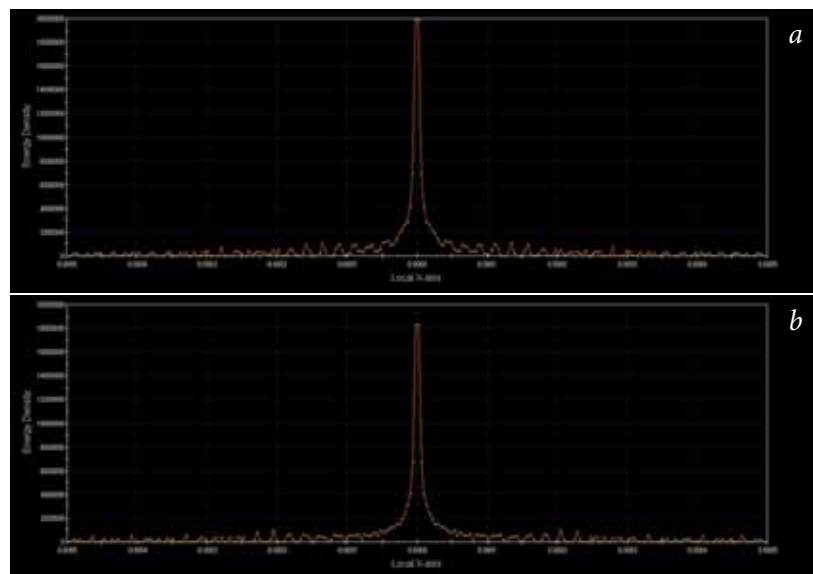


Рис. 4. Сечение функции рассеивания точки для системы с фильтром (а) и без фильтра (б).

которое строит оптическая система. Для того чтобы это доказать, было проведено моделирование в коммерческом пакете для геометрооптического моделирования оптических систем FRED 6.100. На *рисунке 3* представлена моделируемая конфигурация. При этом спектральный фильтр 2 в программе представлялся как оптический клин с очень малым углом схождения.

В результате моделирования рассчитывали функцию рассеивания точки для двух ситуаций: с фильтром и без фильтра. На *рисунке 4* представлены по-

ектов, спектр которых предположи-
тельно известен. Так, в качестве те-
стовых объектов выступала спираль
лампы накаливания (рис. 8) и лю-
минесцентная лампа дневного света
(рис. 9). Надо отметить, что на *рисун-
ках 8 и 9* представлены не все снятые
кадры. Всего на кадр приходилось
90 шагов поворота, на *рисунках 8
и 9* представлен каждый двадцатый
кадр. В дальнейшем последователь-
ности кадров (рис. 8, 9) будут ис-
пользоваться для получения гипер-
спектрального изображения.

Численное решение уравнения Фредгольма первого рода

Для решения уравнения Фредгольма первого рода (3) существует большое количество как точных, так и приближенных методов. Но для произвольного вида ядра все сводится к аппроксимации интегрального уравнения системой линейных уравнений:

$$A_j(y) = \sum_i \tau_j(\lambda_i) \eta_j(\lambda_i) S_j(\lambda_i, y),$$

$$i = \overline{1, N}; j = \overline{1, M} \quad (5)$$

или в полностью дискретной форме:

$$A_j(l) = \sum_{i=1, N}^M \tau_j(\lambda_i) \eta_j(\lambda_i) S_j(\lambda_i, l), \quad (6)$$

где l – номер пиксела в столбце, j – номер зоны пропускания спектрального фильтра, i – номер дискретной длины волны, $A_j(l)$ – яркость j -го пиксела в столбце.

Здесь при решении этой системы возникает ряд технических трудностей. Так, для функции спектральной чувствительности используемой матрицы производитель не представил точных данных. Точнее эти данные представлены в виде графика, из которого их можно с довольно большой погрешностью извлечь (рис. 10). Исходя из того, что погрешность определения этой функции довольно велика, в формуле (4) можно

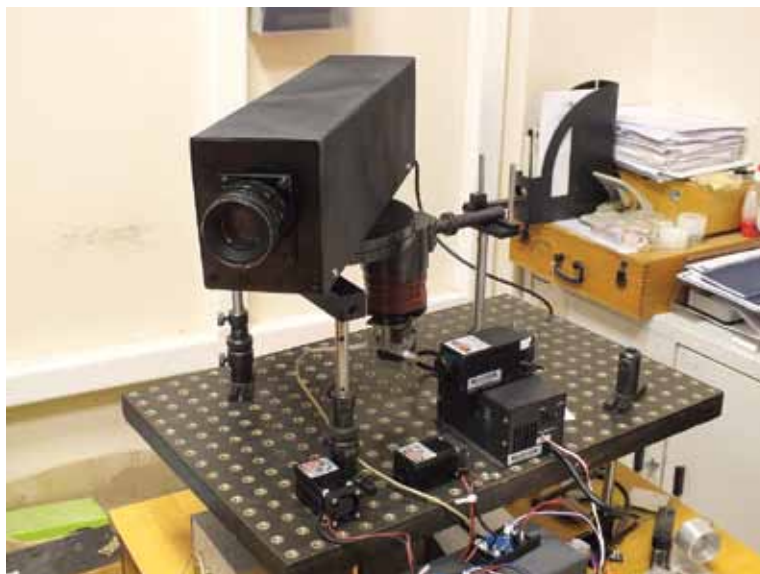


Рис. 7. Модифицированный лабораторный макет гиперспектрометра.



Рис. 8. Последовательность кадров, полученная на лабораторном макете гиперспектрометра для спирали лампы накаливания.

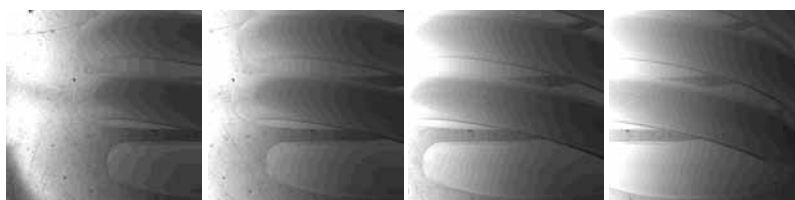


Рис. 9. Последовательность кадров, полученная на лабораторном макете гиперспектрометра для люминесцентной лампы дневного света.

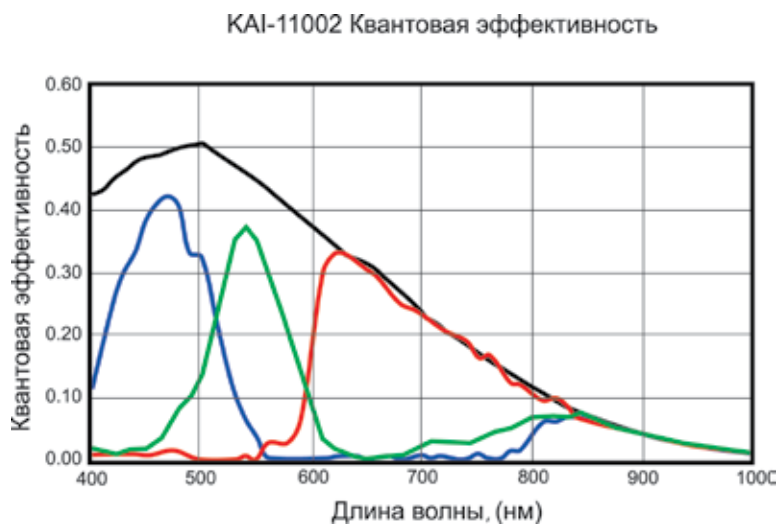


Рис. 10. Спектральная чувствительность матрицы KAI-11002.

Литература

1. Е.С. Вороний, И.М. Гулис, А.Г. Купреев, К.Н. Каплевский, А.Г. Костюкевич, А.Е. Радько, К.А. Шевченко
Вестник БГУ, 2009, № 3, 31.
2. С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Р.В. Скиданов
Компьютерная оптика, 2011, 35, 339.
3. D.A. Buralli, G.M. Morris
Appl. Optics, 1991, 30, 2151. DOI: 10.1364/AO.30.002151.
4. Н.Л. Казанский, С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов, А.А. Морозов, С.И. Харитонов, С.Г. Волоотовский
Компьютерная оптика, 2011, 38, 425.
5. A. Motogaito, K. Hiramatsu
Opt. Photonics J., 2013, 3, 67. DOI: 10.4236/opj.2013.31011.
6. K. Miyamoto
J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, 17. DOI: 10.1364/JOSA.51.000017.
7. D. Faklis, G.M. Morris
Photon. Spectra, 1991, 25, 205.
8. D. Faklis, G.M. Morris
Appl. Optics, 1995, 34, 2462. DOI: 10.1364/AO.34.002462.
9. D. Faklis, G.M. Morris
Photon. Spectra, 1991, 25, 131.
10. В.Л. Бакуменко, А.Н. Свиридов
Прикладная физика, 1999, №2.
(<http://applphys.orion-ir.ru/appl-99/99-2/99-2-3r.htm>).

English

A Hyperspectrometer Based on Diffraction Grating with Variable Height of Strokes*

Roman V. Skidanov –

Professor

Image Processing Systems Institute,

Russian Academy of Sciences

151, Molodogvardeiskaya Str.,

Samara, 443001, Russia

e-mail: romans@smr.ru

Andrey A. Morozov –

Image Processing Systems Institute,

Russian Academy of Sciences

151, Molodogvardeiskaya Str.,

Samara, 443001, Russia

e-mail: morozov.andrey@smr.ru

Abstract

The paper contains discussion of a novel technical implementation of the absorption spectrometry method, based on a diffractive spectral filter which represents a diffraction grating with variable height of strokes. Influence of the dispersive element on the spatial resolution of the hyperspectrometer is considered. Technology used for manufacturing of the diffractive spectral filter based on the diffraction grating with variable height of strokes is described. Principles of operation and description of the hyperspectrometer unit assembled for the laboratory testing of the absorption spectroscopy method are outlined. A mathematical method for restoration of hyperspectral images from the imagery captured by the laboratory unit is described. Results from experiments involving objects with well-known spectrum are reported.

Keywords: hyperspectral image, hyperspectrometer, absorption spectroscopy, diffraction grating, Fredholm equations of the first kind.

References

1. E.S. Voropai, I.M. Goulis, A.G. Kupreev, K.N. Kaplevsky, A.G. Kostyukevich, A.E. Radko, K.A. Shevchenko
Herald BSU, 2009, № 3, 31 (in Russian).
2. S.N. Khonina, A.V. Ustinov, R.V. Skidanov
Computer Optics, 2011, 35, 339 (in Russian).
3. D.A. Buralli, G.M. Morris
Appl. Optics, 1991, 30, 2151. DOI: 10.1364/AO.30.002151.
4. N.L. Kazansky, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, A.A. Morozov, S.I. Kharitonov, S.G. Volotovskiy
Computer Optics, 2011, 38, 425 (in Russian).
5. A. Motogaito, K. Hiramatsu
Opt. Photonics J., 2013, 3, 67. DOI: 10.4236/opj.2013.31011.
6. K. Miyamoto
J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, 17. DOI: 10.1364/JOSA.51.000017.
7. D. Faklis, G.M. Morris
Photon. Spectra, 1991, 25, 205.
8. D. Faklis, G.M. Morris
Appl. Optics, 1995, 34, 2462. DOI: 10.1364/AO.34.002462.
9. D. Faklis, G.M. Morris
Photon. Spectra, 1991, 25, 131.
10. V.L. Bakumenko, A.N. Sviridov
Prikladnaya Fizika [Applied Physics], 1999, №2.
(<http://applphys.orion-ir.ru/appl-99/99-2/99-2-3r.htm>) (in Russian).

*

The work was financially supported by RFBR (projects N 14-07-00177 and 14-07-31291-mol_a).

**Подписано в печать 08.12.2015. Формат 60 x 90 ¹/₈.
Печ. л. 12. Тираж 300 экз.**

Оригинал-макет ООО «ИТЦ МОЛНЕТ»
123104, г. Москва, Малый Палашевский пер., д. 6
Тел./факс: (495) 927-01-98,
e-mail: info@molnet.ru
Печать ЗАО «Линия График Кострома»
156019, г. Кострома,
ул. Петра Щербины, д. 9А