БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ЖУРНАЛ
БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ФИЗИКА

JOURNAL
OF THE BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

PHYSICS

Издается с января 1969 г.
(до 2017 г. – под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»)

Выходит три раза в год

1 2018

МИНСК
БГУ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор — **АНИЩИК В. М.** – доктор физико-математических наук, профессор; декан физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: anishchik@bsu.by

Заместитель главного редактора — **ВОРОПАЙ Е. С.** – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: voropay@bsu.by

Ануфрик С. С. Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь.

Бондаренко Г. Г. Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», Москва, Россия.

Гусев О. К. Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.

Жуковский П. В. Люблинский технический университет, Люблин, Польша.

Казак Н. С. Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.

Килин С. Я. Национальная академия наук Беларуси, Минск, Беларусь.

Кислицин С. Б. Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алма-Ата, Казахстан.

Кононов В. А. СП «ЛОТИС ТИИ», Минск, Беларусь.

Кучинский П. В. НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.

Максименко С. А. НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.

Малый С. В. Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.

Маляревич А. М. Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.

Маскевич С. А. Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.

Машлан М. Оломоуцкий университет им. Палацкого, Оломоуц, Чехия.

Патрин А. А. Кошалинский технический университет, Кошалин, Польша.

Пенязьков О. Г. Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.

Пилипенко В. А. Государственный центр «Белмикроанализ» филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл» – управляющей компании холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь.

Плетюхов В. А. Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина, Брест, Беларусь.

Погребняк А. Д. Сумский государственный университет, Сумы, Украина.

Ремнев Г. Е. Томский политехнический университет, Томск, Россия.

Семченко И. В. Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины, Гомель, Беларусь.

Толстик А. Л. Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.

Федосюк В. М. ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь.

Хайнтцманн Р. Институт физической химии Йенского университета, Йена, Германия.

Шкадаревич А. П. Научно-производственное унитарное предприятие «Научно-технический центр “ЛЭМТ” БелОМО», Минск, Беларусь.

EDITORIAL BOARD

Editor-in-chief — **ANISHCHIK V. M.**, doctor of science (physics and mathematics), full professor; dean of the faculty of physics of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: anishchik@bsu.by

Deputy editor-in-chief — **VOROPAY E. S.**, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of laser physics and spectroscopy of the faculty of physics of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: voropay@bsu.by

Anufrik S. S. Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus.
Bondarenko G. G. Moscow Institute of Electronics and Mathematics of the National Research University «Higher School of Economics», Moscow, Russia.
Gusev O. K. Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
Zhukowski P. V. Lublin University of Technology, Lublin, Poland.
Kazak N. S. B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
Kilin S. Y. National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
Kislitsin S. B. Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan.
Kononov V. A. «LOTIS TII», Minsk, Belarus.
Kuchinski P. V. A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
Maksimenko S. A. Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
Maly S. V. Belarusian State University, Minsk, Belarus.
Malyarevich A. M. Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
Maskevich S. A. International Sakharov Environmental Institute of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
Maslan M. Palacký University, Olomouc, Czech Republic.
Patryn A. A. Politechnika Koszalińska, Koszalin, Poland.
Penyazkov O. G. A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
Pilipenko V. A. JSC «Integral», Minsk, Belarus.
Pletyukhov V. A. Brest State University named after A. S. Pushkin, Brest, Belarus.
Pogrebnjak A. D. Sumy State University, Sumy, Ukraine.
Remnev G. E. Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia.
Semchenko I. V. Francisk Scorina Gomel State University, Gomel, Belarus.
Tolstik A. L. Belarusian State University, Minsk, Belarus.
Fedosyuk V. M. SSPA «Scientific and Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Minsk, Belarus.
Heintzmann R. Institute of Physical Chemistry of the Jena University, Jena, Germany.
Shkadarevich A. P. Unitary Enterprise «STC "LEMT" of the BelOMO», Minsk, Belarus.

Оптика и спектроскопия

Optics and spectroscopy

УДК 535.8

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИИ В РАСТВОРАХ КРАСИТЕЛЕЙ И ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

С. А. НАЗАРОВ[1)]***, Д. В. ГОРБАЧ***[1)]***, А. Л. ТОЛСТИК***[1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Представлены результаты экспериментальных исследований по преобразованию бесселевых световых пучков непрерывного лазерного излучения, а также импульсов нано- и пикосекундной длительности при их распространении в управляемой внешним напряжением жидкокристаллической ячейке и растворе красителя «Родамин 6Ж». Проанализировано изменение поляризационной, фазовой и пространственной структуры бесселевых световых пучков. Показано, что при распространении импульсного лазерного излучения в растворе красителя наблюдается эффект самодифракции, проявляющейся в появлении дополнительного кольцеобразного распределения интенсивности в дальней зоне бесселева светового пучка. При распространении линейно-поляризованного бесселева светового пучка нулевого порядка в жидкокристаллической ячейке реализовано электрически переключаемое преобразование его в пучок с ортогональной поляризацией, а также азимутально-модулированным распределением интенсивности, характерным для пучков второго порядка.

Ключевые слова: бесселевы световые пучки; оптические вихри; самодифракция; жидкие кристаллы.

Образец цитирования:
Назаров С. А., Горбач Д. В., Толстик А. Л. Преобразование бесселевых световых пучков при их распространении в растворах красителей и жидкокристаллических средах // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 4–8.

For citation:
Nazarov S. A., Gorbach D. V., Tolstik A. L. Transformation of the Bessel light beams during it's propagation in dyes solutions and liquid crystal media. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 4–8 (in Russ.).

Авторы:
Сергей Александрович Назаров – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – А. Л. Толстик.
Дмитрий Владиславович Горбач – старший преподаватель кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.
Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:
Sergey A. Nazarov, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
sanazarov@tut.by
Dmitriy V. Gorbach, senior lecturer at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
gorbachdv@yandex.by
Aleksey L. Tolstik, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
tolstik@bsu.by

TRANSFORMATION OF THE BESSEL LIGHT BEAMS DURING IT'S PROPAGATION IN DYES SOLUTIONS AND LIQUID CRYSTAL MEDIA

S. A. NAZAROV [a], ***D. V. GORBACH*** [a], ***A. L. TOLSTIK*** [a]

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: S. A. Nazarov (sanazarov@tut.by)

In this work the results of the experimental investigations of the transformation of contineous, nano- and picosecond pulse duration Bessel light beams during it's propagation in controlled by external voltage liquid crystall cell and «Rhodamine 6G» dye solution are repesented. Changing of the polarization, phase and spatial structure of the Bessel light beams has been analysed. It is shown, that selfdifraction is observed during the propagation of the pulse laser radiation in the dye solution. This effect leads to the appearance of an additional ring structured distribution of the intensity in the far field of the Bessel light beam. While propagating in the liquid crystall cell, transformation of the linear polarized Bessel light beam of the zero order to the beam with the orthogonal polarization and azimuthally-modulated distribution of the intencity, charasteric for the beam of the second order, has been realized.

Key words: Bessel light beams; optical vortex; selfdifraction; liquid crystals.

Бесселевы световые пучки (БСП) находят все большее применение в различных областях оптики (лазерная обработка материалов [1], манипулирование микрочастицами [2], передача информации и др.). Часто БСП получают из гауссовых световых пучков при помощи аксиконов. Интерференция волн после аксикона формирует БСП, распределение интенсивности которого представляет собой концентрический набор колец. Область существования БСП определяется диаметром начального падающего светового пучка и углом конусности аксикона [3]. Поскольку расстояние между кольцами остается неизменным, то говорят о «бездифракционном» бесселевом световом пучке. Разнообразие применений БСП обусловливает развитие исследований особенностей распространения БСП в различных средах и преобразования структуры БСП при нелинейных взаимодействиях [4; 5].

Особый интерес представляет спин-орбитальное преобразование, происходящее при распространении бесселевых световых пучков вдоль оптической оси одноосных [6] или двуосных [7] кристаллов. При этом меняется как состояние поляризации БСП, так и топологический заряд [8]. Изменение структуры БСП можно реализовать и при помощи жидкокристаллических элементов [9], а также при распространении БСП в нелинейной среде, например в растворе красителя [10].

В настоящей работе рассмотрено изменение состояния поляризации, фазы и пространственного распределения интенсивности импульсных БСП при их распространении в растворе красителя и непрерывных БСП – в жидком кристалле.

Схема экспериментальной установки для исследования распространения БСП в кювете с раствором красителя «Родамин 6Ж» представлена на рис. 1. Импульсное (нано- либо пикосекундной длительности) лазерное излучение источника *1* с длиной волны 532 нм, попадающей в максимум полосы поглощения раствора красителя «Родамин 6Ж» в этаноле, направляется при помощи зеркал *2* в систему пространственной фильтрации, состоящей из линз *3*, *5* и пинхола *4*. Для получения бесселева светового пучка нулевого порядка использовалась коническая линза (аксикон) *7* с углом при основании 1°.

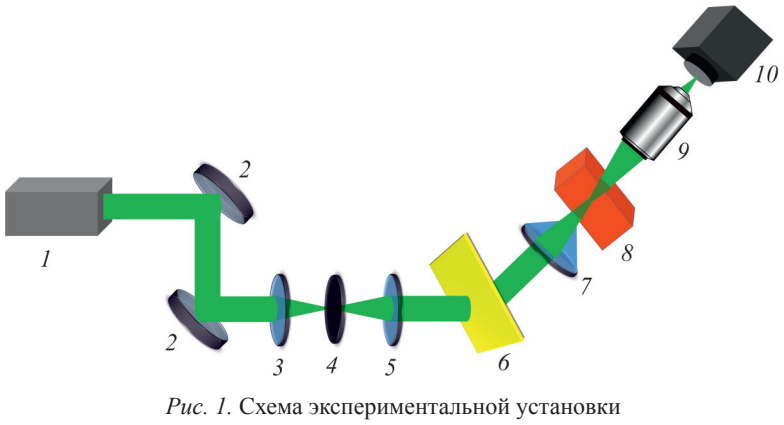


Рис. 1. Схема экспериментальной установки
Fig. 1. Scheme of the experimental setup

В области оптимального формирования БСП размещалась кювета *8* с раствором красителя «Родамин 6Ж». Изображение распределения интенсивности прошедшего излучения в дальней зоне регистрировалось при помощи микрообъектива *9* на камере *10*. Для получения бесселева светового пучка первого порядка перед аксиконом устанавливался голографический транспарант *6*, преобразующий гауссов световой пучок в сингулярный световой пучок (оптический вихрь) первого порядка.

Распределение интенсивности бесселева светового пучка нулевого порядка представляет собой набор концентрических колец с центральным максимумом (рис. 2, *а*). При падении на аксикон оптического вихря первого порядка образуется бесселев световой пучок первого порядка с центральным провалом (см. рис. 2, *б*). Дальняя зона БСП в обоих случаях представляет собой кольцеобразное распределение интенсивности (см. рис. 2, *в*).

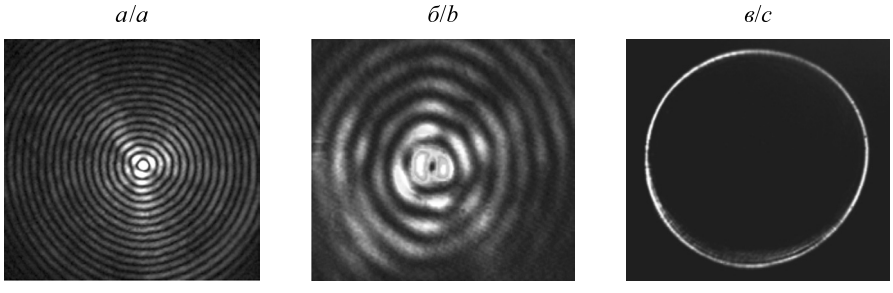


Рис. 2. Бесселев световой пучок нулевого порядка (*а*), первого порядка (*б*), распределение интенсивности в дальней зоне БСП (*в*)

Fig. 2. Bessel light beam of the zero order (*a*), first order (*b*), distribution of the intensity in the far field of the BLB (*c*)

Экспериментальные исследования проведены с использованием лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с длительностью импульсов 20 нс и 120 пс. При этом энергии импульсов в обоих случаях были выбраны равными 2 мДж, чтобы обеспечить равенство светоиндуцируемой тепловой нелинейности:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T}\frac{kIt}{Cp},$$

где $\frac{\partial n}{\partial T}$ – термооптический коэффициент; k – коэффициент поглощения раствора красителя; I – интенсивность; t – длительность импульса; C – удельная теплоемкость; p – плотность.

Из приведенной формулы, которая получена без учета теплообмена с окружающей средой, видно, что изменение показателя преломления определяется произведением интенсивности на длительность импульса, т. е. плотностью энергии светового импульса. Равенство энергий нано- и пикосекундных импульсов при одинаковых условиях их фокусировки определяет равенство термооптического изменения показателя преломления. Для выбранных условий эксперимента термооптический коэффициент $\frac{\partial n}{\partial T} = -4 \cdot 10^{-4}$ К$^{-1}$, удельная теплоемкость $C = 2400$ Дж/(кг · К), плотность $p = 8 \cdot 10^{-4}$ кг/см^3 (этанольный раствор красителя), коэффициент поглощения $k = 10$ см$^{-1}$, плотность энергии импульсов $I \cdot t = 0{,}1$ Дж/см^2, тепловое изменение показателя преломления Δn составляет $-2 \cdot 10^{-4}$. Такая величина Δn является типичной для взаимодействия мегаваттных лазерных импульсов с растворами красителей и обеспечивает создание области со светоиндуцированным изменением показателя преломления.

В результате при распространении БСП первого порядка нано- и пикосекундной длительности в кювете с раствором красителя «Родамин 6Ж» наблюдается эффект самодифракции, проявляющийся в дополнительном кольце в дальней зоне прошедшего светового пучка (рис. 3). Заметим, что схожая картина имела место и при распространении в растворе красителя БСП нулевого порядка наносекундной [10] и пикосекундной длительности.

Для расширения возможностей преобразования структуры БСП было проведено исследование распространения БСП нулевого порядка через управляемую внешним напряжением жидкокристаллическую ячейку, которая представляла собой структуру типа сэндвича. Жидкий кристалл расположен между двумя стеклянными пластинами с нанесенными на них токопроводящими и ориентирующими слоями. Толщину жидкокристаллической (ЖК) ячейки задают калиброванные по диаметру волокна. В исследованиях использовался положительный нематический кристалл ЖК-1289. Для длины волны 633 нм величина оптической анизотропии данного жидкого кристалла составляет $n_e - n_o = 0{,}16$ (показатель преломления для обыкновенной волны $n_o = 1{,}53$ и необыкновенной волны $n_e = 1{,}69$). Толщина ЖК-ячейки равнялась 20 мкм.

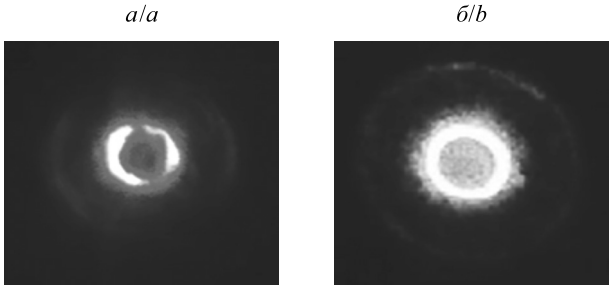


Рис. 3. Дальняя зона БСП первого порядка наносекундной (*а*) и пикосекундной (*б*) длительности при прохождении через кювету с раствором красителя «Родамин 6Ж»

Fig. 3. Far field of the BLB of the first order of nanosecond (*a*) and picosecond (*b*) duration after the propagation through the cell with the «Rhodamine 6G» dye solution

В отсутствие внешнего напряжения на ячейке молекулы жидкого кристалла ориентированы в плоскости ячейки (планарная ориентация). При изменении подаваемого на ЖК-ячейку внешнего напряжения от 0 до 20 В происходит постепенная переориентация молекул жидкого кристалла вдоль силовых линий прикладываемого электрического поля. Чем больше величина прикладываемого напряжения, тем больший по толщине слой жидкого кристалла становится переориентированным в объеме ячейки. При подаче внешнего напряжения, равного порядка 20 В, практически все молекулы жидкого кристалла ориентируются гомеотропно (перпендикулярно плоскости ячейки). В этом случае ЖК-ячейку можно рассматривать как одноосный кристалл с оптической осью, параллельной направлению распространения БСП. В такой ситуации можно ожидать преобразования БСП нулевого порядка в БСП второго порядка [6–8].

Нами исследованы преобразования поляризационной, фазовой и пространственной структур линейно-поляризованного БСП нулевого порядка при его прохождении в ЖК-ячейке. Установлено, что при подаче напряжения часть БСП приобретают поляризацию, ортогональную первоначальной. Увеличение управляющего напряжения приводит к изменению пространственного распределения интенсивности: до напряжения ~6 В распределение интенсивности в дальней зоне имеет вид кольца (рис. 4, *а*). При последующем увеличении напряжения появляются разрывы в распределении интенсивности. В случае достижения напряжения 20 В распределение интенсивности приобретает лепестковую структуру (см. рис. 4, *б*), характерную для БСП второго порядка [6]. Данный эффект является результатом суперпозиции падающего пучка и световых полей, возбуждаемых при взаимодействии БСП с ЖК-ячейкой, которая в данном случае есть одноосный кристалл [6–8]. Следует отметить, что при изменении ориентации линейной поляризации падающего светового пучка эффективность преобразования (доля интенсивности светового пучка с поляризацией, ортогональной первоначальной) практически не изменялась. Происходит изменение только ориентации лепестковой структуры в распределении интенсивности в дальней зоне прошедшего пучка (см. рис. 4).

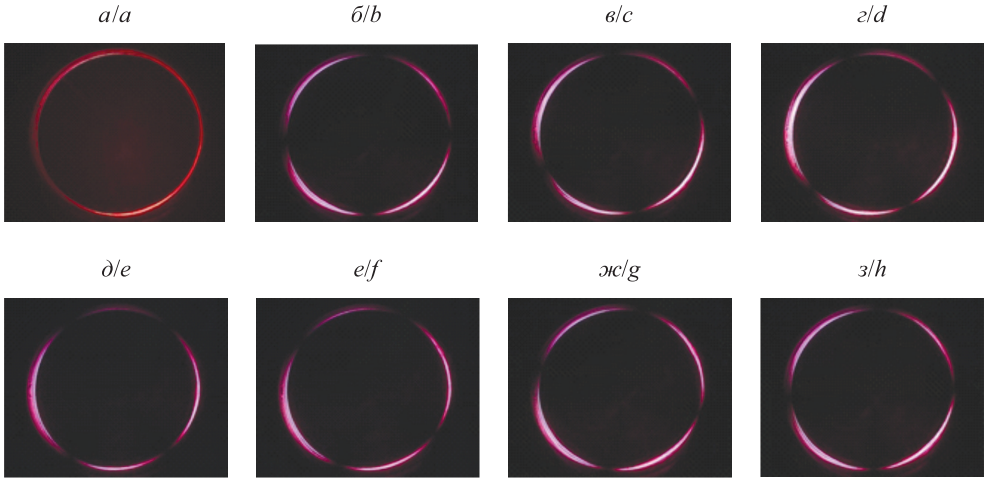


Рис. 4. Дальняя зона БСП, прошедшего через оптическую систему с ЖК-ячейкой в отсутствие внешнего напряжения (*а*) и с напряжением 20 В при различных ориентациях поляризации падающего пучка: 0° (*б*), 15° (*в*), 30° (*г*), 45° (*д*), 60° (*е*), 75° (*ж*), 90° (*з*)

Fig. 4. Far field of the BLB after the propagation through the optical system with the liquid crystal cell without external voltage (*a*), with applied external voltage 20 V and the initial polarization of the falling beam: 0° (*b*), 15° (*c*), 30° (*d*), 45° (*e*), 60° (*f*), 75° (*g*), 90° (*h*)

Таким образом, в настоящей работе иллюстрируются возможности преобразования поляризационной, фазовой и пространственной структур бесселевых световых пучков при их распространении в растворах красителей и жидких кристаллах. Преобразованное световое поле можно использовать для захвата и манипулирования микрочастицами в схемах оптического пинцета. Преобразование части бесселева светового пучка нулевого порядка в пучок второго порядка и их последующее взаимодействие представляют интерес для решения задач оптической микроскопии при формировании бездифракционных световых пучков с заданными характеристиками.

Библиографические ссылки

1. *Duocastella M., Arnold C. B.* Bessel and annular beams for materials processing // Laser Photonics Rev. 2012. Vol. 6, № 5. P. 607–621. DOI: 10.1002/lpor.201100031.

2. *Arlt J., Garces-Chavez V., Sibbett W., et al.* Optical micromanipulation using a Bessel light beam // Opt. Commun. 2001. Vol. 197. P. 239–245.

3. *Bouchal Z.* Nondiffracting optical beams – physical properties, experiments, and applications // Czech. J. Phys. 2003. Vol. 53, № 7. P. 537–578. DOI: 10.1023/A:102480280.

4. *Kazak N. S., Katranji E. G., Utkin I. A., et al.* Self-diffraction of Bessel light beams in a nonlinear medium // J. Appl. Spectrosc. 2004. Vol. 71, № 5. P. 697–701. DOI: 10.1023/B:JAPS.0000049631.50343.b7.

5. *Demas J., Steinvurzel P., Tai B., et al.* Intermodal nonlinear mixing with Bessel beams in optical fiber // Optica. 2015. Vol. 2, № 1. P. 14–17. DOI: 10.1364/Optica.2.000014.

6. *Хило Н. А., Петрова Е. С., Рыжевич А. А.* Преобразование порядка бесселевых пучков в одноосных кристаллах // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 1. С. 85–89. DOI: 10.1070/QE2001v031n01ABEH001897.

7. *Belyi V. N., Khilo N. A., Kurilkina S. N., et al.* Spin-to-orbital angular momentum conversion for Bessel beams propagating along the optical axes of homogeneous uniaxial and biaxial crystals // J. Opt. 2013. Vol. 15, № 4. Article ID: 044018. DOI: 10.1088/2040-8978/15/4/044018.

8. *Belyi V. N., Khilo N. A., Kazak N. S., et al.* Propagation of high-order circularly polarized Bessel beams and vortex generation in uniaxial crystals // Opt. Eng. 2011. Vol. 50, № 5. Article ID: 059001. DOI: 10.1117/1.3572109.

9. *Slussarenko S., Murauski A., Du T., et al.* Tunable liquid crystal *q*-plates with arbitrary topological charge // Opt. Express. 2011. Vol. 19, № 5. P. 4085–4090. DOI: 10.1364/OE.19.004085.

10. *Romanov O. G., Gorbach D. V., Kupryianets T. A., et al.* Propagation and self-action of Bessel light beams in dye solutions // NPCS. 2013. Vol. 16, № 4. P. 373–381.

References

1. Duocastella M., Arnold C. B. Bessel and annular beams for materials processing. *Laser Photonics Rev.* 2012. Vol. 6, No. 5. P. 607–621. DOI: 10.1002/lpor.201100031.

2. Arlt J., Garces-Chavez V., Sibbett W., et al. Optical micromanipulation using a Bessel light beam. *Opt. Commun.* 2001. Vol. 197. P. 239–245.

3. Bouchal Z. Nondiffracting optical beams – physical properties, experiments, and applications. *Czech. J. Phys.* 2003. Vol. 53, No. 7. P. 537–578. DOI: 10.1023/A:102480280.

4. Kazak N. S., Katranji E. G., Utkin I. A., et al. Self-diffraction of Bessel light beams in a nonlinear medium. *J. Appl. Spectrosc.* 2004. Vol. 71, No. 5. P. 697–701. DOI: 10.1023/B:JAPS.0000049631.50343.b7.

5. Demas J., Steinvurzel P., Tai B., et al. Intermodal nonlinear mixing with Bessel beams in optical fiber. *Optica.* 2015. Vol. 2, No. 1. P. 14–17. DOI: 10.1364/Optica.2.000014.

6. Khilo N. A., Petrova E. S., Ryzhevich A. A. Transformation of the order of Bessel beams in uniaxial crystals. *Kvantovaya elektronika* [Quantum Electron.]. 2001. Vol. 31, No. 1. P. 85–89 (in Russ.). DOI: 10.1070/QE2001v031n01ABEH001897.

7. Belyi V. N., Khilo N. A., Kurilkina S. N., et al. Spin-to-orbital angular momentum conversion for Bessel beams propagating along the optical axes of homogeneous uniaxial and biaxial crystals. *J. Opt.* 2013. Vol. 15, No. 4. Article ID: 044018. DOI: 10.1088/2040-8978/15/4/044018.

8. Belyi V. N., Khilo N. A., Kazak N. S., et al. Propagation of high-order circularly polarized Bessel beams and vortex generation in uniaxial crystals. *Opt. Eng.* 2011. Vol. 50, No. 5. Article ID: 059001. DOI: 10.1117/1.3572109.

9. Slussarenko S., Murauski A., Du T., et al. Tunable liquid crystal *q*-plates with arbitrary topological charge. *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, No. 5. P. 4085–4090. DOI: 10.1364/OE.19.004085.

10. Romanov O. G., Gorbach D. V., Kupryianets T. A., et al. Propagation and self-action of Bessel light beams in dye solutions. *NPCS.* 2013. Vol. 16, No. 4. P. 373–381.

Статья поступила в редколлегию 25.09.2017.
Received by editorial board 25.09.2017.

УДК 533.9.082.5;543.423;621.373.826

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ И СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ КРОВИ ПАЦИЕНТОВ С АНЕВРИЗМОЙ СОСУДОВ ГОЛОВНОГО МОЗГА

Ж. И. БУЛОЙЧИК [1)], ***А. П. ЗАЖОГИН*** [1)], ***Н. И. НЕЧИПУРЕНКО*** [2)], ***М. П. ПАТАПОВИЧ*** [3)], ***И. Д. ПАШКОВСКАЯ*** [2)]

[1)] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*
[2)] *Республиканский научно-практический центр неврологии и нейрохирургии, ул. Ф. Скорины, 24, 220114, г. Минск, Беларусь*
[3)] *Белорусская государственная академия связи, ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114, г. Минск, Беларусь*

Приведена интегральная оценка содержания эссенциальных элементов в плазме крови пациентов с диагностированной аневризмой сосудов головного мозга. Найдены значительные отклонения от нормы концентрации анализируемых элементов практически у всех пациентов как до операции, так и после нее. Полученные результаты подтверждаются морфологией высохших капель плазмы крови, а также количественным определением методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии пространственного распределения кальция по поверхности и в слоях высохших капель плазмы крови. Выявленные особенности клинического течения заболевания обосновывают целесообразность расширения средств медикаментозной терапии для улучшения минерального обмена. Экспериментальные данные могут быть основой для дальнейшей разработки методологии корректирования нарушений уровня функциональных резервов организма и выработки системы реабилитационных мероприятий.

Ключевые слова: атомно-эмиссионный спектральный анализ; плазма крови; биологическая жидкость; морфология капли; лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия; пространственное распределение кальция; послойный анализ.

Образец цитирования:
Булойчик Ж. И., Зажогин А. П., Нечипуренко Н. И., Патапович М. П., Пашковская И. Д. Морфологическое и спектрометрическое исследование плазмы крови пациентов с аневризмой сосудов головного мозга // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 9–17.

For citation:
Buloichik J. I., Zajogin A. P., Nechipurenko N. I., Patapovich M. P., Pashkovskaya I. D. Morphological and spectrometric studies of blood plasma from the patients with cerebral aneurysms. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 9–17 (in Russ.).

Авторы:
Жанна Игнатьевна Булойчик – кандидат химических наук; старший научный сотрудник кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.
Анатолий Павлович Зажогин – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.
Наталия Ивановна Нечипуренко – доктор медицинских наук, профессор; заведующий лабораторией клинической патофизиологии нервной системы.
Мария Петровна Патапович – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры математики и физики факультета электросвязи.
Ирина Дмитриевна Пашковская – кандидат биологических наук; старший научный сотрудник лаборатории клинической патофизиологии нервной системы.

Authors:
Janne I. Buloichik, PhD (chemistry); senior researcher at the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.
zajogin_an@mail.ru
Anatoli P. Zajogin, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
zajogin_an@mail.ru
Nataliya I. Nechipurenko, doctor of science (medical sciences), full professor; head of the laboratory of clinical pathophysiology of nervous system.
prof_nin@mail.ru
Marya P. Patapovich, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of mathematics and physics, faculty of telecommunication.
masha_p@tut.by
Irina D. Pashkovskaya, PhD (biology); senior researcher at the laboratory of clinical pathophysiology of nervous system.
irenapass@mail.ru

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 9–17
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 9–17

MORPHOLOGICAL AND SPECTROMETRIC STUDIES OF BLOOD PLASMA FROM THE PATIENTS WITH CEREBRAL ANEURYSMS

***J. I. BULOICHIK*[a], *A. P. ZAJOGIN*[a], *N. I. NECHIPURENKO*[b], *M. P. PATAPOVICH*[c], *I. D. PASHKOVSKAYA*[b]**

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
[b]*Republican Research-Practical Center of Neurology and Neurosurgery, 24 F. Skaryny Street, Minsk 220114, Belarus*
[c]*Belarusian State Academy of Communications, 8/2 F. Skaryny Street, Minsk 220114, Belarus*
Corresponding author: A. P. Zajogin (zajogin_an@mail.ru)

An integral estimation of the content of essential elements in blood plasma of the patients with cerebral aneurysms is presented. Significant deviations from the normal concentration of the elements under study has been revealed for the majority of the patients both before and after surgery. The obtained results are supported by the morphology of the dried blood-plasma drops and by the quantitative data acquired with the use of laser atomic emission spectrometry for the spatial distribution of calcium on the surface and within the layers of these drops. The exhibited features in the clinical course of the disease point to the necessity to broaden the list of remedies used during medicamentous therapy to correct metabolism of the minerals. The experimental data may form the basis for further improvement of the methods intended to correct insufficient levels of the functional resources of a human organism and for working-out the adequate system of rehabilitation measures.

Key words: atomic-emission spectral analysis; blood plasma; biological fluids; drop morphology; laser atomic-emission spectrometry; spatial distribution of calcium; layer-by-layer analysis.

Введение

Цереброваскулярные заболевания, включающие различные формы острых и хронических расстройств мозгового кровообращения, нередко приводящие к серьезным негативным последствиям, требуют поиска новых подходов к их профилактике и лечению.

Одной из наиболее тяжелых форм цереброваскулярных заболеваний является инсульт. Самый распространенный тип инсульта (до 87 % случаев) – инфаркт мозга. В связи с этим большое количество современных научных работ посвящены изучению патогенеза церебральной ишемии и инфаркта мозга. Ишемия головного мозга является одним из результатов снижения мозгового кровотока и ограничения поступления кислорода к его тканям. Аневризмы сосудов головного мозга (АСГМ) можно рассматривать как медленно текущие ишемические повреждения мозга, что непреложно требует нейрохирургического вмешательства. Церебральная ишемия – основополагающий процесс патогенеза инфаркта мозга.

По этиологии принято дифференцировать кровоизлияния в мозг на первичные (спонтанные), когда точная причина не установлена, и вторичные (симптоматические), при которых определены конкретный источник, причина кровоизлияния (разрыв аневризмы, артериовенозная мальформация, опухоль). Главный фактор возникновения первичных кровоизлияний – повреждение сосудистой стенки у пациентов с артериальной гипертензией. Наиболее частой причиной вторичных внутричерепных кровоизлияний является разрыв аневризмы или артериовенозной мальформации, а также сосудистый спазм [1].

Субарахноидальное кровоизлияние (САК) – одна из основных причин развития инсульта в молодом возрасте. Чаще всего развитие САК обусловлено мешотчатыми аневризмами (80–85 %). Аневризмы сосудов мозга бывают врожденными, но в большинстве случаев развитие аневризм, в том числе мешотчатых, происходит в течение жизни.

В настоящее время не вызывает сомнения большая роль микроэлементов в многообразных функциях организма в целом и каждой клетки в отдельности, а также их участие в метаболизме при сосудистых поражениях и значимость в патогенезе цереброваскулярных заболеваний. В неповрежденном мозге уровень кровотока зависит от уровня метаболических потребностей ткани, в условиях мозговой катастрофы взаимосвязанный баланс данного уровня и ауторегуляции мозгового кровотока нарушается. Роль микроэлементов в этих процессах изучена еще недостаточно.

При поражениях головного мозга начинает действовать ряд внутри- и внеклеточных механизмов, происходят изменения нейронов с последующей их гибелью, что приводит к смерти клетки – апоптозу.

Раньше апоптоз считался генетически запрограммированным универсальным механизмом клеточной гибели, началом фрагментации ДНК – разрушением ядра клетки. К настоящему времени получены доказательства того, что апоптоз клеток является причиной отсроченной гибели нейронов, т. е. на ранних стадиях развития апоптоза нейрона наряду с фрагментацией ДНК сохраняется и возможность репарации. В качестве ингибиторов и активаторов апоптоза могут выступать многие факторы, в том числе и микроэлементы. В зависимости от концентрации микроэлементы способны ингибировать или активировать процесс апоптоза клеток в разных органах и тканях [2].

Цель настоящей работы – мониторинг и изучение динамики изменения концентрации эссенциальных элементов (ЭЭ) в образцах плазмы крови пациентов с аневризмой сосудов головного мозга для оценки характера протекания процесса и выработки своевременной стратегии лечебных и профилактических мероприятий. Для этого было установлено общее содержание ряда ЭЭ в плазме крови больных, изучена морфология высохшей капли, проведено полуколичественное определение локального пространственного распределения кальция по поверхности и слоям высохшей капли.

Методика исследований

Общее содержание ЭЭ в плазме крови определяли методом атомно-эмиссионной спектрометрии на приборе ЭМАС-200Д (Беларусь). Использовали угольные электроды диаметром 6 мм марки ОСЧ-7-3 с цилиндрическим углублением диаметром 4 мм на торце. Анализируемые растворы (20 мкл) наносили в углубление электрода и высушивали под излучением ИК-лампы в течение 30–40 мин. Подготовленные пробы сжигали в дуге переменного тока, сила которого составляла 6 А.

Для изучения морфологии и пространственного распределения кальция в высохшей капле плазмы крови (10 мкл) ее наносили на обезжиренную пластинку оргстекла, высушивали при комнатной температуре в открытой системе в течение 90–100 мин. Диаметр высохшей капли равен примерно 6 мм.

Снимки высохших капель плазмы крови регистрировали, используя оптический микроскоп Webbers (Китай), совмещенный с цифровой камерой (отраженный свет), и микроскоп Биолам (Россия) со светодиодной подсветкой (на пропускание) и веб-камерой. Оба микроскопа имеют видеонасадки, работающие с компьютером по порту USB-2.

Локальное пространственное распределение кальция по поверхности и слоям высохшей капли оценивали, используя лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (Беларусь). Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки составлял примерно 50 мкм. Все эксперименты проводили в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении. Анализировали суммарные результаты действия пяти последовательных сдвоенных лазерных импульсов (СЛИ). Энергия лазерного излучения составляла 34 мДж (первый и второй импульсы соответственно), временной интервал между сдвоенными импульсами был равен 8 мкс. Абляция осуществлялась через 0,6 мм. Размер точки повреждения достигал 0,10–0,15 мм. Анализ проводили по диаметру пробы в 12 точках поверхности.

Результаты исследований и их обсуждение

Первый этап исследований – определение общего содержания ЭЭ в плазме крови. Объектами исследований являлись пациенты с АСГМ различного типа: артериовенозной мальформацией (АВМ), неразорвавшейся артериальной аневризмой (НАА) и разорвавшейся артериальной аневризмой (РАА), САК.

Анализировали образцы плазмы крови пациентов (25 человек) до операции, в течение 10 дней после операции и спустя 1 год после операции. В таблице приведены типичные результаты определения общего содержания микроэлементов в образцах плазмы крови шести (1–6) пациентов. Содержание микроэлементов установлено для доверительной вероятности 0,95. Внизу таблицы приведены референтные значения концентрации каждого элемента.

Концентрация микроэлементов в плазме крови пациентов, мкг/100 г
Concentration of the microelements in blood plasma of the patients, μg/100 g

Пациенты с различными диагнозами	Микроэлементы					
	Al	Mg	Ca	Fe	Cu	Zn
1 – РАА, САК до операции	117	1360	17 300	266	115	180
1 – РАА, САК после операции	121	1850	25 300	223	136	260
2 – НАА после операции	76	1410	26 600	299	130	130
2 – НАА через год после операции	49	1500	21 900	193	132	170

Окончание таблицы
Ending table

Пациенты с различными диагнозами	Микроэлементы					
	Al	Mg	Ca	Fe	Cu	Zn
3 – АВМ до операции	33	1490	24 800	49	72	190
3 – АВМ после операции	78	1510	18 400	121	59	130
4 – РАА, САК до операции	73	1460	28 800	277	38	250
4 – РАА, САК после операции	86	1420	22 400	240	161	120
5 – САК через год после операции	53	1360	20 900	154	18	170
6 – САК через год после операции	70	1370	35 800	286	86	150
Референтные значения концентраций						
Нижнее	0	1600	8800	36	69	90
Верхнее	6	2500	10 400	144	142	120

Анализ данных, полученных при количественном определении общего содержания микроэлементов в плазме крови пациентов, свидетельствует о серьезных нарушениях минерального обмена. Наиболее заметные отклонения от нормы наблюдаются в показателе концентрации кальция и магния – микроэлементов, играющих самую значимую роль в развитии заболеваний головного мозга. Общим является то, что у всех пациентов независимо от типа кровоизлияния понижено содержание магния, значительно завышены концентрации алюминия, железа, кальция, только концентрация меди близка к норме.

Из-за нарушения баланса у клеток поврежденной области мозга недостаточно энергии для нормального функционирования, замедляется энергетический обмен в клетках с дисфункцией митохондрий и усилением процессов свободнорадикального окисления. Это подтверждается ролью каждого микроэлемента в развитии заболеваний головного мозга [3; 4].

Магний – обязательный участник синтеза всех нейропептидов в головном мозге. Крупные статистические исследования подтвердили значение предшествующей инсульту гипомагнезии [5]. Первыми при дефиците магния трансформируются сосуды сердца и мозга. Ионы магния – естественный антагонист кальция. Они модулируют его внутриклеточную активность. В гипомагниевых участках эпителия создаются условия для избыточной кальцификации на фоне нормального и даже пониженного поступления кальция в организм. Дефицит магния не только обусловливает процессы склерозирования и усиление кальцификации атеросклеротической бляшки, но и создает условия для повторных инсультов [5; 6]. При нарушении баланса между магнием и кальцием происходит гибель нейронов за счет повышенной проницаемости мембраны клетки для ионов кальция.

Сказанное выше подчеркивает существенную роль, которую играет кальций в развитии атеросклероза и ишемических изменений в головном мозге. Повышенное высвобождение кальция может обусловливать ишемическое повреждение нейронов и инициацию каскада апоптоза. Избыток кальция в клетках усиливает продуцирование кислородных радикалов в митохондриях, активирует ряд клеточных ферментов и вызывает деградацию белковых и липидных структур [5; 6].

Среди ЭЭ обмен железа занимает особое место. Железо принимает активное участие в транспорте кислорода гемоглобином, оксидоредукции многочисленных митохондриальных энзимов, однако этот биоэлемент обладает такими отрицательными свойствами, как способности генерировать свободные радикалы и инициировать перекисное окисление липидов. Повышенный уровень сывороточного железа обусловливает увеличенный риск ишемического инсульта. В его фармакотерапии могут быть перспективными хелаторы железа.

Отклонения от нормы содержания меди и цинка несут соответствующую неврологическую симптоматику, указывают на сдвиги в антиоксидантной системе. Медь вызывает оксидативную модификацию липопротеидов низкой плотности, что приводит к апоптозу клеток. Цинк хотя и обладает способностью защищать эндотелий сосудов при атеросклерозе и сосудистой ишемии, но вместе с тем в определенных концентрациях является стимулятором апоптоза [3].

Резюмируя полученные данные общего содержания ЭЭ, следует отметить, что концентрации элементов, определяемые в плазме крови пациентов до операции, после операции и спустя 1 год после операции, не претерпели принципиальных изменений и остались сопоставимыми. Этот фактор, по-видимому, является доминирующим для медикаментозной терапии при дальнейшей реабилитации больного.

Следующий этап исследований – изучение морфологии высохших капель плазмы крови пациентов с АСГМ. Известно, что высохшая капля биологической жидкости (БЖ) дает структурную диагностическую информацию о патологии. Активность белка в плазме крови позволяет по топологической

картине устанавливать характер самоорганизации белка. В плазме здорового человека формируется закономерно повторяющаяся морфология высыхающей белковой пленки, устанавливается наличие нормальной самоорганизации белка с определенными видами симметрии. При протекании негативных процессов патология проявляется в образовании различных структурных конфигураций, например трехлучевых трещин, характеризующих застойные явления – языки Арнольда и ковры Серпинского – при воспалительных процессах, структуры жгута при гипоксии [7; 8, с. 67–71; 9].

Снимки высохших на твердой поверхности после просушивания в течение 90 мин капель плазмы крови нескольких пациентов до операции и после нее приведены на рис. 1.

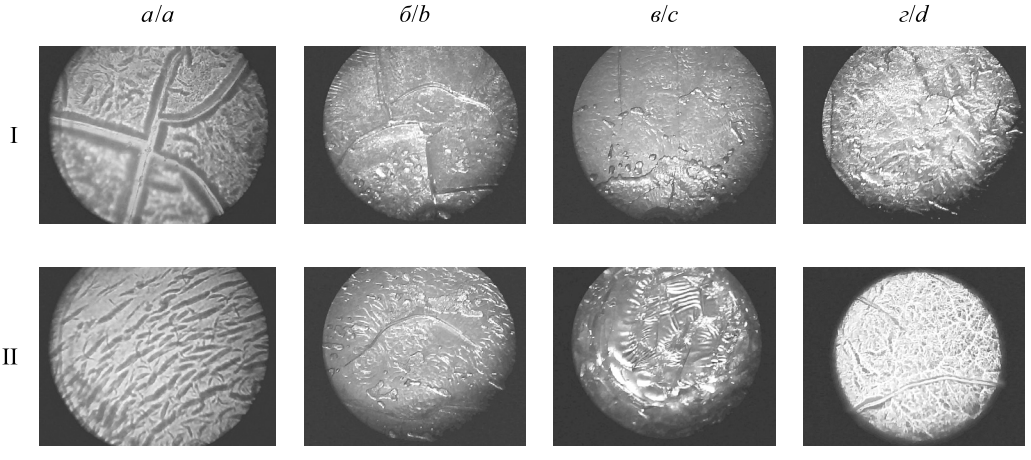


Рис. 1. Высохшие капли плазмы крови пациентов до операции (I) и после операции (II):
а – пациент 1; *б* – пациент 2; *в* – пациент 3; *г* – пациент 4

Fig. 1. Dried drops of blood plasma from the patients before (I) and after the operation (II):
a – patient 1; *b* – patient 2; *c* – patient 3; *d* – patient 4

В высохших каплях плазмы крови всех пациентов были обнаружены довольно схожие структуры (жгут, трехлучевые трещины и пр.). После проведенных пациентам операций картины структурирования высохших капель БЖ меняются незначительно. Структуры, характерные для здорового человека (краевой белковый валик, радиальное растрескивание), практически отсутствуют в морфологии капель пациентов как до операции, так и после нее.

Для установления взаимосвязи полученных морфологических картин высохших капель БЖ с динамикой протекания патологического процесса нами проведено аналитическое определение локального пространственного распределения кальция в высохших каплях по поверхности и слоям. Акцент сделан на определении кальция, поскольку он спектроскопически доступен, является одним из самых необходимых элементов в организме и наиболее активным коацерватом в белковой среде, легко образует связи с амино- и карбоксильными группами белковых молекул, что определяет картину структурирования БЖ.

Результаты полуколичественного определения пространственного распределения кальция в высохших каплях плазмы крови пациентов до операции и после нее представлены на рис. 2. Приведены интенсивности линии кальция CaII (393,366 нм) по двум перпендикулярным диаметрам (горизонталь и вертикаль) на поверхности высохшей капли БЖ, а также при послойном определении (пять слоев) в каждой анализируемой точке.

Приведенные рисунки не позволяют четко и системно дифференцировать изменения, произошедшие после хирургического и терапевтического лечения. Обнаруживается достаточно хаотичный разброс концентрации кальция и по поверхности высохшей капли, и по слоям у пациентов как до операции, так и после нее. Во всех случаях общим является то, что его максимальное содержание приходится в основном на три верхних слоя капли БЖ. В нижних, четвертом и пятом слоях кальций практически не обнаружен.

Ранее нами было показано, что в случае онкологических заболеваний при наличии опухоли головного мозга кальций определяется именно в самых глубоких слоях высохшей капли БЖ [10–12], что свидетельствует о сущностной аномальной коагуляции белковых молекул и является своего рода онкомаркером. При этой патологии происходит серьезная утрата системообразующих свойств БЖ, что и проявляется в резком изменении морфоструктуры. После хирургического удаления опухоли морфология высохшей капли и локальное распределение кальция существенно меняются, заметно приближаясь к значениям содержания кальция у здорового человека [10–12].

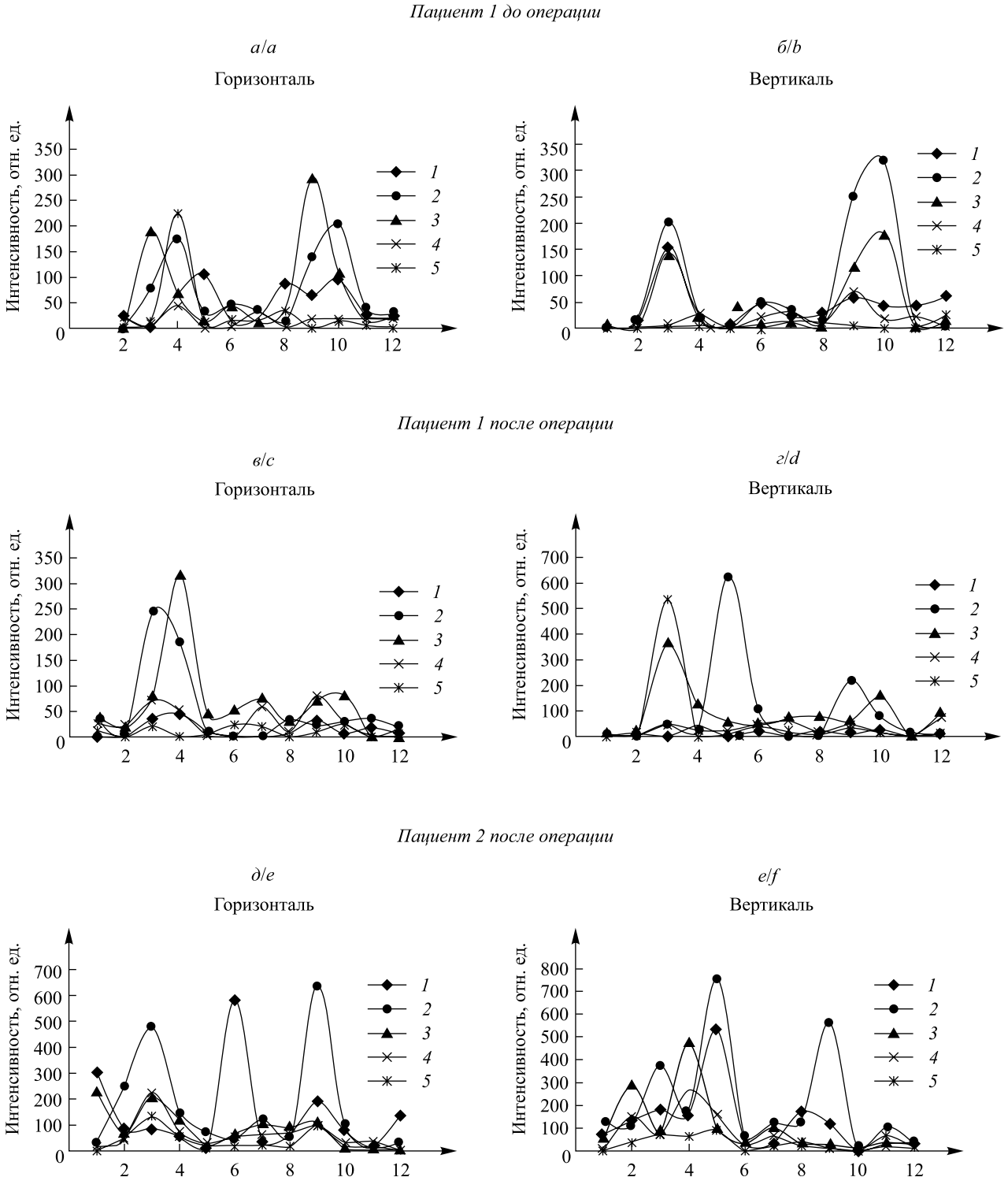


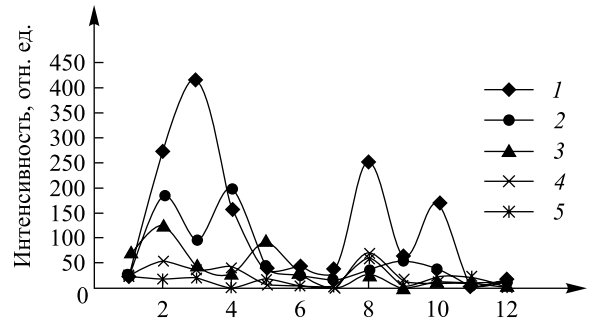
Рис. 2. Интенсивность линии CaII (393,366 нм)
в атомно-эмиссионных спектрах высохших капель плазмы крови пациентов:
а, *б* – пациент 1 до операции; *в*, *г* – пациент 1 после операции; *д*, *е* – пациент 2 после операции
(начало)

Fig. 2. The line intensity for CaII (393.366 nm) in atomic-emission spectra
of the dried blood-plasma drops for different patients:
a, *b* – patient 1 before operation; *c*, *d* – patient 1 after operation; *e*, *f* – patient 2 after operation
(beginning)

Пациент 2 через 1 год после операции

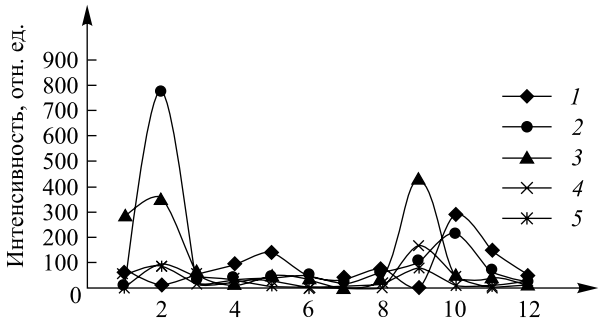
ж/*g*

Горизонталь



з/*h*

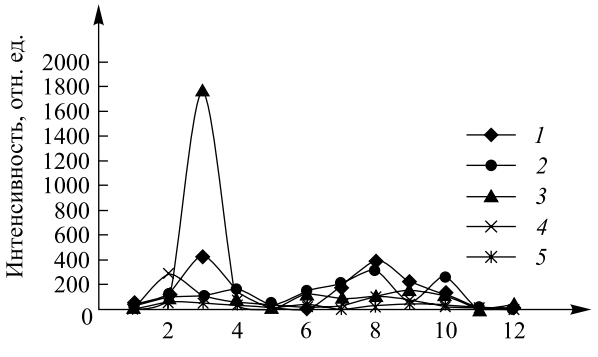
Вертикаль



Пациент 3 до операции

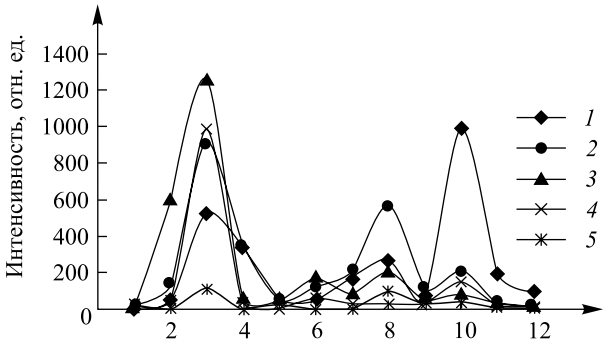
и/*i*

Горизонталь



к/*j*

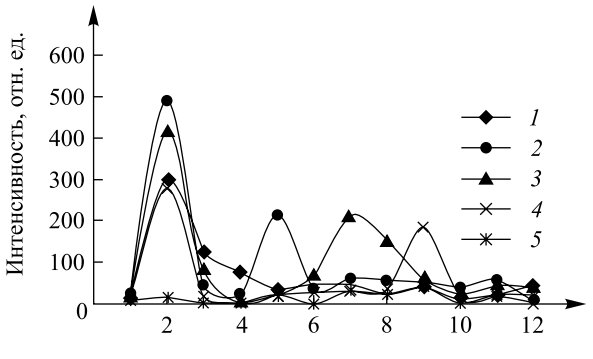
Вертикаль



Пациент 3 после операции

л/*k*

Горизонталь



м/*l*

Вертикаль

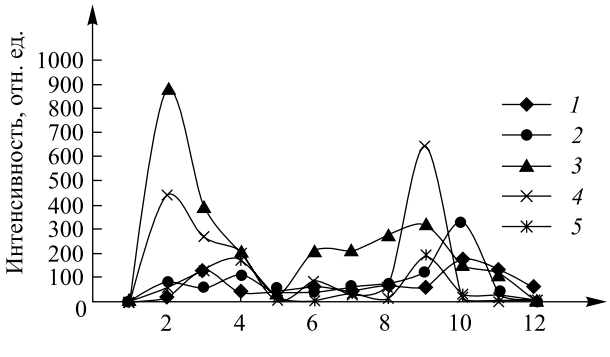


Рис. 2. Интенсивность линии CaII (393,366 нм)
в атомно-эмиссионных спектрах высохших капель плазмы крови пациентов:
ж, *з* – пациент 2 через 1 год после операции; *и*, *к* – пациент 3 до операции; *л*, *м* – пациент 3 после операции
(продолжение)

Fig. 2. The line intensity for CaII (393.366 nm) in atomic-emission spectra
of the dried blood-plasma drops for different patients:
g, *h* – patient 2 in a year after operation; *i*, *j* – patient 3 before operation; *k*, *l* – patient 3 after operation
(continuation)

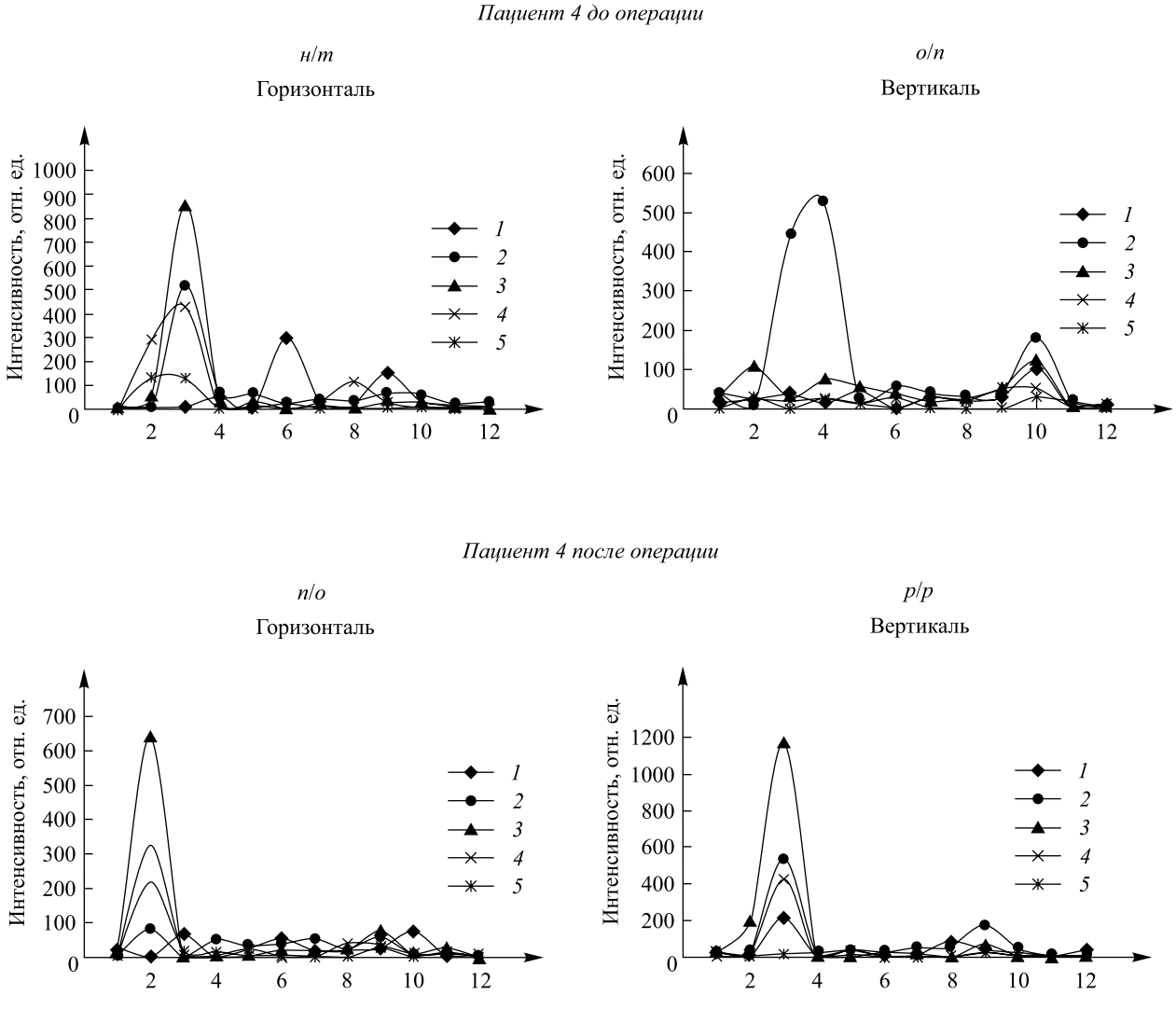


Рис. 2. Интенсивность линии CaII (393,366 нм)
в атомно-эмиссионных спектрах высохших капель плазмы крови пациентов:
н, *о* – пациент 4 до операции; *n*, *p* – пациент 4 после операции
(окончание)

Fig. 2. The line intensity for CaII (393.366 nm) in atomic-emission spectra
of the dried blood-plasma drops for different patients:
m, *n* – patient 4 before operation; *o*, *p* – patient 4 before operation
(ending)

В случае АСГМ после проведения операции хотя и прослеживается некоторая упорядоченность структуры высохшей капли, но вместе с тем остается хаотичность в распределении кальция, нет системных изменений его содержания как сразу после операции, так и через длительный срок. Наблюдаемые изменения концентрации элементов, морфоструктуры высохшей капли БЖ, пространственного распределения кальция могут быть фармакологическим ответом на воздействие назначаемых в процессе лечения препаратов и определять эффективность терапевтического лечения после нейрохирургического вмешательства. Это, по-видимому, свидетельствует о медленно прогрессирующем ишемическом поражении головного мозга.

Заключение

Таким образом, анализ содержания химических элементов в плазме крови у пациентов с АСГМ позволил выявить особенности микроэлементных изменений в организме, что влечет за собой нарушения протекания многих биохимических и физиологических реакций при гипоксическом повреждении головного мозга. Установлено достаточно значимое снижение суммарного уровня магния в плазме крови. Показано достоверное превышение нормальных значений суммарного содержания алюминия, кальция и железа.

Определение характера и степени нарушения клеточного гомеостаза ЭЭ, отслеживание временных изменений их концентраций позволяют характеризовать скорость протекания хронической ишемии и оценивать потенциальные возможности организма.

Проводимые в настоящее время в клиниках терапевтические мероприятия направлены в основном на предотвращение ишемического коагуляционного некроза за счет сосудорасширяющего эффекта и не учитывают возможности гибели нейронов вследствие апоптоза. Дополнение лечения препаратами, уменьшающими риск развития апоптоза, вероятно, откроет новые возможности в предотвращении или уменьшении последствий заболеваний головного мозга.

Библиографические ссылки

1. *Румянцева С. А., Афанасьев В. В., Силина Е. В. и др.* Методы рациональной фармакокоррекции и профилактики вторичной ишемии и вазоспазма у больных с нарушениями мозгового кровообращения различного характера // Трудный пациент. 2010. Т. 8, № 6–7. С. 19–25.

2. *Угольник Т. С., Чубукова Т. Н.* Механизмы апоптоза при ишемии головного мозга // Пробл. здоровья и экологии. 2009. № 3 (21). С. 94–99.

3. *Новикова Л. Б., Громова О. А., Курамшина Д. Б.* Роль микроэлементов при ишемическом инсульте // Мед. вестн. Башкортостана. 2010. Т. 5, № 4. С. 156–160.

4. *Кудрин А. В., Громова О. А.* Микроэлементы в неврологии. М. : ГЭОТАР-Медиа, 2006.

5. *Suter P. M.* The effects of potassium, magnesium, calcium, and fiber on risk of stroke // Nutr. Rev. 1999. Vol. 57, issue 3. P. 84–88. DOI: 10.1111/j.1753-4887.1999.tb06928.x.

6. *Gelmers H. J.* Effect of calcium antagonists on cerebral circulation // Am. J. Cardiol. 1987. Vol. 59, issue 3. P. B173–B176. DOI: 10.1016/0002-9149(87)90098-1.

7. *Максимов С. А.* Морфология твердой фазы биологических жидкостей как метод диагностики в медицине // Бюл. сиб. медицины. 2007. № 4. С. 80–85.

8. *Краевой С. А., Колтовой Н. А.* Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей : в 4 кн. М., 2013. Кн. 1 : Открытая капля. С. 67–71.

9. *Сидоренко Ю. С., Шихлярова А. И., Сергостьянц Г. З.* Региональные особенности морфологии крови больных раком легкого: процессы самоорганизации в динамике хирургического лечения и аутогемотрансфузии // Вестн. Юж. науч. центра. 2005. Т. 1, № 4. С. 64–71.

10. *Булойчик Ж. И., Веремчук А. Н., Русско Т. А. и др.* Морфологическое и спектрометрическое изучение образцов высохших капель крови онкологических больных // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2015. № 2. С. 24–30.

11. *Савков А. В., Сергей М. А., Булойчик Ж. И. и др.* Использование морфоструктурного анализа и лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии высохших капель плазмы крови для диагностики рака простаты // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 3. С. 51–62.

12. *Булойчик Ж. И., Маслова Г. Т., Корзюк В. В. и др.* Применение атомно-эмиссионной спектрометрии высохших капель плазмы крови в диагностике и лечении опухолей мозга // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 2. С. 17–26.

References

1. Rumyantseva S. A., Afanasiev V. V., Silina E. V., et al. [The methods of rational pharmacocorrection and prophylaxis of the secondary ischemia and vasospasm of the patients suffering from disturbances in cerebral circulation of different character]. *Tr. patsient.* 2010. Vol. 8, No. 6–7. P. 19–25 (in Russ.).

2. Ugolnick T. S., Chubukova T. N. Mechanizms of apoptosis in cerebral ischemia. *Probl. health ecol.* 2009. No. 3 (21). P. 94–99 (in Russ.).

3. Novikova L. B., Gromova O. A., Kuramshina D. B. The role of microelements in ischemic stroke. *Bashkortostan Med. J.* 2010. Vol. 5, No. 4. P. 156–160 (in Russ.).

4. Kudrin A. V., Gromova O. A. [Microelements in neurology]. Moscow : GEOTAR-Media, 2006 (in Russ.).

5. Suter P. M. The effects of potassium, magnesium, calcium, and fiber on risk of stroke. *Nutr. Rev.* 1999. Vol. 57, issue 3. P. 84–88. DOI: 10.1111/j.1753-4887.1999.tb06928.x.

6. Gelmers H. J. Effect of calcium antagonists on cerebral circulation. *Am. J. Cardiol.* 1987. Vol. 59, issue 3. P. B173–B176. DOI: 10.1016/0002-9149(87)90098-1.

7. Maksimov S. A. Morphology of the solid phase of biological liquids as method of diagnostics in medicine. *Bull. Sib. Med.* 2007. No. 4. P. 80–85 (in Russ.).

8. Kraevoy S. A., Koltovoy N. A. [Diagnosis on the basis of one blood drop. Crystallization of biological fluids] : in 4 books. Moscow, 2013. Book 1 : Open drop. P. 67–71 (in Russ.).

9. Sidorenko Y. S., Shikhlyarova A. I., Segostjantz G. Z. [Regional features in blood morphology of the patients with cancer of lung: the self-organization processes in dynamics of surgery and autohemotransfusion]. *Vestnik Yuzhnogo nauchn. tsentra.* 2005. Vol. 1, No. 4. P. 64–71 (in Russ.).

10. Buloichik J. I., Veremchuk A. N., Russko T. A., et al. Morphological and spectrometric studies of the dried blood-drop samples of oncological patients. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2015. No. 2. P. 24–30 (in Russ.).

11. Savkov A. V., Sergei M. A., Buloichik J. I., et al. The use of morphostructural analysis and laser atomic-emission spectrometry of the dried blood plasma drops for diagnosis of prostate carcinioma. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 3. P. 51–62 (in Russ.).

12. Buloichik J. I., Maslova G. T., Korzyuk V. V., et al. Using of atomic-emission spectrometry of the dried blood plasma drops in diagnosis and treatment of brain tumors. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 2. P. 17–26 (in Russ.).

Статья поступила в редколлегию 24.10.2017.
Received by editorial board 24.10.2017.

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 18–24
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 18–24

УДК 532.783;535.326;535.3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

О. С. КАБАНОВА[1)]***, Е. А. МЕЛЬНИКОВА***[1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Отмечено, что оптические жидкокристаллические системы с пространственной модуляцией показателя преломления являются перспективной технологической платформой для создания современных фотонных устройств с расширенными функциональными характеристиками. Представлен способ создания дискретной волноводной жидкокристаллической структуры с электрически управляемой глубиной модуляции показателя преломления для осуществления пространственного управления световыми полями. Перестройка оптических параметров разработанной волноводной системы осуществлялась на основе электрооптического и нелинейно-оптического отклика жидкокристаллической среды. Экспериментально установлено, что для светового пучка низкой мощности, поляризованного как необыкновенная волна, реализуются направляющие (волноводные) свойства при его распространении в рассматриваемой системе электрически индуцированных жидкокристаллических волноводов. Показано, что для светового пучка высокой мощности имеет место режим дискретной дифракции в пределах системы связанных оптических жидкокристаллических волноводов, позволяющий осуществить перераспределение световой энергии между заданным числом волноводных каналов.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл; волноводное распространение; оптическая анизотропия; модуляция показателя преломления.

LIGHT PROPAGATION IN A SYSTEM OF COUPLED OPTICAL LIQUID-CRYSTAL WAVEGUIDES

O. S. KABANOVA[a]***, E. A. MELNIKOVA***[a]

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: O. S. Kabanova (kabanovaos@bsu.by)

Optical liquid crystal (LC) systems with spatial modulation of the refractive index are highly promising as a technological platform for the creation of modern photonic devices of the enhanced functionality. This paper presents a method to create a discrete LC waveguide structure with the electrically controlled depth of the refractive index modulation enabling the spatial control of light fields. Tuning of the optical parameters for the developed waveguide system has been realized on the basis of the electrooptical and nonlinear-optical response of the nematic LC medium. It has been established

Образец цитирования:
Кабанова О. С., Мельникова Е. А. Распространение света в системе связанных оптических жидкокристаллических волноводов // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 18–24.

For citation:
Kabanova O. S., Melnikova E. A. Light propagation in a system of coupled optical liquid-crystal waveguides. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 18–24 (in Russ.).

Авторы:
Ольга Сергеевна Кабанова – младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории нелинейной оптики и спектроскопии физического факультета.
Елена Александровна Мельникова – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:
Olga S. Kabanova, junior researcher at the research laboratory of nonlinear optics and spectroscopy, faculty of physics.
kabanovaos@bsu.by
Elena A. Melnikova, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
melnikova@bsu.by

experimentally that in the case of a low-intensity light beam, polarized as an extraordinary wave, one can implement its guided propagation in the described system of electrically induced LC waveguides. It has been shown that the discrete diffraction mode realized for a high-intensity light beam in the system of coupled optical LC waveguides allows for redistribution of the luminous energy between the specified waveguide channels.

Key words: nematic liquid crystal; waveguide propagation; optical anisotropy; refractive index modulation.

Введение

В последнее десятилетие активно исследуются особенности проявления линейных и нелинейных эффектов в дискретных оптических системах, представляющих собой фотонные структуры с пространственной модуляцией показателя преломления [1–7]. Проектирование дискретных систем на базе функциональных материалов, обладающих специальными оптическими свойствами, позволяет существенно улучшить эксплуатационные характеристики изготавливаемых фотонных устройств. В частности, для создания дискретных систем с настраиваемыми оптическими параметрами успешно используются нематические жидкие кристаллы (НЖК).

Аномально высокая величина оптической анизотропии НЖК, управляемая действием низких электрических напряжений (несколько единиц вольт) [8; 9], позволяет реализовать на практике дискретные жидкокристаллические (ЖК) структуры с перестраиваемой глубиной модуляции показателя преломления. Также НЖК доказали свою важность для нелинейной оптики: изучение взаимодействия НЖК со светом привело к обнаружению гигантской оптической нелинейности, превышающей на 8–9 порядков керровскую нелинейность обычных жидкостей [10]. Под действием поляризованного света при сравнительно низких уровнях интенсивности лазерного излучения (~1 кВт/см^2) осуществлялось оптическое управление направлением директора НЖК (светоиндуцированный переход Фредерикса) [11–13], что привело к созданию нового класса фотонных устройств.

Выраженный электрооптический отклик НЖК позволяет преобразовать планарный НЖК-слой в одномерный массив волноводов. Так, в условиях присутствия внешнего, пространственно модулированного электрического поля в пределах НЖК-слоя формируется дискретная структура с управляемой глубиной контраста показателя преломления. Для излучения, поляризованного как необыкновенная волна, реализуются направляющие (волноводные) свойства при его распространении в рассматриваемой системе электрически индуцированных НЖК-волноводов [14].

Цель настоящей работы – создание дискретной системы связанных оптических НЖК-волноводов с электрически контролируемой глубиной модуляции показателя преломления для пространственного управления световыми полями.

Материалы и методы исследований

Для создания пространственной модуляции показателя преломления в пределах НЖК-слоя использовалась планарная ячейка типа сэндвича, содержащая на нижней подложке непрозрачный электропроводящий слой хрома гребнеобразной формы. Переключение НЖК-ячейки из планарного волновода в одномерную систему идентичных, слабо связанных оптических волноводов осуществлялось при помощи внешнего низкочастотного электрического напряжения U.

Принцип формирования системы электрически индуцируемых оптических волноводов (период структуры $\Lambda = 40$ мкм) в НЖК-ячейке с начальной планарной ориентацией директора проиллюстрирован на рис. 1.

В качестве сердцевины планарного волновода использовался слой НЖК-материала с положительной диэлектрической анизотропией ($\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$), находящийся между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинами (подложками). Толщина НЖК-слоя определялась величиной зазора между подложками и равнялась 100 мкм. Показатели преломления НЖК-материала, использованного в работе, для лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 532$ нм составляли: $n_e = 1{,}70$ – для необыкновенной световой волны и $n_o = 1{,}52$ – для обыкновенной световой волны. Начальная планарная ориентация директора НЖК (рис. 1) вдоль оси z (т. е. вдоль направления распространения световой волны) на поверхностях верхней и нижней подложек реализована при помощи технологии фотостимулированного натирания фотополимерного ориентирующего слоя [15].

Для наблюдения за распространением световых пучков в НЖК-слое в плоскости yz в качестве верхней подложки использовалось стекло, равномерно покрытое прозрачным электропроводящим слоем оксида индия и олова толщиной 50 нм. Напыление текстурированного электропроводящего слоя хрома в форме гребня на нижнюю подложку ЖК-ячейки осуществлялось методом лазерной литографии. Отношение ширины электропроводящих полос хрома к величине зазора между ними составляло 1. Геометрия выбранной текстуры электропроводящего слоя позволяет сформировать пространственно

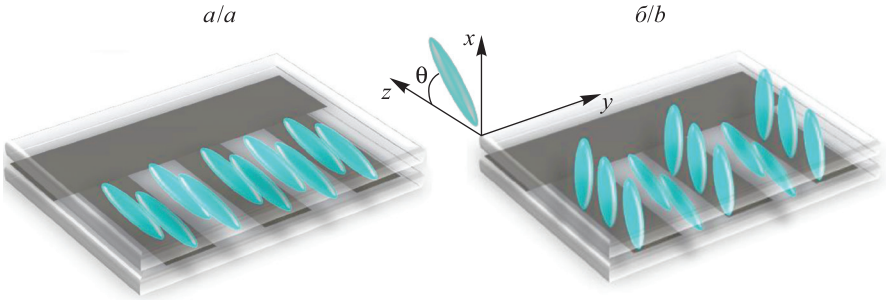


Рис. 1. Принцип формирования системы электрически индуцированных волноводов в НЖК-ячейке: $U = 0$ (*а*); $U > U_{пор}$ (*б*); $U_{пор}$ – пороговое напряжение перехода Фредерикса; θ – угол преднаклона директора НЖК

Fig. 1. The principle of the formation of a system of electrically induced waveguides in NLC-cell: $U = 0$ (*a*); $U > U_{th}$ (*b*); U_{th} – threshold voltage of the Fredericks transition; θ – pretilt angle of NLC director

модулированное напряжение по толщине НЖК-слоя (т. е. в направлении оси *y*). Под действием внешнего напряжения происходит переориентация директора ЖК-молекул в плоскости *xz*, что приводит к формированию модуляции показателя преломления в НЖК-слое вдоль направлений *x* и *y*. Так, при подключении внешнего электрического поля к ячейке в результате перехода Фредерикса в пределах НЖК-слоя формируется волноводное распределение показателя преломления для линейно-поляризованной световой волны (**E** || *x*), как показано на рис. 1. Электрически индуцированная система оптических волноводов состоит из идентичных параллельных каналов, слабо связанных между собой вдоль направления оси *y*. Коэффициент связи НЖК-волноводов зависит от величины управляющего напряжения. Перестройка оптических параметров представленной системы связанных волноводов осуществляется на основе электрооптического отклика и (или) нелинейно-оптического отклика НЖК-среды.

Формирование в НЖК-слое периодической решетки показателя преломления, представляющей собой волноводную систему, было проверено экспериментально с помощью поляризационного микроскопа, изучающего объекты в проходящем свете. На рис. 2 представлены поляризационные микрофотографии (поляризаторы скрещены) НЖК-ячейки с электрически индуцированной системой оптических волноводов. В соответствии с рис. 2, *а*, при отсутствии внешнего напряжения наблюдается однородная планарная ориентация директора в объеме НЖК-слоя, что обусловливает минимальное светопропускание ячейки. При приложении напряжения к электродам ячейки происходит формирование периодической решетки показателя преломления в НЖК-слое, как показано на рис. 2, *б*.

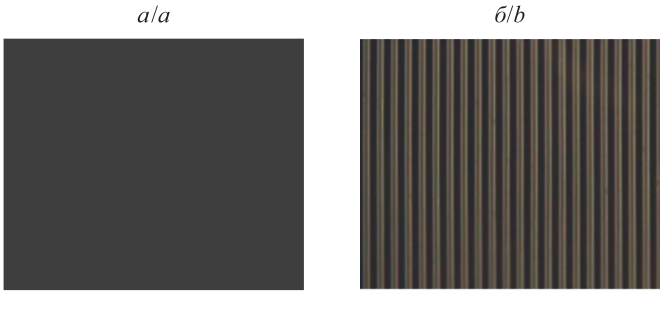


Рис. 2. Микрофотографии НЖК-решетки (вид сверху) в поляризованном свете (поляризаторы скрещены): $U = 0$ (*а*); $U > 0$ (*б*)

Fig. 2. Microphotographs of an NLC-lattice (top view) in polarized light (crossed polarizers): $U = 0$ (*a*); $U > 0$ (*b*)

Эксперименты были выполнены с помощью Nd : YAG-лазера с удвоенной частотой, работающего на длине волны λ = 532 нм. Для анализа пространственного распределения светового поля в дискретной НЖК-структуре использовался стандартный метод фиксации картины рассеяния лазерного излучения на неоднородностях ориентации директора жидкого кристалла [12]. Регистрация картины рассеяния светового пучка в плоскости *yz* осуществлялась с использованием высокоразрешающей светочувствительной камеры, сопряженной с микрообъективом. С помощью многофункционального измерительного комплекса «УНИПРО» (Россия) к электродам НЖК-ячейки подавалось переменное напряжение амплитудой 0–10 В с частотой следования импульсов ν = 1 кГц.

Для экспериментального изучения распространения света в разработанной системе связанных оптических волноводов линейно-поляризованное лазерное излучение ($\mathbf{E} \parallel x$) с длиной волны $\lambda = 532$ нм мощностью $P = 0{,}5$ мВт фокусировалось при помощи микрообъектива в пятно диаметром $\omega_1 = 8$ мкм и направлялось в торец НЖК-ячейки – в область текстурированного электрода.

Результаты исследований и их обсуждение

Экспериментальные фотографии рассеяния светового пучка малой мощности в НЖК-ячейке при разных значениях управляющего напряжения представлены на рис. 3, *а*. Соответствующие зависимости профиля распределения интенсивности рассеянного света при длине распространения $z = 1{,}0$ мм от величины напряжения показаны на рис. 3, *б*.

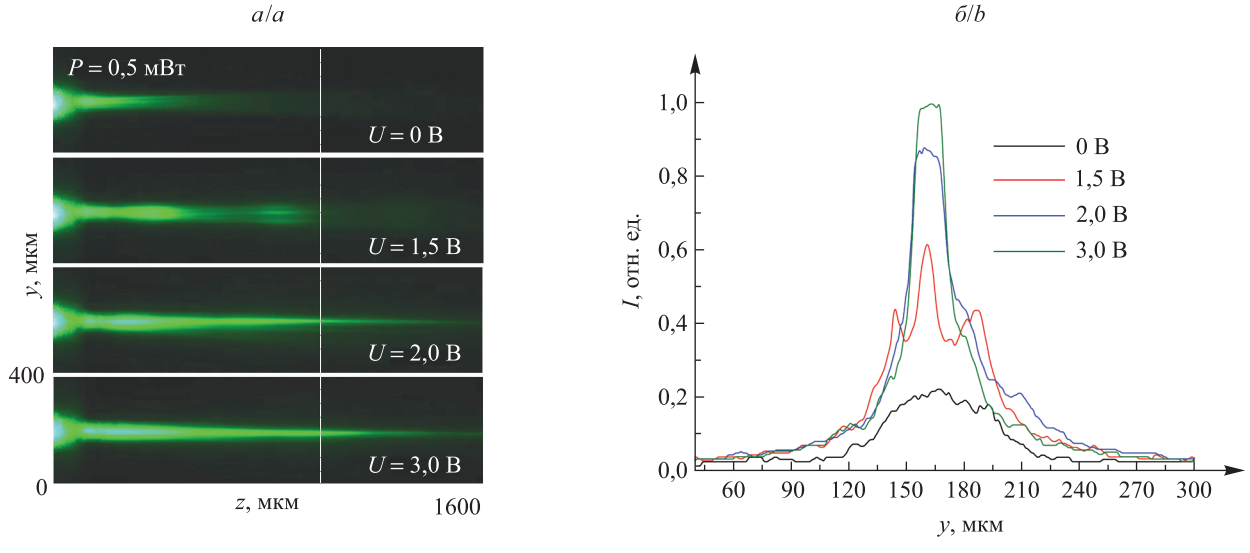


Рис. 3. Распространение лазерного излучения малой мощности ($\lambda = 532$ нм, $\mathbf{E} \parallel x$, $P = 0{,}5$ мВт) в системе электрически индуцируемых НЖК-волноводов при разных управляющих напряжениях (*а*); зависимость нормированных профилей распределения интенсивности $I(y)$ светового пучка в плоскости *yz* после длины распространения $z = 1{,}0$ мм в системе НЖК-волноводов при разных напряжениях (*б*)

Fig. 3. Propagation of the low-power laser beam ($\lambda = 532$ nm, $\mathbf{E} \parallel x$, $P = 0.5$ mW) launched into electric field induced array of NLC-waveguides at different electric voltages (*a*); normalized light intensity profiles $I(y)$ in *yz*-plane at beam propagation distance $z = 1.0$ mm as a function of electric voltage (*b*)

В условиях отсутствия внешнего напряжения на ячейке ($U = 0$ В) наблюдаются возбуждение и выраженное дифракционное расхождение обыкновенной волны в планарном НЖК-слое. При увеличении напряжения ($U > U_{\text{пор}}$) в пределах НЖК-слоя происходит формирование пространственной модуляции показателя преломления, обусловленное реализацией электрического перехода Фредерикса. Анизотропные НЖК-молекулы стремятся сориентироваться своими длинными осями параллельно линиям напряженности электрического поля, что приводит к изменению угла ориентации директора θ по отношению к оси *z*. Так, для линейно-поляризованной световой волны ($\mathbf{E} \parallel x$) с ростом напряжения наблюдается увеличение эффективного показателя преломления в области сердцевины НЖК-волновода [8].

$$n_{\text{эфф}} = \frac{n_{\text{o}} \cdot n_{\text{e}}}{\sqrt{n_{\text{o}}^2 \sin^2\theta + n_{\text{e}}^2 \cos^2\theta}}.$$

При напряжении на ячейке $U = 1{,}5$ В, что незначительно превышает пороговую величину, наблюдается слабая волноводность в слое нематика: поле направляемой моды слабо сконцентрировано и практически распределено в объеме ячейки. Большие оптические потери обусловливают быстрое убывание мощности светового пучка, как показано на рис. 3, *а*. При напряжении $U = 2{,}0$ В в пределах НЖК-слоя реализуются направляющие свойства для линейно-поляризованной световой волны ($\mathbf{E} \parallel x$), что приводит к локализации светового пучка в пределах единичного канала системы НЖК-волноводов. Наилучшая локализация оптической мощности в пределах НЖК-волновода имеет место при напряжении $U = 3{,}0$ В, что связано с увеличением глубины модуляции (контраста) показателя преломления в дискретной НЖК-системе по мере роста управляющего напряжения.

Для экспериментального изучения нелинейного распространения света в системе связанных оптических НЖК-волноводов линейно-поляризованное лазерное излучение высокой мощности ($\lambda = 532$ нм, $\mathbf{E} \parallel x$, $P = 5$ мВт) фокусировалось при помощи микрообъектива в пятно диаметром $\omega_2 = 40$ мкм и направлялось в торец НЖК-ячейки в область текстурированного электрода. Для снижения порога нелинейного ориентационного эффекта использовался метод подачи на ЖК-ячейку напряжения вблизи порога перехода Фредерикса ($U_{\text{пор}} = 1{,}1$ В). На рис. 4, *а*, представлены экспериментальные картины рассеяния светового пучка в системе связанных НЖК-волноводов при разных управляющих напряжениях, а соответствующие зависимости профилей распределения интенсивностей при длине распространения $z = 2{,}0$ мм показаны на рис. 4, *б*.

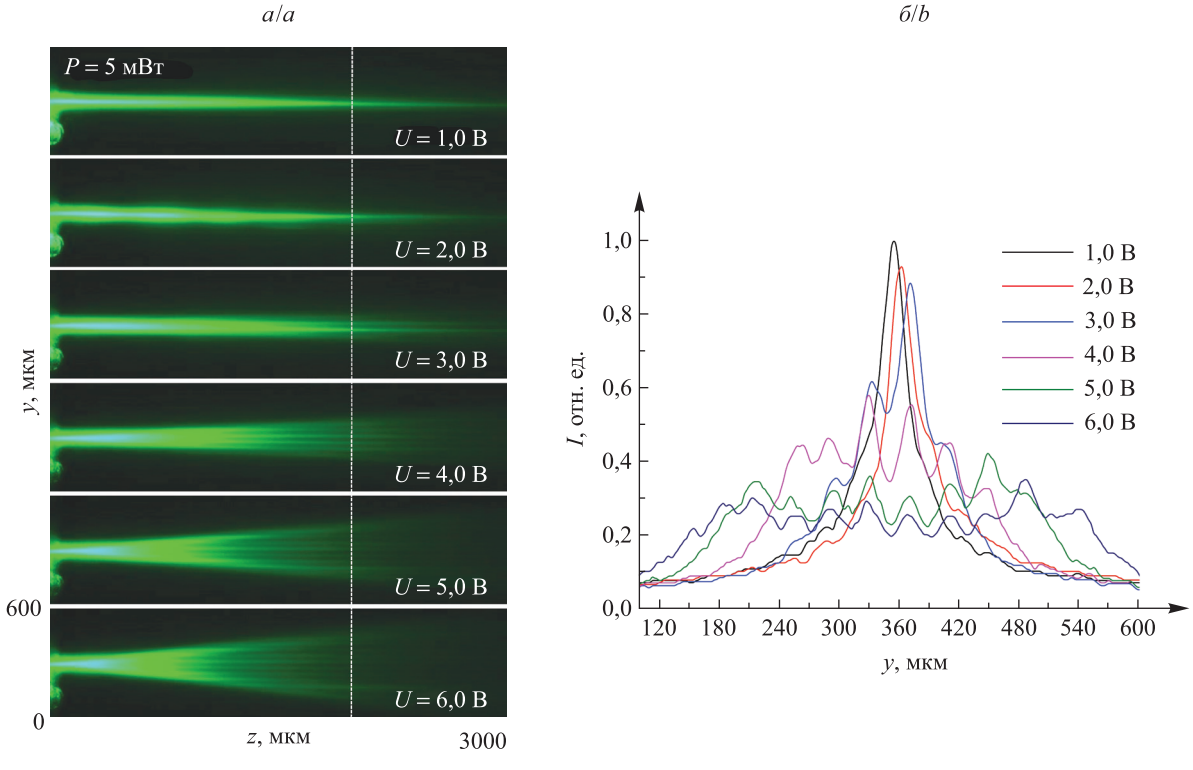


Рис. 4. Распространение лазерного излучения высокой мощности ($\lambda = 532$ нм, $\mathbf{E} \parallel x$, $P = 5$ мВт) в системе электрически индуцируемых НЖК-волноводов при разных управляющих напряжениях (*а*); зависимость профилей распределения интенсивности $I(y)$ светового пучка в плоскости yz после длины распространения $z = 2{,}0$ мм в системе НЖК-волноводов при разных напряжениях (*б*)

Fig. 4. Propagation of the high-power laser beam ($\lambda = 532$ nm, $\mathbf{E} \parallel x$, $P = 5$ mW) launched into electric field induced array of NLC-waveguides (*a*); normalized light intensity profiles $I(y)$ in yz-plane at beam propagation distance $z = 2.0$ mm as a function of electric voltage (*b*)

При напряжении $U = 1{,}0$ В в области текстурированного электрода создается угол преднаклона директора молекул нематического жидкого кристалла в плоскости xz, что приводит к снижению порогового значения интенсивности светового пучка, обеспечивающего светоиндуцированный переход Фредерикса [16]. Поскольку максимальное значение оптической мощности достигается в центре сечения пучка, то в пределах данной области световое поле самоканалируется благодаря нелинейному ориентационному эффекту и приобретает вид оптического пространственного солитона (нематикона) с энергией, сосредоточенной в пределах одного ЖК-канала. При напряжении на ячейке $U = 2{,}0$ В преобладающую роль в процессе переориентации директора молекул нематического жидкого кристалла играет внешнее электрическое поле, обусловливающее увеличение эффективного показателя преломления в области сердцевины НЖК-волновода. В случае дальнейшего увеличения напряжения на ячейке ($U \gg 2{,}0$ В) происходит насыщение процесса переориентации молекул нематического жидкого кристалла в области текстурированного электрода, что приводит к сглаживанию модуляции показателя преломления в пределах дискретной системы. Действительно, при избыточно больших напряжениях показатель преломления увеличивается не только в области сердцевины, но и в области оболочки НЖК-волноводов, что связано с нелокальным откликом НЖК-среды, а также выходом силовых линий

электрического поля за пределы электродов. Электрически индуцированное изменение коэффициента связи НЖК-волноводов [1], отвечающего за процесс перекачки (перераспределения) световой энергии между смежными каналами, сопровождается проявлением дискретной дифракции светового пучка в системе связанных НЖК-волноводов. В соответствии с рис. 4 в результате дискретной дифракции происходит перераспределение энергии светового излучения между смежными НЖК-волноводами. Так, при напряжении $U = 6{,}0$ В световая энергия из области одного НЖК-волновода перераспределяется между 10 смежными каналами дискретной системы. В результате с помощью внешнего напряжения можно осуществить перераспределение энергии светового поля между заданным числом волноводных каналов в пределах дискретной НЖК-системы.

Заключение

Таким образом, в работе предложен способ формирования волноводной НЖК-структуры с электрически управляемой глубиной модуляции показателя преломления для пространственного управления световыми полями. Экспериментально изучены особенности распространения линейно-поляризованных световых пучков в системе связанных оптических НЖК-волноводов при разных значениях внешнего напряжения. Показано, что в зависимости от мощности светового пучка и величины управляющего напряжения реализуется режим волноводного распространения света, а также режим дискретной дифракции светового пучка в системе связанных оптических НЖК-волноводов.

Библиографические ссылки

1. *Brzdakiewicz K. A., Karpierz M. A., Fratalocchi A., et al.* Nematic liquid crystal waveguide arrays // Opto-Electron. Rev. 2005. Vol. 13, № 2. P. 107–112.

2. *Fratalocchi A., Assanto G., Brzdąkiewicz K. A., et al.* Discrete light propagation and self-trapping in liquid crystals // Opt. Express. 2005. Vol. 13, issue 6. P. 1808–1815. DOI: 10.1364/OPEX.13.001808.

3. *Fratalocchi A., Assanto G., Brzdakiewicz K. A., et al.* Discrete light propagation and self-localization in voltage-controlled arrays of channel waveguides in undoped nematic liquid crystals // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2006. Vol. 453. P. 191–202. DOI: 10.1080/15421400600654033.

4. *Rutkowska K. A., Chychłowski M., Kwasny M., et al.* Light propagation in periodic photonic structures formed by photo-orientation and photo-polymerization of nematic liquid crystals // Opto-Electron. Rev. 2017. Vol. 25, № 2. P. 118–126.

5. *Assanto G., Fratalocchi A., Peccianti M.* Spatial solitons in nematic liquid crystals: from bulk to discrete // Opt. Express. 2007. Vol. 15, № 8. P. 5248–5259. DOI: 10.1364/OE.15.005248.

6. *Fratalocchi A., Assanto G., Brzdakiewicz K. A., et al.* Discrete propagation and spatial solitons in nematic liquid crystals // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 13. P. 1530–1532. DOI: 10.1364/OL.29.001530.

7. *Zografopoulos D. C., Asquini R., Kriezis E. E., et al.* Guided-wave liquid crystal photonics // Lab. Chip. 2012. Vol. 12, № 19. P. 3598–3610. DOI: 10.1039/C2LC40514H.

8. *Khoo I.-C.* Liquid crystals. 2nd ed. Hoboken : John Wiley & Sons, 2007. DOI: 10.1002/0470084030.

9. *Tong X. C.* Electro-optic waveguides // Adv. Mater. for Integr. Opt. Waveguides. Cham : Springer, 2014. Vol. 46. P. 335–376. DOI: 10.1007/978-3-319-01550-7-8.

10. *Rushnova I. I., Melnikova E. A., Tolstik A. L.* Formation, propagation, and interaction of nematicons // NPCS. 2017. Vol. 20, № 1. P. 82–88.

11. *Kivshar Yr. S., Agrawal G. P.* Optical solitons: from fibers to photonic crystals. San Diego : Academic Press, 2003.

12. *Beeckman J., Neyts K., Hutsebaut X., et al.* Simulations and experiments on self-focusing conditions in nematic liquid-crystal planar cells // Opt. Express. 2004. Vol. 12, № 6. P. 1011–1018. DOI: 10.1364/OPEX.12.001011.

13. *Alberucci A., Assanto G.* Modeling Nematicon Propagation // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2013. Vol. 572, № 1. P. 2–12. DOI: 10.1080/15421406.2012.763018.

14. *Мельникова Е. А., Кабанова О. С.* Поляризационно-чувствительные волноводные каналы в нематическом жидком кристалле // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 2. С. 48–51.

15. *Mahilny U. V., Stankevich A. I., Trofimova A. V., et al.* Photosensitive polymers for liquid crystal alignment // Phys. Procedia. 2015. Vol. 73. P. 121–125. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.131.

16. *Peccianti M., Assanto G.* Nematicons // Phys. Rep. 2012. Vol. 516, № 4/5. P. 147–208. DOI: 10.1016/j.physrep.2012.02.004.

References

1. Brzdakiewicz K. A., Karpierz M. A., Fratalocchi A., et al. Nematic liquid crystal waveguide arrays. *Opto-Electron. Rev.* 2005. Vol. 13, No. 2. P. 107–112.

2. Fratalocchi A., Assanto G., Brzdąkiewicz K. A., et al. Discrete light propagation and self-trapping in liquid crystals. *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, issue 6. P. 1808–1815. DOI: 10.1364/OPEX.13.001808.

3. Fratalocchi A., Assanto G., Brzdakiewicz K. A., et al. Discrete light propagation and self-localization in voltage-controlled arrays of channel waveguides in undoped nematic liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2006. Vol. 453. P. 191–202. DOI: 10.1080/15421400600654033.

4. Rutkowska K. A., Chychłowski M., Kwasny M., et al. Light propagation in periodic photonic structures formed by photo-orientation and photo-polymerization of nematic liquid crystals. *Opto-Electron. Rev.* 2017. Vol. 25, No. 2. P. 118–126.

5. Assanto G., Fratalocchi A., Peccianti M. Spatial solitons in nematic liquid crystals: from bulk to discrete. *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, No. 8. P. 5248–5259. DOI: 10.1364/OE.15.005248.

6. Fratalocchi A., Assanto G., Brzdakiewicz K. A., et al. Discrete propagation and spatial solitons in nematic liquid crystals. *Opt. Let.* 2004. Vol. 29, No. 13. P. 1530–1532. DOI: 10.1364/OL.29.001530.

7. Zografopoulos D. C., Asquini R., Kriezis E. E., et al. Guided-wave liquid crystal photonics. *Lab. Chip.* 2012. Vol. 12, No. 19. P. 3598–3610. DOI: 10.1039/C2LC40514H.

8. Khoo I.-C. Liquid crystals. 2nd ed. Hoboken : John Wiley & Sons, 2007. DOI: 10.1002/0470084030.

9. Tong X. C. Electro-optic waveguides. *Adv. Mater. for Integr. Opt. Waveguides*. Cham : Springer, 2014. Vol. 46. P. 335–376. DOI: 10.1007/978-3-319-01550-7-8.

10. Rushnova I. I., Melnikova E. A., Tolstik A. L. Formation, propagation, and interaction of nematicons. *NPCS.* 2017. Vol. 20, No. 1. P. 82–88.

11. Kivshar Yr. S., Agrawal G. P. Optical solitons: from fibers to photonic crystals. San Diego : Academic Press, 2003.

12. Beeckman J., Neyts K., Hutsebaut X., et al. Simulations and experiments on self-focusing conditions in nematic liquid-crystal planar cells. *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, No. 6. P. 1011–1018. DOI: 10.1364/OPEX.12.001011.

13. Alberucci A., Assanto G. Modeling Nematicon Propagation. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2013. Vol. 572, No. 1. P. 2–12. DOI: 10.1080/15421406.2012.763018.

14. Melnikova E. A., Kabanova O. S. Polarization-sensitive waveguide channels in nematic liquid crystals. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 2. P. 48–51 (in Russ.).

15. Mahilny U. V., Stankevich A. I., Trofimova A. V., et al. Photosensitive polymers for liquid crystal alignment. *Phys. Procedia.* 2015. Vol. 73. P. 121–125. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.131.

16. Peccianti M., Assanto G. Nematicons. *Phys. Rep.* 2012. Vol. 516, No. 4/5. P. 147–208. DOI: 10.1016/j.physrep.2012.02.004.

Статья поступила в редколлегию 28.09.2017.
Received by editorial board 28.09.2017.

УДК 537.87

МЕТОД РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ РАССЕЯНИЯ МИ НА НЕОДНОРОДНОЙ БИАНИЗОТРОПНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕ В РАМКАХ ОПЕРАТОРНОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ

А. В. НОВИЦКИЙ [1), 2)], ***Р. Х. АЛЬВАРЕС РОДРИГЕС*** [1)], ***В. М. ГАЛЫНСКИЙ*** [1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*
[2)]*Институт фотоники Технического университета Дании,*
ул. Эрстеда, 343, 2800, г. Конгенс Люнгбю, Дания

Разработан метод расчета коэффициентов рассеяния Ми на неоднородных бианизотропных сферических частицах с использованием рассеянных полей и интегрального представления коэффициентов. Показано, что в рамках операторной теории рассеяния коэффициенты Ми выражаются посредством тензоров поверхностного импеданса волн в частице и окружающей среде. С помощью найденных коэффициентов Ми для неоднородной анизотропной частицы изучены условия возникновения эффекта направленного (преимущественно вперед) рассеяния электромагнитного излучения. Возможно обобщение методики на случаи многослойных и цилиндрических частиц.

Ключевые слова: электромагнитные волны; метаматериалы; рассеяние света; коэффициенты Ми.

Благодарность. Авторы благодарят Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований (грант № Ф16Р-049) за финансовую поддержку.

CALCULATION METHOD FOR MIE SCATTERING COEFFICIENTS BY INHOMOGENEOUS BIANISOTROPIC SPHERICAL PARTICLE WITHIN THE OPERATOR SCATTERING THEORY

A. V. NOVITSKY [a, b], ***R. J. ALVAREZ RODRIGUEZ*** [a], ***V. M. GALYNSKY*** [a]

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
[b]*DTU Fotonik, Technical University of Denmark, 343 Ørsteds Plads, Kgs. Lyngby DK-2800, Denmark*
Corresponding author: V. M. Galynsky (galynsky@bsu.by)

Calculation method for the Mie scattering coefficients by inhomogeneous bianisotropic spherical particles is developed. It exploits the scattering fields and integral representation of coefficients. It is shown that within the operator

Образец цитирования:
Новицкий А. В., Альварес Родригес Р. Х., Галынский В. М. Метод расчета коэффициентов рассеяния Ми на неоднородной бианизотропной сферической частице в рамках операторной теории рассеяния // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 25–32.

For citation:
Novitsky A. V., Alvarez Rodriguez R. J., Galynsky V. M. Calculation method for Mie scattering coefficients by inhomogeneous bianisotropic spherical particle within the operator scattering theory. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 25–32 (in Russ.).

Авторы:
Андрей Викторович Новицкий – доктор физико-математических наук, доцент; профессор кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета[1)]; старший научный сотрудник лаборатории метаматериалов[2)].
Ричард Хосе Альварес Родригес – аспирант кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета. Научный руководитель – А. В. Новицкий.
Владимир Михайлович Галынский – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

Authors:
Andrey V. Novitsky, doctor of science (physics and mathematics), docent; professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics[a]; senior researcher at the metamaterials group[b].
novitsky@bsu.by
Richard J. Alvarez Rodriguez, postgraduate student at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.
richardfby@gmail.com
Vladimir M. Galynsky, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.
galynsky@bsu.by

scattering theory the Mie coefficients are expressed by means of the wave impedance tensors in the particle and ambient medium. Using the Mie coefficients determined for the inhomogeneous anisotropic particle we study the existence conditions of directional (predominantly forward) electromagnetic radiation. Generalization of the methodology to the cases of multilayer and cylindrical particles is possible.

Key words: electromagnetic waves; metamaterials; light scattering; Mie coefficients.

Acknowledgements. The authors acknowledge financial support from the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. F16R-049).

Введение

Рассеяние света объясняет многие явления в окружающем нас мире и является важным инструментом для его целенаправленного познания. Процесс рассеяния электромагнитных волн может быть описан различными способами в зависимости от конкретных параметров системы. Для объектов, маленьких по сравнению с длиной волны рассеиваемого излучения (приближение Рэлея), можно учитывать лишь электрические дипольные моменты [1; 2]. Если показатель преломления частицы приблизительно равен единице, то задачу о рассеянии допустимо решать с помощью теории возмущений, причем часто можно ограничиться борновским приближением. Случай маленьких частиц с показателем преломления около единицы называют приближением Рэлея – Ганса. Другой предел – случай частиц большого размера – анализируется методами геометрической (лучевой) оптики [3–5]. Однако наиболее строгое описание дается решением уравнений Максвелла с условиями на границе раздела частицы (рассеяние Ми) [1; 2; 6; 7]. Существуют несколько модификаций и обобщений решения задачи Ми, такие как метод Т-матриц [8–11] и операторный метод [12–14].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы проследить связь между операторным (матричным) подходом и классической теорией Ми, а также найти общие формулы для коэффициентов рассеяния. С этой целью решаются следующие задачи. Во-первых, проводится сравнение рассеянных полей в обоих подходах. Во-вторых, находятся коэффициенты Ми с использованием рассеянных полей, рассчитанных в рамках операторного подхода. Полученные общие соотношения позволяют записать коэффициенты Ми для неоднородных бианизотропных сферических частиц. В-третьих, коэффициенты Ми вычисляются в частном случае радиально-неоднородной сферической частицы. С их помощью проводится анализ эффектов направленного света [15–19] в дипольном приближении.

Коэффициенты рассеяния Ми

Представим выражения для монохроматических (с угловой частотой ω) полей, рассеянных на сферической частице радиусом R, в классической теории Ми и операторном подходе. В теории Ми [1] электромагнитные поля раскладываются по базису взаимно ортогональных сферических гармоник $\mathbf{M}_{eml}(r, \theta, \varphi)$, $\mathbf{M}_{oml}(r, \theta, \varphi)$, $\mathbf{N}_{eml}(r, \theta, \varphi)$ и $\mathbf{N}_{oml}(r, \theta, \varphi)$, где l и $m = -l, \ldots, l$ – целые числа; (r, θ, φ) – сферические координаты. С их помощью можно записать напряженности электрического $\mathbf{E}_{\text{inc}}$ и магнитного $\mathbf{H}_{\text{inc}}$ полей падающей x-поляризованной плоской волны $\mathbf{E}_{\text{inc}} = e^{in_0 k_0 z}\mathbf{e}_x$ согласно

$$\mathbf{E}_{\text{inc}} = \sum_{l=1}^{\infty} E_l \left(\mathbf{M}_{\text{o1}l}^{(1)} - i\mathbf{N}_{\text{e1}l}^{(1)} \right), \quad \mathbf{H}_{\text{inc}} = -\frac{1}{\mu_0} \sum_{l=1}^{\infty} E_l \left(\mathbf{M}_{\text{e1}l}^{(1)} + i\mathbf{N}_{\text{o1}l}^{(1)} \right),$$

а напряженности рассеянного поля – как

$$\mathbf{E}_{\text{sc}} = \sum_{l=1}^{\infty} E_l \left(ia_l \mathbf{N}_{\text{e1}l}^{(3)} - b_l \mathbf{M}_{\text{o1}l}^{(3)} \right), \quad \mathbf{H}_{\text{sc}} = \frac{1}{\mu_0} \sum_{l=1}^{\infty} E_l \left(ib_l \mathbf{N}_{\text{o1}l}^{(3)} + a_l \mathbf{M}_{\text{e1}l}^{(3)} \right), \tag{1}$$

где ε_0, μ_0 и n_0 – диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость и показатель преломления окружающей среды соответственно; $k_0 = \dfrac{\omega}{c}$ – волновое число в вакууме; c – скорость света в вакууме; сферические гармоники с верхними индексами (1) и (3) соответствуют выбору радиальных решений в виде сферических функций Бесселя $j_l(n_0 k_0 r)$ и Ханкеля первого рода $h_l^{(1)}(n_0 k_0 r)$ соответственно; a_l и b_l – коэффициенты рассеяния Ми, которые можно найти в результате решения граничной задачи на

поверхности раздела частицы и окружающей среды. Коэффициенты E_l можно задать через каждую из четырех сферических гармоник, но далее будут использоваться $\mathbf{M}_{eml}(\theta, \varphi)$ и $\mathbf{M}_{oml}(\theta, \varphi)$:

$$E_l = \frac{1}{C^{(1)}_{\mathrm{o}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{M}^{(1)}_{\mathrm{o}1l}\, \mathbf{E}_{\mathrm{inc}} \sin\theta d\theta d\varphi = -\frac{\mu_0}{C^{(1)}_{\mathrm{o}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{M}^{(1)}_{\mathrm{e}1l}\, \mathbf{H}_{\mathrm{inc}} \sin\theta d\theta d\varphi.$$

Здесь введены нормировочные коэффициенты $E_l = \frac{1}{C^{(1,3)}_{\mathrm{o}1l,\ \mathrm{e}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \left(\mathbf{M}^{(1,3)}_{\mathrm{o}1l,\ \mathrm{e}1l}\right)^2 \sin\theta d\theta d\varphi$. Коэффициенты Ми можно восстановить по известным значениям рассеянных электрических или магнитных полей. Действительно, из выражения (1) следует, что в силу ортогональности сферических гармоник коэффициенты Ми выражаются через $\mathbf{M}_{eml}(\theta, \varphi)$ и $\mathbf{M}_{oml}(\theta, \varphi)$ как

$$a_l = \frac{\mu_0}{E_l C^{(3)}_{\mathrm{e}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{M}^{(3)}_{\mathrm{e}1l}\, \mathbf{H}_{\mathrm{sc}} \sin\theta d\theta d\varphi, \quad b_l = -\frac{1}{E_l C^{(3)}_{\mathrm{o}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{M}^{(3)}_{\mathrm{o}1l}\, \mathbf{H}_{\mathrm{sc}} \sin\theta d\theta d\varphi.$$

Операторная теория рассеяния [13; 14] позволяет найти рассеянные поля альтернативным способом – с использованием пространственных эволюционных операторов и тензоров поверхностного импеданса. Угловая зависимость полей задается не сферическими гармониками, а тензорной функцией

$$F_{lm}(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\theta, \varphi)\mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r + \boldsymbol{X}_{lm}(\theta, \varphi) \otimes \mathbf{e}_\theta + (\mathbf{e}_r \times \boldsymbol{X}_{lm}) \otimes \mathbf{e}_\varphi,$$

где $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ и $\boldsymbol{X}_{lm}(\theta, \varphi) = -i\left[l(l+1)\right]^{-1/2} \mathbf{r} \times \nabla Y_{lm}$ – скалярная и векторная сферические функции соответственно; $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\theta$, $\mathbf{e}_\varphi$ – базисные векторы сферической системы координат. Сферические гармоники теории Ми могут быть записаны посредством F_{lm} как

$$\mathbf{M}_{ml}(r, \theta, \varphi) = -\mathbf{M}_{oml} + i\mathbf{M}_{eml} = A_{lm} F_{lm} \mathbf{e}_\theta z_l(n_0 k_0 r),$$

$$\mathbf{N}_{ml}(r, \theta, \varphi) = -\mathbf{N}_{oml} + i\mathbf{N}_{eml} = A_{lm} F_{lm} \left[\frac{(\rho z_l)'}{\rho} \mathbf{e}_\varphi + \frac{i\sqrt{l(l+1)}}{\rho} z_l \mathbf{e}_r \right],$$

где $z_l(n_0 k_0 r)$ – сферическая функция Бесселя и $A_{lm} = i\sqrt{\frac{4\pi l(l+1)(l+m)!}{(2l+1)(l-m)!}}$. Введенные комплексные сферические гармоники позволяют связать оба подхода. Действительно, коэффициенты разложения тогда имеют вид

$$E_l = -\frac{1}{C^{(1)}_{\mathrm{o}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \left(-\mathbf{M}^{(1)}_{\mathrm{o}1l} - i\mathbf{M}^{(1)}_{\mathrm{e}1l}\right)\mathbf{E}_{\mathrm{inc}} \sin\theta d\theta d\varphi = -\frac{1}{C^{(1)}_{\mathrm{o}1l}} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \left(\mathbf{M}^{(1)}_{1l}\right)^* \mathbf{E}_{\mathrm{inc}} \sin\theta d\theta d\varphi =$$

$$= -\frac{A^*_{l1} j_l(n_0 k_0 r)}{C^{(1)}_{\mathrm{o}1l}} \mathbf{e}_\theta \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} F^+_{l1}\, \mathbf{E}_{\mathrm{inc}} \sin\theta d\theta d\varphi. \qquad (2)$$

Здесь использовано разложение поля падающей плоской волны по двум гармоникам – $\mathbf{M}_{oml}(r, \theta, \varphi)$ и $\mathbf{N}_{eml}(r, \theta, \varphi)$, поэтому интегрирование слагаемого с $\mathbf{M}_{eml}(r, \theta, \varphi)$ дает нулевой вклад, F^+_{l1} – эрмитово-сопряженная матрица. С учетом нормировочного коэффициента (при выводе используем $\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} F^+_{lm} F_{l'm'} \sin\theta d\theta d\varphi = \delta_{ll'}\delta_{mm'}$)

$$C_{1l} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} |\mathbf{M}_{1l}|^2 \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{|A_{l1} z_l|^2}{2} \int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{e}_\theta F^+_{l1} F_{l1} \mathbf{e}_\theta \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{|A_{l1} z_l|^2}{2}$$

из формул (2) получаем θ-компоненту разложения падающего электрического поля по тензорным функциям

$$E_{\theta}^{(i)l1} = \mathbf{e}_{\theta}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} F_{l1}^{+}\,\mathbf{E}_{\text{inc}}\sin\theta d\theta d\varphi = -\frac{E_l A_{l1} j_l\left(n_0 k_0 r\right)}{2}.$$

Делая аналогичные вычисления для θ-компоненты разложения магнитного поля, находим $H_{\theta}^{(i)l1} = -\frac{iE_{\theta}^{(i)l1}}{\mu_0}$. Поскольку компоненты $E_{\theta}^{(i)l1}$ и $E_{\varphi}^{(i)l1}$ тангенциального вектора $\mathbf{E}_t^{(i)l1} = E_{\theta}^{(i)l1}\mathbf{e}_{\theta} + E_{\varphi}^{(i)l1}\mathbf{e}_{\varphi}$ на поверхности сферы связаны с аналогичными компонентами магнитного поля посредством тензора поверхностных импедансов $\Gamma_l^{(0)}$ как $\mathbf{E}_t^{(i)lm} = \Gamma_l^{(0)}\mathbf{H}_t^{(i)lm}$, то можно записать тангенциальные электрическое и магнитное поля в виде

$$\mathbf{E}_t^{(i)l1} = E_{\theta}^{(i)l1}\left[\mathbf{e}_{\theta} - \frac{i}{\mu_0}\left(\mathbf{e}_{\varphi}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\theta}\right)\mathbf{e}_{\varphi}\right],\quad \mathbf{H}_t^{(i)l1} = E_{\theta}^{(i)l1}\left[-\frac{i}{\mu_0}\mathbf{e}_{\theta} + \left(\mathbf{e}_{\theta}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\varphi}\right)^{-1}\mathbf{e}_{\varphi}\right], \tag{3}$$

где использовался известный вид тензора импедансов для волн в изотропной среде [13].

Подставляя рассеянные поля, рассчитанные с помощью операторной теории рассеяния [13]

$$\begin{pmatrix}\mathbf{H}_{\text{sc}}\\ \mathbf{E}_{\text{sc}}\end{pmatrix} = \sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}\begin{pmatrix}F_{lm} & 0\\ 0 & F_{lm}\end{pmatrix}\begin{pmatrix} I & \frac{\sqrt{l(l+1)}}{\mu_0\rho}\mathbf{e}_r\otimes\mathbf{e}_{\theta}\\ -\frac{\sqrt{l(l+1)}}{\varepsilon_0\rho}\mathbf{e}_r\otimes\mathbf{e}_{\theta} & I\end{pmatrix}\begin{pmatrix} I\\ \tilde{\Gamma}_l\end{pmatrix}\mathbf{H}_{\text{sc}}^{lm}(R),$$

где I – проекционный оператор на границу раздела сред, вычислим коэффициенты Ми:

$$a_l = \frac{i\mu_0}{E_l C_{\text{e}1l}^{(3)}}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\left(\mathbf{M}_{1l}^{(3)}\right)^{*}\mathbf{H}_{\text{sc}}\sin\theta d\theta d\varphi = \frac{2i\mu_0}{E_l A_{l1} h_l^{(1)}}\mathbf{e}_{\theta}\mathbf{H}_{\text{sc}}^{l1}(R),$$

$$b_l = \frac{1}{E_l C_{\text{o}1l}^{(3)}}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\left(\mathbf{M}_{1l}^{(3)}\right)^{*}\mathbf{H}_{\text{sc}}\sin\theta d\theta d\varphi = \frac{2}{E_l A_{l1} h_l^{(1)}}\mathbf{e}_{\theta}\tilde{\Gamma}_l\mathbf{H}_{\text{sc}}^{l1}(R), \tag{4}$$

где $\tilde{\Gamma}_l$ – тензор поверхностного импеданса для парциальных рассеянных волн (описываются функциями Ханкеля $h_l^{(1)}\left(n_0 k_0 r\right)$); $\mathbf{H}_{\text{sc}}^{l1}(R)$ – тангенциальная составляющая рассеянного магнитного поля на границе раздела R между частицей и окружающей средой; магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{sc}}^{l1}(R)$ связано с тангенциальными компонентами электрического $\mathbf{E}_t^{(i)l1}$ и магнитного $\mathbf{H}_t^{(i)l1}$ полей падающей волны на границе раздела согласно [13; 14]:

$$\mathbf{H}_{\text{sc}}^{l1} = \left(\tilde{\Gamma}_l - \Gamma_l\right)^{-1}\left(\Gamma_l\mathbf{H}_t^{(i)l1} - \mathbf{E}_t^{(i)l1}\right), \tag{5}$$

где Γ_l – тензор поверхностного импеданса волн в сферической частице. Подставляя теперь (3) и (5) в (4), записываем окончательные выражения для коэффициентов рассеяния Ми для сферической частицы:

$$\begin{aligned} a_l &= \frac{j_l\left(n_0\rho\right)}{h_l^{(1)}\left(n_0\rho\right)}\mathbf{e}_{\theta}\left(\tilde{\Gamma}_l - \Gamma_l\right)^{-1}\left[\Gamma_l\left(\mathbf{e}_{\theta} + i\mu_0\left(\mathbf{e}_{\theta}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\varphi}\right)^{-1}\mathbf{e}_{\varphi}\right) - i\mu_0\mathbf{e}_{\theta} - \left(\mathbf{e}_{\varphi}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\theta}\right)\mathbf{e}_{\varphi}\right],\\ b_l &= \frac{j_l\left(n_0\rho\right)}{i\mu_0 h_l^{(1)}\left(n_0\rho\right)}\mathbf{e}_{\theta}\tilde{\Gamma}_l\left(\tilde{\Gamma}_l - \Gamma_l\right)^{-1}\left[\Gamma_l\left(\mathbf{e}_{\theta} + i\mu_0\left(\mathbf{e}_{\theta}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\varphi}\right)^{-1}\mathbf{e}_{\varphi}\right) - i\mu_0\mathbf{e}_{\theta} - \left(\mathbf{e}_{\varphi}\Gamma_l^{(0)}\mathbf{e}_{\theta}\right)\mathbf{e}_{\varphi}\right], \end{aligned} \tag{6}$$

где $\rho = k_0 R$. Таким образом, соотношения (6) представляют собой коэффициенты рассеяния Ми в общем случае неоднородной бианизотропной сферической частицы, выраженные через тензоры поверхностного импеданса сферических волн. Формулы (6) являются аналитическими выражениями и довольно

просто обобщаются на случай многослойных частиц путем введения эволюционных операторов сферических слоев (формулы связи между рассеянными и падающими полями на границе раздела многослойной сферической частицы и окружающей среды, обобщающие (5), могут быть найдены в [13; 14; 20]).

Коэффициенты Ми для неоднородных частиц

Тензор импеданса волн в изотропной среде был рассчитан ранее [13] и имеет вид

$$\Gamma_l = i\gamma D_l^{-1}(n\rho)\mathbf{e}_\theta \otimes \mathbf{e}_\varphi + i\gamma D_l(n\rho)\mathbf{e}_\varphi \otimes \mathbf{e}_\theta, \tag{7}$$

где $\gamma = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ и $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ – импеданс и показатель преломления изотропной среды с проницаемостями ε и μ соответственно; $D_l(x) = \frac{\left[xz_l(x)\right]'}{\left[xz_l(x)\right]}$. Для тензоров импеданса $\Gamma_l^{(0)}$ и $\tilde{\Gamma}_l$ в окружающей среде нужно брать одинаковые $\gamma_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ и $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, но разные сферические функции: $z_l(x) = j_l(x)$ и $z_l(x) = h_l^{(1)}(x)$ соответственно.

В случае анизотропной, радиально неоднородной среды с проницаемостями $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_1\left(h_0 + h_2 k_0^2 r^2\right)^{-1} \times$ $\times\, \mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r + \varepsilon_1 I$ и $\hat{\mu} = \mu_1\left(h_0 + h_2 k_0^2 r^2\right)^{-1}\mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r + \mu_1 I$, для которой уравнения Максвелла имеют аналитические решения [14; 21], тензор поверхностного импеданса равен

$$\Gamma_l = i\gamma_{-1,l} D_{m_l}^{-1}(\lambda_l\rho)\mathbf{e}_\theta \otimes \mathbf{e}_\varphi + i\gamma_{1,l} D_{m_l}(\lambda_l\rho)\mathbf{e}_\varphi \otimes \mathbf{e}_\theta, \tag{8}$$

где ε_1, μ_1, h_0 и h_2 – постоянные; $\lambda_l = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - l(l+1)h_2}$; $\gamma_{-1,l} = \frac{\mu_1}{\lambda_l}$; $\gamma_{1,l} = \frac{\lambda_l}{\varepsilon_1}$; $m_l = \sqrt{l(l+1)h_0 + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2}$.

Производная $D_l(x)$ выражается через сферическую функцию Бесселя $z_l(x) = j_l(x)$, так как соответствует волне внутри шара. Для $h_0 = 1$ и $h_2 = 0$ получаем параметры изотропной среды и тензор импеданса (7).

Подставляя тензоры поверхностных импедансов (7) и (8) в выражения для коэффициентов Ми (6), получаем

$$a_l = \frac{j_l(n_0\rho)}{h_l^{(1)}(n_0\rho)} \frac{\gamma_0 D_l^{(0)}(n_0\rho) - \gamma_{1,l} D_{m_l}(\lambda_l\rho)}{\gamma_0 \tilde{D}_l(n_0\rho) - \gamma_{1,l} D_{m_l}(\lambda_l\rho)}, \quad b_l = \frac{j_l(n_0\rho)}{h_l^{(1)}(n_0\rho)} \frac{\gamma_0 D_{m_l}(\lambda_l\rho) - \gamma_{-1,l} D_l^{(0)}(n_0\rho)}{\gamma_0 D_{m_l}(\lambda_l\rho) - \gamma_{-1,l} \tilde{D}_l(n_0\rho)}, \tag{9}$$

где $\gamma_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ – импеданс окружающей среды. При замене неоднородной анизотропной среды на однородную изотропную необходимо подставить $\gamma_{-1,l} = \gamma_{1,l} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}$ и $\lambda_l = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$. Тогда соотношения (9) станут привычными коэффициентами рассеяния Ми [1; 2; 7].

Направленный свет

Применим рассчитанные коэффициенты Ми для неоднородных сферических частиц в целях изучения направленного света. В литературе под направленным светом понимают подавление рассеяния в некотором направлении и соответствующее усиление рассеяния в других направлениях [15–19]. Известны, например, условия Керкера [22; 23] для уменьшения рассеяния назад (первое условие Керкера) или вперед (второе условие Керкера) дипольной частицей. Первое условие можно легко получить исходя из выражения для обратного сечения рассеяния [1; 7; 17]:

$$Q_{\text{bs}} = \frac{1}{\rho^2}\left|\sum_{l=1}^{\infty}(2l+1)(-1)^l\left(a_l - b_l\right)\right|^2.$$

Если размер сферы мал по сравнению с длиной волны, то основную роль играют первые коэффициенты Ми a_1 и b_1, поэтому сечение рассеяния назад будет близко к нулю при выполнении условия $a_1 = b_1$. Поскольку коэффициенты Ми – комплексные числа, то данное условие на самом деле представляет собой два уравнения, состоящих в равенстве действительных и мнимых частей коэффициентов.

Рассмотрим рассеяние электромагнитной волны анизотропной сферической частицей с материальными параметрами, обсуждавшимися в предыдущем разделе и изображенными на рис. 1. Только радиальные компоненты тензоров проницаемости имеют зависимость от координаты, в то время как тангенциальные компоненты постоянны. Тогда коэффициенты Ми даются формулами (9). Условие равенства первых коэффициентов демонстрируется на рис. 2 (кривая *1*). Кривая *1* является графиком разности $|a_1 - b_1|$. При обращении этой величины в нуль будет выполняться первое условие Керкера. На рис. 2 можно заметить по крайней мере две такие точки: первую – вблизи $k_0R = 0{,}45$, а вторую – вблизи $k_0R = 1$. В данных точках первые коэффициенты Ми превалируют над последующими (см. рис. 2, кривая *2*). По этой причине минимум вблизи $k_0R = 1{,}5$ не обсуждается. Сечение обратного рассеяния (см. рис. 2, кривая *3*) подтверждает существование минимумов в указанных точках. Следует отметить, что в нашем случае возникают две точки, в которых выполняется первое условие Керкера, хотя для изотропных частиц с высоким показателем преломления есть только одна такая точка [17]. Анизотропия увеличивает количество точек, а неоднородность смещает их положение.

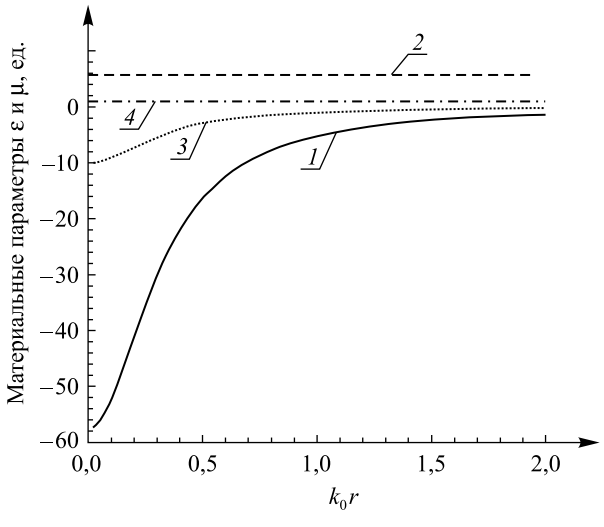


Рис. 1. Материальные параметры неоднородной анизотропной сферической частицы в зависимости от нормированной радиальной координаты k_0r:
1 – ε_{rr}; *2* – $\varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\varphi\varphi}$; *3* – μ_{rr}; *4* – $\mu_{\theta\theta} = \mu_{\varphi\varphi}$.
Параметры: $\varepsilon_1 = 5{,}76$; $\mu_1 = 1$; $h_0 = -0{,}1$; $h_2 = -1$

Fig. 1. Material parameters of the inhomogeneous spherical particle depending on the normalized radial coordinate k_0r:
1 – ε_{rr}; *2* – $\varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\varphi\varphi}$; *3* – μ_{rr}; *4* – $\mu_{\theta\theta} = \mu_{\varphi\varphi}$.
Parameters: $\varepsilon_1 = 5.76$; $\mu_1 = 1$; $h_0 = -0.1$; $h_2 = -1$

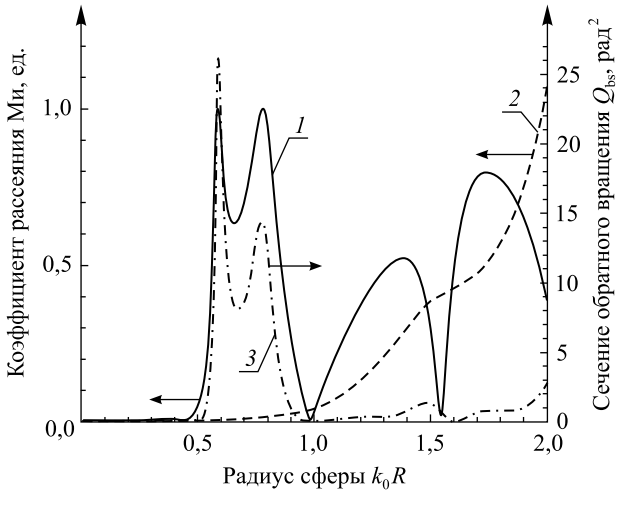


Рис. 2. Коэффициенты рассеяния Ми и сечение обратного рассеяния Q_{bs} в зависимости от параметра размера сферы k_0R:
1 – $|a_1 - b_1|$; *2* – $|a_2| + |b_2| + |a_3| + |b_3|$; *3* – Q_{bs}.
Параметры: $\varepsilon_1 = 5{,}76$; $\mu_1 = 1$; $h_0 = -0{,}1$; $h_2 = -1$; $\varepsilon_0 = 1$; $\mu_0 = 1$

Fig. 2. Mie scattering coefficients and backscattering cross-section Q_{bs} depending on sphere's size parameter k_0R:
1 – $|a_1 - b_1|$; *2* – $|a_2| + |b_2| + |a_3| + |b_3|$; *3* – Q_{bs}.
Parameters: $\varepsilon_1 = 5.76$; $\mu_1 = 1$; $h_0 = -0.1$; $h_2 = -1$; $\varepsilon_0 = 1$; $\mu_0 = 1$

Заключение

Представлен подход к расчету коэффициентов рассеяния Ми на неоднородной бианизотропной сферической частице, в основе которого лежит сравнение традиционной теории рассеяния Ми с операторной теорией. Последняя позволяет в общем виде вычислять рассеянные электромагнитные поля на неоднородных многослойных бианизотропных частицах, но не использует коэффициенты Ми. Теория рассеяния Ми, наоборот, позволяет найти коэффициенты рассеяния, но их запись не универсальна. Путем объединения обоих методов были получены коэффициенты Ми, выраженные через тензоры импеданса и эволюционные операторы. Отметим, что данная методика может быть без труда обобщена для расчета коэффициентов рассеяния Ми для многослойных бианизотропных сферических частиц. В качестве примера были найдены коэффициенты Ми для неоднородной анизотропной частицы и исследован эффект направленного света.

Библиографические ссылки

1. *Bohren C. F., Huffman D. R.* Absorption and scattering of light by small particles. New York : Wiley-Interscience Publications, 1983.

2. *Van de Hulst H. C.* Light scattering by small particles. New York : Dover Publications, 1981.

3. *Hovenac E. A.* Calculation of far-field scattering from nonspherical particles using a geometrical optics approach // Appl. Opt. 1997. Vol. 30, issue 33. P. 4739–4746. DOI: 10.1364/AO.30.004739.

4. *Yu H., Shen J., Wei W.* Geometrical optics approximation for light scattering by absorbing spherical particles // J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf. 2009. Vol. 110, issue 13. P. 1178–1189. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2009.03.025.

5. *Mengran Z., Qieni L., Hongxia Zh., et al.* Coated sphere scattering by geometric optics approximation // J. Opt. Soc. A. 2014. Vol. 31, issue 10. P. 2160–2169. DOI: 10.1364/JOSAA.31.002160.

6. *Mie G.* Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen // Annalen der Physik. 1908. Vol. 330, issue 3. S. 377–445. DOI: 10.1002/andp.19083300302/full.

7. *Tsang L., Kong J. A., Ding K.-H., et al.* Scattering of electromagnetic waves: numerical simulations. New York : Wiley, 2000. DOI: 10.1002/0471224308.fmatter_indsub/summary.

8. *Waterman P. C.* Matrix formulation of electromagnetic scattering // Proc. IEEE. 1965. Vol. 53, issue 8. P. 805–812. DOI: 10.1109/PROC.1965.4058.

9. *Wriedt T.* Using the T-matrix method for light scattering computationsby non-axisymmetric particles: superellipsoids and realistically shaped particles // Part. Part. Syst. Charact. 2002. Vol. 19, issue 4. P. 256–268. DOI: 10.1002/1521-4117(200208)19:4<256::AID-PPSC256>3.0.CO;2-8.

10. *Mishchenko M. I., Travis L. D., Mackowski D. W.* T-matrix method and its applications to electromagnetic scattering by particles: a current perspective // J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf. 2010. Vol. 111, issue 11. P. 1700–1703. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2010.01.030.

11. *Wang J. J., Han Yi P., Wu Z. F., et al.* T-matrix method for electromagnetic scattering by a general anisotropic particle // J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Vol. 162. P. 66–76. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.11.009.

12. *Novitsky A. V.* Matrix approach for light scattering by bianisotropic cylindrical particles // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. Vol. 19. Article ID: 086213. DOI: 10.1088/0953-8984/19/8/086213.

13. *Novitsky A. V., Barkovsky L. M.* Matrix approach for light scattering from a multilayered rotationally symmetric bianisotropic sphere // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77, issue 3. Article ID: 033849. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.033849.

14. *Novitsky A., Shalin A. S., Lavrinenko A. V.* Spherically symmetric inhomogeneous bianisotropic media: Wave propagation and light scattering // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 95, issue 5. Article ID: 053818. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.053818.

15. *Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., et al.* Directional visible light scattering by silicon nanoparticles // Nat. Commun. 2013. Vol. 4. Article ID: 1527. DOI: 10.1038/ncomms2538.

16. *Rodriguez S. R. K., Arango F. B., Steinbusch T. P., et al.* Breaking the symmetry of forward-backward light emission with localized and collective magnetoelectric resonances in arrays of pyramid-shaped aluminum nanoparticles // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, issue 24. Article ID: 247401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.247401.

17. *Luk'yanchuk B. S., Voshchinnikov N. V., Paniagua-Domínguez R., et al.* Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index // ACS Photonics. 2015. Vol. 2, issue 7. P. 993–999. DOI: 10.1021/acsphotonics.5b00261.

18. *Wang Z., An N., Shen F., et al.* Enhanced forward scattering of ellipsoidal dielectric nanoparticles // Nanoscale Res. Lett. 2017. Vol. 12:58. DOI: 10.1186/s11671-016-1794-x.

19. *Terekhov P. D., Baryshnikova K. V., Shalin A. S., et al.* Resonant forward scattering of light by high-refractive-index dielectric nanoparticles with toroidal dipole contribution // Opt. Lett. 2017. Vol. 42, issue 4. P. 835–838. DOI: 10.1364/OL.42.000835.

20. *Барковский Л. М., Фурс А. Н.* Операторные методы описания оптических полей в сложных средах. Минск : Белорусская наука, 2003.

21. *Новицкий А. В., Альварес Родригес Р. Х., Галынский В. М.* Сферические бесселевы решения уравнений Максвелла в неоднородных вращательно-симметричных средах // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 1. С. 52–60.

22. *Kerker M., Wang D.-S., Giles C. L.* Electromagnetic scattering by magnetic spheres // J. Opt. Soc. Am. 1983. Vol. 73, issue 6. P. 765–767. DOI: 10.1364/JOSA.73.000765.

23. *Geffrin J. M., García-Cámara B., Gómez-Medina R., et al.* Magnetic and electric coherence in forward- and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere // Nat. Commun. 2012. Vol. 3. Article ID: 1171. DOI: 10.1038/ncomms2167.

References

1. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and scattering of light by small particles. New York : Wiley-Interscience Publications, 1983.

2. Van de Hulst H. C. Light scattering by small particles. New York : Dover Publications, 1981.

3. Hovenac E. A. Calculation of far-field scattering from nonspherical particles using a geometrical optics approach. *Appl. Opt.* 1997. Vol. 30, issue 33. P. 4739–4746. DOI: 10.1364/AO.30.004739.

4. Yu H., Shen J., Wei W. Geometrical optics approximation for light scattering by absorbing spherical particles. *J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf.* 2009. Vol. 110, issue 13. P. 1178–1189. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2009.03.025.

5. Mengran Z., Qieni L., Hongxia Zh., et al. Coated sphere scattering by geometric optics approximation. *J. Opt. Soc. A.* 2014. Vol. 31, issue 10. P. 2160–2169. DOI: 10.1364/JOSAA.31.002160.

6. Mie G. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik.* 1908. Vol. 330, issue 3. S. 377–445. DOI: 10.1002/andp.19083300302/full.

7. Tsang L., Kong J. A., Ding K.-H., et al. Scattering of electromagnetic waves: numerical simulations. New York : Wiley, 2000. DOI: 10.1002/0471224308.fmatter_indsub/summary.

8. Waterman P. C. Matrix formulation of electromagnetic scattering. *Proc. IEEE.* 1965. Vol. 53, issue 8. P. 805–812. DOI: 10.1109/PROC.1965.4058.

9. Wriedt T. Using the T-matrix method for light scattering computationsby non-axisymmetric particles: superellipsoids and realistically shaped particles. *Part. Part. Syst. Charact.* 2002. Vol. 19, issue 4. P. 256–268. DOI: 10.1002/1521-4117(200208)19:4<256::AID-PPSC256>3.0.CO;2-8.

10. Mishchenko M. I., Travis L. D., Mackowski D. W. T-matrix method and its applications to electromagnetic scattering by particles: a current perspective. *J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf.* 2010. Vol. 111, issue 11. P. 1700–1703. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2010.01.030.

11. Wang J. J., Han Yi P., Wu Z. F., et al. T-matrix method for electromagnetic scattering by a general anisotropic particle. *J. Quantitative Spectrosc. Radiat. Transf.* 2015. Vol. 162. P. 66–76. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.11.009.

12. Novitsky A. V. Matrix approach for light scattering by bianisotropic cylindrical particles. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2007. Vol. 19. Article ID: 086213. DOI: 10.1088/0953-8984/19/8/086213.

13. Novitsky A. V., Barkovsky L. M. Matrix approach for light scattering from a multilayered rotationally symmetric bianisotropic sphere. *Phys. Rev. A*. 2008. Vol. 77, issue 3. Article ID: 033849. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.033849.

14. Novitsky A., Shalin A. S., Lavrinenko A. V. Spherically symmetric inhomogeneous bianisotropic media: Wave propagation and light scattering. *Phys. Rev. A*. 2017. Vol. 95, issue 5. Article ID: 053818. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.053818.

15. Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., et al. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles. *Nat. Commun.* 2013. Vol. 4. Article ID: 1527. DOI: 10.1038/ncomms2538.

16. Rodriguez S. R. K., Arango F. B., Steinbusch T. P., et al. Breaking the symmetry of forward-backward light emission with localized and collective magnetoelectric resonances in arrays of pyramid-shaped aluminum nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113, issue 24. Article ID: 247401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.247401.

17. Luk'yanchuk B. S., Voshchinnikov N. V., Paniagua-Domínguez R., et al. Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index. *ACS Photonics.* 2015. Vol. 2, issue 7. P. 993–999. DOI: 10.1021/acsphotonics.5b00261.

18. Wang Z., An N., Shen F., et al. Enhanced forward scattering of ellipsoidal dielectric nanoparticles. *Nanoscale Res. Lett.* 2017. Vol. 12:58. DOI: 10.1186/s11671-016-1794-x.

19. Terekhov P. D., Baryshnikova K. V., Shalin A. S., et al. Resonant forward scattering of light by high-refractive-index dielectric nanoparticles with toroidal dipole contribution. *Opt. Lett.* 2017. Vol. 42, issue 4. P. 835–838. DOI: 10.1364/OL.42.000835.

20. Barkovsky L. M., Furs A. N. [Operator methods of description of optical fields in complex media]. Minsk : Belorusskaya nauka, 2003 (in Russ.).

21. Novitsky A. V., Alvarez Rodriguez R. J., Galynsky V. M. Spherical Bessel solutions of Maxwell's equations in inhomogeneous rotationally symmetric media. *J. Belarus. State Univ. Phys*. 2017. No. 1. P. 52–60 (in Russ.).

22. Kerker M., Wang D.-S., Giles C. L. Electromagnetic scattering by magnetic spheres. *J. Opt. Soc. Am.* 1983. Vol. 73, issue 6. P. 765–767. DOI: 10.1364/JOSA.73.000765.

23. Geffrin J. M., García-Cámara B., Gómez-Medina R., et al. Magnetic and electric coherence in forward- and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere. *Nat. Commun.* 2012. Vol. 3. Article ID: 1171. DOI: 10.1038/ncomms2167.

Статья поступила в редколлегию 15.09.2017.
Received by editorial board 15.09.2017.

УДК 535.37+535.34

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ФАНТОМА ДЛЯ ДИФФУЗИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ БИОТКАНЕЙ *in vivo*

***М. П. САМЦОВ*[1)], *Д. С. ТАРАСОВ*[1)], *А. С. ГОРЯЩЕНКО*[2)],**
***Н. И. КАЗАЧКИНА*[2)], *В. В. ЖЕРДЕВА*[2)], *А. П. САВИЦКИЙ*[2)], *И. Г. МЕЕРОВИЧ*[2)]**

[1)]*НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» БГУ,*
ул. Курчатова, 7, 220108, г. Минск, Беларусь
[2)]*Институт биохимии им. А. Н. Баха Федерального исследовательского центра*
«Фундаментальные основы биотехнологии» РАН,
пр. Ленинский, 3, 119071, г. Москва, Россия

Приведены результаты исследований по установлению условий, обеспечивающих корректную регистрацию с помощью диффузионного флуоресцентного томографа концентрации фотосенсибилизатора на основе нового индотрикарбоцианинового красителя в тканях *in vivo*. При концентрации красителя 4 мкмоль/л в 50 % сыворотке крови время жизни флуоресценции τ_f = 1,44 нс, в 5 % бычьем сывороточном альбумине τ_f = 1,41 нс, а кинетики затухания флуоресценции являются одноэкспоненциальными. Показано, что при концентрации красителя 40 мкмоль/л наряду с мономерами в растворе присутствуют нелюминесцирующие Н-агрегаты, полоса поглощения которых перекрывается со спектром флуоресценции мономеров. Вследствие этого становится возможным процесс безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от мономеров на нелюминесцирующие ассоциаты, что приводит к уменьшению времени жизни флуоресценции молекул до 1,18 нс. Установлено, что в качестве среды, обеспечивающей создание раствора для фантома, оптимальным является использование сыворотки крови при концентрации красителя, не превышающей 4 мкмоль/л.

Ключевые слова: цианиновые красители; фотосенсибилизатор; флуоресцентная томография; время жизни флуоресценции; фантом.

Благодарность. Исследования выполнены при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф16Р-131), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-52-00206 Бел_а) и Министерства образования Республики Беларусь.

Образец цитирования:
Самцов М. П., Тарасов Д. С., Горященко А. С., Казачкина Н. И., Жердева В. В., Савицкий А. П., Меерович И. Г. Оптимизация параметров фантома для диффузионной флуоресцентной томографии биотканей *in vivo* // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 33–40.

For citation:
Samtsov M. P., Tarasov D. S., Goryashchenko A. S., Kazachkina N. I., Zherdeva V. V., Savitsky A. P., Meerovich I. G. Optimization of the phantom parameters for diffuse optical fluorescence tomography of biotissues *in vivo*. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 33–40 (in Russ.).

Авторы:
Михаил Петрович Самцов – доктор физико-математических наук, доцент; заведующий лабораторией спектроскопии.
Дмитрий Сергеевич Тарасов – научный сотрудник лаборатории спектроскопии.
Александр Сергеевич Горященко – кандидат химических наук; научный сотрудник лаборатории физической биохимии.
Наталья Ивановна Казачкина – кандидат биологических наук; старший научный сотрудник лаборатории физической биохимии.
Виктория Вячеславовна Жердева – кандидат биологических наук; старший научный сотрудник лаборатории физической биохимии.
Александр Павлович Савицкий – доктор химических наук, профессор; заместитель директора, заведующий лабораторией физической биохимии.
Ирина Геннадьевна Меерович – кандидат химических наук; научный сотрудник лаборатории физической биохимии.

Authors:
Michael P. Samtsov, doctor of science (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of spectroscopy.
samtsov@bsu.by
Dmitriy S. Tarasov, researcher at the laboratory of spectroscopy.
dmitrij-tarasov@list.ru
Alexander S. Goryashchenko, PhD (chemistry); researcher at the laboratory of physical biochemistry.
asgoryash@inbi.ras.ru
Natalia I. Kazachkina, PhD (biology); senior researcher at the laboratory of physical biochemistry.
nkazachkina@inbi.ras.ru
Victoria V. Zherdeva, PhD (biology); senior researcher at the laboratory of physical biochemistry.
vjerdeva@inbi.ras.ru
Alexander P. Savitsky, doctor of science (chemistry), full professor; deputy director, head of the laboratory of physical biochemistry.
apsavitsky@inbi.ras.ru
Irina G. Meerovich, PhD (chemistry); researcher at the laboratory of physical biochemistry.
irina_meer@mail.ru

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 33–40
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 33–40

OPTIMIZATION OF THE PHANTOM PARAMETERS FOR DIFFUSE OPTICAL FLUORESCENCE TOMOGRAPHY OF BIOTISSUES *in vivo*

***M. P. SAMTSOV*[a], *D. S. TARASOV*[a], *A. S. GORYASHCHENKO*[b], *N. I. KAZACHKINA*[b], *V. V. ZHERDEVA*[b], *A. P. SAVITSKY*[b], *I. G. MEEROVICH*[b]**

[a]*A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University, 7 Kurčatava Street, Minsk 220108, Belarus*
[b]*A. N. Bach Institute of Biochemistry, Federal Research Center «Fundamentals of Biotechnology», Russian Academy of Sciences, 3 Leninski Avenue, Moscow 119071, Russia*

Corresponding author: D. S. Tarasov (dmitrij-tarasov@list.ru)

The paper presents the results obtained in studies of the conditions ensuring correct recording of the concentration of the photosensitizer based on a new indotricarbocyanine dye in biotissues *in vivo* with the use of a diffuse fluorescence tomograph. When the dye concentration in 50 % blood serum is 4 μmol/l, the fluorescence lifetime is τ_f = 1.44 ns and in 5 % bovine serum albumin it comes to τ_f = 1.41 ns, and the kinetics of fluorescence decay are single-exponential. It is demonstrated that, when a concentration of the dye is 40 μmol/l, in the solution one can observe not only monomers but also nonluminescent H-aggregates, with the absorption band overlapping the fluorescence spectrum of monomers. As a result, there is a possibility for nonradiative transfer of the electronic excitation energy from monomers to the nonluminescent associates leading to a decrease of the molecular fluorescence lifetime down to 1.18 ns. It has been found that an ideal medium to prepare a solution for the phantom is blood serum with the dye concentration below 4 μmol/l.

Key words: cyanine dyes; photosensitizer; fluorescence tomography; lifetime fluorescence; phantom.

Acknowledgements. The research was supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project No. F16R-131), Russian Foundation for Fundamental Research (project No. 16-52-00206 Bel_a) and Ministry of Education of the Republic of Belarus.

Введение

Диффузионная флуоресцентная томография (ДФТ) является перспективным методом оптической диагностики распределения биозондов различного назначения в организме подопытных животных *in vivo*. Данный метод позволяет получать 3D-изображения органов лабораторных животных с учетом их индивидуальных особенностей [1]. Диффузионная флуоресцентная томография обеспечивает реконструирование распределения флуорофора в тканях в трехмерном виде путем получения ряда проекций объекта исследования [2]. Несомненный интерес представляет возможность регистрации по флуоресценции изменения концентрации фотосенсибилизаторов при фотодинамической терапии, исследования распределения фотосенсибилизатора (ФС) в органах и тканях *in vivo*. Кинетическая 3D-визуализация распределения трикарбоцианиновых инфракрасных ФС у мышей позволяет получать информацию для подбора оптимальных условий, повышающих эффективность проведения сеансов фотодинамической терапии. Цель настоящей работы – выяснение условий, обеспечивающих возможность корректной регистрации концентрации фотосенсибилизаторов в тканях *in vivo* с помощью диффузного флуоресцентного томографа.

Объекты и методика эксперимента

В качестве объекта исследования выбран разработанный в лаборатории спектроскопии НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» БГУ симметричный индотрикарбоцианиновый краситель, полоса поглощения которого расположена в окне прозрачности биотканей, и он обладает высоким молярным коэффициентом поглощения в этой полосе [3]. Спектры флуоресценции красителя *in vivo* регистрировались с помощью спектрометра, созданного в НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» БГУ [4], в котором подводы возбуждающего излучения к исследуемому объекту и флуоресценции в полихроматор осуществлялись с помощью оптического волокна. Для обеспечения усреднения регистрируемого сигнала по объему исследуемого образца диаметр пятна светового пучка возбуждающего излучения составлял около 4 мм. Спектры поглощения красителя в растворах зарегистрированы с помощью спектрофотометра PV1251 (Беларусь), спектры флуоресценции – спектрофлуориметра Fluorolog (США).

Кинетика затухания флуоресценции определялась методом время-коррелированного счета единичных фотонов на установке DCS-120 (*Becker & Hickle*, ФРГ) при использовании для возбуждения пикосекундного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 650$ нм и фильтра с пропусканием от 750 нм для регистрации сигнала.

Эксперименты *in vivo* проводились на мышах BCF_1 (самки типа C57Bl/6JxCBA), а также на мышах Nu/Nu. Опухоль LLC (Lewis lung cancer – мышиная карцинома легких Льюиса) прививалась по 3 млн клеток на одну мышь подкожно в правую подлопаточную область.

Внутривенное введение фотосенсибилизатора животным осуществлялось в 5 % глюкозе в концентрации 5,0; 1,5; 1,0; 0,5 мг/кг. В работе использованы 5 % растворы бычьего сывороточного альбумина (БСА) и сыворотки крови (СК).

Исследования распределения красителя по тканям проводились с помощью диффузионного флуоресцентного томографа FMT 4000 (*Perkin Elmer*, США). В этом томографе обеспечивается возможность использования четырех каналов регистрации флуоресценции в спектральных областях с диапазонами длин волн 650–670, 690–740, 770–800 нм и более 805 нм при возбуждении излучением лазерных диодов с длиной волны 635; 670; 745 и 790 нм соответственно. Выделение регистрируемого спектрального диапазона излучения осуществляется светофильтрами, в качестве фотодетектора использована высокочувствительная охлаждаемая CCD-камера (США). Распределение флуоресцирующего зонда в исследуемом объекте, помещенном в томограф, отображается на мониторе с помощью цветовой шкалы. Значениям на цветовой шкале соответствует объемная молярная концентрация флуоресцентного зонда. Для новых флуорофоров перед сканированием биологических объектов предусмотрено проведение операции калибровки томографа путем регистрации флуоресценции раствора флуорофора с известной концентрацией, помещенного в фантом, который имеет идентичные исследуемым образцам геометрические параметры. В целях максимального приближения оптических свойств фантома к характеристикам исследуемых объектов в качестве материала, из которого он изготовлен, использована рассеивающая полимерная матрица. Для введения в фантом раствора флуорофора предусмотрен цилиндрический канал высотой 2 см и объемом 100 мкл.

Результаты эксперимента и их обсуждение

При проведении калибровки томографа необходимо выполнить регистрацию флуоресценции раствора красителя известной концентрации, помещенного в фантом, в выбранном спектральном канале. В последующем эти данные применяются для определения концентрации красителя в тканях подопытных животных путем сопоставления сигнала флуоресценции от тканей с величиной сигнала от фантома. С учетом этого обстоятельства для фантома необходимо использовать среду, в которой спектры поглощения и флуоресценции красителя совпадают с таковыми в биологических тканях. В целях установления спектральных характеристик красителя проведено исследование закономерностей флуоресценции красителя в тканях различных органов *ex vivo*.

Спектр флуоресценции исследуемого красителя в тканях органов подопытных животных, которым вводили внутривенно изотонический раствор красителя в концентрации до 1,5 мг/кг, расположен в диапазоне от 730 до 880 нм с максимумом на длине волны 758 нм (рис. 1). Форма и положение спектра красителя в тканях различных органов практически совпадают.

Примерно в этом же диапазоне лежит спектр флуоресценции красителя в БСА и СК (рис. 2).

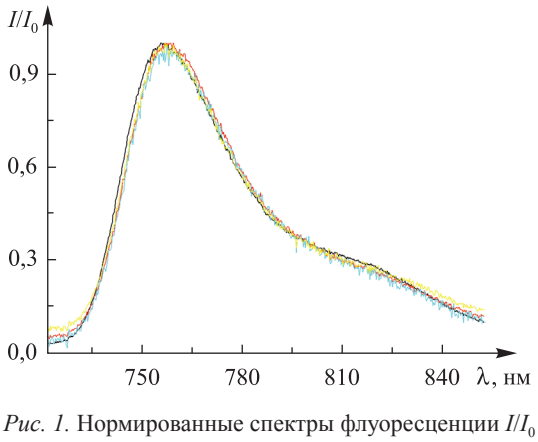


Рис. 1. Нормированные спектры флуоресценции I/I_0 исследуемого красителя в тканях органов подопытных животных *ex vivo* (печень, селезенка, опухоль LLC и мышца)

Fig. 1. Normalized fluorescence spectra I/I_0 of the investigated dye in the tissues of organs of experimental animals *ex vivo* (liver, spleen, LLC tumor and muscle)

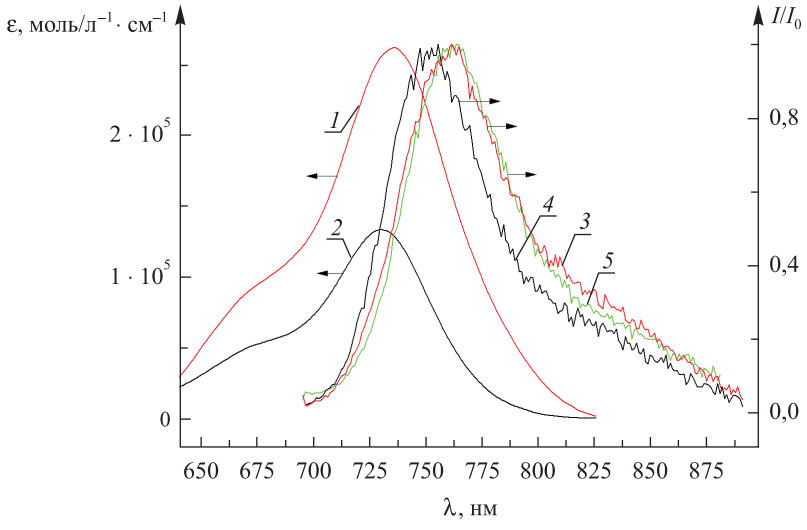


Рис. 2. Молярные коэффициенты поглощения ε красителя в СК (*1*), БСА (*2*). Нормированные спектры флуоресценции красителя в СК (*3*), БСА (*4*), опухолевых тканях (*5*)

Fig. 2. Molar extinction coefficients of the dye in blood serum (*1*), in BSA (*2*). The normalized fluorescence spectra of the dye in blood serum (*3*), in BSA (*4*) and in tumor tissues (*5*)

Фотофизические характеристики красителя в БСА и СК приведены в таблице. Спектральные характеристики красителя в этих средах имеют близкие значения, а квантовый выход и время жизни флуоресценции практически совпадают. Только молярный коэффициент поглощения красителя в СК имеет заметно более высокое значение.

Фотофизические свойства красителя в БСА и СК

Photophysical properties of the dye in serum albumin and blood serum

Растворитель	λ_{abs}^{max}, нм	λ_f^{max}, нм	$\Delta\lambda_{abs}^{1/2}$, нм	$\Delta\lambda_f^{1/2}$, нм	$\varepsilon \cdot 10^5$, моль/л$^{-1}$ · см$^{-1}$	φ_f (20 °C)	τ_f, нс	χ^2
БСА	730	752	61	53	1,3	0,18	1,4	1,33
СК	734	761	71	60	2,6	0,16	1,4	1,24

Примечание. φ – Квантовый выход флуоресценции; χ^2 – среднеквадратичное отклонение разностей рассчитанной и наблюдаемой кинетик затухания флуоресценции.

Для каждой из использованных сред проведен отбор диапазона концентраций красителя в растворе для фантома, в котором наблюдается линейное соотношение между концентрацией флуорофора и интенсивностью его флуоресценции. Для этого регистрировалась флуоресценция раствора красителя известной концентрации в фантоме с его поверхности с помощью световолоконного спектрометра и томографа.

В результате измерений установлено, что при содержании красителя в сыворотке в диапазоне 0–4 мкмоль/л существует прямая пропорциональная зависимость между концентрацией красителя и величиной сигнала его флуоресценции. При более высоком содержании красителя наблюдается отклонение от линейности. В пределах указанного диапазона концентрации не наблюдается заметных изменений в положении и форме спектров флуоресценции красителя. Отклонение от прямой сопровождается смещением спектра флуоресценции в длинноволновую область и увеличением его полуширины (рис. 3).

Наряду с деформацией спектра флуоресценции при увеличении концентрации красителя в спектрах поглощения наблюдается рост интенсивности на коротковолновом краю, максимум поглощения смещается в коротковолновую область – с длины волны 734 нм на длину волны 731 нм, молярный коэффициент поглощения уменьшается. Такого рода изменения спектральных свойств с увеличением концентрации являются характерными для класса симметричных катионных полиметиновых красителей и обусловлены образованием Н-агрегатов молекул красителя [5–8]. Следует отметить, что форма спектра и коэффициент поглощения при разбавлении раствора красителя в диапазоне концентраций от 4,0 до 0,5 мкмоль/л остаются неизменными. Спектр возбуждения люминесценции при регистрации на длине волны 755 нм имеет единственный максимум (рис. 4, кривая *3*), который практически совпадает с максимумом поглощения на волне длиной 734 нм, наблюдаемым при низких концентрациях красителя. При этом форма спектра возбуждения флуоресценции красителя не зависит от концентрации раствора. Положение и форма спектра флуоресценции не зависят от длины волны возбуждающего света. Это свидетельствует о том, что Н-агрегаты не обладают флуоресценцией, а также о том, что

в разбавленных растворах присутствуют только мономеры молекул, молярный коэффициент их поглощения не зависит от концентрации. С учетом постоянства значения молярного коэффициента поглощения мономеров красителя при изменении его концентрации проведены расчеты спектра поглощения ассоциатов красителя. Они выполнялись путем вычитания спектра мономеров из спектра поглощения раствора с высокой концентрацией красителя, в котором присутствуют и Н-агрегаты, и мономеры. В таком разностном спектре для ассоциатов проявляются две полосы, первая совпадает с коротковолновым плечом в спектре концентрированного раствора, а вторая лежит на длинноволновом краю полосы (рис. 4, кривая *10*), что согласуется с данными работ [6; 7]. По мере увеличения концентрации раствора наблюдается рост поглощения ассоциатов в обеих полосах поглощения. Следует отметить, что положение полосы поглощения Н-агрегатов молекул красителя и в БСА, и в сыворотке крови находится в более длинноволновой области по сравнению с расположением полос поглощения ассоциатов в воде.

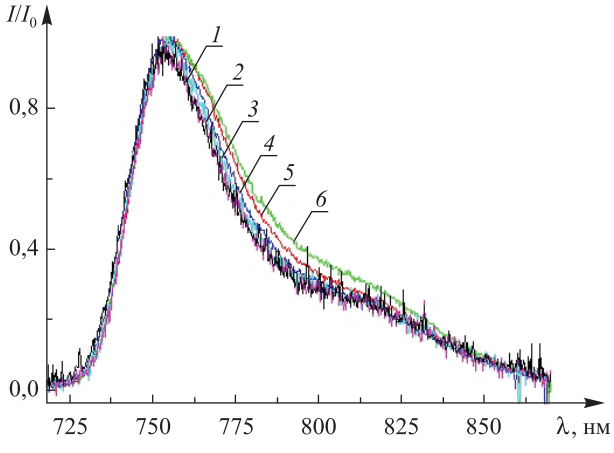


Рис. 3. Нормированные спектры флуоресценции исследуемого красителя в СК при концентрации 0,34 мкмоль/л (*1*); 0,69 мкмоль/л (*2*); 2,33 мкмоль/л (*3*); 4,1 мкмоль/л (*4*); 10,7 мкмоль/л (*5*); 21,3 мкмоль/л (*6*)

Fig. 3. Normalized fluorescence spectra of the dye in the blood serum at a concentration of 0.34 μmol/l (*1*); 0.69 μmol/l (*2*); 2.33 μmol/l (*3*); 4.1 μmol/l (*4*); 10.7 μmol/l (*5*); 21.3 μmol/l (*6*)

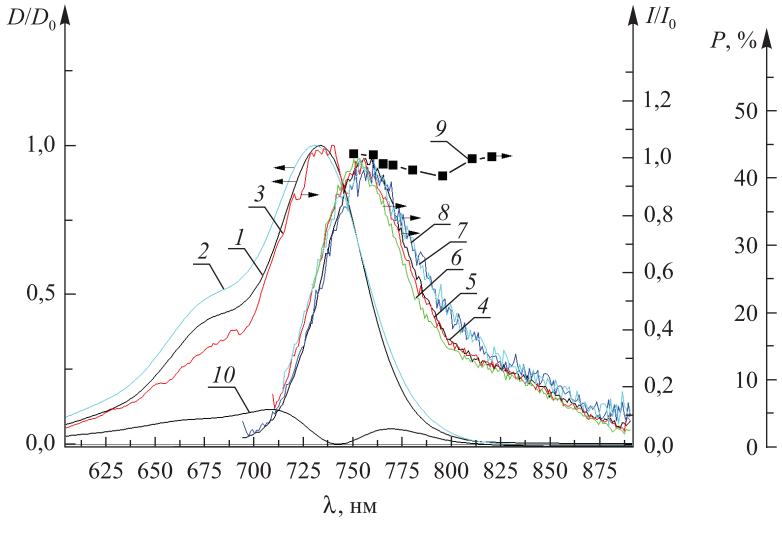


Рис. 4. Нормированные спектры поглощения D/D_0 (*1*, *2*) и флуоресценции при возбуждении излучением с λ = 682 нм (*4*, *8*), λ = 700 нм (*5*, *7*), λ = 720 нм (*6*) красителя в СК при концентрации $C = 1{,}4 \cdot 10^{-6}$ моль/л (*1*, *4*, *5*, *6*), $C = 1{,}0 \cdot 10^{-5}$ моль/л (*7*, *8*); спектр возбуждения флуоресценции при регистрации на λ = 755 нм (*3*); поляризационный спектр *P* (*9*), разностный спектр поглощения (*10*)

Fig. 4. Normalized absorption (*1*, *2*) and fluorescence spectra excited by radiation with λ = 682 nm (*4*, *8*), λ = 700 nm (*5*, *7*) and λ = 720 nm (*6*) dye in blood serum at a concentration of $C = 1.4 \cdot 10^{-6}$ mol/l (*1*, *4*, *5*, *6*) and $C = 1.0 \cdot 10^{-5}$ mol/l (*7*, *8*); the fluorescence excitation spectrum registered at λ = 755 nm (*3*); the polarization spectrum *P* (*9*) and the difference absorption spectrum (*10*)

Смещение в длинноволновую область максимумов поглощения молекул красителя и их ассоциатов при переходе от водного раствора к БСА и СК свидетельствует о том, что оба поглощающих центра расположены в среде с более низкой диэлектрической проницаемостью, т. е. находятся в органическом окружении. Степень поляризации флуоресценции молекул красителя в БСА и СК имеет значение 0,40–0,43 (рис. 4, кривая *9*), что свидетельствует о высокой локальной вязкости окружения молекул красителя и образовании комплексов с биологическими макромолекулами.

В случае более высоких концентраций красителя $C = 1{,}03 \cdot 10^{-5}$ моль/л наблюдаются смещение спектра флуоресценции в длинноволновую область и увеличение его полуширины. Здесь спектры, как и при малой концентрации, не зависят от длины волны возбуждающего излучения. Обнаружено, что с увеличением концентрации красителя растет оптическая плотность в области перекрытия его спектров поглощения и флуоресценции, таким образом, наблюдаемые спектральные изменения обусловлены реабсорбцией.

Наряду с исследованием спектральных характеристик красителя проведены измерения времени жизни флуоресценции при изменении его концентрации в модельных биологических системах. В результате измерений при возбуждении излучением полупроводникового лазера с длиной волны, равной 650 нм, зарегистрированы одноэкспоненциальные кинетики затухания флуоресценции красителя. При концентрации красителя 4 мкмоль/л в 50 % СК время жизни флуоресценции τ_f составляло 1,44 нс, а в 5 % БСА – 1,41 нс. Увеличение концентрации красителя до 40 мкмоль/л приводит к тому, что время жизни флуоресценции красителя в сыворотке крови τ_f равно 1,18 нс и в 2 % БСА τ_f также составляет 1,18 нс. Наблюдаемое сокращение времени жизни флуоресценции при увеличении концентрации растворов свидетельствует об актуальности процесса динамического тушения флуоресценции красителя при высоких концентрациях. В случае концентрации красителя 40 мкмоль/л наряду с мономерами в растворе присутствуют нелюминесцирующие Н-агрегаты, полоса поглощения которых перекрывается со спектром флуоресценции мономеров (см. рис. 4, кривая *10*). Вследствие такого перекрытия полос поглощения и флуоресценции становится возможным процесс безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от мономеров на нелюминесцирующие ассоциаты, что и приводит к уменьшению времени жизни флуоресценции молекул. При этом известно [9], что вероятность переноса энергии пропорциональна силам осцилляторов переходов в доноре и акцепторе, интегралу перекрытия нормированного спектра излучения донора со спектром поглощения акцептора и обратно пропорциональна шестой степени расстояния между молекулами. В связи с этим можно сделать заключение о том, что молекулы красителя и их ассоциаты расположены на близком расстоянии.

В томографе определение концентрации флуорофора в тканях производится путем сравнения интенсивности сигнала его флуоресценции с сигналом от помещенного в фантом флуоресцирующего вещества с известной концентрацией, при этом используется условие линейного приближения, когда интенсивность сигнала флуоресценции прямо пропорциональна концентрации флуорофора:

$$I = A \cdot I_{ex} \cdot 2{,}3 \cdot \varphi_f \cdot c \cdot \varepsilon \cdot l,$$

где A – коэффициент пропорциональности, определяется геометрией возбуждения и регистрацией флуоресценции; I_{ex} – интенсивность возбуждающего излучения; φ_f – квантовый выход флуоресценции; c – концентрация красителя; ε – молярный десятичный коэффициент поглощения; l – толщина слоя тканей.

При проведении калибровки томографа определяется калибровочный коэффициент (Scale Factor, далее – SF), который связывает концентрацию красителя в фантоме и интенсивность флуоресценции. Величина SF определяется как отношение концентрации красителя (кр) в фантоме $C_{кр}$ к средней по объему фантома интенсивности I флуоресценции:

$$\mathrm{SF} = \frac{C_{кр}}{I}.$$

Путем умножения этого параметра на зарегистрированную детектором томографа интенсивность флуоресценции красителя в тканях определяется концентрация флуорофора в тканях. В связи с этим для обеспечения корректной регистрации концентрации красителя с помощью томографа в тканях необходимо выполнить условие равенства квантового выхода его флуоресценции в растворе фантома и тканях (тк) органов животных. Измерение квантового выхода флуоресценции красителя в биологических тканях не представляется возможным, однако можно определить время затухания его флуоресценции. В случае одноэкспоненциальной кинетики квантовый выход флуоресценции пропорционален времени жизни:

$$\frac{\varphi}{\varphi_{тк}} = \frac{\tau_f}{\tau_{тк}},$$

где φ, τ_f и $\varphi_{тк}$, $\tau_{тк}$ – квантовый выход и время жизни флуоресценции красителя в растворе фантома и тканях соответственно.

В результате измерения с помощью конфокального сканера макрообъектов DCS-120 кинетики затухания флуоресценции красителя в опухолевых тканях подопытных животных *ex vivo* установлено, что она имеет одноэкспоненциальный характер, время жизни флуоресценции красителя составляет 1,5 нс при $\chi^2 = 1{,}3$.

Близкие значения времени жизни флуоресценции красителя в опухолевых тканях и растворах для фантома в БСА и СК свидетельствуют о возможности корректного определения концентрации исследованного красителя с помощью диффузионного флуоресцентного томографа FMT 4000.

Скриншоты 3D-реконструкции флуоресцентных изображений распределения красителя флуоресценции по телу мыши Nu/Nu при использовании в первом случае фантома на основе раствора красителя в СК (*а*) и во втором – в БСА (*б*) через 45–50 мин после введения красителя приведены на рис. 5.

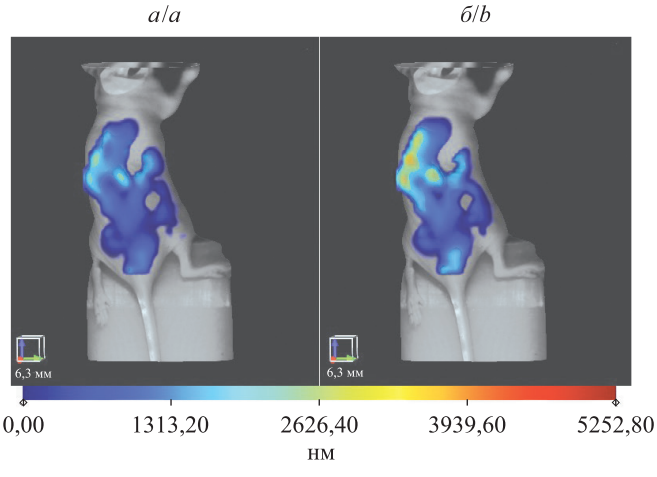


Рис. 5. 3D-реконструкции флуоресцентных изображений распределения красителя флуоресценции по телу мыши Nu/Nu при использовании в первом случае фантома на основе раствора красителя в СК (*а*) и во втором – в БСА (*б*)

Fig. 5. 3D reconstructed fluorescence images of the fluorescence dye distribution in the Nu/Nu mouse body using the phantom based on the dye solution in the blood serum (*a*) in the first case and in the second based on the BSA (*b*)

Объемная молярная концентрация красителя в исследуемом объекте отображается с помощью расположенной внизу рисунка цветовой шкалы. При использовании в качестве основы для фантома раствора красителя в СК значения концентраций красителя в тканях органов и SF-параметра примерно в два раза меньше по сравнению с данными, полученными при применении раствора красителя в БСА. Обусловлено это тем, что, как представлено в таблице и на рис. 2, молярный коэффициент поглощения красителя в СК (см. рис. 2, кривая *1*) в два раза больше, чем в БСА (см. рис. 2, кривая *2*). В связи с этим при одинаковом квантовом выходе флуоресценции красителя в этих средах интенсивность его флуоресценции в фантоме при использовании СК выше по сравнению с БСА, в результате чего SF-параметр для раствора в БСА выше.

В целях осуществления окончательного выбора среды для приготовления используемого в фантоме раствора проведена экстракция красителя бутанолом из тканей. В результате установлено, что значение концентрации красителя в тканях печени (2,5 мкмоль/л), найденное с помощью метода экстрагирования, практически совпало со значением, измеренным на томографе с фантомом на основе раствора красителя в СК (2,2 мкмоль/л). При использовании калибровки SF, полученной для фантома БСА, значение концентрации в печени (1,2 мкмоль/л) получилось в два раза меньше.

Заключение

При возбуждении излучением полупроводникового лазера с длиной волны, равной 650 нм, затухание флуоресценции красителя имеет одноэкспоненциальный характер, при концентрации красителя 4 мкмоль/л в 50 % СК время жизни флуоресценции τ_f равно 1,44 нс, а в 5 % БСА – 1,41 нс. Показано, что при увеличении концентрации красителя до 40 мкмоль/л наряду с мономерами в растворе присутствуют нелюминесцирующие Н-агрегаты, полоса поглощения которых перекрывается со спектром флуоресценции мономеров. Вследствие этого становится возможным процесс безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от мономеров на нелюминесцирующие ассоциаты,

что приводит к уменьшению времени жизни флуоресценции молекул до 1,18 нс. Определено, что в качестве среды раствора для фантома оптимальным является использование СК. Установлено, что для калибровки флуоресцентного томографа следует использовать раствор красителя в СК, концентрация которого не превышает 4 мкмоль/л.

Библиографические ссылки

1. *Ntziachristos V.* Fluorescence molecular imaging // Annual Rev. Biomed. Eng. 2006. Vol. 8. P. 1–33. DOI: 10.1146/annurev.bioeng.8.061505.095831.

2. *Turchin I. V., Kamensky V. A., Plehanov V. I., et al.* Fluorescence diffuse tomography for detection of red fluorescent protein expressed tumors in small animals // J. Biomed. Opt. 2008. Vol. 13, № 4. Article ID: 041310. DOI: 10.1117/1.2953528.

3. *Lugovski A. A., Samtsov M. P., Kaplevsky K. N., et al.* Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics // J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 2016. Vol. 316. P. 31–36. DOI: 10.1016/j.jphotochem.2015.10.008.

4. *Самцов М. П., Радько А. Е., Каплевский К. Н. и др.* Лазерный спектрометрический комплекс для флуоресцентной диагностики области локализации опухолей // Квантовая электроника : материалы V Междунар. науч.-техн. конф. (Минск, 22–25 нояб. 2004 г.). Минск, 2004. С. 20–24.

5. *Тарасов Д. С., Каплевский К. Н., Самцов М. П. и др.* Анализ спектральных свойств многокомпонентных растворов нового индотрикарбоцианинового красителя // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2015. № 2. С. 8–12.

6. *Egorov V. V.* Optical line shapes for polymethine dyes and their aggregates: novel theory of quantum transitions and its correlation with experiment // J. Lumin. 2011. Vol. 131, issue 3. P. 543–547. DOI: 10.1016/j.jlumin.2010.09.001.

7. *Egorov V. V.* Nature of the narrow optical band in H^*-aggregates: Dozy-chaos-exciton coupling // AIP Adv. 2014. Vol. 14, issue 7. P. 077111-1–077111-9. DOI: 10.1063/1.4889897.

8. *Ищенко А. А.* Строение и спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей. Киев : Наукова думка, 1994.

9. *Ермолаев В. Л., Бодунов Е. И., Свешникова Е. Б. и др.* Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л. : Наука, 1977.

References

1. Ntziachristos V. Fluorescence molecular imaging. *Annual Rev. Biomed. Eng.* 2006. Vol. 8. P. 1–33. DOI: 10.1146/annurev.bioeng.8.061505.095831.

2. Turchin I. V., Kamensky V. A., Plehanov V. I., et al. Fluorescence diffuse tomography for detection of red fluorescent protein expressed tumors in small animals. *J. Biomed. Opt.* 2008. Vol. 13, No. 4. Article ID: 041310. DOI: 10.1117/1.2953528.

3. Lugovski A. A., Samtsov M. P., Kaplevsky K. N., et al. Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics. *J. Photochem. Photobiol. A: Chem.* 2016. Vol. 316. P. 31–36. DOI: 10.1016/j.jphotochem.2015.10.008.

4. Samtsov M. P., Rad'ko A. E., Kaplevsky K. N., et al. [Laser spectrometric complex for fluorescent diagnostics of tumor localization area]. *Kvantovaya elektronika* : materialy V Mezhdunar. nauchn.-tekhn. konf. (Minsk, 22–25 Novemb., 2004). Minsk, 2004. P. 20–24 (in Russ.).

5. Tarasov D. S., Kaplevsky K. N., Samtsov M. P., et al. Analysis of spectral properties of multicomponent solutions of new indotricarbocyanine dye. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2015. No. 2. P. 8–12 (in Russ.).

6. Egorov V. V. Optical line shapes for polymethine dyes and their aggregates: novel theory of quantum transitions and its correlation with experiment. *J. Lumin.* 2011. Vol. 131, issue 3. P. 543–547. DOI: 10.1016/j.jlumin.2010.09.001.

7. Egorov V. V. Nature of the narrow optical band in H^*-aggregates: Dozy-chaos-exciton coupling. *AIP Adv.* 2014. Vol. 14, issue 7. P. 077111-1–077111-9. DOI: 10.1063/1.4889897.

8. Ishchenko A. A. [The structure and spectral luminescent properties of the polymethine dyes]. Kiev : Naukova dumka, 1994 (in Russ.).

9. Ermolaev V. L., Bodunov E. I., Sveshnikova E. B., et al. [Nonradiative electronic excitation energy transfer]. Leningrad : Nauka, 1977 (in Russ.).

Статья поступила в редколлегию 06.11.2017.
Received by editorial board 06.11.2017.

Физика лазеров

Laser physics

УДК 535.3;535-7

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ КОНТРОЛИРУЕМОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

И. И. РУШНОВА[1)]***, Е. А. МЕЛЬНИКОВА***[1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Продемонстрирована возможность создания двухдоменного жидкокристаллического элемента с планарной и гомеотропной ориентацией директора, позволяющего осуществлять режим пространственного смещения рефрактивной границы, индуцируемый электрическим полем. Показано, что смещение рефрактивной границы раздела в жидкокристаллической ячейке с фрагментарным токопроводящим слоем при воздействии на нее внешнего поля обеспечивает управляемый линейный сдвиг траектории, отраженной в условиях полного внутреннего отражения, световой волны. Представлена возможность контролируемого углового отклонения отраженной световой волны в нематическом жидкокристаллическом элементе при использовании токопроводящего слоя в форме дуги. Предложена модифицированная технология изготовления электрически контролируемых жидкокристаллических элементов для управления направлением распространения линейно-поляризованных световых пучков. Использование фотоориентируемой композитной структуры, состоящей из подслоя нейлона-6 и фотоориентируемого азокрасителя AtA-2, обеспечивает высокий параметр качества начальной ориентации директора жидкого кристалла в ячейках с фрагментарным токопроводящим слоем.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл; полное внутреннее отражение; электрически управляемая топология ориентации директора; коммутация; смещение рефрактивной границы; управляемое угловое отклонение света.

Образец цитирования:
Рушнова И. И., Мельникова Е. А. Электрически контролируемое распространение лазерного излучения на основе жидкокристаллических элементов // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 41–50.

For citation:
Rushnova I. I., Melnikova E. A. Electrically controlled propagation of laser radiation based on liquid-crystal elements. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 41–50 (in Russ.).

Авторы:
Ирина Ивановна Рушнова – аспирантка кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – Е. А. Мельникова.
Елена Александровна Мельникова – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:
Iryna I. Rushnova, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
rushnova@bsu.by
Elena A. Melnikova, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
melnikova@bsu.by

Благодарность. Научно-исследовательская работа выполнена в рамках государственной программы научных исследований «Конвергенция» (задание 3.03.5 «Разработка материалов и технологий создания микроструктурированных жидкокристаллических элементов для фотонных приложений») (2016–2020) и научно-исследовательского проекта «Пространственно-поляризационное управление световыми полями в электрически контролируемых нематических жидкокристаллических ячейках с рефрактивной границей», осуществленного за счет средств республиканского бюджета, предусмотренных Министерством образования Республики Беларусь на выделение грантов (2017).

ELECTRICALLY CONTROLLED PROPAGATION OF LASER RADIATION BASED ON LIQUID-CRYSTAL ELEMENTS

***I. I. RUSHNOVA*[a], *E. A. MELNIKOVA*[a]**

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: I. I. Rushnova (rushnova@bsu.by)

The possibility of creating a two domain liquid crystal element with a planar and homeotropic orientation of the director allowing realization of spatial displacement of the refractive boundary induced by an electric field is demonstrated. Displacement of the refractive interface under the action of an external field in the LC cell with a fragmentary conductive layer provides a controlled linear shift of the light wave trajectory reflected in the conditions of the total internal reflection. The possibility of a controlled angular deflection of a reflected light wave in an NLC element using a conductive layer with the form of an arc is presented. The modified technology to fabricate electrically controlled liquid crystal elements for routing of a polarized light wave is proposed. Application of a photoalignment composite structure comprising two sublayers of nylon-6 and AtA-2 photoalignment azo dye offers high alignment quality value of liquid crystal initial director orientation in cells with a fragmentary conductive layer.

Key words: nematic liquid crystal; total internal reflection; electrically controlled topology of director orientation; commutation; translation of refractive interface; controlled angular light deflection.

Acknowledgements. The research work was supported by the Belarusian State Program of Scientific Investigations «Convergence» (task 3.03.5 «Development of materials and technologies for the creation of microstructured liquid crystal elements for photonic applications») (2016–2020) and implemented within the research project «Spatial polarization operation of light fields in electrically controlled nematic LC cells with a refractive boundary», executed at the expense of the republican budget provided by the Ministry of Education of the Republic of Belarus to allocate grants (2017).

Одним из наиболее динамично развивающихся направлений современного оптического приборостроения является разработка фотонных жидкокристаллических (ЖК) элементов для управления параметрами оптического излучения. Выбор жидких кристаллов в качестве функциональной среды обусловлен главным образом высокой величиной двулучепреломления (~ 0,1–0,4) и возможностью управления ею посредством малых внешних напряжений (1–10 В) [1]. В настоящее время на основе жидких кристаллов созданы разнообразные системы отображения информации, пространственно-временные модуляторы света, дифракционные элементы, световые затворы, фильтры, оптические дефлекторы и многие другие устройства [2; 3]. Большинство ЖК-элементов работают с поляризованным излучением, однако активно исследуются ЖК-структуры, контролирующие параметры неполяризованного излучения [4]. Массово производятся пассивные ЖК-компоненты для волоконно-оптических систем связи, которые успешно конкурируют с микроэлектромеханическими, термооптическими, оптомеханическими и акустооптическими аналогами [5].

Широкая практическая область применения стимулирует процессы разработки оригинальных электрически контролируемых ЖК-устройств и систем с улучшенными параметрами и новыми возможностями по управлению оптическими характеристиками. В последнее время стала востребованной схема использования планарных ЖК-ячеек, в которой световое поле распространяется внутри ЖК-слоя вдоль подложек, в отличие от стандартной оптической схемы, где световые пучки направляются перпендикулярно подложкам. Исследуются прототипы фотонных ЖК-компонентов со сложной оптической анизотропией и полностью оптических переключателей, которые не требуют оптоэлектронного преобразования сигнала [6]. Принцип работы таких ЖК-устройств основывается на эффекте преломления и отражения световой волны, распространяющейся в плоскости ЖК-слоя, на границе раздела двух областей жидкого кристалла с различающимися ориентациями директора.

Анализ комбинаций ориентаций директора нематического жидкого кристалла (НЖК) в двухдоменной ячейке позволил определить конфигурации, оптимальные для реализации эффекта полного внутреннего отражения (ПВО) линейно-поляризованных световых пучков [7]. Планарная, взаимно перпендикулярная топология ориентации ЖК-молекул, а также планарная и гомеотропная ориентации в смежных областях элемента позволили осуществить как разделение ортогонально-поляризованных световых пучков на границе двух направлений директора, так и переключение их траектории распространения. Используемая в работах [7; 8] технология изготовления ЖК-элементов продемонстрировала реализацию эффекта поляризационного разделения, но не позволила обеспечить низкий уровень перекрестных помех. Создание эффективных, надежных и недорогих оптических ЖК-элементов для управления световыми потоками сопряжено с оптимизацией имеющихся и развитием новых ЖК-технологий.

Цель настоящего исследования – разработка ЖК-элементов, выполняющих функции пространственного управления направлением движения света. На основе модифицированной технологии изготовления ЖК-элементов, отличием которой является использование композитной фотоориентируемой структуры, созданы жидкокристаллические элементы с рефрактивной границей, осуществляющие электрически контролируемое смещение и угловое отклонение линейно-поляризованной световой волны. Принцип действия устройств основан на эффекте ПВО поляризованного излучения от динамической границы раздела двух областей НЖК с различной ориентацией директора молекул жидкого кристалла.

Схема разработанных и исследуемых ЖК-элементов представляет собой стандартную ячейку типа сэндвича. Отличительной особенностью первого ЖК-элемента (рис. 1, *а*), выполняющего функцию электрически управляемого смещения излучения, является наличие на одной из подложек прямоугольного фрагментарного электропроводящего слоя из хрома с коэффициентом заполнения поверхности, равным $\frac{1}{2}$, что дает возможность создания двух областей с разной ориентацией директора **n**. Характерная черта второго ЖК-элемента (см. рис. 1, *б*), используемого для контролируемого углового отклонения света, – применение электропроводящего покрытия в форме дуги на нижней подложке. Для создания структурированного электрода, заполняющего часть поверхности подложки, использовался метод фотолитографии.

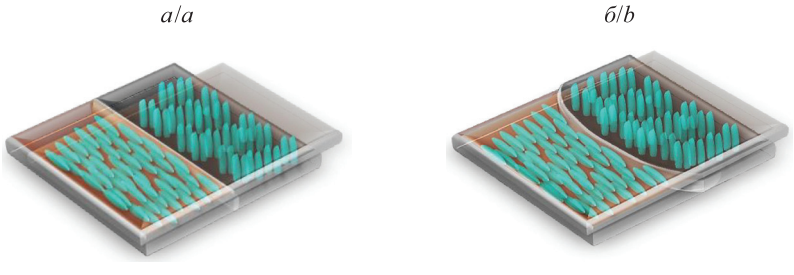


Рис. 1. Структурная схема ЖК-ячеек:
а – с прямоугольным фрагментарным электродом;
б – с дугообразным электродом

Fig. 1. Structure of a LC cells:
a – with a rectangular partial electrode;
b – with an arc-shaped electrode

Рефрактивная граница в нематическом жидкокристаллическом слое формировалась путем задания планарной и гомеотропной ориентаций директора в двухдоменном образце. Области с таким направлением молекул характеризуются разными показателями преломления для линейно-поляризованного света. Выбранная топология ориентации директора в ЖК-ячейке генерировалась под действием внешнего электрического поля. Поскольку в электрическом поле, способном преодолеть силы упругости, происходит переориентация молекул жидкого кристалла вдоль направления вектора напряженности [9], то при подаче на ячейку с фрагментарным токопроводящим слоем напряжения выше порогового в половине образца, где на нижней подложке нанесен непрозрачный электрод из хрома, молекулы жидкого кристалла начинают отклоняться в направлении вертикальной оси. В смежной половине ячейки, где на нижней пластине электропроводящий слой отсутствует, разности потенциалов не создается и ориентация директора не изменяется.

Задание начальной планарной ориентации молекул нематического жидкого кристалла осуществлялось при помощи бесконтактного метода фотоориентации [10]. В качестве ориентирующего материала

был выбран азокраситель AtA-2, синтезированный в Институте химии новых материалов НАН Беларуси, который отличается высокой азимутальной энергией сцепления ($>1 \cdot 10^{-4}$ Дж/м^2), термо- и фотостабильностью [11]. Ориентация молекул азокрасителя AtA-2 происходила под действием поляризованного излучения светодиодного источника на длине волны $\lambda = 457$ нм. Использование излучения в видимой области спектра дает возможность засвечивать собранные ЖК-ячейки со стеклянными подложками с обеих сторон, что упрощает и удешевляет технологию производства фотонных ЖК-элементов.

При изготовлении ЖК-устройств такого рода следует принимать во внимание тот факт, что формирование рисунка из электропроводящего материала сопровождается потерей однородности поверхности подложки и при травлении на границе электрода возникают острые выступы, которые препятствуют нанесению тонких (20–100 нм) пленок ориентанта. Применение стандартной технологии изготовления ЖК-ячеек определяет низкий параметр качества собранных экспериментальных образцов, что обусловливает высокий уровень потерь при распространении световых пучков [7; 8]. Для повышения качества начальной ориентации молекул жидкого кристалла была выбрана оригинальная технология, основанная на использовании композитной структуры, состоящей из нейлона-6 и фотоориентируемого азокрасителя AtA-2 [12]. Схема процесса изготовления ЖК-ячеек включала несколько этапов, представленных на рис. 2.

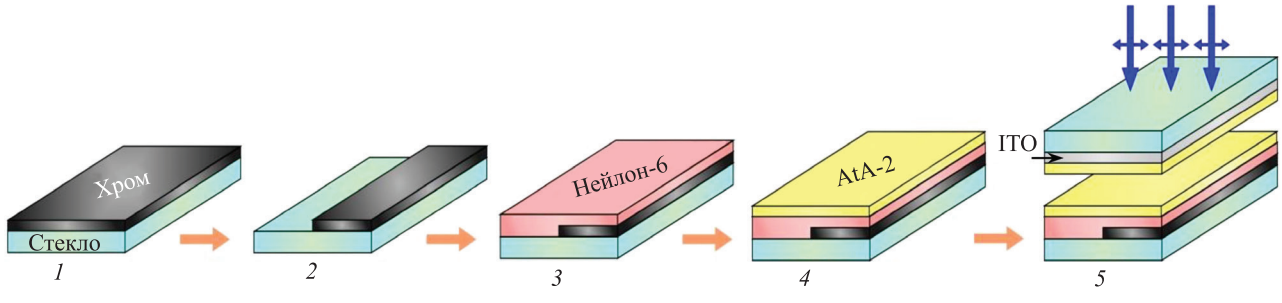


Рис. 2. Схема процесса изготовления ЖК-ячеек со структурированным электродом:
1 – нанесение хрома; *2* – фотолитография по хрому; *3* – нанесение и отжиг нейлона-6;
4 – нанесение и отжиг фотоориентанта AtA-2; *5* – сборка ячейки и фотоориентация; ITO – оксид индия и олова

Fig. 2. Process flow of fabrication of the LC cells with structured electrode:
1 – chromium deposition; *2* – photolithography over chromium; *3* – nylon-6 deposition and baking;
4 – AtA-2 film deposition and baking; *5* – cell assembling and photoalignment; ITO – indium tin oxide

Стеклянная пластина с непрозрачным электропроводящим слоем из хрома использовалась в качестве нижней подложки. Сначала выполнялось частичное травление слоя электрода методом фотолитографии. Затем на поверхность с рисунком по хрому наносился слой нейлона-6, который отжигался при температуре T, составляющей 180 °С, в течение времени t, равного 60 мин. Однородная тонкая пленка нейлона (≈ 50 нм) сглаживала выступы, образованные на границе электрода, и способствовала планаризации поверхности образца. Тонкая пленка фотоориентируемого азокрасителя AtA-2 (≈ 30 нм) после нанесения на подслой нейлона-6 отжигалась при температуре 140 °С в течение 5 мин. Изготовление верхней подложки включало стандартную технологию нанесения ориентирующего материала на пластину с прозрачным электропроводящим слоем из оксида индия и олова и отжиг образца. Собранная ячейка облучалась линейно-поляризованным излучением с интенсивностью светового потока I, равной 15 мВт/см^2, в течение 20 с, что обеспечило однородную планарную ориентацию ЖК-молекул. В работе использовался нематический жидкий кристалл ЖК-1289 (разработка Научно-исследовательского института органических полупродуктов и красителей, Москва) с анизотропией показателя преломления Δn, составляющей 0,156, на длине волны λ, равной 632,8 нм ($n_e = 1{,}687$, $n_o = 1{,}531$). Пороговое напряжение для переориентации директора жидких кристаллов $U_{пор}$ равно 1 В. Толщина ЖК-слоя в изготовленных элементах составила 20 мкм, что обеспечило возможность управления рефрактивной границей при напряжениях до 30 В.

Результат эксперимента иллюстрирует рис. 3, на котором представлены фотографии изготовленных ЖК-ячеек с фрагментарным электродом без подслоя нейлона-6 (см. рис. 3, *а*) и с подслоем нейлона-6 (см. рис. 3, *б*). Из экспериментальных фотографий видно, что в условиях отсутствия на поверхности подложки планаризующего слоя происходит неравномерное каплеобразное формирование пленки ориентанта, тогда как использование буферного слоя обеспечивает формирование пленки азокрасителя, которая отличается однородностью толщины и фотоориентационных свойств, оптической прозрачностью, а также демонстрирует повышенную фоточувствительность.

а/*a* *б*/*b*

Рис. 3. Фотографии ЖК-ячеек с фрагментарным электропроводящим слоем из хрома:
а – без подслоя нейлона-6; *б* – с подслоем нейлона-6

Fig. 3. Photos of the LC cells with a partial electrically conductive chromium layer:
a – without a nylon-6 sublayer; *b* – with a nylon-6 sublayer

Параметр качества начальной ориентации молекул жидкого кристалла в изготовленных образцах оценивался при помощи выражения

$$q = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}},$$

где $T_{\max}$ – коэффициент пропускания ЖК-образца в параллельных поляризаторах; $T_{\min}$ – коэффициент пропускания ЖК-образца в скрещенных поляризаторах. Измеренный таким образом параметр качества q изготовленных ЖК-ячеек без буферного подслоя и с подслоем нейлона-6 был разным ($q \le 0{,}930$ и $q = 0{,}996–0{,}998$) на длине волны λ, равной 632,8 нм. Таким образом, использование подслоя нейлона-6 в ячейках с фрагментарным токопроводящим слоем из хрома приводит к увеличению параметра качества начальной ориентации директора молекул нематического жидкого кристалла.

Схема распространения линейно-поляризованного излучения в электрически управляемых ЖК-ячейках с фрагментарным электропроводящим слоем представлена на рис. 4. В отсутствие электрического воздействия на ЖК-ячейку ($U = 0$ В) ориентация молекул в ЖК-слое однородная планарная и световые пучки движутся прямолинейно, независимо от поляризации (см. рис. 4, *а*). Когда на элемент подается внешнее электрическое поле ($U > U_{\text{пор}}$) и в ячейку вводится волна с вертикальной поляризацией, то в области падения (со стороны непрозрачного электрода) возбуждается необыкновенная волна с показателем преломления n_e, так как направление вектора поляризации **E** и направление директора **n** совпадают. В смежной области, где непрозрачный электрод отсутствует и переориентации молекул не происходит, возбуждается обыкновенная волна с показателем преломления n_o. Таким образом, вертикально поляризованная световая волна, распространяясь из области с бóльшим показателем преломления в область с меньшим показателем, при падении на границу под углом выше критического (кр), согласно формуле

$$\alpha_{\text{кр}} = \arcsin \frac{n_o}{n_e},$$

испытывает полное внутреннее отражение, как показано на рис. 4, *б*. Волна с горизонтальной поляризацией в области падения светового пучка характеризуется обыкновенным показателем преломления n_o, а в соседней области – эффективным показателем преломления, определяемым формулой

$$n_{\text{eff}} = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \alpha + n_e^2 \sin^2 \alpha}}.$$

Распространяясь из области с меньшим показателем преломления n_o в область с бóльшим показателем преломления n_{eff}, горизонтально поляризованная световая волна разделяется на границе раздела двух направлений директора на отраженную и преломленную волны, причем коэффициент отражения составляет не более 0,25 %.

Изображенная на рис. 5 схема экспериментальной установки использовалась для исследования особенностей распространения световых лучей в ЖК-ячейках с рефрактивной границей. Источником света служил гелий-неоновый лазер, генерирующий излучение на длине волны 632,8 нм. Применение набора светофильтров обеспечило возможность варьирования выходной интенсивности светового потока. С помощью полуволновой пластинки $\frac{\lambda}{2}$ изменялось направление колебаний вектора поляризации, причем интенсивность света не снижалась. Фокусирующий элемент – микрообъектив – использовался для обеспечения эффективности ввода лазерного излучения в ЖК-элемент. Исследуемый образец располагался на держателе, позволяющем осуществлять поворот образца на 360° и позиционирование по трем пространственным координатам с точностью до 5 мкм. На ЖК-ячейку при помощи генератора

периодического переменного напряжения с усилительным блоком подавался прямоугольный сигнал (меандр) с амплитудой напряжения до 30 В. Распространение электромагнитного излучения внутри ЖК-слоя регистрировалось по рассеянному на неоднородностях жидкого кристалла свету при помощи прибора с зарядовой связью (ПЗС) ПЗС-камеры, сопряженной с объективом.

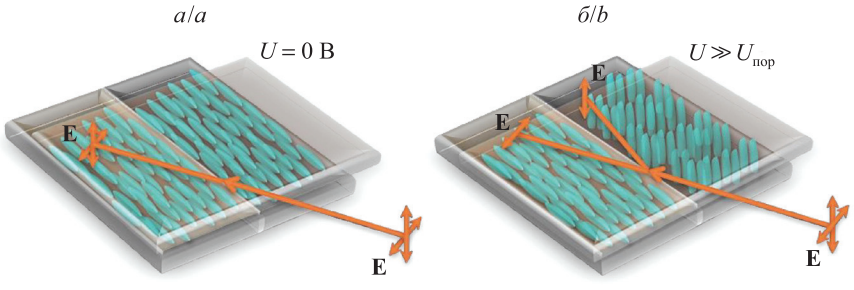


Рис. 4. Схема распространения линейно-поляризованных волн
в ЖК-ячейке с электрически индуцированной границей:
а – в отсутствие внешнего поля; *б* – при воздействии внешнего поля

Fig. 4. Schematic of the propagation of polarized waves
in the LC cell with electrically induced boundary:
a – in the absence of a field; *b* – under the influence of an external field

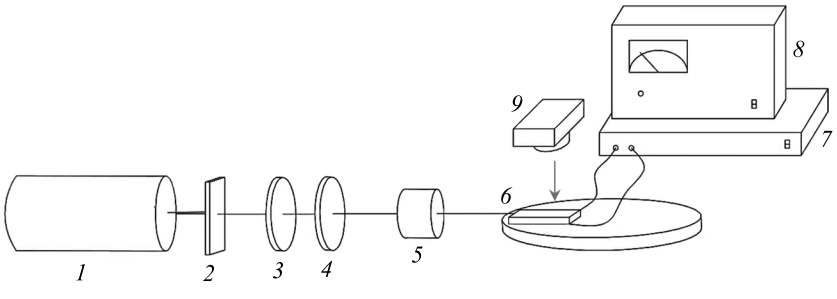


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для наблюдения распространения излучения в ЖК-ячейках:
1 – гелий-неоновый лазер; *2* – светофильтр; *3* – поляризатор; *4* – полуволновая пластинка $\frac{\lambda}{2}$;
5 – микрообъектив; *6* – ЖК-ячейка; *7* – генератор прямоугольных импульсов; *8* – усилительный блок;
9 – ПЗС-камера, сопряженная с микрообъективом

Fig. 5. Experimental setup for observation of radiation propagation in LC cells:
1 – helium-neon laser; *2* – attenuation filter; *3* – polarizer; *4* – half-wave plate $\frac{\lambda}{2}$; *5* – micro objective; *6* – LC cell;
7 – square pulses generator; *8* – amplifying unit; *9* – CCD camera with micro objective

Сфокусированное при помощи микрообъектива с 10-кратным увеличением линейно-поляризованное излучение гелий-неонового лазера с мощностью светового потока P, составляющей 300 мкВт (диаметр пучка в перетяжке $d = 16$ мкм), вводилось в торец ЖК-элементов под углом падения к рефрактивной границе α, равным 80°, который больше критического угла для ПВО. На рис. 6 проиллюстрированы картины распространения лазерного излучения в ЖК-ячейке в зависимости от поляризации падающего излучения и амплитуды напряжения. Приблизительное положение границы двух ориентаций директора отмечено на экспериментальных фотографиях белой пунктирной линией.

Полученные экспериментальные результаты демонстрируют, что в ЖК-ячейке с фрагментарным электропроводящим слоем при отсутствии электрического воздействия на элемент световые пучки распространяются прямолинейно, независимо от поляризации (см. рис. 6, *а*, *б*), так как ориентация молекул в ЖК-слое однородная планарная. При включении внешнего электрического поля в ЖК-слое индуцируется граница ортогональных направлений молекул нематического жидкого кристалла и реализуется полное внутреннее отражение волны с вертикальной поляризацией (см. рис. 6, *в*), тогда как волна с горизонтальной поляризацией проходит через границу, преломившись (см. рис. 6, *г*). Для угла падения α, равного 80°, угол преломления β составил 79,1°. Для выбранной геометрии ориентации директора согласно формулам Френеля коэффициент отражения достигает не более 0,15 %, что объясняет низкую интенсивность отраженной волны (см. рис. 6, *г*).

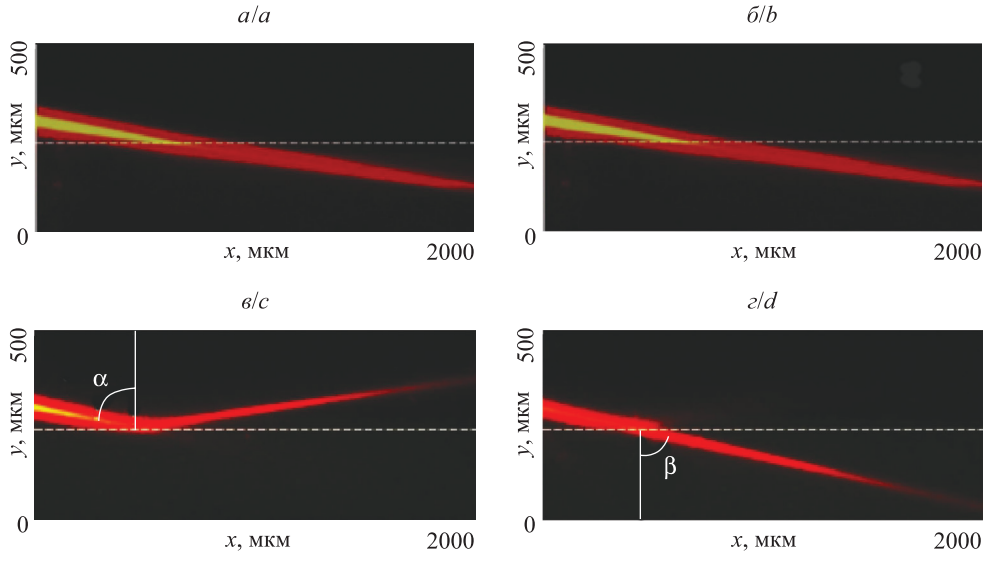


Рис. 6. Распространение линейно-поляризованных световых пучков
в электрически управляемой ЖК-ячейке с рефрактивной границей:
а – вертикально поляризованная волна, $U = 0$ В; *б* – горизонтально поляризованная волна, $U = 0$ В;
в – вертикально поляризованная волна, $U = 10\ U_{пор}$; *г* – горизонтально поляризованная волна, $U = 10\ U_{пор}$

Fig. 6. Propagation of the linearly polarized light beams
in the electrically controlled LC cell with refractive interface:
a – vertically polarized wave, $U = 0$ V; *b* – horizontally polarized wave, $U = 0$ V;
c – vertically polarized wave, $U = 10\ U_{tr}$; *d* – horizontally polarized wave, $U = 10\ U_{tr}$

Ранее было отмечено, что для формирования в двухдоменной ЖК-ячейке границы направления директора достаточно приложить напряжение, превышающее пороговое значение ($U > U_{пор}$). Увеличение амплитуды действующего на образец напряжения приводит к вертикальной ориентации директора в непрозрачной половине жидкокристаллического образца, а дальнейший рост напряжения – к выходу силовых линий напряженности электрического поля за границу токопроводящего слоя нижней подложки, что обеспечивает переориентацию молекул жидкого кристалла в смежной области, несмотря на отсутствие электрода. Исследование переориентации молекул жидкого кристалла с ростом амплитуды напряжения в окрестности электропроводящего слоя из хрома происходило в режиме фотографирования ячейки в скрещенных поляроидах, при этом вся система подсвечивалась галогеновой лампой.

На экспериментальных фотографиях смещения границы ортогональных ориентаций директора, представленных на рис. 7, белой пунктирной линией отмечен край стравленного непрозрачного электропроводящего слоя из хрома. На ЖК-ячейку подавалось напряжение с амплитудой до 30 В. Полученные фотографии демонстрируют, что с увеличением напряжения расширяется светлая зона в области без электрода и нарастает сдвиг дисклинации от края хрома. Светлая зона в окрестности электрода возникает вследствие переориентации молекул из планарного положения в гомеотропное. Сдвиг дисклинации в область ячейки без хрома демонстрирует, что с ростом амплитуды напряжения все большее количество молекул выстраиваются по полю согласно эффекту Фредерикса и происходит смещение границы гомеотропной и планарной ориентаций директора. Перемещенная дисклинация определяет положение новой границы ориентаций директора молекул жидкого кристалла.

Анализ экспериментальных фотографий, приведенных на рис. 7, показал, что с ростом амплитуды напряжения происходит линейный сдвиг границы ориентаций директора в область ячейки без электрода. График зависимости смещения границы Δy от напряжения U приведен на рис. 8, где экспериментальные данные представлены точками, а пунктирная прямая является линейной аппроксимацией экспериментальных результатов. Из графика видно, что увеличение амплитуды напряжения на 1 В приводит к смещению границы на 5–7 мкм.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 7, свидетельствуют о том, что чем выше амплитуда приложенного к ячейке напряжения, тем большее количество молекул жидкого кристалла переориентируются в гомеотропное положение в окрестности электропроводящего слоя и тем большее расстояние необходимо пройти вертикально поляризованному лучу, распространяющемуся вдоль ЖК-слоя под углом (выше критического) к границе двух ориентаций, прежде чем испытать ПВО от электрически индуцированной границы. В связи с проявлением эффекта смещения границы происходит пространственный сдвиг точки отражения вертикально поляризованного лазерного излучения в область ячейки, где электропроводящий слой был стравлен.

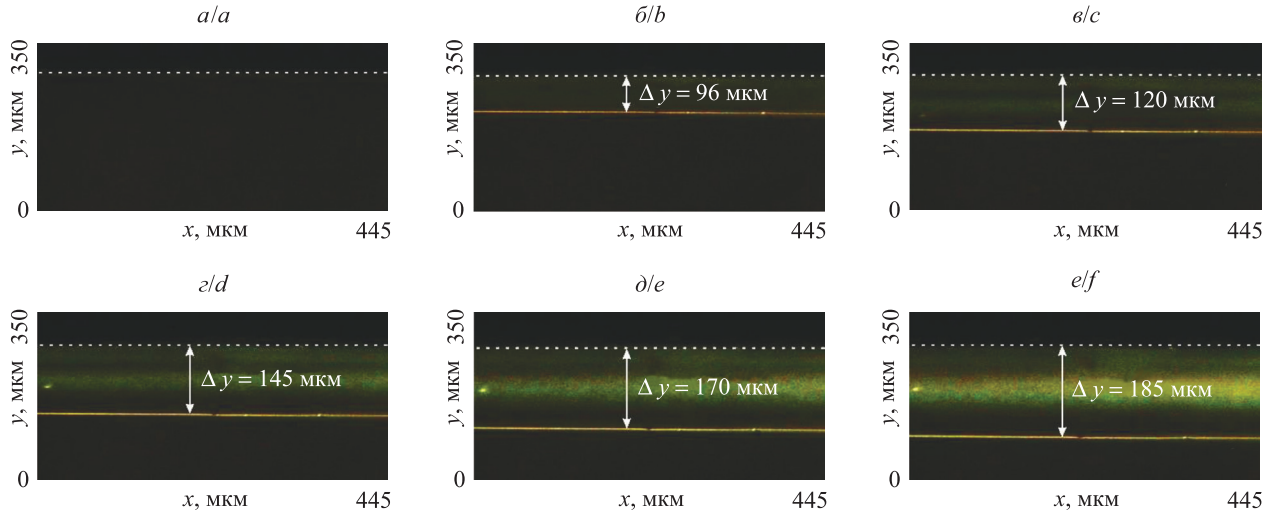


Рис. 7. Экспериментальные фотографии смещения рефрактивной границы с ростом внешнего электрического поля: $U = 0$ В (*а*); $U = 14$ В (*б*); $U = 18$ В (*в*); $U = 22$ В (*г*); $U = 26$ В (*д*); $U = 30$ В (*е*)

Fig. 7. Experimental photographs of the displacement of refractive boundary with an external electric field increase: $U = 0$ V (*a*); $U = 14$ V (*b*); $U = 18$ V (*c*); $U = 22$ V (*d*); $U = 26$ V (*e*); $U = 30$ V (*f*)

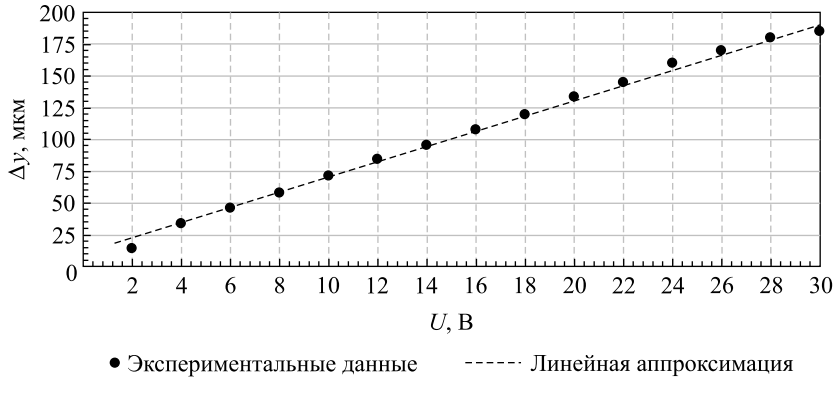


Рис. 8. График зависимости величины смещения границы двух ориентаций директора с ростом амплитуды напряжения

Fig. 8. The plot of the displacement of the boundary between two director orientations with increasing voltage amplitude

Пространственное смещение точки отражения волны определяет изменение траектории излучения, отраженного в условиях ПВО от рефрактивной границы таким образом, что наблюдается параллельный сдвиг волны в прозрачную область ячейки, как показано схематически на рис. 9, *а*. Картина распространения вертикально поляризованного излучения гелий-неонового лазера с мощностью светового потока P, составляющей 350 мкВт, при трех значениях амплитуды напряжения, полученная путем наложения экспериментальных фотографий, представлена на рис. 9, *б*. Распространение лазерного излучения в ЖК-слое регистрировалось при напряжениях U, равных 10; 20 и 30 В. Белой пунктирной линией на рис. 9, *б*, отмечен край непрозрачного электропроводящего слоя из хрома. Из экспериментальной фотографии, приведенной на рис. 9, *б*, видно, что в связи с проявлением эффекта смещения границы вертикально поляризованная волна с ростом амплитуды электрического поля проходит все большее расстояние, прежде чем выполняются условия для реализации эффекта ПВО.

Следует отметить, что при подаче на ЖК-ячейку напряжения 30 В происходит смещение точки отражения на расстояние 185 мкм в прозрачную область ячейки, в то время как толщина ЖК-слоя составляет всего 20 мкм.

Таким образом, в ЖК-ячейках с фрагментарным электропроводящим слоем в форме прямоугольника увеличение амплитуды прикладываемого поля приводит к параллельному смещению траектории луча, отраженного в условиях ПВО от границы двух ориентаций. Однако в настоящее время в производстве оптических переключателей актуальна задача выпуска дешевых и компактных устройств, способных

задавать и контролировать угловое распространение пучков. Разработка и изготовление электрически управляемого ЖК-элемента с фрагментарным электропроводящим слоем в форме дуги позволили осуществить не только контролируемое смещение отраженной волны с ростом напряжения, но и отклонение на заданный угол. Под действием внешнего электрического поля в таком ЖК-элементе происходит смещение границы ориентаций молекул жидкого кристалла в область ячейки без электрода на нижней подложке, причем граница при этом повторяет форму дуги, как показано на рис. 10, *а*. С ростом напряжения угол между касательной к границе и волновым вектором падающего светового луча будет изменяться, следовательно, угол между касательной к границе и волновым вектором отраженного луча также будет меняться.

В ходе выполнения работы был изготовлен ЖК-элемент с дугообразным токопроводящим слоем из хрома с радиусом кривизны 3 см. Вертикально поляризованное излучение гелий-неонового лазера с мощностью светового потока 300 мкВт вводилось в торец электрически контролируемого ЖК-элемента под углом падения α, равным 83°. На рис. 10, *б*, представлены экспериментальные результаты по распространению лазерного излучения в ЖК-слое в зависимости от величины приложенного напряжения. Из экспериментальной фотографии, полученной наложением трех независимых результатов, видно, что с увеличением амплитуды электрического поля луч гелий-неонового лазера смещается в часть ЖК-ячейки без хрома. При этом сумма углов падения и отражения составила 161° при амплитуде напряжения U, равной 10 В, при напряжении U, составляющем 20 В, сумма углов падения и отражения уменьшилась до 159,5°, а при напряжении 30 В она снизилась до 158°. Таким образом, вследствие дугообразной формы электрода (радиус кривизны R равен 3 см) смещение рефрактивной границы под действием

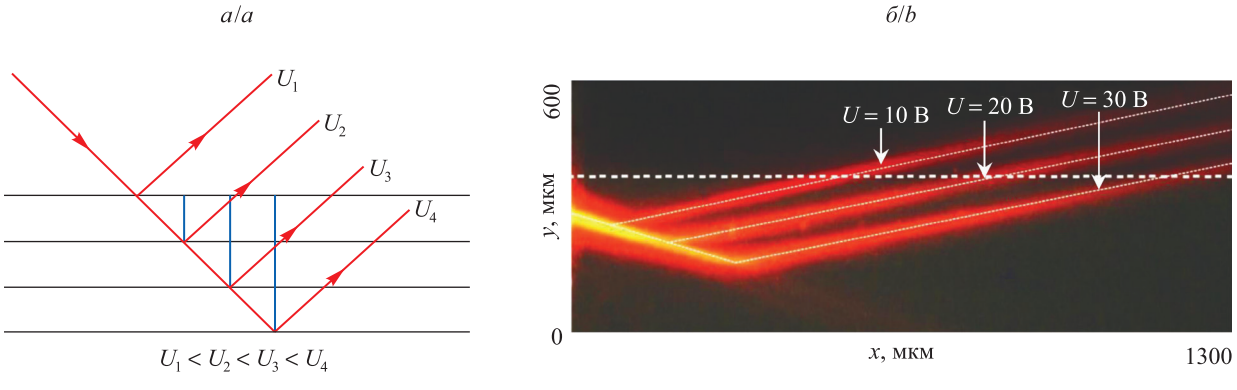


Рис. 9. Распространение вертикально поляризованного излучения в ЖК-ячейке с фрагментарным электродом в зависимости от амплитуды напряжения:
а – схематическое представление; *б* – экспериментальные результаты

Fig. 9. Propagation of the vertically polarized radiation in the LC cell with a partial electrode depending on the voltage amplitude:
a – schematic representation; *b* – experimental results

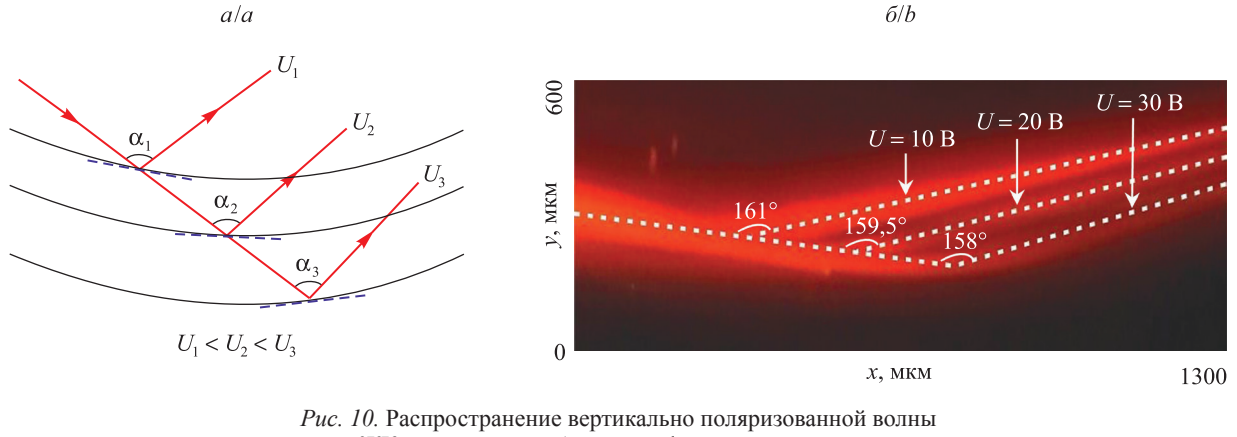


Рис. 10. Распространение вертикально поляризованной волны в ЖК-ячейке с дугообразной рефрактивной границей:
а – схематическое представление; *б* – экспериментальные результаты

Fig. 10. Propagation of the vertically polarized wave in an LC cell with an arc-shaped refractive boundary:
a – schematic representation; *b* – experimental results

электрического поля позволяет реализовать управляемое угловое отклонение отраженной световой волны порядка 0,075° на 1 В. Выбирая кривизну рефрактивной границы и используя эффект смещения границы ортогональных направлений молекул жидкого кристалла под действием внешнего электрического поля, можно осуществить пространственно-угловой контроль отраженной компоненты излучения.

Эффект смещения границы ортогональных ориентаций директора молекул жидкого кристалла с ростом амплитуды электрического поля, действующего на ЖК-образец, может лечь в основу изготовления ЖК-компонентов интегральной оптики, осуществляющих электрооптическое микросканирование электромагнитным излучением.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована модифицированная технология фотоориентации жидких кристаллов в ячейках на основе композитной фотоориентируемой структуры, состоящей из нейлона-6 и азокрасителя AtA-2. Использование фрагментарного токопроводящего слоя и метода фотоориентации позволило создать электрически управляемые ЖК-элементы с границей раздела двух областей с ортогональными ориентациями директора и параметром качества ориентации q, равным 0,998. На основе предложенной технологии изготовлены электрически управляемые малогабаритные ЖК-устройства, которые осуществляют эффективное управление световыми полями, обеспечивая контролируемое смещение, а также угловое отклонение линейно-поляризованной световой волны.

Библиографические ссылки

1. *Томилин М. Г., Невская Г. Е.* Фотоника жидких кристаллов. СПб. : Издательство Политехнического университета, 2011.

2. *Chigrinov V. G.* Liquid Crystal Photonics: Engineering Tools, Techniques and Tables. New York : Nova Science Publishers, 2014.

3. *Rushnova I. I., Melnikova E. A., Tolstik A. L.* Formation, Propagation, and Interaction of Nematicons // Nonlinear Phenom. Complex Syst. 2017. Vol. 20, № 1. P. 82–88.

4. *Beeckman J., Neyts K., Vanbrabant P.* Liquid-crystal photonic applications // Opt. Eng. 2011. Vol. 50, № 8. P. 08120201–0820217. DOI: 10.1117/1.3565046.

5. *Kwok H.-S., Naemura S., Ong H. L.* Progress in Liquid Crystal Science and Technology. Singapore : World Scientific Publishing Company, 2013.

6. *Melnikova E. A., Tolstik A. L., Rushnova I. I., et al.* Electrically controlled spatial-polarization switch based on patterned photoalignment of nematic liquid crystals // Appl. Opt. 2016. Vol. 55, № 23. P. 6491–6495. DOI: 10.1364/AO.55.006491.

7. *Komar A., Tolstik A., Melnikova E., et al.* Optical switch based on the electrically controlled liquid crystal interface // Appl. Opt. 2015. Vol. 54, № 16. P. 5130–5135. DOI: 10.1364/AO.54.005130.

8. *Комар А. А., Курочкина М. А., Мельникова Е. А. и др.* Поляризационное разделение световых пучков на границе раздела двух мезофаз // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, № 15. С. 704–706. DOI: 10.1134/S1063785011080062.

9. *Blinov L. M.* Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht ; London : Springer, 2011.

10. *Chigrinov V., Kwok H.-S., Hasebe H., et al.* Liquid-crystal photoaligning by azo dyes // J. SID. 2008. Vol. 16, № 9. P. 897–904. DOI: 10.1889/1.2976648.

11. *Mikulich V. S., Murawski An. A., Muravsky Al. A., et al.* Influence of methyl substituents on azo-dye photoalignment in thin films // J. Appl. Spectrosc. 2016. Vol. 83, № 1. P. 115–120. DOI: 10.1007/s10812-016-0252-y.

12. *Rushnova I., Murauski An., Mikulich V., et al.* High anchoring composite photoalignment material with high photosensitivity // IDW/AD'16 : the 23th Int. Display Workshops (Fukuoka, 2–9 Dec., 2016). Fukuoka, 2016. P. 69–72.

References

1. Tomilin M. G., Nevskaya G. E. [Photonics of liquid crystals]. Saint Petersburg : Publishing house of Polytechnic University, 2011 (in Russ.).

2. Chigrinov V. G. Liquid Crystal Photonics: Engineering Tools, Techniques and Tables. New York : Nova Science Publishers, 2014.

3. Rushnova I. I., Melnikova E. A., Tolstik A. L. Formation, Propagation, and Interaction of Nematicons. *Nonlinear Phenom. Complex Syst.* 2017. Vol. 20, No. 1. P. 82–88.

4. Beeckman J., Neyts K., Vanbrabant P. Liquid-crystal photonic applications. *Opt. Eng.* 2011. Vol. 50, No. 8**.** P. 08120201–0820217. DOI: 10.1117/1.3565046.

5. Kwok H.-S., Naemura S., Ong H. L. Progress in Liquid Crystal Science and Technology. Singapore : World Scientific Publishing Company, 2013.

6. Melnikova E. A., Tolstik A. L., Rushnova I. I., et al. Electrically controlled spatial-polarization switch based on patterned photoalignment of nematic liquid crystals. *Appl. Opt.* 2016. Vol. 55, No. 23. P. 6491–6495. DOI: 10.1364/AO.55.006491.

7. Komar A., Tolstik A., Melnikova E., et al. Optical switch based on the electrically controlled liquid crystal interface. *Appl. Opt.* 2015. Vol. 54, No. 16. P. 5130–5135. DOI: 10.1364/AO.54.005130.

8. Komar A. A., Kurochkina M. A., Melnikova E. A., et al. [Polarization separation of light beams at the interface of two mesophases]. *Pis'ma v zh. tekh. fiz.* [Tech. Phys. Lett.]. 2011. Vol. 37, No. 15. P. 704–706 (in Russ.). DOI: 10.1134/S1063785011080062.

9. Blinov L. M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht ; London : Springer, 2011.

10. Chigrinov V., Kwok H.-S., Hasebe H., et al. Liquid-crystal photoaligning by azo dyes. *J. SID.* 2008. Vol. 16, No. 9. P. 897–904. DOI: 10.1889/1.2976648.

11. Mikulich V. S., Murawski An. A., Muravsky Al. A., et al. Influence of methyl substituents on azo-dye photoalignment in thin films. *J. Appl. Spectrosc.* 2016. Vol. 83, No. 1. P. 115–120. DOI: 10.1007/s10812-016-0252-y.

12. Rushnova I., Murauski An., Mikulich V., et al. High anchoring composite photoalignment material with high photosensitivity. *IDW/AD'16* : the 23th Int. Display Workshops (Fukuoka, 2–9 Dec., 2016). Fukuoka, 2016. P. 69–72.

Статья поступила в редколлегию 28.09.2017.
Received by editorial board 28.09.2017.

УДК 621.373.8

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ

Л. И. БУРОВ [1)]***, А. С. ГОРБАЦЕВИЧ*** [1)]***, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ*** [1)]

[1)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

На основе численного моделирования проведено исследование влияния ориентационной анизотропии спонтанного испускания, коэффициента внутренних потерь и коэффициентов отражения брэгговских отражателей на характер поляризационных переключений в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. Показано, что ориентационная анизотропия спонтанного излучения практически не влияет на характеристики поляризационных переключений, в то время как даже малая анизотропия коэффициентов отражения брэгговских отражателей может существенно сдвигать точку поляризационных переключений. Ориентационная анизотропия коэффициента внутренних потерь может как увеличивать эффекты анизотропии усиления, так и конкурировать с ними, меняя не только положение точки поляризационных переключений, но и предельные стационарные значения степени поляризации.

Ключевые слова: поляризационное переключение; поверхностно излучающий полупроводниковый лазер; анизотропия; дихроизм.

THE EFFECT OF THE ORIENTATIONAL ANISOTROPY OF VCSEL PARAMETERS ON THE POSSIBILITY TO IMPLEMENT POLARIZATION SWITCHING

L. I. BUROV [a]***, A. S. GORBATSEVICH*** [a]***, P. M. LOBATSEVICH*** [a]

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: L. I. Burov (burov@bsu.by)

Based on the results of numerical simulation, orientational anisotropy effects of the spontaneous emission factor, mirror reflectivity, and internal losses on the polarization switching (PS) behavior of surface-emitting semiconductor lasers (VCSEL) have been studied. It has been shown that actually the orientational anisotropy of a spontaneous emission

Образец цитирования:
Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 51–57.

For citation:
Burov L. I., Gorbatsevich A. S., Lobatsevich P. M. The effect of the orientational anisotropy of VCSEL parameters on the possibility to implement polarization switching. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 51–57 (in Russ.).

Авторы:
Леонид Иванович Буров – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры общей физики физического факультета.
Александр Сергеевич Горбацевич – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры общей физики физического факультета.
Павел Михайлович Лобацевич – аспирант кафедры общей физики физического факультета. Научный руководитель – Л. И. Буров.

Authors:
Leonid I. Burov, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of general physics, faculty of physics.
burov@bsu.by
Alexander S. Gorbatsevich, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of general physics, faculty of physics.
alex.gorbatsevich@gmail.com
Pavel M. Lobatsevich, postgraduate student at the department of general physics, faculty of physics.
pavel.lobatsevich@mail.ru

factor has no effect on PS parameters, though even minor anisotropy of the mirror reflectivity can lead to a substantial shift of the PS point. The internal loss orientational anisotropy is liable to increase the amplification anisotropy effects as well as to compete with them, changing not only the PS point position but also the limiting stationary values of a polarization degree.

Key words: polarization switching; surface-emitting semiconductor lasers; anisotropy; dichroism.

Введение

Эффект резкого переключения поляризации выходного излучения с одного предельного значения на противоположное при плавном изменении параметров лазерной системы известен достаточно давно. Однако интерес к этому явлению резко возрос после обнаружения [1] спонтанного поляризационного переключения (ПП) в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (VCSEL), так как последние были наиболее перспективными для использования в оптоэлектронных системах. Для таких систем, которые принципиально являются поляризационно-чувствительными, спонтанное ПП – нежелательный эффект, требующий устранения. В настоящее время такое устранение реализуется технологическими средствами [2].

В то же время эффекты ПП широко используются для создания разнообразных оптоэлектронных систем и устройств [3], поэтому корректное понимание природы и механизмов ПП представляется принципиально необходимым. В связи с этим наиболее широко распространенный подход на основе метода поляризационных мод (либо в рамках SFM-модели [4], либо через поляризационную зависимость эффектов усиления [5], либо в гибридных вариантах) обусловливает ряд проблем, особенно в динамике.

В работах [6; 7] предложен иной подход к проблеме ПП, построенный на основе процесса преобразования поляризации усиливаемого излучения с учетом ориентационной анизотропии коэффициента усиления. Было показано, что данный подход описывает все основные закономерности ПП как в стационарном [6], так и в динамическом [7] приближении. Основной недостаток работ [6; 7] связан с формальным введением феноменологической функции, описывающей ориентационную анизотропию коэффициента усиления.

Принято считать (и прямые расчеты это подтверждают [8; 9]), что анизотропия коэффициента усиления связана с напряжениями в полупроводниковой гетероструктуре, которые являются как следствием технологических процессов выращивания гетероструктуры, так и результатом ее эксплуатации. Однако основная проблема состоит в том, что в литературе нет данных о зависимости такой анизотропии от плотности инжекционного тока и эту зависимость приходится вводить феноменологически [10]. На основе анализа большого объема литературных данных по наведенному дихроизму усиления в VCSEL в работе [11] была введена феноменологическая функция, описывающая ориентационную анизотропию коэффициента усиления от величины плотности тока накачки. Корректность предложенного соотношения подтверждалась тем, что в рамках развиваемого подхода было получено не только хорошее согласие с широко известными поляризационными зависимостями выходного излучения VCSEL, но и объяснение аномального сдвига точки ПП (значение плотности инжекционного тока, при котором величина степени поляризации выходного излучения равна нулю) при высоких скоростях изменения инжекционного тока – эффекта, который не находил объяснения в рамках метода поляризационных мод.

Однако, как показано в [12], внутренние напряжения сказываются и на межзонном поглощении в полупроводниках, т. е. могут приводить к анизотропии коэффициента внутренних потерь. Более того, хорошо известно, что даже слабая анизотропия в полупроводнике отражается на значениях степени поляризации люминесценции. Было даже предложение [13] об использовании зависимости степени поляризации усиленной люминесценции вблизи (но ниже) порога генерации для определения характера анизотропии усиления вследствие внутренних напряжений. Но это означает, что анизотропия спонтанного излучения, которое «запускает» процесс формирования усиленного излучения, тоже должна учитываться при исследовании поляризационных характеристик выходного излучения. Наконец, нельзя исключать возможность анизотропного отражения брэгговских отражателей, которые применяются в VCSEL, например, за счет использования предварительно напряженных полупроводниковых структур.

Таким образом, не только коэффициент усиления, но и еще три параметра (коэффициент внутренних потерь, коэффициенты отражения зеркал, интенсивность спонтанного излучения) могут обладать ориентационной анизотропией. В связи с этим возникает естественный вопрос о влиянии анизотропии этих параметров на поляризационные характеристики VCSEL вообще и процессы ПП в частности. Это и стало основной задачей настоящей работы.

Теоретическая модель

В качестве исходной будем использовать модель, детально описанную в работе [11], но параметры представим в общем виде. Тогда систему уравнений для ориентационной компоненты плотности фотонов $S(\psi)$ в резонаторе и концентрации неравновесных носителей заряда N можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{dS(\psi)}{dt} &= \Gamma\beta\frac{N}{\pi\tau_N} - v\left(\Gamma G(\psi) - \rho(\psi) - k_R(\psi)\right)S(\psi),\\ \frac{dN}{dt} &= \frac{j}{ed} - v\int G(\psi)S(\psi)d\psi - \frac{N}{\tau_N},\end{aligned} \tag{1}$$

где $G(\psi)$, $\rho(\psi)$ и $k_R(\psi)$ – ориентационные компоненты коэффициентов усиления, внутренних потерь и потерь на зеркалах резонатора соответственно; v – скорость света в активном слое; Γ – фактор оптического ограничения; d – толщина активного слоя; e – заряд электрона; j – плотность инжекционного тока; τ_N – время жизни неравновесных носителей заряда; β – доля фотонов спонтанного излучения, попадающая в моду генерации. Угол ψ определяет ориентацию вектора поляризации компоненты плотности фотонов $S(\psi)$ относительно выделенной оси. Следует отметить, что в работе [11] использовалась ориентационная компонента интенсивности излучения $I_\psi(\psi)$, однако, поскольку с изменением угла ψ может изменяться частота излучения ориентационной компоненты $I_\psi(\psi)$, величина $S(\psi)$ является в этом случае более удобной, тем более что между этими величинами очень простое соотношение:

$$I(\psi) = \frac{hv^2}{2\lambda}S(\psi).$$

В соответствии с принятой моделью [11] ориентационная компонента коэффициента усиления $G(\psi)$ определяется как

$$G(\psi) = g_0(N - N_{\text{tr}})\left(1 + k_0\left(1 - \frac{j}{j_{\text{ps}}}\right)\cos 2\psi\right), \tag{2}$$

где N_{tr} – концентрация прозрачности; j_{ps} – значение плотности инжекционного тока, соответствующее точке ПП.

Поскольку природа анизотропии коэффициента внутренних потерь [12] такая же, как и для коэффициента усиления, то представим этот параметр в форме

$$\rho(\psi) = \rho_0\left(1 + k_1\left(1 - \frac{j}{j_{\text{ps1}}}\right)\cos 2(\psi - \psi_0)\right), \tag{3}$$

где введение величины ψ_0 означает, что направление максимальной анизотропии коэффициента потерь может не совпадать с направлением максимальной анизотропии коэффициента усиления [12], точно так же как введение величины j_{ps1} означает, что величина плотности инжекционного тока, соответствующая нулевой анизотропии коэффициента внутренних потерь, может не совпадать с точкой нулевой анизотропии j_{ps} коэффициента усиления.

Для упрощения дальнейших расчетов будем считать, что анизотропия коэффициентов отражения зеркал одинакова, а максимальное значение соответствует положению максимальной анизотропии коэффициента усиления. В таком случае для $k_R(\psi)$ можно принять выражение

$$k_R(\psi) = \ln\frac{1}{R_{10}R_{20}} - k_2\cos 2\psi, \tag{4}$$

где R_{10} и R_{20} – средние по ориентации значения коэффициентов отражения зеркал, причем считается, что $k_2 \ll 1$.

Наконец, анизотропия вклада спонтанного излучения определяется собственной анизотропией активного слоя, т. е. она такая же, как и у коэффициента усиления, поэтому принимаем

$$\beta(\psi) = \beta_0(1 + k_3\cos 2\psi), \tag{5}$$

где β_0 – также среднее по ориентациям значение.

Численный расчет проводился в соответствии с процедурой, описанной в работе [11], коэффициенты усиления, внутренних потерь, потерь на зеркалах и вклад спонтанного излучения определялись соотношениями (2)–(5), а численные значения основных параметров приведены в таблице.

Значения параметров, использованных при численных расчетах
The value of the parameters, used for numerical calculations

Параметр	Символ	Численное значение
Линейный коэффициент усиления	g_0	$1{,}6 \cdot 10^{-19}$ м^2
Концентрация прозрачности	N_{tr}	$1{,}33 \cdot 10^{24}$ м$^{-3}$
Скорость света в вакууме	c_0	$3 \cdot 10^8$ м/с$^{-1}$
Показатель преломления	n	4,2
Длина волны генерации	λ	$8{,}5 \cdot 10^{-7}$ м
Эффективная длина резонатора	L	$1 \cdot 10^{-6}$ м
Толщина активного слоя	d	$3 \cdot 10^{-8}$ м
Апертура	a	$1 \cdot 10^{-5}$ м
Коэффициент внутренних потерь	ρ	2000 м$^{-1}$
Время жизни носителей заряда	τ_N	$2{,}6 \cdot 10^{-9}$ с
Параметр вклада спонтанного излучения	β	$1 \cdot 10^{-6}$
Конфайнмент	Γ	0,038 2
Число поляризационных компонент	N_k	70
Коэффициент отражения зеркал	$R_1 = R_2$	0,995

Анализ результатов численных расчетов

Прежде всего выясним роль анизотропии каждого из параметров в формировании поляризованного выходного излучения, т. е. в уравнениях (1) учитывается анизотропия только исследуемого параметра. Проще всего определяется роль вклада спонтанного излучения, поскольку она совершенно очевидна: слабая анизотропия «затравки» при изотропном усилении дает на выходе частично поляризованное излучение, степень поляризации которого определяется степенью анизотропии спонтанного излучения (параметр k_3) и эффективности его влияния на процесс генерации (параметр β_0). Поскольку для VCSEL оба эти параметра достаточно малы, то излучение генерации должно быть слабо поляризованным со степенью поляризации 0,03–0,05. Для торцевых инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) на основе InGaAsP/InP-гетероструктуры степень поляризации в предпороговой области может достигать значения 0,4 [13], однако для таких систем величина β_0 примерно на два порядка больше, чем для VCSEL, и коэффициенты отражения обладают резко выраженной анизотропией. Если принять значения $\beta_0 = 10^{-4}$ и $k_3 = 0{,}2$, то для степени поляризации получаются значения в области 0,24. Если же теперь учесть и анизотропию усиления, то анизотропия спонтанного излучения проявляется в небольших отклонениях степени поляризации от нулевого значения лишь в околопороговой области и на процессы ПП никак не влияет.

Перейдем к исследованию влияния анизотропии коэффициентов отражения зеркал, считая для простоты $R_1 = R_2 = R(\psi)$ и $k_R(\psi) = \ln\dfrac{1}{R_0^2} - k_2 \cos 2\psi$, а максимальное значение $R(\psi)$ ориентировано так же, как и максимальное значение коэффициента усиления. В отличие от предыдущего случая даже малая анизотропия параметра $R(\psi)$ приводит к тому, что при некотором значении тока инжекции J степень поляризации выходного излучения P, которая, как и в работе [1], определялась соотношением

$$P = \frac{\int S(\psi)\cos 2\psi\, d\psi}{\int S(\psi)\, d\psi},$$

принимает предельное значение +1, при этом скорость выхода будет различной (рис. 1). Более того, величина тока, при которой поляризация достигает предельного значения, как раз и соответствует пороговому значению, а характер зависимости поляризации в околопороговой области определяется степенью

анизотропии коэффициентов усиления, что наблюдается при сравнении зависимостей *3* и *4* на рис. 1. По этой причине высокие значения степени поляризации вблизи порога генерации в работе [13] могут быть в определенной степени связаны и с сильной анизотропией коэффициентов отражения на выходных гранях активного слоя.

Однако и при включении в рассмотрение анизотропии коэффициента усиления роль анизотропии отражения зеркал остается весьма значительной – она не влияет (во всяком случае, на основе численных расчетов нам не удалось обнаружить явного влияния) на характер ПП, но заметно сдвигает точку ПП (значение инжекционного тока J_{ps}, для которого степень поляризации выходного излучения равна нулю), что явно иллюстрируют зависимости, приведенные на рис. 2.

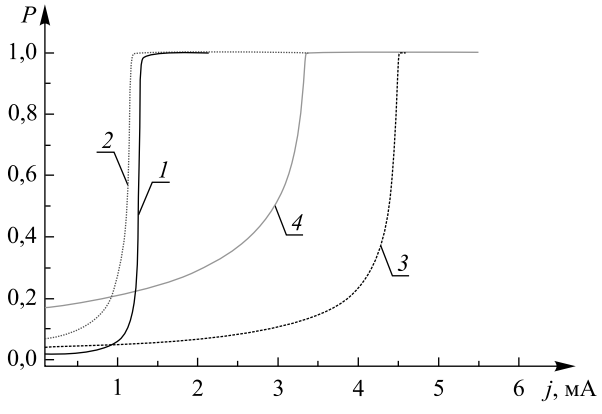


Рис. 1. Зависимость степени поляризации выходного излучения P от величины инжекционного тока J для различных значений параметров: $R_0 = 0{,}995$ (*1*, *2*), $R_0 = 0{,}95$ (*3*, *4*); $k_2 = 0{,}001$ (*1*), $k_2 = 0{,}004$ (*2*), $k_2 = 0{,}01$ (*3*), $k_2 = 0{,}04$ (*4*)

Fig. 1. The dependence of the output polarization on the injection current for different parameters value: $R_0 = 0.995$ (*1*, *2*), $R_0 = 0.95$ (*3*, *4*); $k_2 = 0.001$ (*1*), $k_2 = 0.004$ (*2*), $k_2 = 0.01$ (*3*), $k_2 = 0.04$ (*4*)

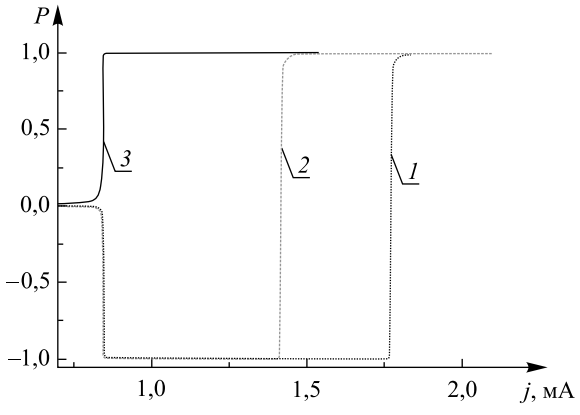


Рис. 2. Переключение поляризации выходного излучения при изменении анизотропии коэффициентов отражения зеркал: $k_0 = 0{,}01$; $k_2 = 0{,}000\,1$ (*1*), $k_2 = 0{,}000\,2$ (*2*), $k_2 = 0{,}001$ (*3*)

Fig. 2. Polarization switching under changing of the mirror reflectivity: $k_0 = 0.01$; $k_2 = 0.000\,1$ (*1*), $k_2 = 0.000\,2$ (*2*), $k_2 = 0.001$ (*3*)

Вообще говоря, такой результат не является неожиданным, поскольку анизотропия коэффициентов отражения создает преимущества для одной из поляризационных мод (если пользоваться принятой для полупроводниковых лазеров терминологией). Более того, именно на этом принципе основано большинство методов технологического подавления эффектов ПП в VCSEL [2]. Однако расчеты показывают, что смещение точки ПП очень чувствительно к изменению анизотропии коэффициентов усиления. Действительно, при среднем значении коэффициента отражения 0,999, увеличении показателя анизотропии k_2 от значения 10^{-4} до значения $2 \cdot 10^{-4}$ величина тока ПП падает примерно на 25 % (см. рис. 2, кривые *1* и *2*), а при k_2, равном 10^{-3}, и R_0, составляющем 0,995, точка ПП уходит в область ниже порога генерации (см. рис. 2, кривая *3*).

Перейдем, наконец, к исследованию влияния анизотропии внутренних потерь. Поскольку природа такой анизотропии такая же, как и анизотропии усиления, то результат вполне предсказуемый – при отсутствии анизотропии усиления поляризация выходного излучения полностью определяется анизотропией внутренних потерь. В этом случае наличие угла ψ_0 не играет никакой роли, поскольку просто определяет ориентацию оси анизотропии, которая для разных образцов VCSEL может различаться. При условии присутствия анизотропии усиления наблюдается наложение эффектов, характер которого уже определяется значением угла ψ_0, и здесь будут иметь место усиление эффектов анизотропии ($\psi_0 = 90°$, компонента с большим коэффициентом усиления имеет меньшие потери) или их конкуренция ($\psi_0 = 0$). Фактически это означает, что все может быть сведено к некоторой эффективной анизотропии коэффициента усиления.

Однако нужно учитывать, что переходы с поглощением и излучением энергии могут иметь место и между различными состояниями [12], что с формальной точки зрения может привести к различию в параметрах j_{ps} и j_{ps1}, хотя вследствие одинакового типа процессов, ведущих к анизотропии, такое различие не должно быть существенным. Расчеты показывают, что влияние различия в значениях j_{ps} и j_{ps1} будет заметно лишь в случае небольшой разницы между коэффициентами k_0 и k_1, т. е. когда влияние обоих типов анизотропии примерно одного порядка.

Для иллюстрации на рис. 3 приведена зависимость степени поляризации от величины тока инжекции при близких значениях показателей анизотропии k_0 и k_1, а также малом сдвиге точек обнуления наведенной анизотропии j_{ps} и j_{ps1}. Четко видно, что для $\psi_0 = 0$ кривая *1* в точности соответствует случаю полного отсутствия анизотропии потерь при адекватном увеличении показателя анизотропии усиления, но при этом и точка ПП смещается в область 2 мА, т. е. практически к среднему значению от j_{ps} и j_{ps1} при учете малой разности k_0 и k_1. Другими словами, в этом случае действительно можно включить анизотропию потерь в эффективное значение анизотропии коэффициента усиления.

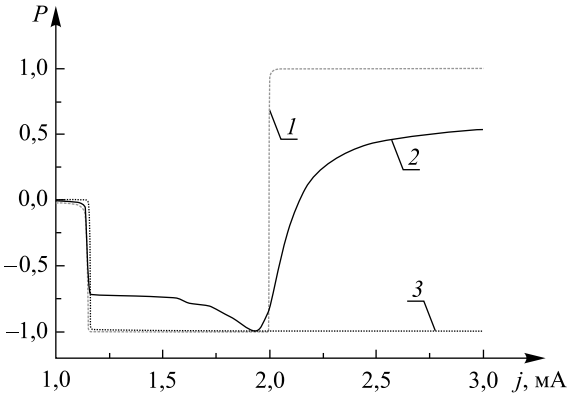


Рис. 3. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины инжекционного тока:
$j_{ps} = 2{,}1$ мА; $j_{ps1} = 1{,}9$ мА; $k_0 = 0{,}01$; $k_1 = 0{,}011$;
$\psi_0 = 0°$ (*1*); $\psi_0 = 45°$ (*2*); $\psi_0 = 90°$ (*3*)

Fig. 3. The dependence of the output polarization on the injection current:
$j_{ps} = 2.1$ мА; $j_{ps1} = 1.9$ мА; $k_0 = 0.01$; $k_1 = 0.011$;
$\psi_0 = 0°$ (*1*); $\psi_0 = 45°$ (*2*); $\psi_0 = 90°$ (*3*)

Для случая $\psi_0 = 90°$ (кривая *3*) включается чисто конкурентный механизм: сразу после порога генерации доминирует анизотропия усиления, а поскольку $j_{ps} > j_{ps1}$, то в области $j > j_{ps1}$ начинает доминировать уже анизотропия потерь и ПП не происходит. Именно это хорошо иллюстрирует кривая *2* для промежуточного случая. В области сразу после порога генерации преимуществом обладает анизотропия усиления, хотя в этом случае полного погашения анизотропии не происходит. При последующем росте инжекционного тока влияние анизотропии потерь снижается и степень поляризации стремится к предельному значению –1, достигая его в области, несколько большей j_{ps1} (в данном случае оно примерно равно 1,96 мА). И далее начинает усиливаться влияние анизотропии потерь: происходит смещение точки ПП ($\approx$2,14 мА), а при увеличении тока степень поляризации стремится к значению 0,5, что в точности соответствует чистому эффекту анизотропии потерь. Вообще говоря, достаточно сложно сформулировать условия, при которых угол ψ_0 существенно отличался бы от предельных значений. В связи с этим рассмотрение промежуточных значений ψ_0 в данном случае позволяет более наглядно выявить влияние конкурирующих процессов.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что при рассмотрении поляризационных переключений анизотропию вклада спонтанного излучения в моду генерации можно вообще не учитывать, анизотропия внутренних потерь в большинстве практически важных случаев может быть включена в эффективную анизотропию коэффициента усиления. Что касается анизотропии коэффициентов отражения зеркал резонатора, то для случая VCSEL эта проблема требует дополнительного исследования, поскольку на данном этапе нет понимания механизма создания слабой, а тем более управляемой анизотропии коэффициентов отражения брэгговских отражателей.

Библиографические ссылки

1. *Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al.* Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers // Electron. Lett. 1991. Vol. 27, issue 2. P. 163–165. DOI: 10.1049/el:19910105.

2. *Ostermann J. M., Michalzik R.* Polarization Control of VCSELs // VCSELs. 2013. Vol. 166. P. 147–180. DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0_5.

3. *Kawaguchi H.* Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing // Adv. lasers. 2015. P. 1–17. DOI: 10.1007/978-94-017-9481-7_1.

4. *Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., et al.* Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1997. Vol. 33, issue 5. P. 765–783. DOI: 10.1109/3.572151.

5. *Prati F., Caccia P., Castelli F.* Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 66, issue 6. Article ID: 063811. DOI: 10.1103/PhysRevA.66.063811.

6. *Джадан М., Буров Л. И., Горбацевич А. С. и др.* Переключение поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // Журн. прикл. спектроскопии. 2009. Т. 76, № 5. С. 717–724.

7. *Джадан М., Буров Л. И., Горбацевич А. С. и др.* Динамика переключения поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // Журн. прикл. спектроскопии. 2010. Т. 77, № 1. С. 74–81.

8. *Berger G., Muller R., Klehr A., et al.* Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 77. P. 6135–6144. DOI: 10.1063/1.359139.

9. *Burak D., Moloney J. V., Binder R.* Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers // IEEE J. Quantum Electron. 2000. Vol. 36, issue 8. P. 956–970. DOI: 10.1109/3.853556.

10. *Danckaert J., Nagler B., Albert J., et al.* Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // Opt. Commun. 2002. Vol. 201. P. 129–137.

11. *Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М.* Наведенный дихроизм усиления в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 3. С. 63–70.

12. *Ryvkin B., Panajotov K., Georgievski A., et al.* Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. Vol. 16, № 1. P. 2106–2111. DOI: 10.1364/70SAB.16.002106.

13. *Cassidy D. T., Adams C. S.* Polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode laser // IEEE J. Quantum Electron. 1989. Vol. 25, issue 6. P. 1156–1160. DOI: 10.1109/3.29241.

References

1. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers. *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, issue 2. P. 163–165. DOI: 10.1049/el:19910105.

2. Ostermann J. M., Michalzik R. Polarization Control of VCSELs. *VCSELs.* 2013. Vol. 166. P. 147–180. DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0_5.

3. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing. *Adv. lasers.* 2015. P. 1–17. DOI: 10.1007/978-94-017-9481-7_1.

4. Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., et al. Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. Vol. 33, issue 5. P. 765–783. DOI: 10.1109/3.572151.

5. Prati F., Caccia P., Castelli F. Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Phys. Rev. A.* 2002. Vol. 66, issue 6. Article ID: 063811. DOI: 10.1103/PhysRevA.66.063811.

6. Jadan M., Burov L. I., Gorbatsevich A. S., et al. Polarization switching in single-mode semiconductor injection laser. *Zh. prikl. spektrosk.* [J. Appl. Spectrosc.]. 2009. Vol. 76, No. 5. P. 717–724 (in Russ.).

7. Jadan M., Burov L. I., Gorbatsevich A. S., et al. Dynamics of polarization switching in single-mode injection semiconductor laser. *Zh. prikl. spektrosk.* [J. Appl. Spectrosc.]. 2010. Vol. 77, No. 1. P. 74–81 (in Russ.).

8. Berger G., Muller R., Klehr A., et al. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory. *J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 77. P. 6135–6144. DOI: 10.1063/1.359139.

9. Burak D., Moloney J. V., Binder R. Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. Vol. 36, issue 8. P. 956–970. DOI: 10.1109/3.853556.

10. Danckaert J., Nagler B., Albert J., et al. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Opt. Commun.* 2002. Vol. 201. P. 129–137.

11. Burov L. I., Gorbatsevich A. S., Lobatsevich P. M. The induced amplification dichroism in surface-emitting semiconductor lasers. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 3. P. 63–70 (in Russ.).

12. Ryvkin B., Panajotov K., Georgievski A., et al. Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1999. Vol. 16, No. 1. P. 2106–2111. DOI: 10.1364/70SAB.16.002106.

13. Cassidy D. T., Adams C. S. Polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode laser. *IEEE J. Quantum Electron.* 1989. Vol. 25, issue 6. P. 1156–1160. DOI: 10.1109/3.29241.

Статья поступила в редколлегию 06.11.2017.
Received by editorial board 06.11.2017.

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 58–65
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 58–65

УДК 539.104:537.311.33:621.312.5

О МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР

П. П. ТРОХИМЧУК[1)]

[1)]*Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки, пр. Воли, 13, 43025, г. Луцк, Украина*

Обсуждаются проблемы механизмов образования лазерно-индуцированных поверхностных структур. Проведен детальный анализ формирования таких структур на кремнии и германии. Показано влияние спектрального состава, числа импульсов облучения и среды на геометрические размеры полученных структур и на их фазовые состояния. Проанализирована возможность применения теории Чандрасекара – Хакена – Эбелинга эффекта Бенара для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов. Эта модель с успехом может быть использована только для объяснения гидро- и аэродинамических задач. В связи с этим предлагается каскадная модель поэтапного возбуждения химических связей в режиме насыщения возбуждения. Для объяснения полученных экспериментальных результатов применяется фазовая диаграмма кремния, согласно которой он имеет четыре кристаллографические модификации. Показано, что каскадная модель более адекватно описывает особенности возникновения поверхностных структур, включая большой разброс по высотам полученных структур и появление новых фаз.

Ключевые слова: лазерно-индуцированные структуры; эффект Бенара; кремний; германий; каскадная модель; релаксационная оптика.

ABOUT MECHANISMS OF THE FORMATION OF SURFACE LASER-INDUCED STRUCTURES

P. P. TROKHIMCHUCK[a]

[a]*Lesya Ukrayinka East European National University, 13 Voli Avenue, Lutsk 43025, Ukraine*

The problems of the mechanisms the formation of laser-induced surface structures are discussed. A detailed analysis of the formation of such structures on silicon and germanium is carried out. The influence of the spectral characteristics, pulses number of irradiation and matter on the geometric dimensions of the received structures and on their phase states is shown. An analysis is made of the possibility of applying the Chandrasekhar – Haken – Ebeling theory of the Benard effect to explain the observed experimental results. This model can be successfully used to explain hydro and aerodynamic problems only. In connection with this, a cascade model of the phased excitation of chemical bonds in the saturation regime of excitation is proposed and analyzed. To explain the experimental results, a phase diagram of silicon is used, according to which it has four crystallographic modifications. It is shown that cascade model more adequately describes the features of the appearance of surface structures, including a large scatter in the heights of the structures obtained and the appearance of new phases.

Key words: laser-induced structures; Benard effect; silicon; germanium; cascade model; relaxed optics.

Образец цитирования:
Трохимчук П. П. О механизмах образования лазерно-индуцированных поверхностных структур // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 58–65.

For citation:
Trokhimchuck P. P. About mechanisms of the formation of surface laser-induced structures. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 58–65 (in Russ.).

Автор:
Петр Павлович Трохимчук – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры теоретической и математической физики факультета информационных систем, физики и математики.

Author:
Petro P. Trokhimchuck, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of theoretical and mathematical physics, faculty of information systems, physics and mathematics.
trope1650@gmail.com

Введение

Проблема объяснения механизмов образования лазерно-индуцированных поверхностных структур представляет собой сложную задачу [1–6]. В зависимости от условий облучения на поверхности могут образовываться наноструктуры высотой 15–20 нм [1; 2] и микроструктуры высотой до 50 мкм [4]. При этом может изменяться кристаллическая симметрия облучаемого материала [1].

Плазмон-поляритонная модель Макина [2] позволяет определить лишь особенности формирования необратимой интерференционной картины и влияние поляризации на условия ее создания. Причин возникновения необратимых изменений при облучении материала эта теория не раскрывает.

Для объяснения фазовых лазерно-индуцированных превращений используются либо классические термодинамические теории фазовых переходов [1; 2; 7], либо теория эффекта Бенара [3; 7]. Г. Хакен показал аналогию между фазовыми переходами второго рода и нелинейно-оптическими явлениями по сути – неравновесными фазовыми переходами [7]. В случае фазового перехода необходимо наличие эффекта насыщения, т. е. все микроскопические состояния осуществляют переход. При нелинейно-оптическом явлении эффект насыщения не обязателен, поскольку количество переходов должно быть достаточным для его измерения. Даже в случае эффекта насыщения классические нелинейно-оптические явления неравновесные, так как они проходят в стабильной матрице.

Эффект Бенара обусловлен переходом от теплопередачи к конвективным процессам. Эту теорию создал С. Чандрасекар [8], расширил ее Г. Хакен [7], а с необратимыми процессами связал В. Эбелинг [9]. В случае собственного поглощения, когда происходят необратимые изменения, возможны следующие явления: прямые фотокристаллохимические фазовые трансформации, плазменные фазовые превращения и тепловые фазовые превращения [3; 6]. Из них наиболее быстро протекающие – фотокристаллохимические. Если создать условия, когда поглощаемая энергия идет непосредственно на фазовые превращения, а не на тепловую или плазменную релаксацию, то будем иметь чистый фотостимулированный эффект. Для достижения макроскопического изменения необходимо насыщение возбуждения. С этой целью была создана каскадная модель возбуждения соответствующего числа и типов химических связей в режиме насыщения возбуждения [3]. Именно эту модель целесообразно использовать для объяснения микроскопического механизма образования поверхностных лазерно-индуцированных микроструктур. В отличие от теории эффекта Бенара данная модель позволяет качественно объяснить возникновение лазерно-индуцированных поверхностных нано- и микроструктур без привлечения гидродинамики.

Представленный подход применялся для кремния, германия и углерода [3]. Для этого использовалась фазовая диаграмма кремния [10], согласно которой кремний имеет четыре кристаллографические модификации с координационными числами *8*, *6*, *4* и *3*.

Показано, что каскадная модель более адекватно объясняет разброс геометрических размеров получаемых поверхностных структур кремния и германия, включая их фазовый состав.

Результаты исследований и их обсуждение

Рассмотрим основные экспериментальные результаты по образованию поверхностных лазерно-индуцированных структур. На рис. 1 представлен рельеф поверхности германия [1]. Кристаллы германия с ориентациями {111} и {001} облучались сериями импульсов Nd : YAG-лазера (длина волны составляла 1,064 мкм, длительность импульса – 15 нс, частота следования импульсов – 12,5 Гц, плотность мощности – 28 МВт/см^2).

Особенность полученных результатов заключается в том, что созданные наноструктуры имеют высоту до 200 нм и гексагональную симметрию. Облучение тем же лазером кристаллов кремния и арсенида галлия приводит к образованию поверхностных наноструктур высотой 15–20 нм [1]. При этом, как правило, изменения кристаллической структуры не происходит.

Более высокие лазерно-индуцированные наноструктуры (высота составляла 20–30 мкм, диаметр – 2–3 мкм) были получены после облучения кремния серией из 1000 импульсов наносекундного эксимерного KrF-лазера (длина волны равнялась 248 нм, длительность импульса – 25 нс) с плотностью энергии от 2,7 до 3,3 Дж/см^2 (рис. 2).

Если изменять атмосферу облучения, морфология микроколонн будет другой. На рис. 3 приведены результаты облучения серией из 600 импульсов того же криптонового лазера в атмосфере воздуха (N_2 – 18 % O_2) с последующим облучением серией из 1200 импульсов в атмосфере N_2 – 5 % O_2 [4].

Необходимо отметить значение газовой среды, когда в качестве окружающего газа при лазерном облучении кремния использовался плазменный травитель SF_6. В SF_6 создаются более высокие структуры, которые сначала видны как стены, окружающие глубокие центральные отверстия (рис. 4) [4]. Глубина этих отверстий, или высота микроколонн, достигает 40–50 мкм.

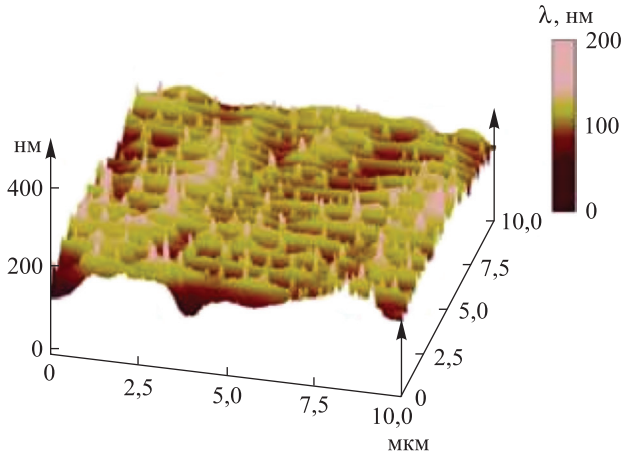


Рис. 1. Объемное изображение наноструктур после облучения Nd : YAG-лазером поверхности германия, полученное методом атомной силовой микроскопии [1]

Fig. 1. Three-dimensional AFM image of nanostructures after Nd : YAG laser irradiation on Ge surface [1]

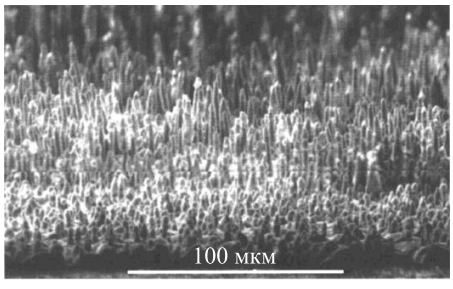


Рис. 2. Изображение поверхностных микроструктур на кремнии после облучения серией из 1000 импульсов криптонового лазера с плотностью энергии 3 Дж/см^2 в воздухе, полученное при помощи сканирующей электронной микроскопии [4]

Fig. 2. SEM images of silicium nanocolumns after 1000 laser shots in air at 3 J/sm^2 [4]

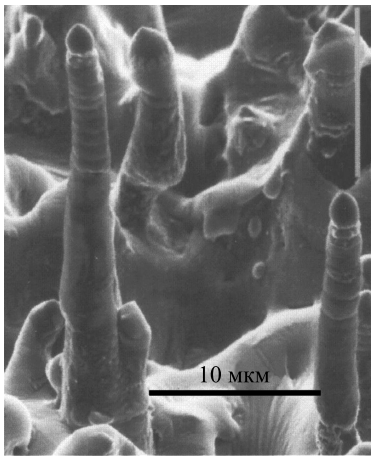


Рис. 3. Изображение, полученное методом сканирующей электронной микроскопии, показывающее изменение морфологии микроколонн Si, контролируемое составом окружающего газа при плотности энергии, равной 2,7 Дж/см^2. Более низкие структуры образовались после облучения серией из 600 лазерных импульсов в воздухе (N_2 – 18 % O_2). Остальная часть колонн была увеличена при облучении серией из 1200 лазерных импульсов в атмосфере N_2 – 5 % O_2 [4]

Fig. 3. SEM image showing a change in Si microcolumn morphology con-trolled by the ambient gas composition at E_d 2.7 J/cm^2. The arrows indicate the height achieved after 600 laser pulses in air (N_2 – 18 % O_2); the remainder of the columns was grown by 1200 laser pulses in N_2 – 5 % O_2 [4]

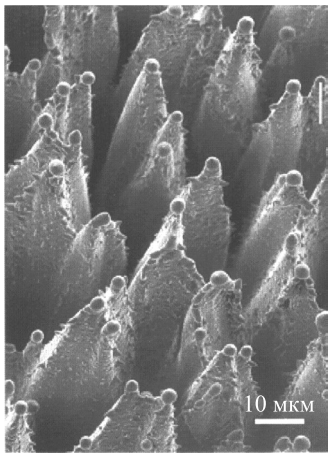


Рис. 4. Структура Si, создаваемая 2040-лазерными импульсами при облучении с плотностью энергии, составляющей 1,5 Дж/см^2, давлении, равном 1 атм, в атмосфере SF_6 [4]

Fig. 4. Walled Si structure produced by 2040 laser pulses at E_d = 1.5 J/cm^2 in 1 atm of SF_6 [4]

Более высокие структуры, как видно из рис. 3, образуются при меньшем окислении. Поверхностная окислительная пленка сдерживает рост наноструктур. Данные рис. 4 подтверждают эту гипотезу. Облучение в антиокислительной среде SF_6 приводит к образованию более высоких шероховатых наноструктур, не покрытых оксидом кремния.

Упорядоченные лазерно-индуцированные наноструктуры, созданные на поверхности Si после лазерного облучения серией фемтосекундных импульсов (длина волны составляет 0,8 мкм, длительность импульса – 100 фс, количество импульсов – 200) через слой воды, представлены на рис. 5. Генерируются три типа наноструктур [2; 11].

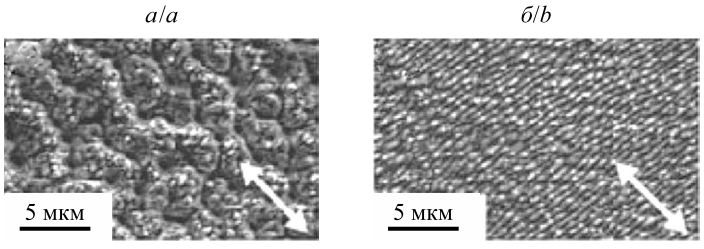


Рис. 5. Упорядоченные структуры, сформированные на поверхности кремния после лазерного облучения через слой воды, плотность энергии облучения составляла: 25 кДж/м^2 (*а*); 5 кДж/м^2 (*б*) [11]. Стрелка в нижнем углу показывает направление поляризации лазерного излучения

Fig. 5. Ordered structures, which were generated on surface of silicon after laser irradiation through lay of water, density of energy the irradiation 25 kJ/m^2 (*a*); 5 kJ/m^2 (*b*) [11]. Arrow in lower angle show the direction of polarization of laser radiation

Наноструктуры имеют типичный пространственный масштаб, равный 600 и 120 нм, ориентированным здесь является вектор-решетка. Он соответствует интерференции между поверхностным плазмон-поляритоном (ППП) и поперечно-магнитной волной (ТМ). Структуры с периодом 600 нм генерируются при интерференции падающей волны с волной ППП, возникающей на электронах кремния, пограничных с облученными без воды. Структуры с периодом 120 нм генерируются при взаимной интерференции двух ППП, которые распространялись во взаимно обратных направлениях вдоль пограничного слоя кремний – плазма. Структуры с периодом 120 нм не зависят от природы жидкости, с которой контактировал кремний.

Лазерно-индуцированные кремниевые наноструктуры после облучения серией лазерных фемтосекундных импульсов (длина волны составляла 0,8 мкм, длительность импульса – 100 фс, количество импульсов – 200) с периодом, равным 90 нм, генерировались при изменении ориентации вектора по сравнению с первоначальной на предыдущем этапе облучения. Мощность лазерного облучения была меньше в два раза, нежели исходной структуры. Полученные периодические структуры (рис. 6 и 7) представляют собой наноколонны высотой до 400 нм с пространственным периодом 90 нм и вектором ориентации волны [2; 11].

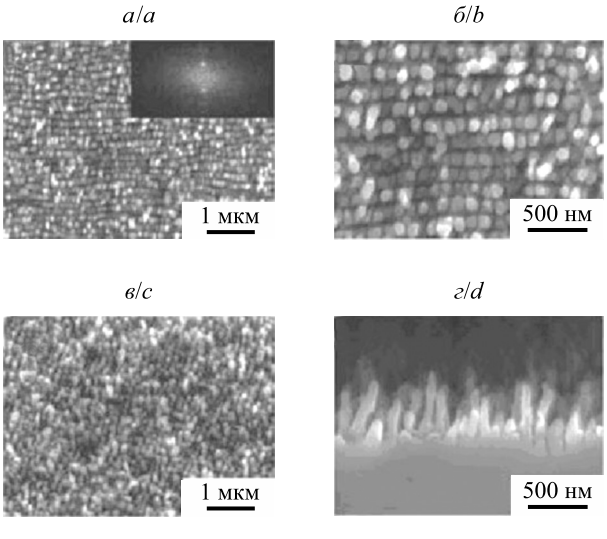


Рис. 6. Наноколонны, которые генерируются после облучения структур кремния с периодом, равным 90 нм (длина волны облучения составляла 800 нм, количество импульсов – 200, плотность энергии облучения – 0,5 кДж/м^2): поворот поляризации на угол 90° (*а*, *б*); поворот поляризации на угол 45° (*в*); поперечное сечение наноколонн (*г*). На вставке рис. 6, *а*, представлено фурье-изображение структур [11]

Fig. 6. Ordered structures, which were generated on surface of silicon after laser irradiation through lay of water (arrow in lower angle show the direction of polarization of laser radiation); duration of pulse – 90 fs, wavelength – 800 nm, number of pulses – 200, density of energy the irradiation – 0.5 kJ/m^2: turn of polarization on 90° (*a*, *b*); turn of polarization on 45° (*c*); cross chip of nanocolumns (*d*). On insertion to fig. 6, *a*, – fourier-picture of structures [11]

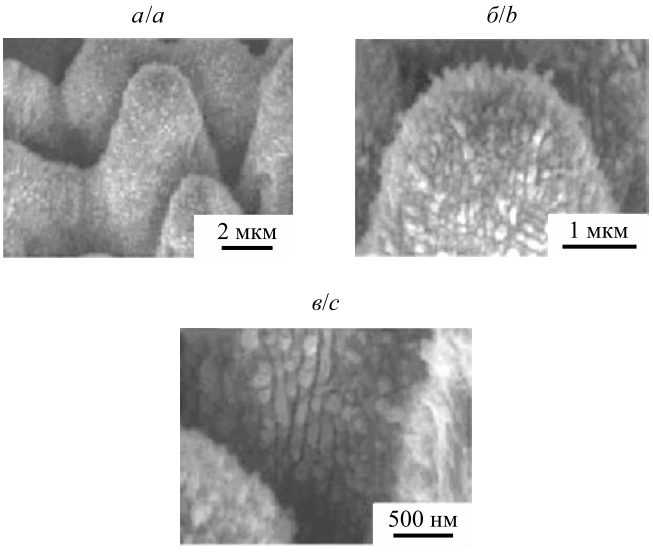


Рис. 7. Поверхностные кремниевые наноколонны небольшого масштаба, имеющие ортогональную ориентацию к гребням нанорельефа большого масштаба [11]

Fig. 7. Surface silicon nanocolumns of little scale, which have orthogonal orientation to a crests of nanorelief of large scale [11]

Анализ экспериментальных результатов на основе теории эффекта Бенара, приведенный в [1], не позволяет однозначно их объяснить. Эта теория описывает появление гексагональных двухмерных структур при подогреве нижнего слоя жидкости. Согласно теории Чандрасекара это возможно лишь при довольно больших числах Рэлея [9]. Объяснения этого явления с микроскопической точки зрения не существует. Хотя, исходя из качественных соображений, это можно представить следующим образом. Известно, что молекулы воды образуют треугольники. Как показано в [8] и [7], наиболее плотная их упаковка образует шестигранник. Другие жидкости также имеют тригональную или гексагональную структуру молекул. В жидкости они образуют своеобразные листы подобно графену [12]. Конвективные потоки при малых интенсивностях выходят наружу как раз по граням шестиугольника, в случае повышения интенсивности конвекции они преобразуются в вихри. При этом гексагональная структура внутри этих вихрей может сохраняться. Однако при облучении кристаллов германия со структурой алмаза образуются гексагональные объемные, а не поверхностные структуры.

Сомнения и противоречия, которые возникают при этом, следующие:

1) полученные наноструктуры германия (см. рис. 1) имеют пространственную, а не двухмерную гексагональную структуру;

2) непонятно, каким образом можно определить процесс перехода теплопереноса к конвекции при лазерном облучении;

3) неизвестно, как можно определить зависимость высоты образуемых структур от режимов облучения.

С нашей точки зрения, для объяснения полученных результатов целесообразнее применить каскадную модель поэтапного возбуждения химических связей в режиме насыщения – возбуждения [3]. В основу этой модели положена фазовая диаграмма кремния (рис. 8) [10]. Дальнейший фотохимический расчет очень прост. Рассчитывается плотность химических связей, или координационных чисел, по следующей формуле [3]:

$$n_{\text{a}} = \frac{\rho N_{\text{A}}}{A},$$

где ρ – плотность среды; A – атомный вес облучаемого материала; N_{A} – число Авогадро. Для кремния $n_{\text{aSi}} = 5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, для германия $n_{\text{aGe}} = 4{,}4 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$.

Далее, определяется количество энергии, необходимое для разрыва соответствующего количества связей в режиме насыщения возбуждения. Будем считать, что одному координационному числу соответствует энергия ковалентной связи (кристаллы кремния и германия со структурой алмаза имеют только ковалентный тип связи). Она равна 1,6–1,8 эВ для кремния, 0,9–1,2 эВ – для германия. Это есть значение химических ковалентных связей в кремнии и германии согласно [3]. Если энергию образования точечного дефекта в соответствии с теорией Зейтца (смещения атома из узла кристаллической решетки в междоузельное состояние) [13] разделить на координационное число, то получим практически те же значения энергии.

В случае умножения координационного числа на плотность атомов можно получить удельную объемную плотность энергии связи кремния и германия со структурой алмаза, или же то значение энергии, которое требуется для разрыва соответствующего числа химических связей. В табл. 1 приведены данные по плотности энергии, необходимой для разрыва соответствующего числа координационных чисел.

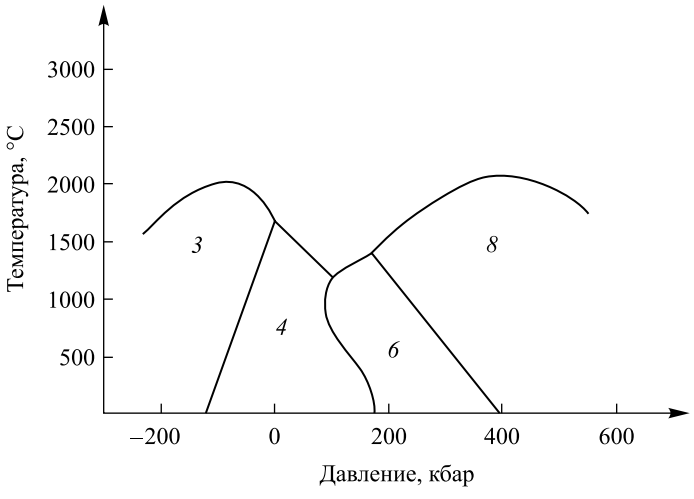


Рис. 8. Фазовая диаграмма кремния. Каждой фазе соответствует свое координационное число (*3*, *4*, *6*, *8*) [10]

Fig. 8. A schematic phase diagram for Si (CN). The coordination numbers (CN) of the various phases are indicated (*3*, *4*, *6*, *8*) [10]

Таблица 1

Объемная плотность энергии I_{vi} (10^3 Дж/см^3), которая необходима для разрыва соответствующего числа координационных связей

Table 1

Volume density I_{vi} (10^3 J/cm^3), which is necessary for the break of proper numbers of coordination bonds

Химический элемент	I_{v1}	I_{v2}	I_{v4}	I_{v5}
Si	12,8–14,4	25,6–28,8	51,2–57,6	63–72
Ge	6,3–8,4	12,6–16,8	25,2–33,6	31,5–42,0

Если данные табл. 1 разделить на соответствующие коэффициенты поглощения [14], то получим поверхностные плотности энергии, которые необходимы для разрыва установленного числа координационных связей (табл. 2). Эти значения энергии, кроме первого, соответствуют переходу от кубической симметрии к трем другим кристаллографическим модификациям кремния и германия. Первое значение определяет максимальную плотность энергии облучения, при которой не изменяется структура (релаксация в основном излучательная).

Таблица 2

Поверхностная плотность энергии I_{si} (Дж/см^2), которая необходима для разрыва соответствующего числа координационных связей

Table 2

Surface density I_{si} (J/cm^2), which is necessary for the break of proper numbers of coordination bonds

Элемент, длина волны облучения, мкм	I_{s1}	I_{s2}	I_{s4}	I_{s5}
Si, 1,06	128–144	256–288	512–576	630–720
Si, 0,53	1,28–1,44	2,56–2,88	5,12–5,76	6,3–7,2

Окончание табл. 2
Ending table 2

Элемент, длина волны облучения, мкм	I_{s1}	I_{s2}	I_{s4}	I_{s5}
Si, 0,248	0,012 8–0,014 4	0,025 6–0,028 8	0,051 2–0,057 6	0,063–0,072
Ge, 1,06	0,63–0,84	1,26–1,68	2,52–3,36	3,15–4,2
Ge, 0,53	0,32–0,42	0,63–0,84	1,26–1,68	1,58–2,1

Данные табл. 2 лишь качественно отображают основные фотохимические процессы, которые могут происходить в облучаемом материале. Известно, что более низкие кристаллографические модификации имеют меньшую плотность, поэтому при переходе к структурам с более низкой симметрией и происходит разбухание поверхности.

Для реальных условий поглощения излучения следует учесть еще и отражение излучения. И для германия, и для кремния для видимого и инфракрасного облучения коэффициент отражения составляет ~ 0,2, а для ультрафиолетового для кремния он равен ~ 0,6 [14], т. е. данные табл. 1 и 2 следует умножить на 1,25 для видимого и инфракрасного облучения и на 2,5 – для ультрафиолетового.

Если рассчитать рост поверхностных структур в зависимости от импульса, то получится 15–20 нм для рис. 1, 10–15 нм – для рис. 2 и 3, 20–25 нм – для рис. 4, 2,0–2,5 нм – для рис. 6. Как видно, длительность импульса облучения мало влияет на высоту поверхностных структур. Условия насыщения возбуждения для эксимерного лазера в основном определяются высоким коэффициентом поглощения излучения ($\sim 10^6$ см$^{-1}$), для неодимового лазера – многофотонными процессами поглощения. Согласно адаптированной к проблемам релаксационной оптики модели, взятой из радиационной физики твердого тела [13], количество химических связей, которые может ионизировать (разорвать) один фотон, можно определить с помощью формулы

$$n = 2 \ln \frac{h\nu}{E_a},$$

где $h\nu$ – энергия фотона; E_a – энергия активации (разрыва) связи. При режимах облучения эксимерным лазером один фотон может разорвать в кремнии ~ 3,7 связи, ~ 0,7 связи – неодимовым лазером, меньше одной связи – лазером с длиной волны 800 нм. Если нет режима насыщения возбуждения, то процесс образования поверхностных структур при использовании двух последних лазеров будет менее интенсивным, чем для первого режима. В этом случае существенную роль играют процессы переизлучения (оптический Urca-процесс) [3; 5]. Аналогичное объяснение подходит и для германия (см. рис. 1).

При подсчете интенсивностей облучения наноструктур германия с помощью этого метода определены значения, которые приводят к образованию гексагональной структуры. В случае же облучения кремния большими сериями импульсов (1500–2000 имп.) эксимерного лазера [4] получены интенсивности, достаточные для формирования тригональной структуры и даже квазикристаллов. При этом структура может изменяться по высоте с понижением порядка от основы к вершине. Аналогично можно объяснить создание наноструктур кремния высотой до 450 нм при облучении сериями фемтосекундных лазерных импульсов с длиной волны 800 нм в воде [11]. В этом случае интенсивность образования новой фазы значительно меньше, чем указано в [4].

Таким же образом можно определить и процесс лазерного распыления материала. Для этого следует полную энергию разрыва всех связей разделить на два. Так, для кремния плотность энергии облучения без учета отражения и излучательных механизмов релаксации составит ~ 5–7 Дж/см^3, для германия она будет равна ~ 3,2–5,7 Дж/см^3. Однако, когда на промежуточных этапах происходит образование новых фаз, это значение может изменяться в ту или другую сторону или же сублимация может быть заменена абляцией.

Заключение

Таким образом, проанализированы экспериментальные результаты по лазерно-индуцированному образованию поверхностных структур на германии и кремнии.

Выполнен сравнительный анализ теории Чандрасекара – Хакена – Эбелинга, примененной к эффекту Бенара, а также каскадной модели возбуждения (разрыва) химических связей в режиме насыщения – возбуждения. Показано, что каскадная модель более адекватно описывает всю совокупность представленных экспериментальных результатов. Приведены оценки и критерии образования соответствующих структур.

Библиографические ссылки

1. *Medvid' A.* Nano-cones formed on a surface of semiconductors by laser radiation: technology model and properties // Nanowires Sci. Technol. / ed. by N. Lupu. Vukovar : InTech, 2010. P. 61–82. DOI: 10.5772/39493.

2. *Макин В. С.* Особенности образования упорядоченных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов : дис. … д-ра физ.-мат. наук. Санкт-Петербург : Государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2013.

3. *Trokhimchuck P. P.* Relaxed Optics: Realities and Perspectives. Saarbrücken : Lambert Academic Publishing, 2016.

4. *Pedraza A. J., Fowlkes J. D., Lowndes D. H.* Silicon microcolumn arrays growth by nanosecond pulse laser irradiation // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74, issue 16. Article ID: 2322. DOI: 10.1063/1.123838.

5. *Trokhimchuck P. P.* Problems of reradiation and reabsorption in Nonlinear and Relaxed Optics // Int. J. Adv. Res. Phys. Sci. 2017. Vol. 4, issue 2. P. 37–50.

6. *Трохимчук П. П.* Проблемы моделирования механизмов образования лазерно-генерированных микро- и наноструктур // Электроника инфо. 2016. № 2. С. 57–61.

7. *Хакен Г.* Синергетика. М. : Мир, 1980.

8. *Chandrasekar S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability. New York : Dover Publications, 1961.

9. *Эбелинг В.* Образование структур при необратимых процессах. М. : Мир, 1979.

10. *Philips J. C.* Metastable honeycomb model of laser annealing // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, issue 12. Article ID: 7397. DOI: 10.1063/1.328729.

11. *Shen M., Carey J. E., Crouch C. H., et al.* High-density regular arrays of nano-scale rods formed on silicon surfaces via femtosecond laser irradiation in water // Nano Lett. 2008. Vol. 8, № 7. P. 2087–2091. DOI: 10.1021/nl080291q.

12. *Алексенко А. Г.* Графен. М. : Бином, 2014.

13. *Трохимчук П. П.* Радіаційна фізика твердого тіла. Луцьк : Видавництво ВНУ ім. Лесі Українки «Вежа», 2007.

14. *Тауц Я.* Оптические свойства полупроводников в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. УФН. 1968. Т. 94, вып. 3. С. 501–534.

References

1. Medvid' A. Nano-cones formed on a surface of semiconductors by laser radiation: technology model and properties. In: *Nanowires Sci. Technol.* Vukovar : InTech, 2010. P. 61–82. DOI: 10.5772/39493.

2. Makin V. S. [Peculiarities of the formation the ordered micro and nanjstructures in condenced matter after laser excitation of surface polaritons modes] : dissertatsiya… doktora phys.-mat. nauk. Saint Petersburg : State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2013 (in Russ.).

3. Trokhimchuck P. P. Relaxed Optics: Realities and Perspectives. Saarbrücken : Lambert Academic Publishing, 2016.

4. Pedraza A. J., Fowlkes J. D., Lowndes D. H. Silicon microcolumn arrays growth by nanosecond pulse laser irradiation. *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 74, issue 16. Article ID: 2322. DOI: 10.1063/1.123838.

5. Trokhimchuck P. P. Problems of reradiation and reabsorption in Nonlinear and Relaxed Optics. *Int. J. Adv. Res. Phys. Sci.* 2017. Vol. 4, issue 2. P. 37–50.

6. Trokhimchuck P. P. [Problems of modeling the mechanisms of formation the laser-generated micro and nanostructures]. *Elektronika info*. 2016. No. 2. P. 57–61 (in Russ.).

7. Haken H. Synergetics. Moscow : Mir, 1980 (in Russ.).

8. Chandrasekar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. New York : Dover Publications, 1961.

9. Ebeling W. [Creation structures under irreversible processes]. Moscow : Mir, 1979 (in Russ.).

10. Philips J. C. Metastable honeycomb model of laser annealing. *J. Appl. Phys.* 1981. Vol. 52, issue 12. Article ID: 7397. DOI: 10.1063/1.328729.

11. Shen M., Carey J. E., Crouch C. H., et al. High-density regular arrays of nano-scale rods formed on silicon surfaces via femtosecond laser irradiation in water. *Nano Lett.* 2008. Vol. 8, No. 7. P. 2087–2091. DOI: 10.1021/nl080291q.

12. Alexenko A. G. Graphen. Moscow : Binom, 2014 (in Russ.).

13. Trokhimchuck P. P. [Radiation physics of status solid]. Lutsk : Lesya Ukrayinka Volyn' National University Press «Vezha», 2007 (in Ukrainian).

14. Tauc Ya. [Optical properties of semiconductors in visible and ultraviolet ranges]. *Usp. fiz. nauk.* 1968. Vol. 94, issue 3. P. 501–534 (in Russ.).

Статья поступила в редколлегию 13.11.2017.
Received by editorial board 13.11.2017.

Физика ядра и элементарных частиц. Радиофизика

Atomic nucleus and elementary particle physics. Radio physics

УДК 539.1.074+621.37.01

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЗАРЯДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ «ТЕТРОД-JFET» И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АЛМАЗНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

К. Г. АФАНАСЬЕВ[1)]***, М. А. БАТУРИЦКИЙ***[1)]***,***
И. Ф. ЕМЕЛЬЯНЧИК[1)]***, А. В. ЛИТОМИН***[1)]***, А. В. СОЛИН***[1)]

[1)]*НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь*

Описан интегральный зарядочувствительный усилитель «Тетрод-JFET», разработанный в НИУ «Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий» БГУ и произведенный на ОАО «Интеграл» в рамках участия в программе Большого адронного коллайдера. Представлено исследование алмазных детекторов заряженных частиц с его помощью. Определена эффективная длина сбора заряда – основного параметра качества

Образец цитирования:
Афанасьев К. Г., Батурицкий М. А., Емельянчик И. Ф., Литомин А. В., Солин А. В. Интегральный зарядочувствительный усилитель «Тетрод-JFET» и его применение при исследовании алмазных детекторов заряженных частиц // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 66–72.

For citation:
Afanaciev K. G., Batouritski M. A., Emeliantchik I. F., Litomin A. V., Solin A. V. Integrated charge sensitive amplifier «Tetrod-JFET» and its application for research of diamond charged-particles detectors. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 66–72 (in Russ.).

Авторы:
Константин Геннадьевич Афанасьев – старший научный сотрудник лаборатории физики частиц.
Михаил Антонович Батурицкий – кандидат технических наук, доцент; ведущий научный сотрудник лаборатории физики частиц.
Игорь Федорович Емельянчик – заведующий лабораторией физики частиц.
Александр Васильевич Литомин – старший научный сотрудник лаборатории электронных методов и средств эксперимента.
Александр Викторович Солин – старший научный сотрудник лаборатории электронных методов и средств эксперимента.

Authors:
Konstantin G. Afanaciev, senior researcher at the laboratory of particle physics.
k.afanaciev@gmail.com
Mikhail A. Batouritski, PhD (engineering), docent; leading researcher at the laboratory of particle physics.
m_batouritski@hep.by
Igor F. Emeliantchik, head of the laboratory of particle physics.
igor@hep.by
Alexander V. Litomin, senior researcher at the laboratory of electronic methods and means of experiment.
litomin@tut.by
Alexander V. Solin, senior researcher at the laboratory of electronic methods and means of experiment.
solin@hep.by

алмазного детектора. Для этого измерялся заряд, образовавшийся при прохождении минимально ионизирующей частицы, на основе которого рассчитывалась эффективная длина сбора заряда на базе известной величины количества электронно-дырочных пар, порождаемых минимально ионизирующей частицей на единице пути в алмазе.

Ключевые слова: алмазный детектор; зарядочувствительный усилитель; минимально ионизирующая частица; эффективная длина сбора заряда; физика частиц и высоких энергий.

INTEGRATED CHARGE SENSITIVE AMPLIFIER «TETROD-JFET» AND ITS APPLICATION FOR RESEARCH OF DIAMOND CHARGED-PARTICLES DETECTORS

K. G. AFANACIEV [a], ***M. A. BATOURITSKI*** [a],
I. F. EMELIANTCHIK [a], ***A. V. LITOMIN*** [a], ***A. V. SOLIN*** [a]

[a] *Research Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,*
11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: I. F. Emeliantchik (igor@hep.by)

Integrated charge sensitive amplifier «Tetrod-JFET», which was developed by «National Center for Particle and High Energy Physics», BSU and produced by JSC «Integral» within the framework of collaboration in the Large Hadron Collider program, is described. Research of diamond charged-particles detectors is presented. Effective charge collection distance, the main parameter determining the quality of diamond detector, is measured. The procedure includes measurements of the charge created by a minimum ionization particle and its conversion to the charge collection distance using the known number of electron-hole pairs generated by the minimum ionization particle per unit length of the diamond transversing.

Key words: diamond detector; charge sensitive amplifier; minimum ionization particle; charge collection distance; particle and high energy physics.

В рамках участия в программе Большого адронного коллайдера в НИУ «Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий» БГУ (его правопреемником с 18 сентября 2015 г. является НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ) была разработана заказная интегральная микросхема (ИМС) зарядочувствительного усилителя (ЗЧУ) «Тетрод-JFET», который предназначен для работы в составе калориметрических детекторов.

Усилитель «Тетрод-JFET» реализован в виде интегральной схемы (ИС) с использованием базового технологического процесса Bi-JFET с проектными нормами 1,5 мкм. Производство микросхем было организовано на ОАО «Интеграл». Функциональная схема усилителя приведена на рис. 1.

Интегральная схема «Тетрод-JFET» – это малошумящий широкополосный ЗЧУ с головным полевым транзистором *p*-типа. Основные параметры микросхемы «Тетрод-JFET» приведены в таблице.

Главной характеристикой малошумящего ЗЧУ является эквивалентный шумовой заряд (ENC). Его можно приблизительно описать следующим образом [3]:

$$Q_{\mathrm{ENC}} = K_{\mathrm{shape}} \sqrt{Q_{\mathrm{ENC_s}}^2 + Q_{\mathrm{ENC_p}}^2},$$

где K_{shape} – коэффициент формы, определяемый усилителем-формирователем; $Q_{\mathrm{ENC_s}}$ и $Q_{\mathrm{ENC_p}}$ – вклады последовательной и параллельной составляющей шумов соответственно.

Вклады $Q_{\mathrm{ENC_s}}$ и $Q_{\mathrm{ENC_p}}$ можно упрощенно описать (принимая во внимание только основные источники шумов) следующим образом [1]:

$$Q_{\mathrm{ENC_s}} = \left(C_{\mathrm{in}} + C_{\mathrm{f}}\right) \sqrt{\frac{kt}{3 g_m \tau}}, \tag{1}$$

$$Q_{\mathrm{ENC_p}} = \sqrt{\left(\frac{q_e \cdot I_{\mathrm{leak}}}{4} + \frac{kt}{2R_{\mathrm{f}}}\right) \cdot \tau}, \tag{2}$$

где C_{in} – емкость на входе (емкость детектора плюс входная емкость усилителя); C_{f} – емкость обратной связи; k – постоянная Больцмана; T – температура; g_m – крутизна (коэффициент передачи) входного полевого транзистора; τ – время формирования; q_e – заряд электрона; I_{leak} – ток утечки детектора; R_{f} – сопротивление резистора обратной связи.

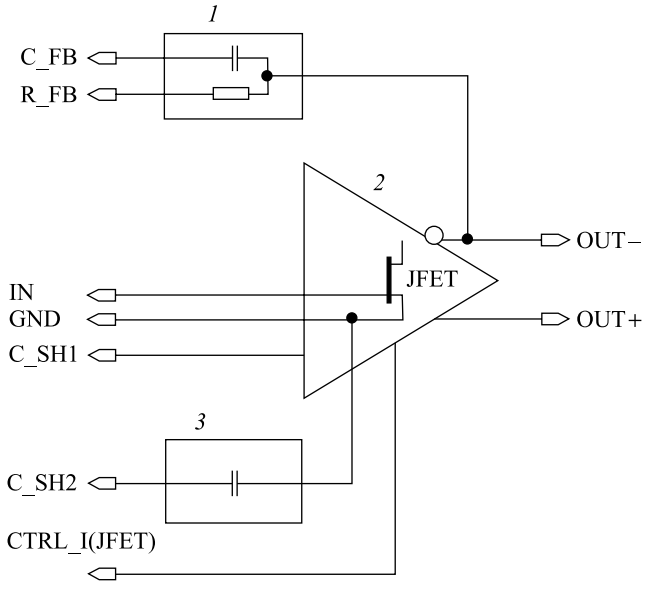


Рис. 1. Функциональная схема ЗЧУ «Тетрод-JFET»:
1 – встроенные элементы обратной связи
(используются при необходимости максимальной миниатюризации);
2 – усилитель, построенный с использованием базового
технологического процесса Bi-JFET; *3* – цепь частотной коррекции

Fig. 1. Functional scheme of CSA «Tetrod-JFET»:
1 – built-in feedback elements (are used when maximum
miniaturization is needed); *2* – amplifier developed with help of basic
technologic process Bi-JFET; *3* – frequency correction circuit

**Основные параметры микросхемы
«Тетрод-JFET» при напряжении питания ±9 В**
**Main parameters of «Tetrod-JFET»
integrated circuit for the supply voltage ±9 V**

Положительное напряжение питания, ток потребления	+(6…9) В (2,71…3,16) мА
Отрицательное напряжение питания, ток потребления	–(6…9) В (5,56…5,65) мА
Ток головного транзистора	4,5 мА
Коэффициент усиления с разомкнутой обратной связью	>500
Крутизна головного транзистора	6,9 мА/В
Входная емкость	16,7 пФ
Полоса пропускания	80 МГц
Линейный динамический диапазон	13 бит

Параметром, оказывающим большое влияние на шумы и поддающимся варьированию в широких пределах, является время формирования. Оно определяется усилителем-формирователем, включаемым после зарядочувствительного усилителя.

В схеме регистрации сигнала алмазного детектора в качестве усилителя-формирователя также использована микросхема «Тетрод-JFET» (рис. 2).

С увеличением времени формирования параллельная составляющая шума растет, а последовательная уменьшается, поэтому минимизация шумов состоит в поиске компромиссного значения времени формирования, при котором эти составляющие равны.

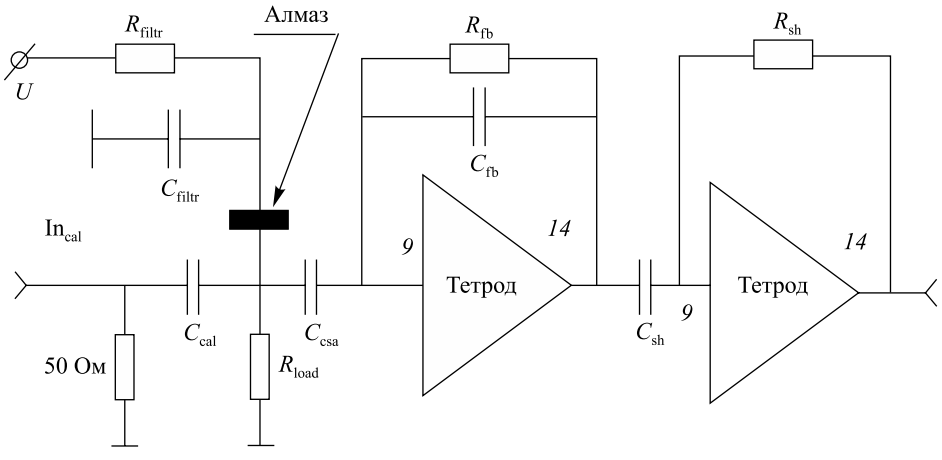


Рис. 2. Функциональная схема регистрации сигнала алмазного детектора:
In_{cal} – калибровочный вход; R_{filtr} и C_{filtr} образуют фильтр,
сглаживающий пульсации высоковольтного источника питания;
C_{cal} – калибровочная емкость; R_{load} – нагрузочный резистор;
C_{csa} – конденсатор, обеспечивающий гальваническую развязку усилителя и детектора;
R_{fb} – резистор обратной связи; C_{fb} – конденсатор обратной связи;
C_{sh} и R_{sh} задают форму выходного сигнала; *9* – вход усилителя; *14* – выход усилителя

Fig. 2. Functional scheme of diamond detector signal registration:
In_{cal} – calibration input; R_{filtr} and C_{filtr} are comprising filtr, which is flattening
pulsations of high voltage source; C_{cal} – calibration capacity;
R_{load} – load resistor; C_{csa} – capacitor, decoupling amplifier and detector;
R_{fb} – feedback resistor; C_{fb} – feedback capacitor;
C_{sh} and R_{sh} are shaping the output signal; *9* – amplifier input; *14* – amplifier output

Зависимость параллельных и последовательных шумов от времени формирования показана на рис. 3. Данная зависимость построена с помощью формул (1) и (2). Основные параметры, определяющие шумы, – крутизна головного транзистора (6,9 мА/В), входная емкость (16,7 пФ), входной ток утечки (2 нА), сопротивление резистора обратной связи (100 МОм).

Оптимальным, как видно из рис. 3, является время формирования, равное 800 нс. Поэтому формирователь *RC-CR*, образованный микросхемой «Тетрод» и элементами R_{sh} и C_{sh} (см. рис. 2), генерирует сигнал со временем нарастания 800 нс. Одновременно сигнал усиливается по напряжению до амплитуды, достаточной для того, чтобы подать его непосредственно на вход аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

Измеренное значение ENC составило ~400 e^- при температуре 24 °С и емкости подключенного детектора C_{det} ~3 пФ. Эта величина сравнима с характеристиками специализированных лабораторных зарядочувствительных усилителей (например, Amptek A250, США).

Усилитель «Тетрод-JFET» был использован нами при измерении эффективной длины сбора заряда алмазных детекторов.

Эффективную длину сбора заряда приближенно можно представить как ту часть толщины детектора, которая участвует в акте регистрации (из-за наличия дефектов кристаллической решетки работает не вся толщина детектора).

Для измерения эффективной длины сбора заряда необходим поток заряженных частиц. В лабораторных условиях для этого обычно используют радиоактивные β-источники, например ^{90}Sr. Спектр β-источника ^{90}Sr непрерывный, поэтому все частицы, испускаемые им, для набора статистики использовать нельзя. Необходимо выделить частицы, вызывающие одинаковое энерговыделение при прохождении через детектор. Этому требованию отвечают частицы с правого края спектра (с энергией больше 1 МэВ), которые можно считать минимально ионизирующими [2]. Они обеспечивают удобство измерений и являются основным видом частиц, которые регистрируются детекторами, предназначенными для физики частиц и высоких энергий. В связи с этим чувствительность к минимально ионизирующим частицам очень важна для таких детекторов.

Эффективная длина сбора заряда в исследуемых детекторах измерялась при помощи экспериментального стенда, схематически изображенного на рис. 4. Электроны, испускаемые β-источником ^{90}Sr, коллимировались и затем проходили через исследуемый образец детектора. При этом электроны теряли энергию из-за ионизации материала детектора. Создаваемые в результате ионизации носители заряда начинали двигаться под воздействием приложенного к образцу электрического поля, что приводило

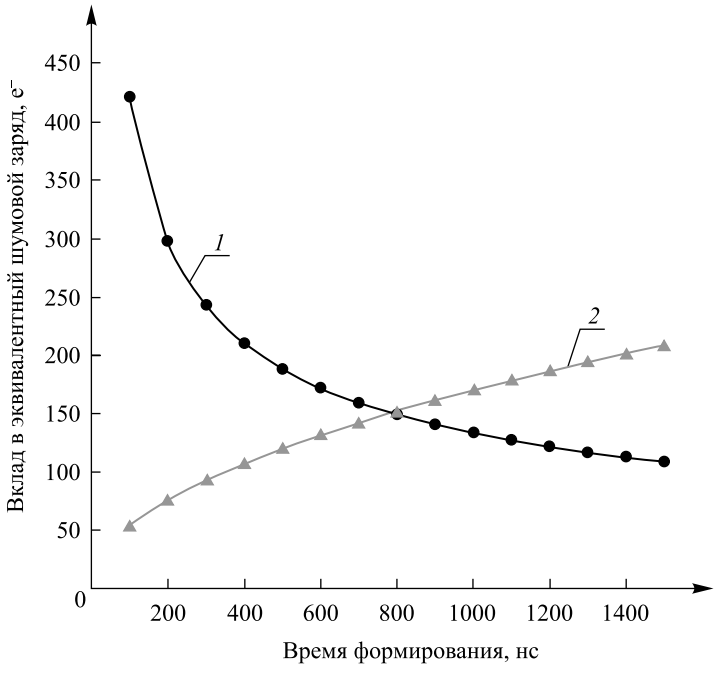


Рис. 3. Вклады последовательного и параллельного шумов в эквивалентный шумовой заряд усилителя «Тетрод-JFET»:
1 – последовательная составляющая шумов;
2 – параллельная составляющая шумов

Fig. 3. Contributions of sequence and parallel noises to the equivalent noise charge of «Tetrod-JFET» amplifier:
1 – sequence noise; *2* – parallel noise

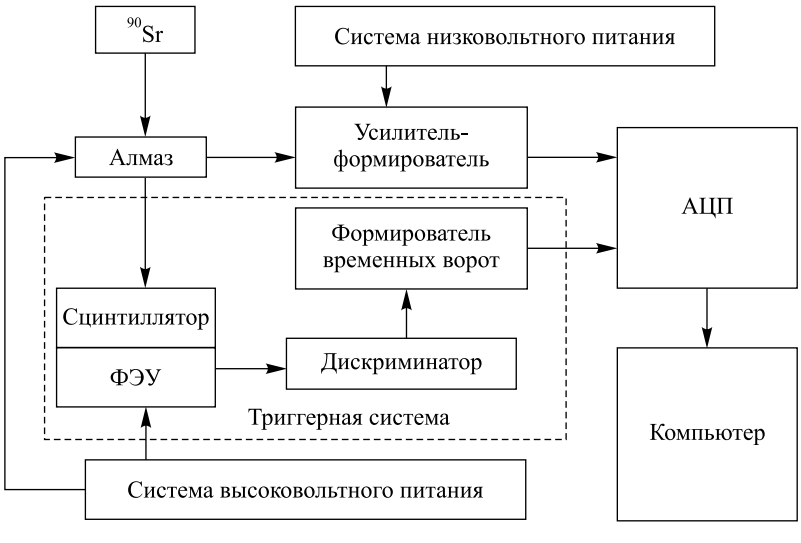


Рис. 4. Структурная схема измерительного комплекса для исследования алмазных детекторов заряженных частиц

Fig. 4. Structural scheme of measurement complex for research of diamond detectors of charged particles

к индуцированию электрического сигнала, который считывался зарядочувствительным усилителем. После этого электроны от источника ^{90}Sr проходили через второй коллиматор и попадали в два последовательно расположенных пластиковых сцинтилляционных детектора разной толщины. Сигналы со сцинтилляционных детекторов считывались при помощи двух фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Затем эти сигналы подавались на дискриминатор и после него – на схему совпадений. Путем подбора напряжения питания ФЭУ, толщины пластин сцинтиллятора и порогов дискриминатора удалось добиться

срабатывания схемы совпадений только в случае регистрации электронов с энергией больше 1 МэВ, вызвавших вспышки в обоих сцинтилляторах. Система коллиматоров и геометрия установки в сочетании с отбором электронов по энергии при помощи сцинтилляционного триггера, таким образом, позволяют утверждать, что большинство зарегистрированных электронов прошли через исследуемый образец и имели энергию свыше 1 МэВ. Такие электроны можно приблизительно считать минимально ионизирующими частицами (minimum ionizing particle, MIP), для которых хорошо известно среднее и наиболее вероятное энерговыделение в алмазе.

Сигнал триггерной системы запускал оцифровку сигнала ЗЧУ при помощи зарядового интегратора LeCroy 2249W (США). Данные оцифровки считывались управляющим компьютером и затем сохранялись в виде спектра. Пример такого спектра изображен на рис. 5.

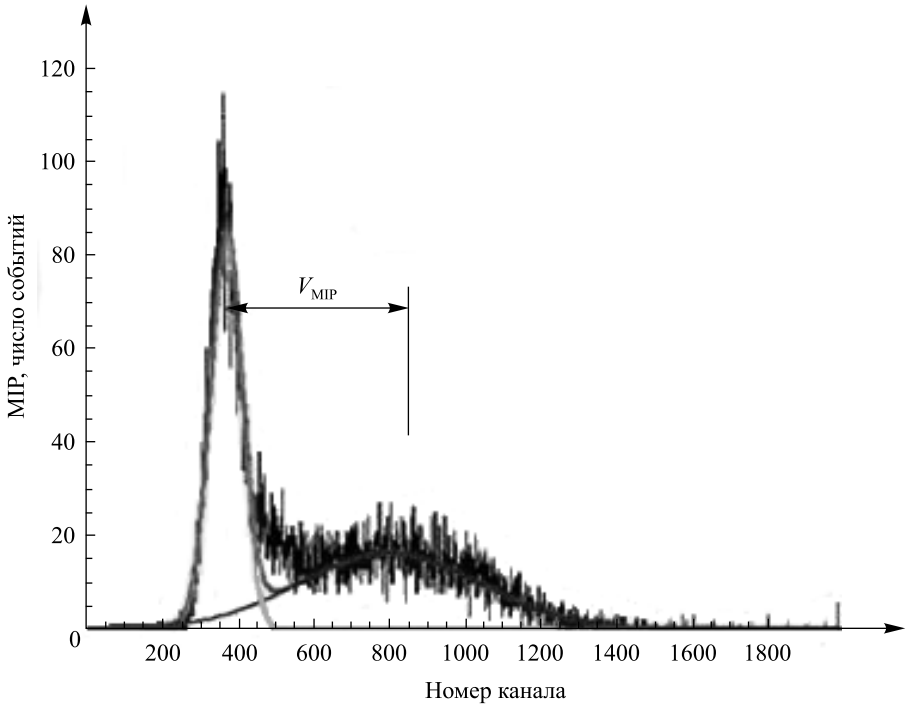


Рис. 5. Спектр отклика алмазного детектора на минимально ионизирующую частицу, зарегистрированный с помощью интегрального усилителя «Тетрод-JFET»

Fig. 5. Spectrum of response of diamond detector to minimum ionization particle, registered with help of «Tetrod-JFET» integrated circuit

Величина V_{MIP}, представленная на рис. 5, – это амплитуда отклика на минимально ионизирующую частицу, выраженная в каналах АЦП. Умножив ее на цену канала k, полученную при калибровке, легко получить значение заряда, генерированного при прохождении минимально ионизирующей частицы.

$$Q_{MIP} = V_{MIP} \cdot k.$$

Разделив этот заряд на известное из литературы количество электронно-дырочных пар, порождаемое минимально ионизирующей частицей на единице пути в алмазе (36 e^-/мкм [3]), получаем эффективную длину сбора заряда:

$$\delta = \frac{Q_{MIP}}{36}.$$

Усилитель «Тетрод-JFET», примененный нами в исследовании алмазных детекторов заряженных частиц, можно использовать и для изучения других детекторов. При исследовании детекторов всегда необходим малошумящий усилитель. Обычно его собирают из дискретных элементов. Применение усилителя «Тетрод-JFET» позволяет сократить время, затрачиваемое на сборку экспериментальной установки, и сосредоточить усилия на самих детекторах.

Продемонстрировано использование малошумящего усилителя «Тетрод-JFET» в системе измерения эффективной длины сбора заряда алмазных детекторов заряженных частиц. Усилитель спроектирован в НИУ «Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий» БГУ и произведен ОАО «Интеграл», т. е. является полностью отечественным изделием.

Библиографические ссылки

1. *Radeka V.* Low-noise techniques in detectors // Annual Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. Vol. 38. P. 217–277. DOI: 10.1146/annurev.ns.38.120188.001245.

2. *Беспалов В. И.* Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Томск : Издательство Томского политехнического университета, 2008.

3. *Tapper R. J.* Diamond detectors in particle physics // Rep. Prog. Phys. 2000. Vol. 63, № 8. P. 1273–1316. DOI: 10.1088/0034-4885/63/8/203.

References

1. Radeka V. Low-noise techniques in detectors. *Annual Rev. Nucl. Part. Sci.* 1988. Vol. 38. P. 217–277. DOI: 10.1146/annurev.ns.38.120188.001245.

2. Bespalov V. I. [Interaction of ionizing radiation with matter]. Tomsk : Publishing house of Tomsk Polytechnic University, 2008 (in Russ.).

3. Tapper R. J. Diamond detectors in particle physics. *Rep. Prog. Phys.* 2000. Vol. 63, No. 8. P. 1273–1316. DOI: 10.1088/0034-4885/63/8/203.

Статья поступила в редколлегию 04.09.2017.
Received by editorial board 04.09.2017.

Физика конденсированного состояния

Condensed state physics

УДК 537.622

ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК CdTe

***А. Т. АКОБИРОВА*[1)], *Д. И. БРИНКЕВИЧ*[2)], *С. А. ВАБИЩЕВИЧ*[3)], *Н. В. ВАБИЩЕВИЧ*[3)], *В. И. ГОЛОВЧУК*[2)], *М. Г. ЛУКАШЕВИЧ*[2)], *Б. И. МАХСУДОВ*[1)]**

[1)]*Таджикский национальный университет, пр. Рудаки, 17, 734025, г. Душанбе, Таджикистан*
[2)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*
[3)]*Полоцкий государственный университет, ул. Блохина, 29, 211440, г. Новополоцк, Беларусь*

Методами индентирования и склерометрии исследованы прочностные свойства (микротвердость, трещиностойкость, эффективная энергия разрушения, микрохрупкость) эпитаксиальных пленок теллурида кадмия, выращенных на подложках из теллурида кадмия CdTe/CdTe и кремния CdTe/Si, и влияние на них облучения тепловыми

Образец цитирования:
Акобирова А. Т., Бринкевич Д. И., Вабищевич С. А., Вабищевич Н. В., Головчук В. И., Лукашевич М. Г., Махсудов Б. И. Прочностные свойства нейтронно-облученных эпитаксиальных пленок CdTe // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 73–79.

For citation:
Akobirova A. T., Brinkevich D. I., Vabishchevich S. A., Vabishchevich N. V., Halauchyk V. I., Lukashevich M. G., Mahsudov B. I. Solidity properties of neutron-irradiated CdTe epitaxial films. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 73–79 (in Russ.).

Авторы:
Азиза Ташпулатовна Акобирова – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры физической электроники физического факультета.
Дмитрий Иванович Бринкевич – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник кафедры полупроводников и наноэлектроники физического факультета.
Сергей Ананьевич Вабищевич – кандидат физико-математических наук; заведующий кафедрой физики радиотехнического факультета.
Наталья Вячеславовна Вабищевич – старший преподаватель кафедры физики радиотехнического факультета.
Виктория Ивановна Головчук – студентка физического факультета. Научный руководитель – М. Г. Лукашевич.
Михаил Григорьевич Лукашевич – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физики полупроводников и наноэлектроники физического факультета.
Барот Исломович Махсудов – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой ядерной физики физического факультета.

Authors:
Aziza T. Akobirova, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of physical electronics, faculty of physics.
aziza.akobirova@mail.ru
Dmitry I. Brinkevich, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.
brinkevich@bsu.by
Sergey A. Vabishchevich, PhD (physics and mathematics); head of the department of physics, faculty of radio engineering.
vabser@tut.by
Nanalia V. Vabishchevich, senior lecturer at the department of physics, faculty of radio engineering.
vabser@tut.by
Victoryia I. Halauchyk, student at the faculty of physics.
golovchuk95@mail.ru
Michail G. Lukashevich, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of semiconductors and nanoelectronic, faculty of physics.
lukashevich@bsu.by
Barot I. Mahsudov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of nuclear physics, faculty of physics.
maksudov_barot@mail.ru

нейтронами. Показано, что рост микротвердости пленок при увеличении нагрузки обусловлен влиянием деформаций растяжения. Прочностные параметры (микротвердость H, трещиностойкость K_{1c}, эффективная энергия разрушения γ) пленок CdTe/CdTe близки к аналогичным параметрам монокристаллического теллурида кадмия, а K_{1c} и γ пленок CdTe/Si были в 3–8 раз ниже. Микротвердость пленок, выращенных на кремниевых подложках, возрастает при увеличении дозы тепловых нейтронов, а у пленок CdTe/CdTe, наоборот, снижается. Облучение нейтронами приводит также к увеличению до 2 раз трещиностойкости пленок CdTe/Si. Это обусловлено релаксацией упругих напряжений в приповерхностной области пленки при облучении нейтронами и формированием вторичных радиационных дефектов.

Ключевые слова: теллурид кадмия; подложка; пленка; нейтрон; индентирование; склерометрия.

Благодарность. Работа выполнена в рамках договора о сотрудничестве между Белорусским государственным университетом и Таджикским национальным университетом от 03.05.2007 г.

SOLIDITY PROPERTIES OF NEUTRON-IRRADIATED CdTe EPITAXIAL FILMS

***A. T. AKOBIROVA*[1)], *D. I. BRINKEVICH*[2)], *S. A. VABISHCHEVICH*[3)], *N. V. VABISHCHEVICH*[3)], *V. I. HALAUCHYK*[2)], *M. G. LUKASHEVICH*[2)], *B. I. MAHSUDOV*[1)]**

[a]*Tajik National University, 17 Rudaki Avenue, Dushanbe 734025, Tajikistan*
[b]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
[c]*Polotsk State University, 29 Blachina Street, Novopolotsk 211440, Belarus*

Corresponding author: V. I. Halauchyk (golovchuk95@mail.ru)

Investigations of solidity properties (microhardness, chapresist, distruction effective energy, microfragility) of CdTe thin films prepared on CdTe substrate CdTe/CdTe and silicon substrate CdTe/Si and influence of neutron-irradiation on these parameters have been carried out by means of indention and sclerometry methods. It was shown that microhardness increases with strength increasing because of strain deformation. Solidity properties of CdTe/CdTe films close to the bulk substrate, while K_{1c} and γ for CdTe/Si films 3–8 times lower. It was observed that microhardness of CdTe/Si films increases with neutron doze increasing, while for CdTe/Si films – decreases.

Key words: cadmium telluride; substrate; film; neutron; indention; sclerometry.

Acknowledgements. The research has been carried out in the framework of bilateral cooperation between Belarusian State University and Tajik National University from 03.05.2007.

Введение

Пленки теллурида кадмия являются одним из базовых материалов для изготовления фотовольтаических приборов и датчиков ионизирующих излучений [1–4]. Эффективность таких приборов зависит от структурного совершенства пленок. Разработаны различные методы получения тонких пленок теллурида кадмия, среди которых синтез в квазизамкнутом объеме характеризуется дешевизной и возможностью получения пленок заданных толщины и площади на разных подложках. В последние годы опубликовано много работ, посвященных получению и исследованию оптических и электрических свойств пленок CdTe [4–10], однако прочностные свойства их изучены недостаточно. В настоящей работе представлены результаты исследований прочностных характеристик пленок теллурида кадмия, полученных на монокристаллических подложках кремния и теллурида кадмия методом вакуумного напыления в квазизамкнутом объеме.

Методика исследований

Выращивание пленок проводилось в вакууме при давлении не ниже 10^{-5} мм рт. ст. и температуре подложки (220 ± 10) °С. Для испарения монокристаллического теллурида кадмия с удельным сопротивлением (1–5) · 10^9 Ом · см использовался ленточный танталовый испаритель. Толщина полученных пленок на всех подложках варьировалась в диапазоне 150–200 мкм, а их удельное сопротивление составляло ~10^9…10^{10} Ом · см, что соответствует требованиям, предъявляемым к созданию дешевых детекторов ядерных излучений. Состав полученных пленок представлен в табл. 1, а детали синтеза приведены в [2].

Таблица 1

Элементный состав исследовавшихся пленок

Table 1

Composition of the films

Пленка/подложка	Cd, вес. %	Te, вес. %	Al, вес. %
CdTe/CdTe	48,1	51,6	0,3
CdTe/Si	50,44	48,74	0,82

Измерения микротвердости H методом индентирования проводились на приборе ПМТ-3 (Россия) по методике, описанной в [11]. В качестве индентора использовался алмазный наконечник в форме четырехгранной пирамиды с квадратным основанием и углом при вершине α, равным 136°. Нагрузка P на индентор варьировалась в пределах 5–100 г. Длительность нагружения, статического действия нагрузки и ее снятия составляла по 10 с соответственно. Они выбирались с учетом явления ползучести в CdTe. Во избежание эффекта фотопластичности в CdTe исследования проводились в одинаковых условиях минимального освещения (в полутемноте). Для исключения влияния влаги измерения выполнялись в лаборатории при одинаковой влажности, которая контролировалась гигрометром ВИТ-1 (Россия). Глубина проникновения индентора варьировалась от 1,2 до 7,7 мкм в зависимости от нагрузки. При этом размер отпечатка составлял 8–55 мкм. Исследование прочностных свойств методом склерометрии с помощью прибора ПМТ-3 при комнатной температуре осуществлялось путем царапания ребром четырехгранной алмазной пирамиды с квадратным основанием согласно ГОСТ 9377-81. Нагрузка на индентор варьировалась в пределах 1–20 г, а скорость движения индентора для уменьшения связанной с вибрациями погрешности измерений – в диапазоне 40–120 мкм/с. Оценка погрешности измерений микротвердости показала, что она не превышает 10 % во всем интервале использованных нагрузок. Более подробно методика склерометрических измерений описана в работе [12].

Микрохрупкость Z определялась по стандартной методике [13] с погрешностью 5–8 %. Рассчитывались также коэффициент вязкости разрушения (трещиностойкость) K_{1c} и эффективная энергия разрушения γ, оцениваемые по длине радиальной трещины согласно формулам [14]:

$$K_{1c} = 0{,}016\left(\frac{E}{H}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{P}{L^{\frac{3}{2}}}, \quad \gamma = \frac{K_{1c}^2}{2E},$$

где E – модуль Юнга (для CdTe $E = 0{,}52 \cdot 10^{11}$ Па); L – длина трещины. Погрешность измерений K_{1c} и γ составляла 8 %.

Для облучения использовался Pu – Be-источник (энергия нейтронов – от 0 до 10 МэВ). Для выделения тепловых нейтронов применялся специальный контейнер в парафиновом блоке. Парафин использовался для замедления быстрых нейтронов до уровня тепловых энергий. В целях установки источника нейтронов в требуемое пространственное положение применялся специальный подъемник, с помощью которого можно регулировать расстояние от дна бака для эффективного облучения образцов разной формы. Поток тепловых нейтронов определяли активационным методом. В качестве детектора применяли серебро и родий. Доза тепловых нейтронов варьировалась в диапазоне от $3{,}0 \cdot 10^8$ до $7{,}5 \cdot 10^8$ см$^{-2}$.

Результаты исследований и их обсуждение

Типичные микрофотографии отпечатков индентора на поверхности исходной монокристаллической подложки CdTe и пленок теллурида кадмия на подложках Si и CdTe приведены на рис. 1.

На исходных монокристаллических подложках теллурида кадмия форма отпечатков индентора близка к квадратной с небольшой бочковидностью (выпуклостью) отпечатка (см. рис. 1, *а*), что свидетельствует о наличии слабых деформаций растяжения. Наблюдаются коротенькие трещины, начиная с нагрузки 5 г. Материал неоднородный – на микрофотографии поверхности исходной монокристаллической пластины CdTe, обработанной травителем, которая использовалась в качестве подложки, зафиксированы темные сферические пятна, обусловленные ямками травления на микродефектах [15]. На статистическом распределении величин микротвердости наблюдались два максимума, соответствующие $H \sim 0{,}60$ ГПа и $H \sim 8{,}20$ ГПа, что также свидетельствует о наличии в материале областей с повышенным уровнем деформационных напряжений. Размеры этих областей, определенные по микрофотографиям (см. рис. 1, *а*),

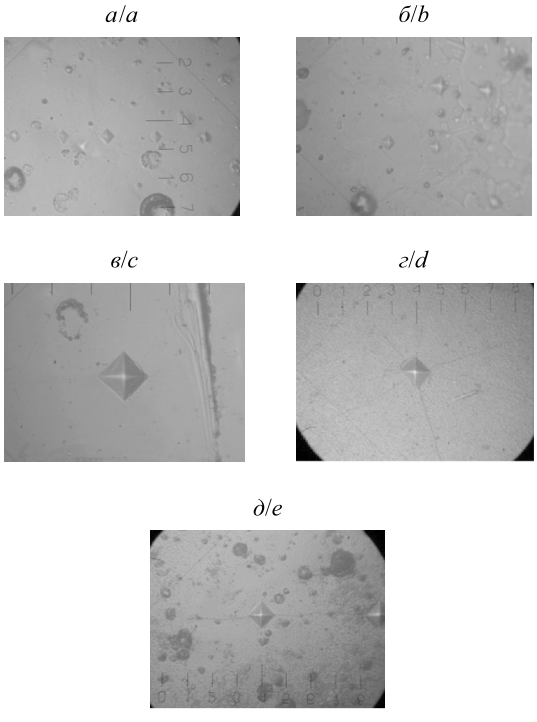


Рис. 1. Микрофотографии поверхности с отпечатками индентора на монокристаллической подложке CdTe (*а*), пленках теллурида кадмия на подложках CdTe (*б*, *в*) и Si (*г*, *д*), облученных тепловыми нейтронами дозами $3{,}0 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (*б*, *г*) и $7{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (*в*, *д*) соответственно. Поверхности, представленные на фото *а*, *б*, *д*, обрабатывались травителем, имеющим состав бутиловый спирт – бром в соотношении 10 : 1

Fig. 1. Microphotographs of a surface with imprints of an indenter of a singlecrystal CdTe substrate (*a*) and cadmium telluride films irradiated with thermal neutrons at doses of $3.0 \cdot 10^8$ cm^{-2} (*b*, *d*) and $7.3 \cdot 10^8$ cm^{-2} (*c*, *e*) on CdTe (*b*, *c*) and Si (*d*, *e*) substrates. The surfaces shown in photos *a*, *b*, *e* were treated by butyl alcohol – bromine etchant in a ratio of 10 : 1

изменяются от 2–5 до 20–30 мкм. Особенно ярко неоднородности в виде скачков микротвердости наблюдаются при малых нагрузках, равных 5–10 г, когда размеры отпечатка сравнимы с размерами включений. Такие распределения величин микротвердости с двумя максимумами отмечались ранее в монокристаллах полупроводников с различными микродефектами [15; 16]. Значения $H \sim 0{,}60$ ГПа соответствуют кубической модификации CdTe с преимущественной кристаллографической ориентацией (111) [17]. Более высокие значения $H \sim 8{,}20$ ГПа, вероятнее всего, обусловлены микродефектами и формирующимися вокруг них деформационными полями.

Зависимость микротвердости от нагрузки $H(P)$ исходной монокристаллической подложки CdTe представлена на рис. 2 (кривая *1*). На подложке не наблюдается характерного для полупроводниковых монокристаллов приповерхностного упрочнения, поскольку микротвердость слабо растет при увеличении нагрузки. Указанная особенность, скорее всего, обусловлена влиянием деформаций растяжения, наиболее заметным при малых нагрузках. Эти упругие напряжения растягивают отпечаток, сформировавшийся при индентировании, что приводит к увеличению его диагонали и, соответственно, к заниженным значениям микротвердости при измерении методом индентирования с использованием малых нагрузок.

Структуры монокристаллических подложек CdTe и выращенных на них пленок теллурида кадмия схожи. На микрофотографиях пленок CdTe/CdTe (см. рис. 1, *а*) наблюдались такие же микродефекты (см. рис. 1, *б*), как и на монокристаллических подложках. Поверхность пленки даже без травления и обработки выглядит как блочная – в виде пластин произвольной формы. Но есть и включения, по внешнему виду напоминающие аналогичные включения в монокристаллических подложках теллурида кадмия. Отпечатки индентора в пленке CdTe четкие. Трещины малые, и если развиваются, то по границам блоков. Неоднородности в виде скачков микротвердости наблюдаются при малых (5–10 г) нагрузках (как и в монокристаллах). Величина микротвердости была ниже, чем в монокристаллах CdTe (рис. 2, кривые *1* и *4*). Трещиностойкость K_{1c} и эффективная энергия разрушения γ пленок CdTe/CdTe близки к аналогичным параметрам монокристаллического теллурида кадмия (табл. 2).

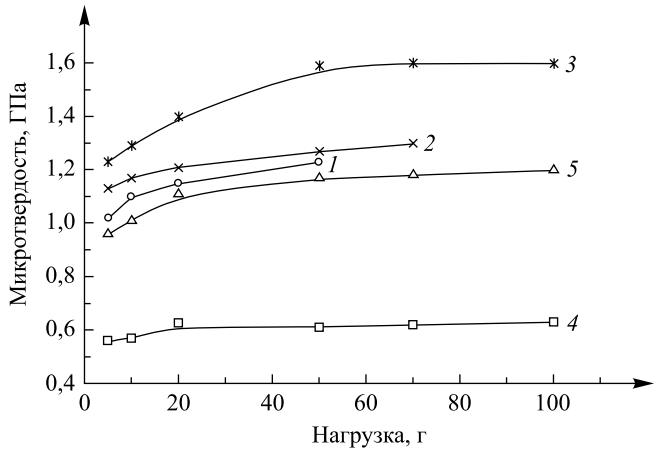


Рис. 2. Зависимости от нагрузки микротвердости, измеренной методом индентирования, исходной монокристаллической подложки CdTe (*1*) и пленок теллурида кадмия на подложках Si (*2*, *3*) и CdTe (*4*, *5*), облученных тепловыми нейтронами дозами $3{,}0 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (*2*, *4*) и $7{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ (*3*, *5*) соответственно

Fig. 2. The load dependence of the microhardness of the virgin singlecrystal CdTe substrate measured by the denting method (*1*) and cadmium telluride films irradiated by thermal neutrons at doses of $3.0 \cdot 10^8$ cm^{-2} (*2*, *4*) and $7.3 \cdot 10^8$ cm^{-2} (*3*, *5*) on Si (*2*, *3*) and CdTe (*4*, *5*) substrates

Таблица 2

Трещиностойкость K_{1c}, эффективная энергия разрушения γ и микрохрупкость Z пленок и монокристаллов CdTe при нагрузке 50 г

Table 2

Crack resistance K_{1c}, effective energy of destruction γ and micro-brittleness Z of CdTe films and single crystals at a load of 50 g

Характеристика пленки	Монокристалл CdTe	CdTe/CdTe	CdTe/Si	CdTe/Si облученный, доза облучения равна $7{,}3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$
K_{1c}, 10^4 Па · м$^{1/2}$	142,0	106,0	16,8	40,4
γ, Па · м	18,9	10,6	0,27	1,53
Z	2,1	2,2	2,5	2,5

На пленках, полученных на кремниевой подложке, картина несколько иная. Поскольку на кремнии формируются поликристаллические пленки теллурида кадмия с размером зерна от 2,5 до 5,0 мкм [2], поверхность их матовая. Текстуру поверхности можно характеризовать как направленную, рыхлую, сетчатую (см. рис. 1, *г*). Отпечатки индентора четкие, практически не искаженные. Но трещины очень длинные и прямые – от 30 мкм при нагрузке, равной 10 г, и до 210 мкм – при 50 г. В случае нагрузки, составляющей 100 г, пленка вообще раскололась и отслоилась. Все это свидетельствует о слабой адгезии к кремниевой подложке и низкой трещиностойкости пленки. Величина микротвердости была выше, чем в монокристаллах CdTe (см. рис. 2, кривые *1* и *2*). Отметим, что измерения микротвердости методом склерометрии ($H^{скл}$) дают более высокие (примерно на 20 % больше) значения, чем величина H. Так, величина $H^{скл}$ составляла 1,47 ГПа при нагрузке, равной 5 г, и 1,2 ГПа – при 10 г. Это обусловлено тем, что при склерометрии влияние на измерения растягивающих упругих напряжений незначительно, в то время как при индентировании они приводят к заниженным значениям микротвердости. Трещиностойкость K_{1c} и эффективная энергия разрушения γ пленок CdTe на кремниевой подложке существенно (в 3–8 раз) ниже аналогичных параметров монокристаллического теллурида кадмия (см. табл. 2). В то же время их микрохрупкость была несколько выше, чем у пленок CdTe/Si и монокристаллов теллурида кадмия (см. табл. 2). Однако эти различия были близки к погрешности измерений.

Тепловые нейтроны по-разному влияют на прочностные характеристики пленок теллурида кадмия на разных подложках. Микротвердость пленок, выращенных на кремниевых подложках, возрастает

при увеличении дозы тепловых нейтронов (см. рис. 2, кривые *2* и *3*), а у пленок на монокристаллическом CdTe, наоборот, снижается (см. рис. 2, кривые *4* и *5*). Отметим также, что облучение нейтронами приводит к увеличению до 2 раз трещиностойкости пленок CdTe/Si. При облучении пленок теллурида кадмия тепловыми нейтронами имеет место радиационный захват нейтронов ядрами Cd. Кадмий – хороший поглотитель тепловых нейтронов, поскольку сечение захвата естественной смеси изотопов составляет 2450 б [18]. Наиболее эффективно захватывает нейтроны изотоп кадмия ^{113}Cd – его сечение захвата на порядок выше, чем у естественной смеси [18]. При захвате нейтрона этим изотопом протекает ядерная реакция (n, γ). Сопровождающее этот процесс γ-излучение может модифицировать свойства приповерхностных слоев выращенных пленок теллурида кадмия. Другие, стабильные изотопы кадмия (^{106}Cd, ^{114}Cd, ^{116}Cd) имеют сечение захвата на четыре порядка ниже [18], однако при захвате ими нейтрона формируются β-радиоактивные изотопы, распад которых приводит к образованию примесных атомов In и в меньшей степени – Sn, способных модифицировать свойства пленок CdTe. Облучение сопровождается выбиванием атомов из узлов кристаллической решетки и формированием первичных радиационных дефектов – междоузельных атомов и вакансий, способных мигрировать по кристаллу и формировать так называемые вторичные радиационные дефекты, которые приводят к изменению микроструктуры кристалла. Скопления вторичных радиационных дефектов, образующиеся при γ-облучении поликристаллов, обычно способствуют их упрочнению [19; 20], что и наблюдалось нами на поликристаллических пленках теллурида кадмия, выращенных на кремниевых подложках. В случае пленок CdTe на монокристаллических подложках теллурида кадмия снижение микротвердости может быть обусловлено релаксацией упругих напряжений в приповерхностной области пленки при облучении нейтронами.

Заключение

Таким образом, микротвердость пленок CdTe растет при увеличении нагрузки, что обусловлено влиянием деформаций растяжения. Прочностные параметры (микротвердость H, трещиностойкость K_{1c}, эффективная энергия разрушения γ) пленок CdTe/CdTe близки к аналогичным параметрам монокристаллического теллурида кадмия, а K_{1c} и γ пленок CdTe/Si были в 3–8 раз ниже. Микротвердость пленок, выращенных на кремниевых подложках, возрастает при увеличении дозы тепловых нейтронов, а у пленок CdTe/CdTe, наоборот, снижается. Показано, что облучение нейтронами приводит к увеличению до 2 раз трещиностойкости пленок CdTe/Si. Это обусловлено релаксацией упругих напряжений в приповерхностной области пленки при облучении нейтронами и формированием вторичных радиационных дефектов.

Библиографические ссылки

1. *Клевков Ю. В., Колосов С. А., Медведев С. А. и др.* Электрические и фотоэлектрические свойства текстурированных поликристаллов CdTe // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35, вып. 10. С. 1192–1196.

2. *Акобирова А. Т., Головчук В. И., Лукашевич М. Г. и др.* Морфология поверхности пленок теллурида кадмия, полученных методом вакуумного напыления на подложках из кремния и теллурида кадмия // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 2. С. 69–75.

3. *Нуриев И. Р., Мехрабова М. А., Назаров А. М. и др.* Рост, структура и морфология поверхности эпитаксиальных пленок CdTe // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, вып. 1. С. 36–39.

4. *Бабенцов В., Сизов Ф., Franc J. и др.* Атомно-силовая микроскопия и фотолюминесценция наноструктурированного CdTe // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47, вып. 9. С. 1210–1214.

5. *Курило И. В., Ильчук Г. А., Лукашук С. В. и др.* Морфология, элементный состав и механические свойства поликристаллических слоев теллурида кадмия // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45, вып. 12. С. 1591–1598.

6. *Майоров В. А., Яфясов А. М., Божевольнов В. Б. и др.* Электрофизические и морфологические свойства пленок CdTe, синтезированных методом молекулярного наслаивания // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44, вып. 5. С. 590–593.

7. *Брус В. В., Солован М. Н., Майструк Э. В. и др.* Особенности оптических и электрических свойств поликристаллических пленок CdTe, изготовленных методом термического испарения // Физика твердого тела. 2014. Т. 56, вып. 10. С. 1886–1890.

8. *Беляев А. П., Рубец В. П., Калинкин И. П.* Формирование ориентированных пленок теллурида кадмия на аморфной подложке в резко неравновесных условиях // Журн. техн. физики. 2001. Т. 71, вып. 4. С. 133–135.

9. *Медведев С. А., Клевков Ю. В., Колосов С. А. и др.* Фотопроводимость крупнозернистых поликристаллов CdTe // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36, вып. 8. С. 937–940.

10. *Беляев А. П., Рубец В. П., Калинкин И. П.* Начальные стадии образования эпитаксиальных пленок соединений A^2B^6 в резко неравновесных условиях на подложке слюды-мусковита // Физика твердого тела. 1997. Т. 39, вып. 2. С. 382–386.

11. *Бринкевич Д. И., Вабищевич Н. В., Вабищевич С. А.* Физико-механические свойства эпитаксиальных слоев GaP // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С: Фундам. науки. 2010. № 9. С. 92–97.

12. *Бринкевич Д. И., Просолович В. С., Янковский Ю. Н. и др.* Склерометрический метод измерения микротвердости пленок фоторезиста на кремнии // Приборы и методы измерений. 2016. Т. 7, № 1. С. 77–84. DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-77-84.

13. *Концевой Ю. А., Литвинов Ю. М., Фаттахов Э. А.* Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. М. : Радио и связь, 1982.

14. *Колесников Ю. В., Морозов Е. М.* Механика контактного разрушения. М. : Наука, 1989.

15. *Brinkevich D. I., Vabishchevich N. V., Prosolovich V. S.* Micromechanical properties of GaP <Dy> epilayers // Inorg. Mater. 2012. Vol. 48, issue 8. P. 768–772. DOI: 10.1134/S0020168512070047.

16. *Brinkevich D. I., Prosolovich V. S., Vabishchevich S. A., et al.* Influence of background impurities on the formation of stacking faults in silicon wafers // Russ. Microelectron. 2006. Vol. 35, issue 2. P. 94–97. DOI: 10.1134/S1063739706020053.

17. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ : справочник / под ред. З. С. Медведева [и др.]. М. : Наука, 1979.

18. Физико-химические свойства элементов : справочник / под ред. Г. В. Самсонова. Киев : Наукова думка, 1965.

19. *Реутов В. Ф.* О вкладе нанокластеров в радиационное упрочнение металлов // Физика металлов и металловедение. 2003. Т. 96, № 6. С. 92–99.

20. *Вабищевич С. А., Вабищевич Н. В., Бринкевич Д. И.* Подавление радиационного упрочнения в кремнии, легированном германием // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 4. С. 12–14.

References

1. Klevkov Y. V., Kolosov S. A., Medvedev S. A., et al. [Electrical and photoelectric properties of textured polycrystals of CdTe]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2001. Vol. 35, issue 10. P. 1192–1196 (in Russ.).

2. Akobirova A. T., Halauchyk V. I., Lukashevich M. G., et al. Surface morphology of cadmium telluride films prepared by vacuum sputtering on the silicon and cadmium telluride substrates. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2017. No. 2. P. 69–75 (in Russ.).

3. Nuriyev I. R., Mekhrabova M. A., Nazarov A. M., et al. [Growth, structure and morphology of the surface of epitaxial CdTe films]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2017. Vol. 51, issue 1. P. 36–39 (in Russ.).

4. Babentsov V., Sizov F., Franc J., et al. [Atomic force microscopy and photoluminescence of nanostructured CdTe]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2013. Vol. 47, issue 9. P. 1210–1214 (in Russ.).

5. Kurilo I. V., Ilchuk G. A., Lukashuk S. V., et al. [Morphology, element composition and mechanical properties of polycrystalline layers of cadmium telluride]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2011. Vol. 45, issue 12. P. 1591–1598 (in Russ.).

6. Mayorov V. A., Yafyasov A. M., Bozhevolnov V. B., et al. [Electrophysical and morphological properties of CdTe films synthesized by the molecular layering method]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2010. Vol. 44, issue 5. P. 590–593 (in Russ.).

7. Brus V. V., Solovan M. N., Maistruk E. V., et al. [Peculiarities of the optical and electrical properties of polycrystalline CdTe films produced by the method of thermal evaporation]. *Fiz. tverd. tela* [Physics of the Solid State]. 2014. Vol. 56, issue 10. P. 1886–1890 (in Russ.).

8. Belyaev A. P., Rubets V. P., Kalinkin I. P. [Formation of oriented films of cadmium telluride on an amorphous substrate in sharply nonequilibrium conditions]. *Zh. tekh. fiz.* [Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics]. 2001. Vol. 71, issue 4. P. 133–135 (in Russ.).

9. Medvedev S. A., Klevkov Y. V., Kolosov S. A., et al. [Photoconductivity of coarse-grained polycrystals of CdTe]. *Fiz. tekh. poluprovodn.* [Semiconductors]. 2002. Vol. 36, issue 8. P. 937–940 (in Russ.).

10. Belyaev A. P., Rubets V. P., Kalinkin I. P. [The initial stages of the formation of epitaxial films of compounds A^2B^6 in sharply nonequilibrium conditions on a mica-muscovite substrate]. *Fiz. tverd. tela* [Physics of the Solid State]. 1997. Vol. 39, issue 2. P. 382–386 (in Russ.).

11. Brinkevich D. I., Vabishchevich N. V., Vabishchevich S. A. [Physicomechanical properties of GaP epitaxial layers]. *Vestnik Polotskogo Univ. Ser. C: Fundamental'nye nauki*. 2010. No. 9. P. 92–97 (in Russ.).

12. Brinkevich D. I., Prosolovich V. S., Yankovsky Y. N., et al. [Measurement of microhardness of photoresist films on silicon by the scratching method]. *Devices methods measurements.* 2016. Vol. 7, No. 1. P. 77–84 (in Russ.). DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-77-84.

13. Kontsevoi Y. A., Litvinov Y. M., Fattakhov E. A. [Plasticity and strength of semiconductor materials and structures]. Moscow : Radio i svyaz', 1982 (in Russ.).

14. Kolesnikov Y. V., Morozov E. M. [Mechanics of contact destruction]. Moscow : Nauka, 1989 (in Russ.).

15. Brinkevich D. I., Vabishchevich N. V., Prosolovich V. S. Micromechanical properties of GaP <Dy> epilayers. *Inorg. Mater.* 2012. Vol. 48, issue 8. P. 768–772. DOI: 10.1134/S0020168512070047.

16. Brinkevich D. I., Prosolovich V. S., Vabishchevich S. A., et al. Influence of background impurities on the formation of stacking faults in silicon wafers. *Russ. Microelectron.* 2006. Vol. 35, issue 2. P. 94–97. DOI: 10.1134/S1063739706020053.

17. Medvedeva Z. S., Novoselova A. V., Lazarev V. B. (eds). [Physical and chemical properties of semiconductor substances] : reference book. Moscow : Nauka, 1979 (in Russ.).

18. Samsonov G. V. (ed.). [Physical and chemical properties of elements] : reference book. Kiev : Naukova dumka, 1965 (in Russ.).

19. Reutov V. F. [About the contribution of nanoclusters to the radiation hardening of metals]. *Fiz. met. met.* [Phys. met. met.]. 2003. Vol. 96, No. 6. P. 92–99 (in Russ.).

20. Vabishchevich S. A., Vabishchevich N. V., Brinkevich D. I. [Suppression of radiation hardening in silicon doped with germanium]. *Fiz. khim. obrab. materialov* [Inorg. Mater.: Appl. Res. Phys. Chem. Mater. Treat.]. 2006. No. 4. P. 12–14 (in Russ.).

Статья поступила в редколлегию 24.10.2017.
Received by editorial board 24.10.2017.

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 80–87
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 80–87

УДК 538.9

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ЭКРАНИРОВАНИЯ НА ЧАСТОТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

***М. В. ШУБА*[1)], *Д. И. ЮКО*[1)], *Д. Н. МЕЙСАК*[1)],**
***О. В. СЕДЕЛЬНИКОВА*[2), 3)], *М. А. КАНЫГИН*[2)], *А. В. ОКОТРУБ*[2), 3)]**

[1)]*НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь*
[2)]*Институт неорганической химии им. А. В. Николаева Сибирского отделения РАН, пр. Академика Лаврентьева, 3, 630090, г. Новосибирск, Россия*
[3)]*Томский государственный университет, ул. Ленина, 36, 634050, г. Томск, Россия*

В терагерцовом и микроволновом диапазонах проводились измерения удельной электропроводности тонкой пленки и полимерных композитных материалов на основе одностенных углеродных нанотрубок. Показано, что частотная зависимость электропроводности тонкой пленки гораздо слабее таковой для композитного материала в диапазоне 30,0 ГГц – 1,5 ТГц. Электропроводность полимерного материала возрастает примерно в 2 раза при увеличении в нем весовой доли трубок в 10 раз (от 0,1 до 1,0 %). Проведено моделирование эффективной удельной электропроводности композитного материала, состоящего из углеродных нанотрубок, которые не взаимодействуют друг с другом. Для описания электромагнитного отклика агломератов углеродных нанотрубок последние моделировались сферическими частицами с такой же диэлектрической проницаемостью, как и у пленок из углеродных нанотрубок. Обосновано, что основным эффектом, определяющим частотную зависимость реальных композитов, является экранирование полей как в отдельных нанотрубках, так и в их агломератах. Эффект агломерации значительно уменьшает электропроводность композитного материала и объясняет ее слабое изменение при многократном увеличении весовой доли включений.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки; композитные материалы; микроволновая и терагерцовая электропроводность.

Благодарность. Работа выполнена частично при финансовой поддержке совместных проектов Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (гранты № Ф15СО-016 и № Ф17РМ-068) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-52-04077).

Образец цитирования:
Шуба М. В., Юко Д. И., Мейсак Д. Н., Седельникова О. В., Каныгин М. А., Окотруб А. В. Влияние эффекта экранирования на частотную зависимость электропроводности композитного материала на основе углеродных нанотрубок // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 80–87.

For citation:
Shuba M. V., Yuko D. I., Meisak D. N., Sedelnikova O. V., Kanygin M. A., Okotrub A. V. Influence of the screening effect on the frequency dependence of the electrical conductivity of a composite material based on carbon nanotubes. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 80–87 (in Russ.).

Авторы:
Михаил Владимирович Шуба – кандидат физико-математических наук; научный сотрудник лаборатории наноэлектромагнетизма.
Дмитрий Иванович Юко – ведущий инженер-программист лаборатории наноэлектромагнетизма.
Дарья Николаевна Мейсак – стажер младшего научного сотрудника лаборатории наноэлектромагнетизма.
Ольга Викторовна Седельникова – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории физикохимии наноматериалов[2)]; старший научный сотрудник лаборатории терагерцовых исследований[3)].
Михаил Андреевич Каныгин – кандидат физико-математических наук; научный сотрудник лаборатории физикохимии наноматериалов.
Александр Владимирович Окотруб – доктор физико-математических наук; заведующий лабораторией физикохимии наноматериалов[2)]; старший научный сотрудник лаборатории терагерцовых исследований[3)].

Authors:
Mikhail V. Shuba, PhD (physics and mathematics); researcher at the laboratory of nanoelectromagnetism.
mikhail.shuba@gmail.com
Dzmitry I. Yuko, leading software engineer at the laboratory of nanoelectromagnetism.
d.yuko@ymail.com
Darya N. Meisak, junior research assistant at the laboratory of nanoelectromagnetism.
dariameysak@gmail.com
Olga V. Sedelnikova, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of physicochemistry of nanomaterials[b]; senior researcher at the laboratory of terahertz research[c].
o.sedelnikova@gmail.com
Mikhail A. Kanygin, PhD (physics and mathematics); researcher at the laboratory of physicochemistry of nanomaterials.
mkanygin@gmail.com
Aleksandr V. Okotrub, doctor of science (physics and mathematics); head of the laboratory of physicochemistry of nanomaterials[b]; senior researcher at the laboratory of terahertz research[c].
spectrum@niic.nsc.ru

INFLUENCE OF THE SCREENING EFFECT ON THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF A COMPOSITE MATERIAL BASED ON CARBON NANOTUBES

***M. V. SHUBA*[a], *D. I. YUKO*[a], *D. N. MEISAK*[a],**
***O. V. SEDELNIKOVA*[b, c], *M. A. KANYGIN*[b], *A. V. OKOTRUB*[b, c]**

[a]*Research Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,*
11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus
[b]*Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,*
3 Laĭrenc'jeva Avenue, Novosibirsk 630090, Russia
[c]*Tomsk State University, 36 Lenin Street, Tomsk 634050, Russia*

Corresponding author: D. I. Yuko (d.yuko@ymail.com)

In the terahertz and microwave ranges, the frequency dependence of the electrical conductivity of a thin film and polymer composite materials comprising single-walled carbon nanotubes (CNT) is measured. It is shown that frequency dependence of the conductivity is weaker for the CNT film than for composite materials in the range 30.0 GHz – 1.5 THz. The conductivity of polymer composite material increases by two times as the weight fraction of CNTs increases by 10 times (from 0.1 to 1.0 %). We calculated the effective conductivity of the composite materials comprising CNTs non-interacting with each other. To describe the electromagnetic response of CNT agglomerates, we model them as spherical nanoparticles having the same permittivity as the CNT film. It is substantiated that the main effect determining the frequency dependence of real composites is a field screening in both individual nanotubes and their agglomerates. The aggregation effect diminishes strongly the conductivity of composite materials resulting in its slight variation at a manifold increase of the weight fraction of the inclusions.

Key words: carbon nanotubes; composite materials; microwave and terahertz conductivity.

Acknowledgements. The work was partially financially supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grants No. F15CO-016 and No. F17RM-068) and the Russian Foundation for Basic Research (grant No. 17-52-04077).

Введение

С момента открытия углеродных нанотрубок (УНТ) большое внимание уделялось исследованию их взаимодействия с электромагнитным (ЭМ) излучением [1–6]. Углеродная нанотрубка представляет собой лист графена, свернутый в бесшовный цилиндр [7]. В зависимости от ориентации кристаллографических осей графена по отношению к оси нанотрубки последняя может иметь металлический или полупроводниковый тип проводимости. В настоящей работе рассмотрены хорошо проводящие металлические нанотрубки в терагерцовом и микроволновом диапазонах, где их электропроводность обусловлена внутризонными переходами электронов и описывается законом Друде [1].

К настоящему времени в теории описаны и экспериментально продемонстрированы электромагнитные эффекты в УНТ, такие как наличие сильно замедленных поверхностных волн [1], локализованный поверхностный (антенный) резонанс в терагерцовой области [3; 4; 8], усиление ближнего поля в квазистатическом режиме взаимодействия [9] и эффект сильной экранировки аксиальных полей [5; 6]. Последний определяет величину эффективного поля в углеродных нанотрубках и тем самым влияет на характер взаимодействия электромагнитного излучения с УНТ.

Электромагнитный отклик от одиночной нанотрубки достаточно мал, чтобы быть измеренным при настоящем уровне развития техники. Однако доступными для экспериментальных исследований являются измерения диэлектрической проницаемости и электропроводности тонких пленок и композитных материалов, содержащих УНТ. Несмотря на детальное рассмотрение взаимодействия УНТ с ЭМ-излучением, до настоящего времени не разработано подхода к описанию частотной дисперсии эффективных параметров композитных материалов на основе УНТ. Причина заключается в сложной структуре композитных материалов, в которых содержатся не только отдельные трубки, но и их агломераты. Рассмотрение взаимодействия последних с электромагнитным излучением является комплексной проблемой, так как предполагает учет межтрубочного туннелирования и решение электромагнитной задачи рассеяния многих тел.

Кроме того, существует определенное непонимание механизмов, ответственных за частотную зависимость электропроводности в субтерагерцовом диапазоне. В экспериментальных работах [10] ограничиваются замечанием о том, что такая зависимость может быть описана степенным полуэмпирическим

законом [11] подобно тому, как это имеет место в модели произвольно распределенных в трехмерном пространстве комплексных сопротивлений [12]. Стоит отметить, что впервые влияние эффектов экранировки в многостенных УНТ на электропроводность композитов на их основе было теоретически описано в [5].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований эффективных параметров пленки и полимерных композитных материалов на основе одностенных УНТ в микроволновом и терагерцовом диапазонах. Полученные данные хорошо согласуются с теоретическим предсказанием влияния экранирования на частотную зависимость эффективной электропроводности композитного материала.

Теоретическая часть

Рассмотрим модель композитной среды, в которой углеродные нанотрубки однородно распределены, разориентированы в пространстве и не взаимодействуют друг с другом. Поверхностная аксиальная электропроводность каждой трубки на частотах, лежащих намного ниже области межзонных переходов с частотой f меньше 50 ТГц, описывается законом Друде [1]

$$\sigma_{zz} = \frac{3i\gamma_0 be^2}{\pi^2\hbar^2 R(\omega + i\nu)}, \quad (1)$$

где (формула (1)) $\gamma_0 = 2{,}7$ эВ – интеграл перекрытия; $b = 0{,}142$ нм; e – заряд электрона; $\hbar$ – постоянная Планка; $\nu = \frac{1}{\tau}$ – частота релаксации; τ – время электронной релаксации; R – радиус нанотрубки; ω – угловая частота внешнего поля. Поляризуемость $\alpha(L)$ одиночной изолированной УНТ длиной L в длинноволновом приближении ($L \ll \lambda$) находится методом интегральных уравнений при решении задачи рассеяния света тонкостенным проводящим цилиндром конечной длины [4]. Тогда эффективная диэлектрическая проницаемость композита может быть представлена в виде [13]

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_h + \frac{1}{3\varepsilon_0}\sum_j \int \alpha_j(L) n_j(L) dL, \quad (2)$$

где $n_j(L)$ – концентрация УНТ типа j длиной L; индекс j соответствует типу УНТ с определенными индексами киральности; коэффициент $\frac{1}{3}$ учитывает то, что трубки разупорядоченно ориентированы в среде; ε_h – относительная диэлектрическая проницаемость матрицы, в которую погружены нанотрубки; $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Эффективная удельная электропроводность композитного материала определяется соотношением $\sigma_{\text{eff}} = \varepsilon_0 \omega \operatorname{Im}(\varepsilon_{\text{eff}})$. Для демонстрации того, как эффективная электропроводность зависит от длины нанотрубок, нами рассчитана частотная зависимость σ_{eff} для композитного материала, состоящего из УНТ одинаковой длины типа зигзага с киральными индексами (12,0) и радиусом 0,47 нм при времени электронной релаксации $\tau = 50$ фс и $\varepsilon_h = 1$. На рис. 1 продемонстрированы частотные зависимости величины σ_{eff} при длинах трубок 0,5; 2,0 и 10,0 мкм и одинаковом коэффициенте объемного заполнения композита УНТ $F = n\pi R^2 L$. Представленные на рис. 1 спектры электропроводности имеют пики в терагерцовой области частот, связанные с антенным (плазменным) резонансом в УНТ [4].

Положение пиков зависит от длины трубок. Ниже резонансных частот лежит область режима квазистатического взаимодействия трубок с падающим излучением. В этом режиме сильный эффект экранирования аксиального тока приводит к малой величине эффективной электропроводности композитного материала в микроволновом диапазоне (10–30 ГГц) по сравнению с терагерцовым диапазоном (0,5–2,0 ТГц), где эффект экранирования более слабый. Поскольку эффект экранирования сильнее для более коротких трубок, то и величина σ_{eff} много меньше для композита коротких УНТ, нежели длинных. Причем частотное поведение величины σ_{eff} на низких частотах вдали от резонанса не зависит от длины трубок. Кроме того, согласно формуле (2) в микроволновом диапазоне величина σ_{eff} прямо пропорциональна объемной доле нанотрубок, если пренебрегать мнимой частью ε_h.

В реальном композитном материале присутствует эффект перколяции, когда трубки, касаясь друг друга, образуют проводящие пути. При этом увеличивается эффективная длина трубок и ослабевает эффект экранировки. Однако зачастую трубки сбиваются в комки (агломераты) размерами в несколько микрометров. Самой простой моделью почти сферического агломерата в дипольном приближении может быть однородная сферическая частица таких же размеров с эффективной относительной диэлектрической

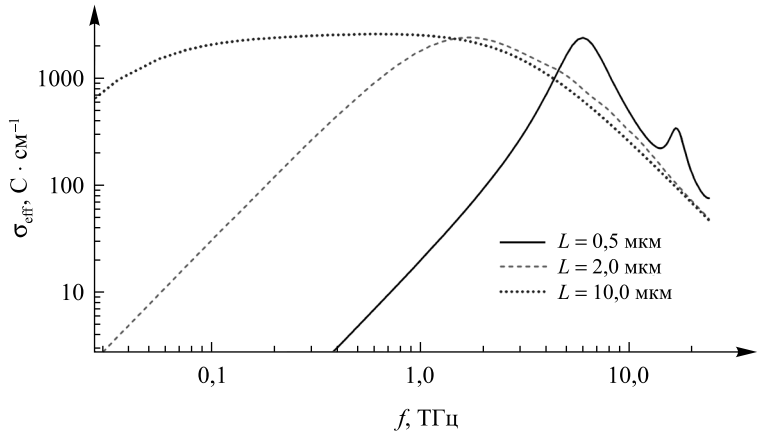


Рис. 1. Результаты теоретических расчетов частотной зависимости *f* удельной электропроводности композита с включениями из УНТ типа зигзага (12,0) для УНТ длиной 0,5; 2,0 и 10,0 мкм. $F = 0{,}05$

Fig. 1. Theoretical frequency dependence of the electrical conductivity of a composite material comprising metallic (12.0) zigzag CNTs with a length of 0.5; 2.0 and 10.0 μm. $F = 0.05$

проницаемостью ε_a. Тогда эффективная относительная диэлектрическая проницаемость композитного материала из таких не взаимодействующих друг с другом частиц, распределенных однородно в среде с относительной диэлектрической проницаемостью ε_h, описывается моделью Максвелла – Гарнетта:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_h + 3F\varepsilon_h \frac{\varepsilon_a - \varepsilon_h}{2\varepsilon_h + 3\varepsilon_a}, \tag{3}$$

где F – коэффициент объемного заполнения композита сферическими включениями.

Диэлектрическая проницаемость ε_a может быть приближенно взята такой же, как и у пленки из одностенных нанотрубок. Ее действительная и мнимая части составляют тысячи единиц в микроволновом и терагерцовом диапазонах [14]. Таким образом, выполняется соотношение $|\varepsilon_a| \gg |\varepsilon_h|$, что позволяет приближенно записать (3) в виде

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_h (1 + F). \tag{4}$$

Эффективная диэлектрическая проницаемость композитного материала, состоящего только из агломератов нанотрубок, как видно из (4), в дипольном приближении не зависит от диэлектрической проницаемости самих агломератов и их размеров. Поведение агломератов в электромагнитном поле близко к поведению идеально проводящих сферических частиц.

Поскольку разные научные группы получают композитные материалы неодинаковыми методами – с использованием различных материалов УНТ, то и полученные частотные зависимости электропроводности, описания которых встречаются в литературе, оказываются различными [15]. Например, в работе [16] показано, что с возрастанием весовой доли многостенных УНТ в полиметилметакрилате с 0,25 до 4,0 % величина $\left(\sigma_{\text{eff}}\right)^{-1} \frac{\partial \sigma_{\text{eff}}}{\partial \omega}$ уменьшается в 50 раз в субтерагерцовом диапазоне. Кроме того, концентрационные зависимости электропроводности зачастую нелинейные. Это объясняется тем, что размеры агломератов и их доля могут варьироваться при изменении количества материала УНТ в композите. В работе [5] систематизированы экспериментальные данные диэлектрической проницаемости композитных материалов на основе УНТ и показано, что все микроволновые спектры могут быть разделены на четыре группы в зависимости от режима взаимодействия УНТ с электромагнитным полем. В настоящей работе обсуждается режим преимущественно квазистатического взаимодействия между полем и наночастицами, для которого характерен эффект электромагнитного экранирования.

Материалы и методы эксперимента

Нами исследовалась эффективная электропроводность тонкой пленки и полимерных композитных материалов на основе УНТ в микроволновом (30 ГГц) и терагерцовом (0,2–1,5 ТГц) диапазонах частот. В обоих типах образцов использовались очищенные (>95 %) одностенные УНТ TUBALL (*OCSiAL*, Россия), произведенные методом каталитического осаждения из газовой фазы; средний диаметр трубок составлял 1,8 нм, длина – более 5 мкм.

Полимерные композиты с различной концентрацией УНТ были приготовлены методом вальцевания [17], при этом в качестве полимерной матрицы использовался полистирол. Так, на первом этапе порошок исходных УНТ растворялся в толуоле путем перемешивания в течение 1 ч. Полистирол добавлялся к суспензии УНТ в толуоле и перемешивался до полного его растворения. Затем полученная суспензия подвергалась ультразвуковой обработке в течение 5 мин и после этого перемешивалась на протяжении 2 ч. Полученная композитная смесь выливалась на алюминиевую фольгу и просушивалась в течение 3 ч до вязкого состояния. Созданный таким образом композитный материал обрабатывался путем 20 прокатов вальцами, что позволяло частично разбить (раздавить) агрегаты внутри полимерной матрицы. Данным методом были приготовлены композиционные материалы толщиной 0,2 мм с весовым содержанием УНТ, равным 0,1 и 1,0 %.

Свободностоящая пленка на основе УНТ была получена методом фильтрования, который основан на фильтрации суспензии УНТ через мембранную фильтровальную бумагу из ацетата целлюлозы с размером пор 20–200 нм [14]. Для получения суспензии порошок исходных УНТ подвергался ультразвуковой обработке в течение 1 ч в 1 % растворе додецилсульфата натрия; полученная суспензия затем центрифугировалась 15 мин при ускорении 5000 g. Концентрация УНТ в суспензии определялась методами оптической спектроскопии. После фильтрации полученная на фильтровальной бумаге пленка дополнительно промывалась 200 мл горячей воды для удаления поверхностно-активного вещества. Затем бумагу растворяли в ацетоне, а пленку переносили на металлическую рамку с отверстием диаметром 8 мм. Толщина пленки определялась профилометром и составила 500 нм. С учетом массы трубок, использованных для приготовления пленки, а также ее геометрических размеров была рассчитана плотность пленки ρ, которая составила приблизительно 0,4 г/см^3. Объемную долю трубок в полученной пленке можно грубо оценить как отношение ρ/ρ_0, где $\rho_0 = 2{,}2$ г/см^3 – плотность графита. В нашем эксперименте она составила около 18 %.

Измерение электромагнитных свойств исследуемых образцов на частоте 30 ГГц проводилось волноводным методом с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны и скалярного анализатора цепей R2-408R («Элмика», Литва). Образец в виде плоскопараллельной пластины помещался в сечение волновода перпендикулярно направлению распространения волны. Электромагнитный отклик образца измерялся как отношение прошедшего сигнала к падающему ($S_{2\,1}$) и отраженного сигнала к падающему ($S_{1\,1}$) [18; 19]. Измеренные коэффициенты $S_{1\,1}$ и $S_{2\,1}$ использовались для расчета диэлектрической проницаемости исследуемых образцов.

В терагерцовом диапазоне частот измерения комплексного коэффициента прохождения при нормальном падении проводились на спектрометре T-SPEC (EKSPLA, Литва) с разрешением по времени. Это позволило рассчитывать диэлектрическую проницаемость образцов в диапазоне частот 0,2–1,5 ТГц.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Частотные зависимости удельной электропроводности пленки из УНТ и полимерных композитных материалов при весовой доле УНТ 0,1 и 1,0 % представлены на рис. 2. Из-за интерференции излучения в тонком плоскопараллельном слое композитного материала возникает небольшое волнообразное поведение спектра (см. рис. 2, *а*), которое не может быть полностью исключено при определении эффективных параметров образцов. Сильную частотную зависимость электропроводности $\sigma_{\text{eff}} \sim f^{0{,}52}$ демонстрирует рис. 2, *а*. Эту зависимость можно связать с сильным экранирующим эффектом аксиального поля в УНТ, который представлен на рис. 1. Для пленки из УНТ характерна более слабая частотная зависимость $\sigma_{\text{eff}} \sim f^{0{,}14}$, объясняемая слабым эффектом экранировки вследствие того, что трубки объединены в общую проводящую сеть и средняя эффективная длина УНТ в такой сети много больше реальной длины трубок в материале.

При увеличении концентрации трубок в 10 раз (с 0,1 до 1,0 %), как следует из рис. 2, эффективная электропроводность композита увеличивается только в 2 раза. Согласно модели для агломерированных УНТ и формулам (3), (4) это может быть объяснено тем, что доля агломерированных трубок в композите при 1,0 % УНТ значительно больше таковой для композита при 0,1 % УНТ. Вклад же агломератов в общий отклик композитного материала много меньше вклада отдельных УНТ.

Интересно также сравнить композитный материал с весовым содержанием трубок 0,1 % (см. рис. 2, *а*) и пленку (см. рис. 2, *б*), у которой содержание трубок составляет приблизительно 18 %. При отличии концентраций трубок примерно в 180 раз их удельные электропроводности на частоте 1 ТГц (где эффект экранирования мал) отличаются в 530 раз, а на частоте 30 ГГц (где влияние экранирования велико) – в 50 000 раз. Отметим, что в работе [20] было сказано о подобном существенном отличии частотной дисперсии оптических плотностей для пленки и композитного материала из УНТ. Однако авторы не смогли найти этому объяснения.

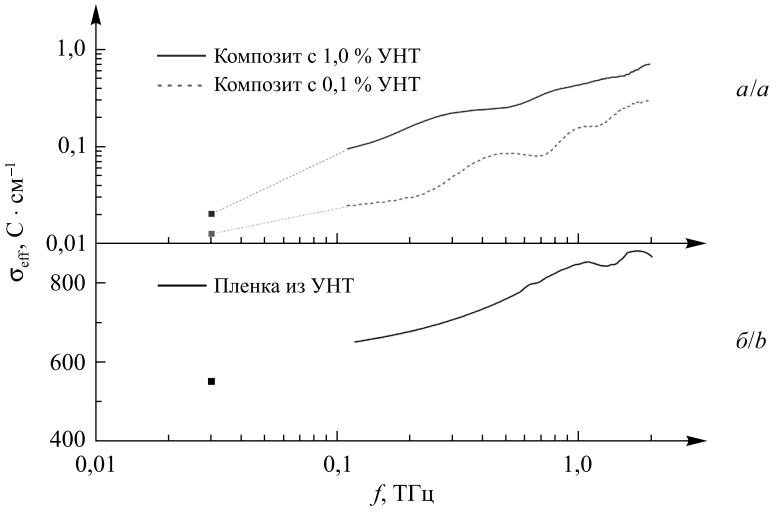


Рис. 2. Экспериментальная зависимость эффективной удельной электропроводности:
а – полимерных композитов при весовой доле 0,1 и 1,0 % УНТ; *б* – тонкой пленки из УНТ.
Квадратный символ (▪) указывает на электропроводность на частоте 30 ГГц

Fig. 2. Experimental frequency dependence of the effective conductivity:
a – polymer CNT-based composites at wt. 0.1 and 1.0 %; *b* – a CNT thin film.
A square symbol (▪) indicates the electrical conductivity at a frequency of 30 GHz

Таким образом, частотная зависимость композитных материалов на основе УНТ связана главным образом с явлением экранирования электромагнитных полей как в пределах одиночных включений, так и в пределах их плотных скоплений (агломератов).

Заключение

В настоящей работе рассчитана удельная электропроводность композитного материала, состоящего из УНТ, которые не взаимодействуют друг с другом. Показано теоретически, что сильная частотная зависимость электропроводности композитного материала в микроволновом и терагерцовом диапазонах может быть связана с эффектами экранирования излучения в отдельных наночастицах. Эффект агломерации уменьшает электромагнитный отклик композиционного материала, поскольку поляризуемость отдельных агломератов мала.

Экспериментально исследованы частотные зависимости удельной электропроводности пленки из УНТ и композитных материалов на основе УНТ при разной концентрации нанотрубок. Показано, что частотная зависимость слабее в случае пленки из УНТ, где благодаря множеству контактов между соприкасающимися трубками эффект экранирования слабый. Отличие концентрации трубок в композитном материале в 10 раз приводит к двукратному отличию их терагерцовой удельной электропроводности, что объясняется наличием эффекта агрегации трубок в композите.

Библиографические ссылки

1. *Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., et al.* Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60, issue 24. P. 17136–17149. DOI: 10.1103/PhysRevB.60.17136.

2. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* Electromagnetic fields in unconventional materials and structures / ed. by O. N. Singh, A. Lakhtakia. New York : Wiley, 2000. P. 217–255.

3. *Hanson G.* Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas // IEEE Trans. Antenn. Propagat. 2005. Vol. 53, issue 11. P. 3426–3435. DOI: 10.1109/TAP.2005.858865.

4. *Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., et al.* Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73, issue 19. Article ID: 195416. DOI: 10.1103/PhysRevB.73.195416.

5. *Shuba M. V., Melnikov A. V., Paddubskaya A. V., et al.* The role of finite size effects in the microwave and sub-terahertz electromagnetic response of multiwall carbon nanotube based composite: theory and interpretation of experiment // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88, issue 4. Article ID: 045436. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.045436.

6. *Shuba M. V., Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., et al.* Radiofrequency field absorption by carbon nanotubes embedded in a conductive host // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108, issue 11. Article ID: 114302. DOI: 10.1063/1.3516480.

7. *Reich S., Thomsen C., Maultzsch J.* Carbon Nanotubes: Basic Concepts and Physical Properties. New York : Wiley, 2004. DOI: 10.1002/9783527618040.

8. *Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., et al.* Experimental evidence of localized plasmon resonance in composite materials containing single-wall carbon nanotubes // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, issue 16. Article ID: 165435. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.165435.

9. *Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., et al.* Observation of the microwave near-field enhancement effect in suspensions comprising single-walled carbon nanotubes // Mater. Res. Express. 2017. Vol. 4, № 7. Article ID: 075033. DOI: 10.1088/2053-1591/aa78e1.

10. *Andreev A. S., Kazakova M. A., Ishchenko A. V., et al.* Magnetic and dielectric properties of carbon nanotubes with embedded cobalt nanoparticles // Carbon. 2017. Vol. 114. P. 39–49. DOI: 10.1016/j.carbon.2016.11.070.

11. *Almond D. P., West A. R.* Impedance and modulus spectroscopy of «real» dispersive conductors // Solid State Ion. 1983. Vol. 11. P. 57–64. DOI: 10.1016/0167-2738(83)90063-2.

12. *Potschke P., Dudkin S. M., Alig I.* Dielectric spectroscopy on melt processed polycarbonated multiwalled carbon nanotube composites // Polymer. 2003. Vol. 44. P. 5023–5030. DOI: 10.1016/S0032-3861(03)00451-8.

13. *Slepyan G. Y., Shuba M. V., Maksimenko S. A., et al.* Terahertz conductivity peak in composite materials containing carbon nanotubes: Theory and interpretation of experiment // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81, issue 20. Article ID: 205423. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.205423.

14. *Shuba M. V., Paddubskaya A., Kuzhir P. P., et al.* Short-length carbon nanotubes as building blocks for high dielectric constant materials in the terahertz range // J. Phys. D. 2017. Vol. 50, № 8. Article ID: 08LT01. DOI: 10.1088/1361-6463/aa5628.

15. *Kazakova M. A., Kuznetsov V. L., Semikolenova N. V., et al.* Comparative study of multiwalled carbon nanotube/polyethylene composites produced via different techniques // Phys. Stat. Sol. B. 2014. Vol. 251, issue 12. P. 2437–2443. DOI: 10.1002/pssb.201451194.

16. *Kranauskaite I., Macutkevic J., Banys J., et al.* Length-dependent broadband electric properties of PMMA composites filled with carbon nanotubes // Phys. Stat. Sol. A. 2016. Vol. 213, issue 4. P. 1025–1033. DOI: 10.1002/pssa.201532289.

17. *Gavrilov N., Okotrub A., Bulusheva L., et al.* Dielectric properties of polystyrene/onion-like carb on composites in frequency range of 0.5–500 kHz // Compos. Sci. Technol. 2010. Vol. 70, № 5. P. 719–724. DOI: 10.1016/j.compscitech.2009.12.026.

18. Standard test method for measuring relative complex permittivity and relative magnetic permeability of solid materials at microwave frequencies : An American National Standard, designation D5568-08. 2009.

19. *Chung B. K.* Dielectric constant measurement for thin material at microwave frequencies // Prog. Electromagn. Res. 2007. Vol. 75. P. 239–252. DOI: 10.2528/PIER07052801.

20. *Akima N., Iwasa Y., Brown S., et al.* Strong anisotropy in the far-infrared absorption spectra of stretch-aligned single-walled carbon nanotubes // Adv. Mater. 2006. Vol. 18, issue 9. P. 1166–1169. DOI: 10.1002/adma.200502505.

References

1. Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., et al. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation. *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 60, issue 24. P. 17136–17149. DOI: 10.1103/PhysRevB.60.17136.

2. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. Electromagnetic fields in unconventional materials and structures. New York : Wiley, 2000. P. 217–255.

3. Hanson G. Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas. *IEEE Trans. Antenn. Propagat.* 2005. Vol. 53, issue 11. P. 3426–3435. DOI: 10.1109/TAP.2005.858865.

4. Slepyan G.Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., et al. Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas. *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 73, issue 19. Article ID: 195416. DOI: 10.1103/PhysRevB.73.195416.

5. Shuba M. V., Melnikov A. V., Paddubskaya A. V., et al. The role of finite size effects in the microwave and sub-terahertz electromagnetic response of multiwall carbon nanotube based composite: theory and interpretation of experiment. *Phys. Rev. B.* 2013. Vol. 88, issue 4. Article ID: 045436. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.045436.

6. Shuba M. V., Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., et al. Radiofrequency field absorption by carbon nanotubes embedded in a conductive host. *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 108, issue 11. Article ID: 114302. DOI: 10.1063/1.3516480.

7. Reich S., Thomsen C., Maultzsch J. Carbon Nanotubes: Basic Concepts and Physical Properties. New York : Wiley, 2004. DOI: 10.1002/9783527618040.

8. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., et al. Experimental evidence of localized plasmon resonance in composite materials containing single-wall carbon nanotubes. *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 85, issue 16. Article ID: 165435. DOI: 10.1103/PhysRevB.85.165435.

9. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., et al. Observation of the microwave near-field enhancement effect in suspensions comprising single-walled carbon nanotubes. *Mater. Res. Express.* 2017. Vol. 4, No. 7. Article ID: 075033. DOI: 10.1088/2053-1591/aa78e1.

10. Andreev A. S., Kazakova M. A., Ishchenko A. V., et al. Magnetic and dielectric properties of carbon nanotubes with embedded cobalt nanoparticles. *Carbon.* 2017. Vol. 114. P. 39–49. DOI: 10.1016/j.carbon.2016.11.070.

11. Almond D. P., West A. R. Impedance and modulus spectroscopy of «real» dispersive conductors. *Solid State Ion.* 1983. Vol. 11. P. 57–64. DOI: 10.1016/0167-2738(83)90063-2.

12. Potschke P., Dudkin S. M., Alig I. Dielectric spectroscopy on melt processed polycarbonated multiwalled carbon nanotube composites. *Polymer.* 2003. Vol. 44. P. 5023–5030. DOI: 10.1016/S0032-3861(03)00451-8.

13. Slepyan G. Y., Shuba M. V., Maksimenko S. A., et al. Terahertz conductivity peak in composite materials containing carbon nanotubes: Theory and interpretation of experiment. *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81, issue 20. Article ID: 205423. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.205423.

14. Shuba M. V., Paddubskaya A., Kuzhir P. P., et al. Short-length carbon nanotubes as building blocks for high dielectric constant materials in the terahertz range. *J. Phys. D.* 2017. Vol. 50, No. 8. Article ID: 08LT01. DOI: 10.1088/1361-6463/aa5628.

15. Kazakova M. A., Kuznetsov V. L., Semikolenova N. V., et al. Comparative study of multiwalled carbon nanotube/polyethylene composites produced via different techniques. *Phys. Stat. Sol. B.* 2014. Vol. 251, issue 12. P. 2437–2443. DOI: 10.1002/pssb.201451194.

16. Kranauskaite I., Macutkevic J., Banys J., et al. Length-dependent broadband electric properties of PMMA composites filled with carbon nanotubes. *Phys. Stat. Sol. A*. 2016. Vol. 213, issue 4. P. 1025–1033. DOI: 10.1002/pssa.201532289.

17. Gavrilov N., Okotrub A., Bulusheva L., et al. Dielectric properties of polystyrene/onion-like carb on composites in frequency range of 0.5–500 kHz. *Compos. Sci. Technol.* 2010. Vol. 70, No. 5. P. 719–724. DOI: 10.1016/j.compscitech.2009.12.026.

18. Standard test method for measuring relative complex permittivity and relative magnetic permeability of solid materials at microwave frequencies : An American National Standard, designation D5568-08. 2009.

19. Chung B. K. Dielectric constant measurement for thin material at microwave frequencies. *Prog. Electromagn. Res.* 2007. Vol. 75. P. 239–252. DOI: 10.2528/PIER07052801.

20. Akima N., Iwasa Y., Brown S., et al. Strong anisotropy in the far-infrared absorption spectra of stretch-aligned single-walled carbon nanotubes. *Adv. Mater.* 2006. Vol. 18, issue 9. P. 1166–1169. DOI: 10.1002/adma.200502505.

Статья поступила в редколлегию 13.10.2017.
Received by editorial board 13.10.2017.

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 88–94
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 88–94

УДК 537.9

УСИЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАФЕНЕ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

***М. А. ЯКОВЛЕВА*[1), 2)], *К. Г. БАТРАКОВ*[1), 3)]**

[1)]*НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь*
[2)]*Национальный центр научных исследований, Дорога Нозе, C2N-UMR 9001, 91460, г. Маркуси, Франция*
[3)]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь*

Теоретически рассматривается возможность резкого роста поглощения излучения терагерцового диапазона в графене, которое достигается размещением его вблизи металлической дифракционной решетки. Решение задачи заключается в разложении полей по флоке-модам и применении граничных условий для тангенциальных составляющих электромагнитного поля. Вследствие дифракции электромагнитной волны на решетке и интерференции волн удается достичь концентрации энергии электромагнитного поля в области размещения графена. Показано, что для двух вариантов решетки – отражающей и пропускающей – при определенном выборе физических параметров достигается практически полное поглощение электромагнитного излучения в атомарно тонком слое графена, что в несколько раз превосходит по величине поглощение в свободностоящем графене, имеющем такие же параметры. Результаты исследования могут быть использованы при разработке детекторов и сенсоров в активно развивающейся в настоящее время области терагерцовой спектроскопии.

Ключевые слова: дифракционная решетка; графен; граничные условия; дираковский спектр.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф17АРМ-025), государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника» (подзадание 1.1.05.1), а также европейского проекта № H2020-644076 CoExAN.

ELECTROMAGNETIC RADIATION ABSORPTION ENHANCEMENT IN GRAPHENE BY DIFFRACTION GRATING

***M. A. YAKOVLEVA*[a, b], *K. G. BATRAKOV*[a, c]**

[a]*Research Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,*
11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus
[b]*National Center for Scientific Research, C2N-UMR 9001 Route de Nozay, Marcoussis 91460, France*
[c]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
Corresponding author: M. A. Yakovleva (yakovlevmarin@gmail.com)

In the paper the possibility to increase significantly the terahertz radiation absorption in graphene by a metallic grating is studied theoretically. The solution of this problem consists in expansion of the fields in the Floquet modes and application of the boundary conditions for the tangential components of an electromagnetic field. Due to diffraction of an electromagnetic wave from the grating and to interference of the waves, it is possible to achieve the concentration

Образец цитирования:
Яковлева М. А., Батраков К. Г. Усиление поглощения электромагнитного излучения в графене дифракционной решеткой // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 88–94.

For citation:
Yakovleva M. A., Batrakov K. G. Electromagnetic radiation absorption enhancement in graphene by diffraction grating. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 88–94 (in Russ.).

Авторы:
Марина Алексеевна Яковлева – стажер младшего научного сотрудника[1)]; исследователь лаборатории фотоники и наноструктур[2)].
Константин Германович Батраков – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры ядерной физики[3)]; ведущий научный сотрудник лаборатории наноэлектромагнетизма[1)].

Authors:
Marina A. Yakovleva, junior research assistant[a]; researcher at the laboratory of photonics and nanostructures[b].
yakovlevmarin@gmail.com
Konstantin G. Batrakov, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of nuclear physics[c]; leading researcher at the laboratory of nanoelectromagnetism[a].
kgbatrakov@gmail.com

of the electromagnetic field energy in the region of the graphene location. It is shown that almost complete absorption of electromagnetic radiation in an atomically thin layer of graphene is achieved for reflection and transmission gratings with the particular physical parameters, that is several times higher than the absorption in a free-standing graphene layer of the same parameters. The obtained results can be used for design of detectors and sensors in the rapidly developing area of terahertz spectroscopy.

Key words: diffraction grating; graphene; boundary conditions; Dirac spectrum.

Acknowledgements. The work was supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. Ф17АРМ-025), Belarusian State program for Scientific Research «Photonics and Opto- and Micro-electronics» 1.1.05.1 and European project No. H2020-644076 CoExAN.

Введение

Уникальные свойства графена делают этот двухмерный материал и структуры на его основе перспективными для различных приложений [1–8]. Дираковский спектр электронов графена с нулевой массой и сопутствующий такому спектру парадокс Клейна приводят к большой подвижности электронов, что обеспечивает высокую проводимость [2; 9]. Как результат, даже один слой графена атомарной «толщины» поглощает значительную часть падающего электромагнитного излучения микроволнового и терагерцового диапазона (вплоть до 30 %). Сочетание графена и диэлектрической подложки с подходящей толщиной и соответствующей диэлектрической проницаемостью позволяет повысить величину коэффициента поглощения излучения в графене [10; 11].

Решение ряда практических задач, например детектирования сигналов малой мощности и концентрации энергии, требует использования материалов с высоким поглощением в малом объеме [12]. Актуальной является эта задача, в частности, в терагерцовом диапазоне частот в связи с активным исследованием и развитием различных приложений данного диапазона в последнее десятилетие [13].

В настоящей работе исследуется возможность дополнительного увеличения поглощения электромагнитного излучения в графене с использованием металлической дифракционной решетки. Дифракция падающего излучения приводит к образованию поверхностных гармоник, распространяющихся вдоль графенового листа. Эти локализованные в области расположения графена гармоники более эффективно взаимодействуют с ним по сравнению с объемными волнами, что приводит к увеличению поглощения. Кроме того, в геометрии, когда графен находится между источником излучения и решеткой, отраженные волны вторично проходят через графен, это обусловливает увеличение поглощения системой, появляется возможность расположения графена в области пучности, являющейся результатом интерференции падающей и отраженной волн, что дополнительно увеличивает поглощение.

Методика расчета

Задача взаимодействия электромагнитного излучения с системой, состоящей из графена и металлической решетки, решается для случая двух поляризаций – поперечно-магнитной (TM) и поперечно-электрической (TE), так как произвольно падающую волну можно представить как линейную комбинацию этих двух поляризаций. Рассматриваемые в работе варианты изображены на рис. 1.

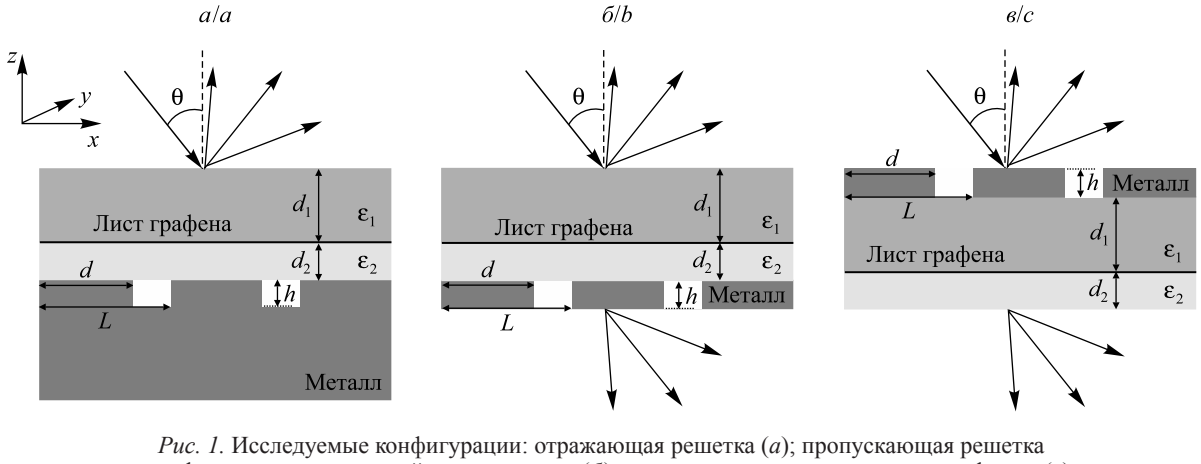


Рис. 1. Исследуемые конфигурации: отражающая решетка (*а*); пропускающая решетка с графеном между решеткой и излучателем (*б*); решетка между излучателем и графеном (*в*)

Fig. 1. Configurations under study: reflection grating (*a*); transmission grating with graphene between the grating and the emitter (*b*); transmission grating between the emitter and graphene (*c*)

Система однородна в направлении оси y, перпендикулярной плоскости рисунка, ось x направлена вдоль периодичности решетки (период L), ось z перпендикулярна плоскости решетки, h – глубина решетки, падающая на систему волна составляет угол θ с осью z. В случае отражающей решетки естественным является только тот вариант, когда волна падает со стороны расположения графена и зубцов решетки (см. рис. 1, *а*). Для пропускающей решетки рассматриваются два варианта – графен расположен на стороне падения волны (см. рис. 1, *б*) и на обратной стороне (см. рис. 1, *в*). Слой графена находится между двумя диэлектрическими пластинками шириной d_1, d_2 и диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 соответственно, что часто используется на практике в целях хранения и защиты графена от внешней среды [11].

Общий случай взаимодействия электромагнитного поля со структурой может быть сведен к задаче дифракции плоской волны. Для решения задачи на отражение – пропускание – поглощение запишем поля во всех областях. В случае ТМ-волны магнитную компоненту поля можно записать как

$$H = \begin{cases} \text{1) выше системы:} \\ \exp\left(ik_x x - ik_z z\right) + \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} R_n \exp\left(ik_{nx}^{(0)} x + ik_{nz}^{(0)} z\right), \\ \text{2) в } j\text{-м диэлектрике:} \\ \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} \left(Y_n \exp\left(-ik_{nz}^{(j)} z\right) + X_n \exp\left(ik_{nz}^{(j)} z\right)\right) \exp\left(ik_{nz}^{(j)} x\right), \\ \text{3) в канавках решетки:} \\ \begin{cases} \sum\limits_{s=0}^{\infty} A_s \cos\left[q_s\left(x-d\right)\right] \cos\left[Q_s\left(z+a\right)\right] \text{ в отражающей решетке,} \\ \sum\limits_{s=0}^{\infty} \left(A_s \exp\left(iQ_s z\right) + B_s \exp\left(-iQ_s z\right)\right) \cos\left[q_s\left(x-d\right)\right] \text{ в пропускающей решетке,} \end{cases} \\ \text{4) ниже системы (для пропускающей решетки):} \\ \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} T_n \exp\left(ik_{nx}^{(0)} x - ik_{nz}^{(0)} z\right). \end{cases} \tag{1}$$

В случае ТЕ-волны электрическая компонента поля имеет вид

$$E = \begin{cases} \text{1) выше системы:} \\ \exp\left(ik_x x - ik_z z\right) + \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} R_n \exp\left(ik_{nx}^{(0)} x + ik_{nz}^{(0)} z\right), \\ \text{2) в } j\text{-м диэлектрике:} \\ \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} \left(Y_n \exp\left(-ik_{nz}^{(j)} z\right) + X_n \exp\left(ik_{nz}^{(j)} z\right)\right) \exp\left(ik_{nz}^{(j)} x\right), \\ \text{3) в канавках решетки:} \\ \begin{cases} \sum\limits_{s=0}^{\infty} A_s \sin\left[q_s\left(x-d\right)\right] \sin\left[Q_s\left(z+a\right)\right] \text{ в отражающей решетке,} \\ \sum\limits_{s=0}^{\infty} \left(A_s \exp\left(iQ_s z\right) + B_s \exp\left(-iQ_s z\right)\right) \sin\left[q_s\left(x-d\right)\right] \text{ в пропускающей решетке,} \end{cases} \\ \text{4) ниже системы (для пропускающей решетки):} \\ \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} T_n \exp\left(ik_{nx}^{(0)} x - ik_{nz}^{(0)} z\right), \end{cases} \tag{2}$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, ω – циклическая частота волны; θ – угол падения волны; c – скорость света в вакууме; $k_x = k_0 \sin[\theta]$; $k_z = k_0 \cos[\theta]$; $k_{nx}^{(i)} = k_0 \sin[\theta] + \frac{2\pi n}{L}$; $k_{nz}^{(i)} = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - k_{nx}^2}$. Индекс $i = 0$ соответствует вакууму с $\varepsilon_0 = 1$, который заполняет пространство над системой и под ней. Считается, что пространство в промежутке между зубцами решетки занято воздухом, тогда $q_s = \frac{\pi s}{L-d}$, $Q_s = \sqrt{k_0^2 - q_s^2}$. Такие значения на q_s возникают из требования зануления на боковых поверхностях металла тангенциальной к этим поверхностям компоненты электрического поля. Обозначения параметров решетки L, d, h приведены на рис. 1.

Для сшивки (1), (2) полей в разных областях пространства применяются стандартные граничные условия, заключающиеся в приравнивании тангенциальных значений полей с обеих сторон всех границ и приравнивании к нулю тангенциальной компоненты электрического поля на поверхности металла. Единственная «нестандартная» особенность возникает при сшивке полей с разных сторон графена. Для графена вводится эффективная поверхностная проводимость [3], и граничные условия, связывающие поля с противоположных сторон, можно записать как равенство тангенциальных компонент электрического поля и скачок тангенциальной компоненты магнитного поля на величину, пропорциональную возбужденному в графене поверхностному току:

$$\begin{gathered} \mathbf{E}_t(z_i + 0) = \mathbf{E}_t(z_i - 0), \\ \mathbf{H}(z_i + 0) - \mathbf{H}(z_i - 0) = \frac{4\pi}{c}\left[\mathbf{j}_t(z_i) \times \mathbf{n}\right]. \end{gathered} \tag{3}$$

Поверхностный ток в правой части второго равенства (3) выражается через поверхностную проводимость σ как $\mathbf{j}_t(z_i) = \sigma \mathbf{E}_t(z_i)$.

В результате система уравнений Максвелла вместе с граничными условиями сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений для комплексных амплитуд, соответствующих разным гармоникам. Решение системы было проведено численно с таким количеством гармоник, что увеличение их числа не оказывало влияния на результат.

Поглощение в системе определяется следующим выражением:

$$A = 1 - \sum_n |R_n|^2 \frac{\cos\alpha_n}{\cos\theta} - |T_n|^2 \frac{\cos\beta_n}{\cos\theta}. \tag{4}$$

Это выражение получается стандартным образом из рассмотрения потоков энергии волн (прошедшей и отраженной к падающей), которые пропорциональны z-компоненте вектора Пойнтинга [14]. Тем не менее дадим следующие пояснения, например, для случая пропускающей решетки. Считаем, что детекторы излучения расположены в зоне дальнего поля. При записи поля в виде (1) и (2) и использовании граничных условий (3) рассматривается идеальный случай, бесконечный в направлениях $x(y)$ решетки, тогда влияние границ не учитывается. При этом для рассмотрения энергетического баланса можно окружить решетку параллелепипедом с бесконечными вдоль осей x и y горизонтальными гранями, расположенными с разных сторон решетки, и боковыми гранями. Если выбрать высоту параллелепипеда такой, чтобы на горизонтальных плоскостях поверхностные гармоники были пренебрежимо (экспоненциально) малы, то вклады в потоки энергии через горизонтальные грани дают только объемные гармоники, тогда проходящая через верхнюю грань величина отраженного потока

$$\begin{gathered} W_R \sim \int \mathrm{Re}\left[\mathbf{E} \times \mathbf{H}\right] dS_{up} \sim \\ \sim \int \sum \frac{k_{nz}}{k_0} R_n R_m^* \exp\left(i\left(k_{nx}^{(0)} - k_{mx}^{(0)}\right)x\right) \exp\left(i\left(k_{nz}^{(0)} - \left(k_{mz}^{(0)}\right)^*\right)z\right) dx = \Lambda \sum{}' \frac{k_{nz}}{k_0} |R_n|^2, \end{gathered}$$

где в результате интегрирования по бесконечной горизонтальной грани остаются лишь слагаемые с $n = m$; Λ – протяженность горизонтальной плоскости, вдоль которой ведется интегрирование по оси x (в идеальном случае – бесконечность); штрих в последней сумме подразумевает, что в ней можно оставить только объемные слагаемые, так как поверхностные дают экспоненциально малый вклад и при достаточно большом расстоянии от горизонтальной плоскости до решетки исчезают. Аналогичное выражение для потока энергии прошедшей волны W_T получается при интегрировании

по нижней горизонтальной грани параллелепипеда. Вклад потоков через боковые грани будет пренебрежимо мал (если $\Lambda \to \infty$). Таким образом, в уравнение баланса в этом случае вносят вклад только потоки через горизонтальные плоскости и выражение для поглощенной части принимает вид (4). Оценим, какими должны быть геометрические размеры системы, чтобы рассматриваемая идеальная ситуация с бесконечным по x размером была справедлива. Расстояние между горизонтальными плоскостями должно быть больше расстояния экспоненциального затухания по z поверхностных гармоник, что в нашем случае терагерцового диапазона составляет от нескольких долей миллиметра до миллиметра. Таким образом, если длина системы вдоль x достигает сантиметра или нескольких сантиметров, то площадь горизонтальных граней на один-два порядка превосходит площадь боковых граней и граничные эффекты вносят малый вклад.

Результаты расчетов и их обсуждение

Решение полученной системы проводилось численно, матричным способом и изображено в виде зависимости коэффициента поглощения от частоты и угла падения волны на рис. 2. Найдены такие соотношения между параметрами систем (период, глубина нарезки и фактор заполнения решетки, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрических слоев), при которых поглощение было максимальным в области 1 ТГц. Для другой области частот подобные результаты могут быть получены путем изменения

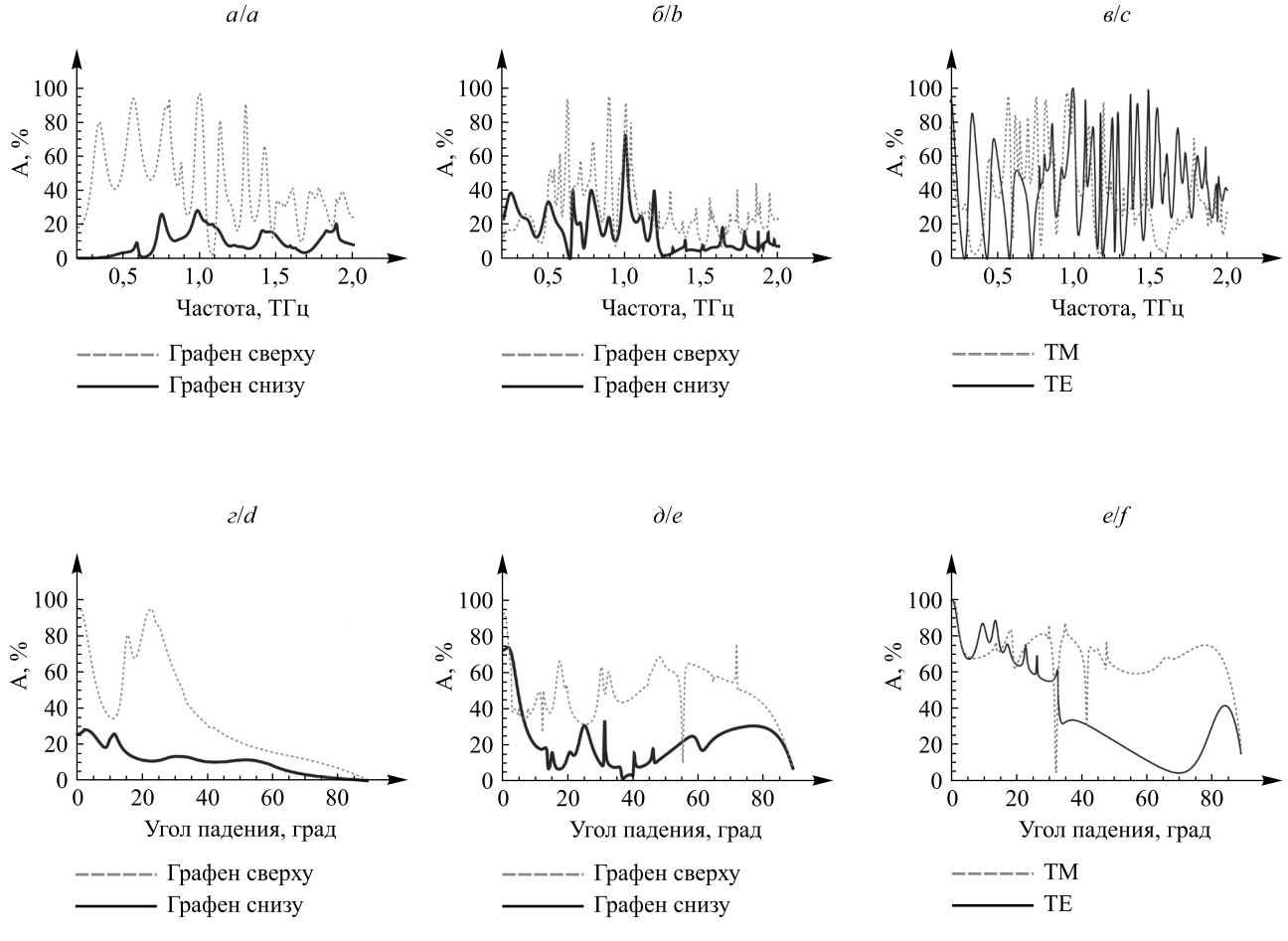


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения (в %) для систем с различной геометрией: частотная (*а*) и угловая (*г*) зависимости в случае пропускающей решетки для ТЕ-поляризации; частотная (*б*) и угловая (*д*) зависимости в случае пропускающей решетки для ТМ-поляризации; частотная (*в*) и угловая (*е*) зависимости для отражающей решетки. Частотные зависимости сняты при нормальном падении волны, а угловые – при частоте 1 ТГц

Fig. 2. Dependence of the absorption coefficient (in %) for systems with different geometries: frequency (*a*) and angular (*d*) dependence in the case of a transmission grating for TE polarization; frequency (*b*) and angular (*e*) dependence in the case of a transmission grating for TM polarization; frequency (*c*) and angular (*f*) dependence for the reflection grating. The frequency dependences are taken at normal incidence; the angular dependences are measured at 1 THz

соответствующих параметров решетки. В терагерцовом и микроволновом диапазонах поверхностная проводимость определяется в основном внутризонными переходами и имеет тип Друде [3]:

$$\sigma(\omega, \mu, T, \gamma_{trans}) = \frac{2e^2 k_Б T}{\pi\hbar^2} \ln\left(2\cosh\left(\frac{\mu}{2k_Б T}\right)\right)\frac{i}{\omega + i\gamma_{trans}},$$

где μ – значение химического потенциала (в расчетах $\mu = 0{,}2$ эВ); T – температура (в расчетах принималась величина комнатной); значение параметра столкновительного уширения $\gamma_{trans} = 13$ ТГц было взято из [11].

Оптимальные параметры, при которых было достигнуто максимальное поглощение (соответствуют кривым, изображенным на рис. 2), приведены в таблице. Фактор заполнения решетки (d/L) везде выбран равным 0,5, а диэлектрическая проницаемость слоев с обеих сторон графена – равной *4*, что характерно для подобных структур [10].

Оптимальные параметры для систем различной конфигурации для обеих поляризаций
Optimal parameters of the systems with different configurations for both polarizations

Параметры решетки	Пропускающая решетка		Отражающая решетка	
	ТЕ-поляризация: графен снизу/сверху	ТМ-поляризация: графен снизу/сверху	ТЕ-поляризация	ТМ-поляризация
Период L, мкм	290/195	242,5/290	195	242,5
Глубина нарезки h, мкм	50/50	500/275	50	275
Высота верхнего диэлектрика d_1, мкм	50/275	50/500	50	387,5
Высота нижнего диэлектрика d_2, мкм	162,5/50	275/50	500	50

Электромагнитное поле в результате дифракции представляет собой набор гармоник, и максимальное поглощение соответствует случаю, когда поле локализовано в области графена, и наоборот, если в области графена электрическая компонента поля минимальна, то поглощение будет минимальным. Появление ближнего рассеянного поля в процессе дифракции на металлической решетке позволяет повысить поглощение по сравнению со свободным графеновым слоем. Действительно, при нормальном падении плоской волны с частотой 1 ТГц единственными объемными волнами для данных параметров системы (период решетки меньше длины волны) являются гармоники, соответствующие индексу $n = 0$. Все компоненты рассмотренных систем, кроме графенового листа, непоглощающие, это означает, что поглощение происходит исключительно в графене. Таким образом, атомарно-тонкий слой при правильном выборе параметров системы может поглощать вплоть до 100 % падающего излучения.

Следует подчеркнуть роль диэлектрических пластинок наравне с параметрами решетки в рассматриваемых системах. Варьируя диэлектрическую проницаемость и толщину пластинки, можно добиться большей локализации электромагнитного поля на графене [11].

В случае реального металла задача дифракции для сравнения была также решена методом анализа связанных волн [15; 16] для систем, изображенных на рис. 1. Результаты численных симуляций совпали с результатами расчетов, приведенных выше. Из этого следует, что для данного частотного диапазона конечная величина скин-слоя металла не влияет значительным образом на поглощение электромагнитных волн листом графена.

Заключение

Продемонстрирована возможность значительного усиления поглощения электромагнитного излучения графеном, расположенным вблизи дифракционной металлической решетки. Дифракция падающей электромагнитной волны на металлической решетке приводит к возникновению гармоник, локализованных и распространяющихся вдоль поверхности графена, благодаря чему эффект поглощения усиливается. Оптимальный подбор расстояния, на котором расположен графен относительно решетки, параметров решетки и диэлектрических слоев, позволяет локализовать поле в месте расположения графенового листа, что усиливает эффект поглощения. Для получения максимального коэффициента поглощения электромагнитного излучения предпочтительной является геометрия, когда графен находится между решеткой и источником излучения.

Большое значение коэффициента поглощения терагерцового излучения в графене может быть использовано для различных приложений, требующих концентрации энергии в малом объеме пространства. Одним из примеров таких приложений является разработка детекторов и сенсоров.

Библиографические ссылки

1. *Geim A. K., Novoselov K. S.* The rise of grapheme // Nat. Mater. 2007. Vol. 6, issue 3. P. 183–191. DOI: 10.1038/nmat1849.
2. *Katsnelson M. I.* Graphene: Carbon in Two Dimensions. New York : Cambridge University Press, 2012.
3. *Mikhailov S. A.* Carbon Nanotubes and Graphene for Photonic Applications / ed. by S. Yamashita [et al.]. Cambridge : Woodhead Publishing, 2013. P. 171–219.
4. *Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., et al.* Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // Nanoscale. 2015. Vol. 7. P. 4598–4810. DOI: 10.1039/C4NR01600A.
5. *Vicarelli L., Vitiello M. S., Coquillat D., et al.* Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors // Nat. Mater. 2012. Vol. 11, issue 10. P. 865–871. DOI: 10.1038/nmat3417.
6. *Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., et al.* Graphene photonics and optoelectronic // Nat. Photonics. 2010. Vol. 4. P. 611–622. DOI: 10.1038/nphoton.2010.186.
7. *Booth T. J., Blake P., Nair R. R.* Macroscopic Graphene Membranes and Their Extroordinary Stiffness // Nano Lett. 2008. Vol. 8, issue 8. P. 2442–2446. DOI: 10.1021/nl801412y.
8. *Kuzhir P., Volynets N., Maksimenko S., et al.* Multilayered Graphene in Ka-Band: Nanoscale Coating for Aerospace Applications // J. Nanosci. Nanotechnol. 2013. Vol. 13, № 8. P. 5864–5867. DOI: 10.1166/jnn.2013.7551.
9. *Wallace P. R.* The Band Theory of Graphite // Phys. Rev. 1947. Vol. 71, issue 9. P. 622–634. DOI: 10.1103/PhysRev.71.635.
10. *Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al.* Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption // Sci. Rep. 2014. Vol. 4. Article ID: 7191. DOI: 10.1038/srep07191.
11. *Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al.* Enhanced microwave-to-terahertz absorption in grapheme // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108, issue 12. Article ID: 123101. DOI: 10.1063/1.4944531.
12. *Ott H.* Electromagnetic compatibility engineering. New York : John Wiley and Sons, 2009.
13. *Lee Yun-Shik.* Principles of Terahertz Science and Technology. New York : Springer, 2009.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
15. *Knop K.* Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves // JOSA. 1978. Vol. 68, issue 9. P. 1206–1210. DOI: 10.1364/JOSA.68.001206.
16. *Lalanne P., Morris G. M.* Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization // JOSA A. 1996. Vol. 13, issue 4. P. 779–784. DOI: 10.1364/JOSAA.13.000779.

References

1. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of grapheme. *Nat. Mater.* 2007. Vol. 6, issue 3. P. 183–191. DOI: 10.1038/nmat1849.
2. Katsnelson M. I. Graphene: Carbon in Two Dimensions. New York : Cambridge University Press, 2012.
3. Mikhailov S. A. Carbon Nanotubes and Graphene for Photonic Applications. Cambridge : Woodhead Publishing, 2013. P. 171–219.
4. Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale.* 2015. Vol. 7. P. 4598–4810. DOI: 10.1039/C4NR01600A.
5. Vicarelli L., Vitiello M. S., Coquillat D., et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors. *Nat. Mater.* 2012. Vol. 11, issue 10. P. 865–871. DOI: 10.1038/nmat3417.
6. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., et al. Graphene photonics and optoelectronic. *Nat. Photonics.* 2010. Vol. 4. P. 611–622. DOI: 10.1038/nphoton.2010.186.
7. Booth T. J., Blake P., Nair R. R. Macroscopic Graphene Membranes and Their Extroordinary Stiffness. *Nano Lett.* 2008. Vol. 8, issue 8. P. 2442–2446. DOI: 10.1021/nl801412y.
8. Kuzhir P., Volynets N., Maksimenko S., et al. Multilayered Graphene in Ka-Band: Nanoscale Coating for Aerospace Applications. *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2013. Vol. 13, No. 8. P. 5864–5867. DOI: 10.1166/jnn.2013.7551.
9. Wallace P. R. The Band Theory of Graphite. *Phys. Rev.* 1947. Vol. 71, issue 9. P. 622–634. DOI: 10.1103/PhysRev.71.635.
10. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption. *Sci. Rep.* 2014. Vol. 4. Article ID: 7191. DOI: 10.1038/srep07191.
11. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in grapheme. *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, issue 12. Article ID: 123101. DOI: 10.1063/1.4944531.
12. Ott H. Electromagnetic compatibility engineering. New York : John Wiley and Sons, 2009.
13. Lee Yun-Shik. Principles of Terahertz Science and Technology. New York : Springer, 2009.
14. Landau L. D., Lifshitz E. M. [Theoretical physics. Electrodynamics of Continuous Media]. Moscow, 1982 (in Russ.).
15. Knop K. Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves. *JOSA.* 1978. Vol. 68, issue 9. P. 1206–1210. DOI: 10.1364/JOSA.68.001206.
16. Lalanne P., Morris G. M. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *JOSA A.* 1996. Vol. 13, issue 4. P. 779–784. DOI: 10.1364/JOSAA.13.000779.

Статья поступила в редколлегию 17.10.2017.
Received by editorial board 17.10.2017.

Хроника, информация

Chronicle, information

КАФЕДРЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ – 50 ЛЕТ
THE 50th ANNIVERSARY OF THE GENERAL PHYSICS DEPARTMENT

Истоки кафедры общей физики восходят к кафедре физики, которая была организована практически одновременно с образованием университета в 1921 г. Она полностью обеспечивала преподавание физики сначала на физико-математическом отделении, а с 1932 г. – на физико-математическом факультете. Быстрое развитие физики как науки потребовало в 1937–1938 гг. создания ряда кафедр, специализирующихся на определенных направлениях: теоретической физики, рентгенофизики, электромагнитных колебаний и общей физики. Заведующим кафедрой общей физики был избран И. Г. Некрашевич – выпускник БГУ, один из первых кандидатов физико-математических наук в республике. Кафедра общей физики стала центром не только учебной и учебно-методической работы, но и научных исследований.

Большой урон университету нанесла Великая Отечественная война. И хотя работа БГУ была возобновлена в 1943 г., эхо войны еще продолжительное время сказывалось на его развитии. Интересно отметить, что в первые послевоенные годы весь университет (включая общежитие для студентов) размещался в чудом сохранившемся корпусе, в котором в настоящее время находится ректорат БГУ.

Время шло, республика залечивала раны, нанесенные войной, и строила новую жизнь. Вместе с ней рос и развивался университет, формировались его факультеты. В 1958 г. физический факультет приобретает самостоятельность, что обусловило развитие его структуры. Недостаток квалифицированных кадров привел к тому, что часть курсов по общей физике передали специализирующим кафедрам, однако большая часть дисциплин преподавались на одной кафедре, название которой в разные годы менялось. В частности, в 1960-х гг. она именовалась кафедрой экспериментальной физики и физической электроники. В течение более чем 40 лет И. Г. Некрашевич был неизменным заведующим этой кафедрой, которая осуществляла кураторство всех курсов общей физики университета.

Для интенсивного развития страны требовались высококвалифицированные кадры, и в 1960-х гг. был существенно увеличен набор студентов в высшие учебные заведения, в том числе и на физический факультет. Так, в 1965 г. на первый курс дневного отделения физического факультета было принято 300, а в 1966 г. – уже 375 абитуриентов.

Увеличение числа студентов привело к существенному росту преподавательской нагрузки по курсу общей физики, что потребовало реорганизации учебного процесса. Поэтому в ноябре 1967 г. на базе кафедры экспериментальной физики была снова сформирована кафедра общей физики, которую возглавил молодой кандидат наук А. М. Саржевский. Им был принят ряд радикальных мер по укреплению как материального, так и кадрового состава кафедры. В 1968–1975 гг. на кафедру пришли молодые выпускники физического факультета, которые в настоящее время являются ядром педагогического коллектива, его «золотым запасом». Под руководством А. М. Саржевского за 16 лет кафедра стала ведущим коллективом не только физического факультета, но и университета. Именно он инициировал активизацию научно-методических исследований по преподаванию физики в высшей школе, причем особое внимание обращалось на развитие теории и практики лекционного демонстрационного эксперимента. Благодаря интенсивным научно-методическим исследованиям в 1976 г. кафедра общей физики становится базовой по методике преподавания физики для вузов республики. Изданы практическое пособие «Физический практикум» для студентов физических специальностей по курсу общей физики, двухтомное учебное пособие «Оптика». На кафедре создана уникальная лаборатория лекционного эксперимента, которая и в настоящее время обеспечивает демонстрации физических явлений во время лекций.

Вместе с А. М. Саржевским на кафедру пришла группа исследователей, которая вела разработки в области спектроскопии и поляризованной люминесценции сложных органических соединений. А. М. Саржевский инициировал развитие нового для БГУ научного направления – лазерной физики и нелинейной спектроскопии сложных органических соединений. Успехи в этой области были столь значительны, что в 1976 г. при создании НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» БГУ в его состав вошла новая лаборатория спектроскопии, основу коллектива которой составили сотрудники кафедры общей физики (руководитель – Е. С. Воропай).

В то же время приоритетами в деятельности А. М. Саржевского являлись не только подготовка кадров и фундаментальная наука, но и прикладные разработки по актуальным направлениям физической науки. В связи с этим с 1972 г. на кафедре начинают интенсивно развертываться работы по научному приборостроению, результатом которых стало создание в 1978 г. отраслевой научно-исследовательской лаборатории электронных средств и методов обработки оптической информации (руководитель – И. Р. Гулаков).

А. М. Саржевский прошел путь от доцента до профессора, заслуженного деятеля науки БССР. Под его руководством защитили кандидатские диссертации 19 аспирантов и сотрудников кафедры общей физики, многие из которых впоследствии стали известными учеными и организаторами новых научных направлений.

С мая по октябрь 1983 г. обязанности заведующего кафедрой исполнял доктор физико-математических наук, профессор Л. М. Барковский. В октябре 1983 г. кафедру возглавил лауреат Ленинской премии доктор физико-математических наук, профессор В. В. Грузинский – специалист в области спектроскопии и люминесценции молекул, а также физики газовых лазеров на основе сложных органических соединений. Эти направления он развивал и на кафедре. Для этого в 1987 г. была создана научно-исследовательская лаборатория электронной спектроскопии и оптики. В 1989 г. кафедра пополнилась новыми высококвалифицированными сотрудниками, которые ранее являлись членами кафедры строения вещества химического факультета.

1980–90-е гг. были достаточно сложными для республики. Происходило резкое сокращение финансирования науки и образования, стал снижаться набор студентов на физический факультет. Все это отразилось на состоянии кафедры, но в первую очередь – на объеме и уровне научно-исследовательских работ. Деятельность научных лабораторий постепенно сворачивалась, и в середине 1990-х гг. все научные подразделения на кафедре были расформированы. В это время на кафедре главный акцент был сделан на научно-методической работе, в том числе на методике преподавания физики в средней школе. В частности, создан новый интегрированный курс «Вселенная» для учеников 5-х и 6-х классов базовой школы, а в 1995 г. на кафедре была открыта специализация «учебный физический эксперимент» по подготовке педагогов для вузов и средних специальных учебных заведений республики.

Определенным толчком к дальнейшему развитию кафедры послужило создание в 1995 г. специальной группы студентов с усиленным изучением английского языка, благодаря которой кафедра обеспечивала преподавание двух разделов курса общей физики на английском языке. В эту группу проводился отбор лучших студентов факультета, ее потенциал был чрезвычайно высок. В конце 1995 г. на базе этой группы была создана межкафедральная студенческая научно-исследовательская лаборатория (СНИЛ) «Математическое моделирование физических процессов». Она быстро выросла в один из ведущих молодежных коллективов не только БГУ, но и республики, что и было отмечено специальной премией Президента Республики Беларусь в 2000 г. В настоящее время СНИЛ имеет название «Нелинейная динамика физических систем» и продолжает успешно работать. Именно в СНИЛ прошли подготовку молодые кандидаты наук И. А. Капуцкая, И. И. Варакса, А. Г. Рябцев, А. В. Трофимова, А. С. Горбацевич, которые вошли в состав кафедры.

С июля 1997 по апрель 1999 г. обязанности заведующего кафедрой исполнял кандидат физико-математических наук, доцент И. И. Жолнеревич, а с апреля 1999 г. он был избран на должность заведующего. При его непосредственном участии было сформировано новое направление в деятельности и кафедры общей физики, и всего физического факультета в целом. Это направление связано с выполнением в 2000–2007 гг. ряда заданий двух отраслевых научно-технических программ по разработке оборудования для общего и специального физического практикума и лекционного эксперимента. Успешное выполнение этих заданий позволило в значительной степени модернизировать оборудование учебных лабораторий физического практикума, приблизив его к современному мировому уровню. Работа по развитию и модернизации физического практикума успешно продолжается и в настоящее время.

В мае 2015 г. заведующим кафедрой был избран кандидат физико-математических наук, доцент А. И. Слободянюк. С его приходом стало активно развиваться новое направление работы – специальная подготовка одаренных школьников к участию в интеллектуальных соревнованиях по физике – олимпиадах, турнирах юных физиков, конкурсах исследовательских работ. Сотрудники

кафедры занимаются разработкой оригинальных заданий для республиканских физических олимпиад, подготовкой сборных команд Беларуси к участию в международных физических олимпиадах, составляют костяк жюри республиканских соревнований школьников по физике, оказывают существенную помощь в проведении исследовательских работ. В 2015 г. при кафедре создан центр по подготовке к физическим олимпиадам, в котором обучаются школьники не только г. Минска, но и других городов Беларуси.

Высокий потенциал коллектива кафедры общей физики, который был заложен А. М. Саржевским и поддерживался сотрудниками на протяжении многих лет, явился основой для создания ряда новых кафедр БГУ: на физическом факультете – кафедры атомной физики (1983) и кафедры методики преподавания физики и информатики (1986), на радиофизическом факультете – кафедры физики (1975). Однако наиболее ярко этот потенциал прослеживается через судьбу целого ряда ярких представителей интеллектуальной элиты нашего общества, чей жизненный путь начинался именно на кафедре общей физики. К сожалению, формат статьи не позволяет упомянуть всех достойных представителей плеяды сотрудников кафедры, поэтому остановимся только на нескольких ярких примерах.

Л. Н. Кивач – доктор физико-математических наук, профессор. Работая в Гродненском государственном пединституте имени Янки Купалы, он фактически с нуля создал научно-исследовательскую лабораторию спектроскопии, к работе в которой привлек талантливых студентов. Первым его аспирантом стал С. А. Маскевич, впоследствии – ректор Гродненского университета имени Янки Купалы (1997–2005) и министр образования Республики Беларусь (2010–2014). С 1994 по 1997 г. Л. Н. Кивач возглавлял Гродненский университет имени Янки Купалы.

В. А. Гайсенок прошел путь от ассистента кафедры общей физики до декана физического факультета. Он – доктор физико-математических наук, профессор, действительный член ряда национальных и зарубежных академий, лауреат Государственной премии Республики Беларусь (1994). С 1992 г. занимал ряд важных государственных постов, в том числе министра образования (1992–1994), председателя Государственного комитета по науке и технологиям (1997–2000), постоянного представителя Республики Беларусь при международных организациях в г. Вене (2000–2005), заместителя министра иностранных дел (2005–2008), Чрезвычайного и Полномочного Посла в Австрийской Республике, Чрезвычайного и Полномочного Посла в Республике Польша (2008–2014). В настоящее время является ректором Республиканского института высшей школы.

А. Г. Рябцев – яркий представитель нового поколения сотрудников кафедры. Будучи студентом первого курса, с 1998 г. начал заниматься научной работой в недавно созданной СНИЛ «Математическое моделирование физических процессов». Быстро приобрел необходимую квалификацию, и его научные работы получили наивысшую оценку на конкурсе лучших научных работ среди студентов БГУ (2003), республиканском конкурсе научных работ студентов по естественным наукам (2003), конкурсе научных работ молодых ученых Института физики НАН Беларуси (2002); ему присуждены премии НАН Беларуси за лучшую научную работу среди студентов в области технических наук (2003), а также премия II степени Степановских чтений (2006, 2009). В 2009 г. он защитил кандидатскую диссертацию. В настоящее время – ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории лазерной физики и технологий Института физики НАН Беларуси.

Не останавливаясь персонально, необходимо отметить, что многие из докторов и кандидатов наук, начинавших свой путь на кафедре общей физики, стали заведующими кафедрами БГУ и других ведущих вузов (С. С. Ветохин, Е. С. Воропай, И. И. Ганчеренок, А. П. Клищенко, В. Н. Наумчик), а директор УП «Геоинформационные системы» НАН Беларуси С. А. Золотой является главным конструктором Белорусской космической системы дистанционного зондирования Земли.

Еще одним важным направлением работы кафедры стала подготовка специалистов высшей квалификации (кандидатов наук) для зарубежных стран: успешно защитили диссертации 11 аспирантов из Болгарии, а также Вьетнама, Иордании, Ирака, Колумбии, Республики Корея, Ливана, Сирии, Таджикистана.

В настоящее время в составе кафедры работают 16 высококвалифицированных преподавателей, которые обеспечивают учебный процесс на физическом, химическом и географическом факультетах. Они проводят серьезные научные исследования по приоритетным для республики направлениям, ведут научно-методическую работу по улучшению качества преподавания, уделяют много внимания студентам на занятиях в группах и индивидуально в целях повышения качества подготовки выпускников. Тесная преемственность преподавания на уровнях школа – лицей – вуз позволила сотрудникам кафедры создать ряд учебников и учебных пособий по физике для средней школы, участвовать в организации и проведении олимпиад различного уровня.

Сотрудниками кафедры общей физики в целях более полной обеспеченности учебного процесса и освещения тематики научных исследований подготовлены учебники, учебные пособия, монографии, перечень которых приведен ниже.

Монографии

1. *Саржевский А. М., Севченко А. Н.* Анизотропия поглощения и испускания света молекулами. Минск : Издательство БГУ им. В. И. Ленина, 1971. 330 с.

2. *Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В.* Одноэлектронные фотоприемники. М. : Атомиздат, 1979. 192 с.

3. *Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В.* Одноэлектронные фотоприемники. 2-е изд., перераб. и доп. М. : Энергоатомиздат, 1986. 160 с.

4. *Гайсёнок В. А., Саржевский А. М.* Анизотропия поглощения и испускания света молекулами. Минск : Университетское, 1986. 318 с.

5. *Гулаков И. Р., Холондырев С. В.* Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Минск : Университетское, 1989. 256 с.

6. *Гулаков И. Р., Зеневич А. О.* Фотоприемники квантовых систем. Минск : ВГКС, 2012. 276 с.

Учебные пособия для высшего и среднего специального образования

1. *Саржевский А. М.* Оптика : в 2 т. Минск : Университетское, 1984. Т. 1. 1984. 287 с. ; Т. 2. 1986. 319 с.

2. Физический практикум : учеб. пособие для вузов / под ред. Г. С. Кембровского. Минск : Университетское, 1986. 350 с.

3. *Кембровский Г. С.* Приближенные вычисления и методы обработки результатов измерений в физике. Минск : Университетское, 1990. 189 с.

4. *Кембровский Г. С.* Приближенные вычисления, методы обработки результатов измерений и оценки погрешностей в физике. Минск : Оракул, 1997. 207 с.

5. *Кембровская Н. Г., Медведь И. Н., Жолнеревич И. И.* Электричество и магнетизм. Минск : БГУ, 2013. 119 с.

6. *Буров Л. И., Горбацевич А. С., Капуцкая И. А. и др.* Оптика. Минск : БГУ, 2016.

7. *Гладков Л. Л., Гулаков И. Р., Дудо Н. И., Зеневич А. О.* Физика. Лабораторный практикум : учеб. пособие. Минск : ВГКС, 2010. 321 с. (Гриф Министерства образования Республики Беларусь).

8. *Гулаков И. Р., Дудо Н. И., Зеневич А. О.* Физика : учеб. пособие. Минск : ВГКС, 2015. 354 с. (Гриф Министерства образования Республики Беларусь).

9. *Гулаков И. Р., Дудо Н. И., Зеневич А. О. и др.* Физика. Практикум по решению задач : учеб. пособие / под ред. И. Р. Гулакова. Минск : Белорусская государственная академия связи, 2016. 228 с.

10. *Гладков Л. Л., Гулаков И. Р., Зеневич А. О.* Физические основы электроники : учеб. пособие. Минск : Белорусская государственная академия связи, 2017. 227 с.

Учебные пособия для средней школы

1. *Кембровский Г. С., Галко С. И., Ткачев Л. И.* Физика. Пособие для поступающих в вузы. 4-е изд. Минск : Издательство БГУ им. В. И. Ленина, 1979. 304 с.

2. *Кембровский Г. С., Лазаренко Н. И., Лин Д. Г., Шолох В. Ф.* Подготовительные задачи к олимпиадам по физике : пособие для учителя. Минск : Народная асвета, 1984. 144 с.

3. *Жолнеревич И. И., Лисов Н. Д., Шиманович И. Е., Грузинский В. В.* Вселенная : учеб. пособие для 6-го кл. Минск : Народная асвета, 1997. 263 с.

4. *Жаўнярэвіч І. І., Лісаў М. Д., Шымановіч У. Я., Грузінскі У. У.* Сусвет : вучэб. дапам. для 6-га кл. Мінск : Народная асвета, 1997. 262 с.

5. *Буров Л. И., Стрельченя В. М.* Физика от А до Я. Минск : Paradox, 1998. 560 с.

6. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Скобля С. Г.* Сборник задач по физике : учеб. пособие для 8-го кл. ср. шк. Минск : Народная асвета, 2000.

7. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Лисов И. Д. и др.* Вселенная в 6 классе : пособие для учителей. Минск : Экоперспектива, 2000.

8. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Медведь И. Н.* Физика 9 : учебник. Минск : Народная асвета, 2000.

9. *Ісачанкава Л. А., Жаўнярэвіч І. І., Мядзведзь І. М.* Фізіка 9 : падручнік. Мінск : Народная асвета, 2000.

10. *Кембровский Г. С.* Задачи физических олимпиад. Минск : Жасскон, 2000. 171 с.

11. *Халиманович А. А., Жолнеревич И. И., Перковский Т. А., Грузинский В. В.* Вселенная : учеб. для 4-го кл. Минск : Народная асвета, 2001. 213 с.

12. *Халімановіч А. А., Жаўнярэвіч І. І., Пяркоўскі Т. А., Грузінскі В. В.* Сусвет : падручнік для 4-га кл. Мінск : Народная асвета, 2001. 213 с.

13. *Исаченкова Л. А., Перковский Т. А., Жолнеревич И. И.* Сборник задач по физике : учеб. пособие для 9-го кл. общеобразоват. шк. Минск : Народная асвета, 2001. 109 с.

14. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Чертко Н. В.* Тесты. Физика 9 : пособие. Минск : Аверсэв, 2003. 112 с.

15. *Лисов Н. Д., Шиманович И. Е., Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И.* Вселенная : учеб. пособие для 5-го кл. Минск : Народная асвета, 2003. 192 с.

16. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Чертко Н. В.* Тесты. Физика 9. Минск : Аверсэв, 2005. 84 с.

17. *Буров Л. И., Стрельченя В. М.* Физика от А до Я. Минск : Попурри, 2006. 592 с.

18. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Пальчик Г. В., Слесарь И. Э.* Сборник задач по физике. 9 класс. Минск : Аверсэв, 2006. 122 с.

19. *Ісачанкава Л. А., Жаўнярэвіч І. І., Пальчык Г. В., Слесар І. Э.* Зборнік задач па фізіцы. 9 клас. Мінск : Аверсэв, 2006. 122 с.

20. *Исаченкова Л. А., Жолнеревич И. И., Медведь И. Н.* Тетрадь для лабораторных работ и экспериментальных исследований по физике для 10 класса. 9-е изд. Минск : Аверсэв, 2006. 64 с.

21. *Ісачанкава Л. А., Жаўнярэвіч І. І., Мядзведзь І. Н.* Сшытак для лабараторных і эксперыментальных работ і даследаванняў па фізіцы для 10 класа. 9-е выд. Мінск : Аверсэв, 2006. 64 с.

22. *Жолнеревич И. И., Медведь И. Н.* Физика. 10 класс. Минск : Народная асвета, 2007. 264 с.

23. *Жаўнярэвіч І. І., Мядзведзь І. Н.* Фізіка. 10 клас. Мінск : Народная асвета, 2007. 264 с.

24. *Жолнеревич И. И., Медведь И. Н., Перковский Т. А.* Сборник задач по физике. 10 класс. Минск : Народная асвета, 2007. 176 с.

25. *Жаўнярэвіч І. І., Мядзведзь І. Н., Пяркоўскі Т. А.* Зборнік задач па фізіцы. 10 клас. Мінск : Народная асвета, 2008. 176 с.

26. *Жолнеревич И. И., Медведь И. Н.* Физика. 10 класс. 3-е изд. Минск : Народная асвета, 2008. 264 с.

27. *Жаўнярэвіч І. І., Мядзведзь І. Н.* Фізіка. 10 клас. 3-е выд. Мінск : Народная асвета, 2008. 264 с.

28. *Кембровский Г. С.* Геометрическая оптика в школе. Минск : Белорусская ассоциация «Конкурс», 2008.

29. *Слободянюк А. И.* Очень длинные физические задачи. Минск : Белорусская ассоциация «Конкурс», 2016. 208 с.

30. Олимпиады по физике : сер. ежегод. изд. изд-ва «Аверсэв» / под ред. А. И. Слободянюка. Минск : Аверсэв, 2004–2015.

Л. И. Буров,
кандидат физико-математических наук, доцент
И. И. Жолнеревич,
кандидат физико-математических наук, доцент
А. И. Слободянюк,
кандидат физико-математических наук, доцент

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2018. № 1. С. 100–105
Journal of the Belarusian State University. Physics. 2018. No. 1. P. 100–105

К 60-ЛЕТИЮ КАФЕДРЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА БГУ

TO THE 60th ANNIVERSARY OF THE SOLID-STATE PHYSICS DEPARTMENT OF THE PHYSICS FACULTY OF BSU

Работы по физике твердого тела в БГУ были начаты еще в 1940-х гг. В послевоенные годы в связи с интенсивным развитием приоритетных для Беларуси отраслей народного хозяйства появилась острая необходимость в подготовке специалистов по физике твердого тела и физике полупроводников. Это обусловило создание в сентябре 1957 г. в университете специализированной кафедры физики твердого тела и полупроводников.

Организатором и первым руководителем кафедры был академик АН БССР Н. Н. Сирота. Начало систематическим научным исследованиям в Беларуси по физике твердого тела и полупроводников, подготовке научных кадров высшей квалификации, созданию современных промышленных предприятий по микроэлектронике, вычислительной технике, радиационным технологиям и другим отраслям было положено академиком Н. Н. Сиротой – выдающимся ученым-физиком, обладавшим неизмеримой творческой энергией, энциклопедическими знаниями во многих научных областях, замечательным организатором науки и мудрым педагогом. По его инициативе в Минске регулярно проводились всесоюзные и международные конференции по ряду тем: химической связи в полупроводниках и металлах, механизмам и кинетике кристаллизации, физическим и физико-химическим свойствам ферритов, сверхпроводимости, влиянию радиационного облучения на структуру и свойства твердых тел.

В 1960-х гг. после прихода на кафедру профессора Н. Ф. Кунина началось изучение влияния пластической деформации на механические, физико-химические и электрические свойства металлов, полуметаллов и полупроводников. Под его руководством проводились исследования закономерностей уплотнения и формирования физических свойств порошкообразных материалов. Были выполнены оригинальные работы по изучению пьезоэффекта в селене. Совершенно новым направлением стало изучение механических эффектов при коронном разряде.

Все перечисленные разработки достаточно разнообразной тематики были в той или иной степени обусловлены нуждами оборонной промышленности или осуществлялись параллельно с решением прикладных задач для нужд военно-промышленного комплекса. Потребности бурно развивавшейся в республике полупроводниковой электроники привели к необходимости решения многих научно-технических задач в этой области. Под руководством Н. Ф. Кунина была создана (1962) проблемная лаборатория полупроводниковой техники, из которой впоследствии выросли НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» БГУ, учреждение БГУ «Научно-исследовательский институт физико-химических проблем». Из кафедры физики твердого тела и полупроводников выделилась (1965) самостоятельная кафедра физики полупроводников (ныне – кафедра физики полупроводников и наноэлектроники).

После создания в 1963 г. в составе Академии наук БССР Института физики твердого тела и полупроводников основная часть исследований проводилась в его лабораториях. Одновременно с этим интенсивно осуществлялась разработка физических основ создания ферритов, обладающих спектром электрических свойств, строго подчиняемых химическому составу, изменение которых коррелировало с замещением одних ионов другими. На основе изучения изменений электросопротивления и коэффициента термоЭДС разработаны методы расчета фактора рассеяния электронов и температурной зависимости подвижности носителей. Созданы экспериментальные методы и получены систематизированные данные по изменению текстуры и электрофизических свойств полуметаллов в тонкопленочном состоянии при воздействии упругих деформаций сжатия и растяжения, магнитных и температурных полей. Результаты экспериментов по деформационному изменению электрофизических и гальваномагнитных характеристик и примененные методы их математической обработки позволили решить вопросы о механизме переноса заряда в полуметаллах, концентрациях и подвижностях электронов и дырок, факторе рассеяния носителей, температурной зависимости удельного электросопротивления и термоэлектродвижущей силы.

С конца 1960-х гг. на кафедре под руководством доцента А. Н. Шибаевой (заведующая кафедрой с 1968 по 1969 г.) начаты исследования слоев селена, нанесенного методом вакуумного напыления, направленные на создание акустических преобразователей и изучение внутреннего трения, а также процессов распространения акустических волн

в слоях Солигорского месторождения в целях выявления потенциально опасных неоднородностей.

В 1969 г. заведующим кафедрой стал Г. А. Гуманский. Он развил тематику по влиянию радиационного облучения на структуру и свойства твердых тел. В 1960–70-х гг. ядерно-физические методы, в частности ионная имплантация, стали основными в твердотельной электронике. Все это потребовало нового понимания процессов, протекающих при взаимодействии ионов с металлами, изучения структурно-фазовых превращений при ионной имплантации, исследований влияния параметров имплантации на физические, химические, электрические и магнитные свойства твердых тел. В связи с этим в 1971 г. Г. А. Гуманским было инициировано создание научной лаборатории «Элионика». Это стало отправной точкой появления известной в мире научной школы в области теории процессов переноса вещества и энергии при атомных соударениях в случае ионного облучения. Г. А. Гуманский считал, что наряду с решаемыми теоретическими вопросами необходимо разрабатывать новые подходы к выявлению радиационного дефектообразования, фундаментальных термодинамических параметров и структурно-фазовых превращений в приповерхностных ионно-имплантированных слоях. Эти подходы базировались на уникальных возможностях ядерно-физических методов: малоугловом рентгеновском рассеянии, рентгеновской дифракции при малых углах скольжения, электронно-зондовом микроанализе, аннигиляции позитронов, фотоэлектронной спектроскопии, обратном резерфордовском рассеянии и каналировании ионов.

Все это требовало не только глубокого теоретического осмысления с учетом специфики структурных изменений в ионно-имплантированных слоях, но также разработки и создания при непосредственном участии Г. А. Гуманского приборно-аналитической части. Развиваемые в то время на кафедре научные подходы позволяли, не прибегая к дорогостоящему, зачастую недоступному аналитическому оборудованию, выявлять очень важные эффекты, в частности радиационно-индуцированное распухание на основе измеряемого углового распределения фотоэлектронов. В целях имитации реакторного облучения на кафедре физики твердого тела под руководством Г. А. Гуманского была разработана и создана серия уникальных для того времени миниатюрных ускорителей тяжелых ионов (УТИ-1, УТИ-2, УТИ-3 и др.). Многие из них предназначались для проведения имитационных радиационных исследований на разрабатываемых в СССР новых материалах, предназначенных для ТВЭЛов – передвижных ядерно-энергетических установок, работающих в экстремальных условиях эксплуатации. Эти работы (1975–1980) велись в тесном сотрудничестве с Институтом ядерной энергетики АН БССР и ведущими ядерными и материаловедческими центрами СССР. Технические возможности разработанных ускорителей позволяли, во-первых, проводить высокотемпературное облучение металлическими ионами при больших повреждающих дозах, что позволяло воспроизвести реальные условия нейтронного воздействия на конструкционные материалы ядерной техники. Все это сыграло важную роль в развитии на кафедре с начала 1980-х гг. нового научно-прикладного направления по ионно-лучевой модификации структуры и свойств твердых тел. В силу своей научной и практической значимости это направление остается основным в работе кафедры. Оно всегда привлекало пристальное внимание мирового ионно-имплантационного сообщества. Кафедру посещали ученые мирового уровня в области радиационной физики твердого тела, такие как Дж. Девис (Канада), Х. Риссел (Германия), В. Вильбур (США) и др., а также практически все ведущие специалисты в этой области из Советского Союза. Проявляемый интерес первых лиц (Б. Раушенбах, Х. Риссел, М. Иваки, Б. Штрицке и др.), работающих в области ионной имплантации, к научным результатам и разрабатываемым на кафедре «имплантационным» идеям и подходам предоставил возможность для многих ее сотрудников выполнить комплекс научных исследований в этой области на уникальном ядерно-физическом аналитическом и технологическом оборудовании Германии, США, Англии, Японии и Франции. Приобретенный опыт и знания в этом направлении во многом предопределили основную специализацию кафедры – радиационное материаловедение, по которой в настоящее время ведется подготовка специалистов, в том числе и для Белорусской АЭС.

В 1979 г. заведующим кафедрой стал доктор технических наук В. П. Гольцев, ранее возглавлявший отдел радиационного материаловедения Института ядерной энергетики (ИЯЭ) АН БССР и работавший по совместительству на кафедре. Обладая значительным опытом в области радиационного материаловедения (заместитель главного конструктора атомной электростанции (АЭС) «Памир» ИЯЭ АН БССР), профессор В. П. Гольцев способствовал развитию основного направления кафедры – модификации твердых тел методами ионной имплантации. В то же время под его руководством получило развитие новое научно-техническое направление – создание износостойких упрочняющих покрытий, формируемых ионно-плазменными методами. В 1970–80-х гг. на кафедре совместно со Сморгонским заводом оптического станкостроения (СЗОС) интенсивно велись исследования по этой тематике в рамках государственных программ и хозяйственных договоров. Разрабатывались новые технологии

по ионно-плазменному синтезу защитных покрытий различного назначения. Проводились исследования по формированию ионно-плазменных покрытий на основе многокомпонентных фаз внедрения. Впервые было предложено с использованием совмещенных ионно-плазменных потоков при конденсации вещества с ионной бомбардировкой синтезировать высокотвердые поверхностные структуры на основе твердых растворов нитридов переходных металлов. На основе практических возможностей этого подхода на базе СЗОС с участием сотрудников кафедры создавалось новое вакуумное оборудование. Актуальность и практическая значимость ионно-плазменных методов формирования стабильных износо- и коррозионностойких покрытий, а также большой вклад сотрудников кафедры в развитие этого направления стали основанием для присуждения Государственной премии БССР в области науки и техники за 1986 г. профессору В. П. Гольцеву за работу «Разработка и создание новых технологических процессов и оборудования для нанесения тонкопленочных покрытий методом ионно-лучевой обработки и их широкое внедрение в народное хозяйство Белорусской ССР».

В 1988 г. под руководством доцента В. В. Ходасевича была создана научно-исследовательская лаборатория (НИЛ) физики ионно-плазменной модификации твердых тел. Основным научным направлением этой НИЛ стало развитие исследований ионно-плазменного синтеза защитных покрытий с использованием вакуумно-дуговых источников для упрочнения различных типов режущего, штампового инструмента и других типов деталей машин и механизмов. Исследовательская и конструкторская работы проводились в тесной кооперации со Сморгонским заводом оптического станкостроения. На предприятии совместно с кафедрой велись конструкторские и технологические разработки, привлекались ведущие специалисты СССР по вакуумной технике, такие как Л. Н. Розанов и др. Этот процесс обусловил зарождение сообщества ученых, конструкторов, инженеров и технологов Белоруссии, России и Украины по вакуумной технике. Большое внимание уделял этому процессу и участвовал в нем ректор БГУ (1983–1990) академик Л. И. Киселевский. При его непосредственном участии создавался (1991) международный журнал «Вакуумная техника и технология».

В 1989 г. кафедру физики твердого тела возглавил профессор В. М. Анищик, который продолжил и развил научные направления, связанные с модификацией структуры и свойств металлов и сплавов ионными пучками и плазменными потоками. Были разработаны и внедрены в производство методы модификации твердых сплавов ионными пучками, в частности показана краткая возможность увеличения износостойкости металлообрабатывающего инструмента (В. В. Понарядов, В. М. Анищик). Работы, выполненные в сотрудничестве с исследователями Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия), показали возможность значительного упрочнения металлов и сплавов с использованием высокоэнергетического ионного облучения (С. И. Жукова, М. В. Гольцев).

Дальнейшее развитие имплантационных методов на кафедре было связано с сопряжением ионных и плазменных технологий: низкоэнергетической высокоинтенсивной, импульсно-периодической и плазменно-иммерсионной ионной имплантации (В. В. Углов, Д. П. Русальский, В. М. Анищик). Неоспоримое преимущество названных подходов связывалось с тремя основными возможностями: во-первых, с глубиной (десятки микрометров) имплантированного слоя, во-вторых, с высокими (десятки атомных процентов) концентрациями в этих слоях имплантированной примеси, достигаемыми за короткое время облучения, и, в-третьих, с возможностью 3D-обработки инструмента сложной формы и поверхностей с развитым рельефом. Все это открывало дополнительные горизонты практического использования данных подходов.

Продолжало также развиваться научное направление, связанное с ионно-плазменным синтезом защитных покрытий. Был предложен и реализован новый способ ионно-плазменного синтеза защитных покрытий с управляемым структурно-фазовым состоянием по глубине (В. В. Углов, С. В. Злоцкий, В. М. Анищик). Созданы градиентные покрытия на основе твердых растворов, обладающие высокой твердостью, износостойкостью и адгезионной прочностью.

В. М. Анищик с 1990 г. по настоящее время является научным руководителем центра коллективного пользования «Белорусский межвузовский центр (ЦКП БМЦ) обслуживания научных исследований». В связи с тем что специфическая особенность ионно-имплантированных слоев и тонкопленочных покрытий различного функционального назначения требовала развития методологии их исследования и привлечения прецизионного аналитического оборудования, он инициировал приобретение рентгеновских дифрактометров, просвечивающего электронного микроскопа, динамического ультрамикротвердомера, растрового электронного микроскопа, оснащенного системой анализа дифракции отраженных электронов, сканирующего зондового микроскопа, энергодисперсионного спектрометра.

Наряду с проводимыми закупками на кафедре совместно с ЗАО «Белорусский межвузовский центр» (А. Ф. Сыщенко) в рамках государственной научно-технической программы «Эталоны

и научные приборы» велись работы по изготовлению аналитического оборудования для изучения трибологических и адгезионных свойств тонких пленок и покрытий, а на созданных приборах (УИПТ-001 и скретч-тестер) успешно ведутся исследования в ЦКП БМЦ.

Одним из научных направлений кафедры является компьютерное моделирование электронной структуры и физических свойств твердых тел (Н. Н. Дорожкин, Н. Г. Якутович, В. М. Анищик). В рамках данного научного направления выполнен ряд работ по созданию методов расчета электронной структуры и физических свойств твердых тел, теоретическому исследованию электронной структуры боридов, силицидов, карбидов и нитридов переходных и редкоземельных металлов, в том числе с учетом магнитного упорядочения и сильных электронных корреляций.

Среди основных результатов исследований кафедры необходимо отметить следующие: обобщение линейного метода присоединенных слейтеровских орбиталей (LASTO) для расчета зонного спектра твердых тел с базисом в приближении локальной электронной плотности, развитие линейного метода присоединенных слейтеровских орбиталей для расчета зонной структуры сильнокоррелированных электронных систем в приближении LDA+U, разработку модифицированных линейных методов присоединенных слейтеровских орбиталей (MLASTO) для расчета зонной структуры твердых тел с базисом в скалярном релятивистском и полностью релятивистском приближениях, построение модели зонной структуры диборидов переходных металлов, построение модели зонной структуры сильнокоррелированных гексаборидов редкоземельных металлов.

В течение последних 30 лет на кафедре физики твердого тела активно ведутся исследования сплавов, полученных методом высокоскоростного затвердевания, которое относится к энерго- и ресурсосберегающим технологиям, позволяет сформировать структуру и придать такие свойства, которые невозможно получить, используя традиционные технологии синтеза и термообработки материалов.

Исследования полуметаллов (висмут, сурьма) и их сплавов, проводимые профессором В. Г. Шепелевичем совместно с его учениками, позволили выявить закономерности формирования структуры быстрозатвердевшей фольги висмута, сурьмы и сплавов на их основе, зависимости их электрических свойств от химического состава, температуры, скорости охлаждения расплава и условий термообработки.

Получены быстрозатвердевшие виды фольги толщиной в несколько десятков микрон соединений висмута с марганцем, антимонида индия, халькогенидов висмута и сурьмы, широко используемых в приборостроении (С. В. Гусакова, Е. Л. Кухаренко и др.). Значительное внимание уделялось изучению быстрозатвердевших сплавов алюминия, содержащих разные легирующие добавки, в том числе и переходные химические элементы. Образование пересыщенных твердых растворов на основе алюминия и последующий их распад при термической обработке вызывают выделение дисперсных фаз, что приводит к упрочнению сплавов. Разработаны термостойкие многокомпонентные алюминиевые сплавы с улучшенными характеристиками, которые защищены патентами. Ведутся исследования легкоплавких сплавов, получаемых в виде фольги высокоскоростным затвердеванием. Их перспективность связана с разработкой припоев для различных отраслей промышленности. Установлены закономерности формирования микроструктуры (выделение фаз, распределение компонентов, образование зерен), ее изменения при старении и зависимость физических свойств сплавов от условий получения и термической обработки.

Результаты научных исследований по высокоскоростному затвердеванию, полученные на кафедре, отражены в 8 монографиях, защищены патентами, используются в учебном процессе, на их основе защищены 13 кандидатских и 1 докторская диссертация, авторы этих диссертаций успешно работают в университетах и научных центрах Республики Беларусь, Великобритании, Бельгии, Китая, Северной Кореи, Вьетнама и других стран.

В конце XX и начале XXI в. получили практическую реализацию работы, начатые еще в период создания кафедры, при изучении твердотельных датчиков, основанных на эффекте Холла, с использованием сплавов полуметаллов висмут – олово и пленочных гетероэпитаксиальных структур узкозонных полупроводников индий – олово – висмут (В. И. Прокошин, В. Г. Шепелевич, В. А. Ярмолович, С. В. Гусакова, И. И. Васильев и др.). В настоящее время комплекс датчиков с успехом используется для адаптации промышленных роботов, он включает тактильные датчики, сенсоры перемещения, скорости, частоты вращения и др. Так, различные варианты созданных комплексов миниатюрных сенсоров и электронных систем, использующие эффект Холла, внедрены и применяются на белорусских предприятиях концерна «Белэнерго» (бесконтактные датчики тока (ДТПХ)), ОАО «Газпром трансгаз Беларусь» (специализированные блоки автоматической регулировки возбуждения синхронных двигателей (СБАРВ)), ПО «БелАЗ» (датчики уровня топлива (УТ-90)), РУП «Белкоммунмаш» (датчики угла поворота (ДУПХ), датчики частоты вращения (ДЧХ), бесконтактные выключатели (БВК)) и т. д.

В настоящее время реализуется на практике новое поколение электронных датчиков для современных систем контроля автоэлектротранспорта и управления им с улучшенными техническими параметрами. Разработаны миниатюрные высокоточные электронные инклинометры, акселерометры, датчики частоты и датчики виброперемещений компенсационного типа в первую очередь для ПО «БелАЗ».

Существенным шагом в инновационно-внедренческом развитии кафедры стали действующие устройства для НПО «Прометей» (Санкт-Петербург, Россия). По заказам этого предприятия были созданы магнитные системы датчиков механических величин на основе миниатюрных преобразователей Холла, изготовлена, аттестована на уровне ГОСТа и внедрена партия из 50 изделий. Комплекс разработанных и произведенных сенсоров промышленных роботов отмечен дипломом I степени ВДНХ Беларуси.

Начиная с 1990-х гг. проводятся работы в области создания прецизионных механоэлектрических преобразователей для контроля положения подвижных исполнительных механизмов сканирующих систем космической аппаратуры. Многолетний опыт сотрудничества с Институтом космических исследований РАН (Москва, Россия) показал высокую эффективность использования холловских сенсоров для создания прецизионных механоэлектрических преобразователей. Разработанные устройства хорошо себя зарекомендовали на стадии предполетных испытаний в космическом аппарате «Марс-96», многолетнем реальном полете «Марс-экспресс» и при других испытаниях. Уникальность механоэлектрических преобразователей проявилась в прецизионном соблюдении всех функциональных технических характеристик на протяжении длительной эксплуатации в сложных космических условиях.

В настоящее время кафедра совместно с Научно-исследовательским институтом радиоматериалов выполняет программу «Разработка технологии создания полупроводниковых приборов (преобразователи Холла, терморезисторы) из гетероэпитаксиальных структур антимонида индия для нового поколения миниатюрных датчиков физических величин, работающих в условиях открытого космоса», реализуемую в рамках научно-технической программы Союзного государства «Технология СГ» (2016–2020).

В 2001 г. на кафедре под научным руководством профессора В. В. Углова началось изучение процессов взаимодействия высокоэнергетических плазменных потоков с материалами (Н. Т. Квасов, Н. Н. Черенда, В. И. Шиманский, В. М. Анищик, А. К. Кулешов). Исследования, проведенные совместно с учеными НАН Беларуси (В. М. Асташинский, А. М. Кузьмицкий), позволили развить новое научное направление – исследования в области поверхностной плазменной металлургии. В рамках данного направления разрабатываются методы структурно-фазовой модификации поверхностных свойств материалов, обусловленной формированием градиентных, многокомпонентных, наноструктурированных поверхностных слоев, синтезируемых в условиях сверхбыстрого нагрева и охлаждения.

Поверхностная плазменная металлургия основана на воздействии на материалы компрессионных плазменных потоков, генерируемых квазистационарными плазменными ускорителями нового поколения, разработанными и созданными в НАН Беларуси. Отличительной чертой таких потоков является сравнительно большая длительность разряда (100–500 мкс) при сохранении высоких значений параметров плазмы (скорость потока достигает до $7 \cdot 10^7$ см/с, температура и концентрация заряженных частиц плазмы составляют $5 \cdot 10^5$ К и $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ соответственно). Применение таких ускорителей открывает принципиально новые возможности для синтеза новых материалов, эффективной модификации поверхностных свойств различных материалов (металлы и их сплавы, порошковые покрытия, полупроводники и др.), приводящей к существенному улучшению их эксплуатационных характеристик, недостижимому при традиционных методах обработки. За исследования в этой области сотрудники кафедры были удостоены ряда премий:

- диплома I степени (В. В. Углов совместно с сотрудниками НАН Беларуси В. М. Асташинским и А. М. Кузьмицким) за работу «Физические принципы плазменной металлургии» на конкурсе «Степановские чтения» (Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси (2010));
- премии имени академика В. А. Коптюга (В. В. Углов, Н. Н. Черенда, Н. В. Бибик совместно с учеными НАН Беларуси и Сибирского отделения РАН) за цикл работ «Физические принципы улучшения эксплуатационных свойств поверхности эвтектических силуминов под воздействием интенсивных электронных пучков и компрессионных плазменных потоков» (2014);
- премии имени академика А. Н. Севченко (В. М. Анищик, Н. Н. Черенда совместно с учеными кафедры теоретической физики) за цикл работ «Новые теоретические и экспериментальные результаты в прикладных рентгеноструктурных исследованиях» (2015);
- премии имени академика А. Н. Севченко для молодых ученых (В. И. Шиманский, Н. В. Бибик, Е. А. Крутилина) за цикл работ «Электронно-ионно-плазменная модификация металлов и сплавов» (2017).

В рамках исследований в области поверхностной плазменной металлургии в БГУ были защи-

щены 4 кандидатские диссертации (В. В. Асташинский, Е. К. Стальмошёнок, Ю. А. Петухов, В. И. Шиманский). Изданы 5 монографий, опубликованы несколько глав в книгах издательств Беларуси, России, США, более 120 статей – в ведущих научных журналах, получены 6 патентов Республики Беларусь и Российской Федерации.

В настоящее время на кафедре ведется широкий спектр научных исследований, раскрывающих физическую сущность наномира. Детально исследована кристаллическая структура наночастиц (ядро и «дефектная» оболочка), показана связь физических и кристаллографических свойств (В. В. Углов, Н. Т. Квасов, И. В. Сафронов). Определена зависимость координационного числа от размеров объекта. Установлены размерное обрезание колебательного спектра и связанное с этим изменение теплофизических свойств наночастиц. Проводятся исследования фазовых переходов в наночастицах, определена размерная зависимость температуры плавления. Детально исследованы магнитные свойства ферримагнитных наночастиц и соответствующие размерные эффекты.

Впервые установлена физическая природа пороговой энергии смещения. Ее структура определена на основе анализа процессов, сопровождающих подпороговое движение выбитого из узла решетки атома. Показана ее глубокая связь с физическими свойствами твердых тел (модуль упругости Юнга, коэффициент температурного расширения, температура плавления, энергия связи, энергия сублимации, температура Дебая).

Детально исследованы динамические процессы, происходящие в наночастицах при радиационном воздействии. Показано, что упругая и термоупругая реакции решетки на внедрение ускоренных ионов формируют силовые факторы, существенно влияющие на эволюцию дефектно-примесной системы, что, в свою очередь, приводит к снижению количества дефектов структуры. Такая самоорганизация наночастиц при воздействии ионизирующих излучений выступает основой для создания наноструктурированных радиационно-стойких материалов, способных длительное время выдерживать интенсивные радиационные нагрузки. Детально исследована кинетика радиационных точечных дефектов с учетом их генерации, диффузионной рекомбинации и действия стоков, которыми являются границы в многослойных нанокомпозитах. На основе дислокационно-дисклинационной модели структуры межфазных границ рассмотрен процесс осаждения радиационных дефектов на границы в создаваемых ими полях упругих напряжений. Таким образом, на кафедре был заложен научный базис еще одного очень важного и востребованного нового научного направления – исследований в области радиационной физики наноструктурированных материалов.

С 1995 г. кафедра, являясь мировым лидером в сфере радиационной физики твердого тела, организует и проводит международную конференцию «Взаимодействие излучений с твердым телом (ВИТТ)». В сентябре 2017 г. прошла очередная, двенадцатая конференция, посвященная 60-летию кафедры, в центре внимания которой были процессы взаимодействия излучений и плазмы с твердым телом, радиационные эффекты в твердом теле, модификация свойств материалов, пучковые методы формирования наноматериалов и наноструктур, влияние излучений на структуру и свойства покрытий, современное оборудование и технологии.

Следует подчеркнуть, что с 1957 г. по настоящее время кафедра физики твердого тела БГУ готовит для академических и ведомственных научных учреждений высококвалифицированные кадры в области физики твердого тела и физического материаловедения. Это касается и промышленных предприятий по микроэлектронике, машиностроению, радиационным технологиям и другим отраслям, а также многочисленных учреждений высшего образования Беларуси.

На настоящем и последующих этапах развития кафедры ей отводится важнейшая роль в подготовке инженеров по радиационному материаловедению, востребованных на Белорусской АЭС. Специалистов в этой области знаний в настоящее время готовит единственная в Беларуси кафедра физики твердого тела БГУ. Следует подчеркнуть, что именно радиационное материаловедение – область «твердотельных» знаний – во многом определяет жизненный цикл, уровень безопасности и экономику Белорусской АЭС.

В настоящее время кафедра физики твердого тела физического факультета БГУ обладает большим потенциалом для подготовки кадров, необходимых нашей стране, идущей по инновационному пути развития.

В. В. Углов,
доктор физико-математических наук, профессор

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

Назаров С. А., Горбач Д. В., Толстик А. Л. Преобразование бесселевых световых пучков при их распространении в растворах красителей и жидкокристаллических средах 4

Булойчик Ж. И., Зажогин А. П., Нечипуренко Н. И., Патапович М. П., Пашковская И. Д. Морфологическое и спектрометрическое исследование плазмы крови пациентов с аневризмой сосудов головного мозга 9

Кабанова О. С., Мельникова Е. А. Распространение света в системе связанных оптических жидкокристаллических волноводов 18

Новицкий А. В., Альварес Родригес Р. Х., Галынский В. М. Метод расчета коэффициентов рассеяния Ми на неоднородной бианизотропной сферической частице в рамках операторной теории рассеяния 25

Самцов М. П., Тарасов Д. С., Горященко А. С., Казачкина Н. И., Жердева В. В., Савицкий А. П., Меерович И. Г. Оптимизация параметров фантома для диффузионной флуоресцентной томографии биотканей *in vivo* 33

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ

Рушнова И. И., Мельникова Е. А. Электрически контролируемое распространение лазерного излучения на основе жидкокристаллических элементов 41

Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений 51

Трохимчук П. П. О механизмах образования лазерно-индуцированных поверхностных структур 58

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. РАДИОФИЗИКА

Афанасьев К. Г., Батурицкий М. А., Емельянчик И. Ф., Литомин А. В., Солин А. В. Интегральный зарядочувствительный усилитель «Тетрод-JFET» и его применение при исследовании алмазных детекторов заряженных частиц 66

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Акобирова А. Т., Бринкевич Д. И., Вабищевич С. А., Вабищевич Н. В., Головчук В. И., Лукашевич М. Г., Махсудов Б. И. Прочностные свойства нейтронно-облученных эпитаксиальных пленок CdTe 73

Шуба М. В., Юко Д. И., Мейсак Д. Н., Седельникова О. В., Каныгин М. А., Окотруб А. В. Влияние эффекта экранирования на частотную зависимость электропроводности композитного материала на основе углеродных нанотрубок 80

Яковлева М. А., Батраков К. Г. Усиление поглощения электромагнитного излучения в графене дифракционной решеткой 88

ХРОНИКА, ИНФОРМАЦИЯ

Буров Л. И., Жолнеревич И. И., Слободянюк А. И. Кафедре общей физики – 50 лет 95

Углов В. В. К 60-летию кафедры физики твердого тела физического факультета БГУ 100

CONTENTS

OPTICS AND SPECTROSCOPY

Nazarov S. A., Gorbach D. V., Tolstik A. L. Transformation of the Bessel light beams during it's propagation in dyes solutions and liquid crystal media 4

Buloichik J. I., Zajogin A. P., Nechipurenko N. I., Patapovich M. P., Pashkovskaya I. D. Morphological and spectrometric studies of blood plasma from the patients with cerebral aneurysms 9

Kabanova O. S., Melnikova E. A. Light propagation in a system of coupled optical liquid-crystal waveguides 18

Novitsky A. V., Alvarez Rodriguez R. J., Galynsky V. M. Calculation method for Mie scattering coefficients by inhomogeneous bianisotropic spherical particle within the operator scattering theory 25

Samtsov M. P., Tarasov D. S., Goryashchenko A. S., Kazachkina N. I., Zherdeva V. V., Savitsky A. P., Meerovich I. G. Optimization of the phantom parameters for diffuse optical fluorescence tomography of biotissues *in vivo* 33

LASER PHYSICS

Rushnova I. I., Melnikova E. A. Electrically controlled propagation of laser radiation based on liquid-crystal elements 41

Burov L. I., Gorbatsevich A. S., Lobatsevich P. M. The effect of the orientational anisotropy of VCSEL parameters on the possibility to implement polarization switching 51

Trokhimchuck P. P. About mechanisms of the formation of surface laser-induced structures 58

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. RADIO PHYSICS

Afanaciev K. G., Batouritski M. A., Emeliantchik I. F., Litomin A. V., Solin A. V. Integrated charge sensitive amplifier «Tetrod-JFET» and its application for research of diamond charged-particles detectors.... 66

CONDENSED STATE PHYSICS

Akobirova A. T., Brinkevich D. I., Vabishchevich S. A., Vabishchevich N. V., Halauchyk V. I., Lukashevich M. G., Mahsudov B. I. Solidity properties of neutron-irradiated CdTe epitaxial films 73

Shuba M. V., Yuko D. I., Meisak D. N., Sedelnikova O. V., Kanygin M. A., Okotrub A. V. Influence of the screening effect on the frequency dependence of the electrical conductivity of a composite material based on carbon nanotubes 80

Yakovleva M. A., Batrakov K. G. Electromagnetic radiation absorption enhancement in graphene by diffraction grating 88

CHRONICLE, INFORMATION

Burov L. I., Zholnerevich I. I., Slobodyanyuk A. I. The 50th anniversary of the general physics department 95

Uhlou U. U. To the 60th anniversary of the solid-state physics department of the physics faculty of BSU 100

Журнал включен Высшей аттестационной комиссией Республики Беларусь в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований по физико-математическим наукам (в области теоретической, экспериментальной и прикладной физики).

Журнал включен в библиографическую базу данных научных публикаций «Российский индекс научного цитирования» (РИНЦ).

Журнал Белорусского государственного университета. Физика. № 1. 2018

Учредитель:
Белорусский государственный университет

Юридический адрес: пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск.
Почтовый адрес: ул. Кальварийская, 9, каб. 636, 637, 220004, г. Минск.
Тел. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by

«Журнал Белорусского государственного университета. Физика» издается с января 1969 г. До 2017 г. выходил под названием «Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика» (ISSN 1561-834X).

Редактор *Е. В. Павлова*
Технический редактор *В. В. Кильдишева*
Корректор *Л. А. Меркуль*

Подписано в печать 31.01.2018.
Тираж 140 экз. Заказ 43.

Республиканское унитарное предприятие «Издательский центр Белорусского государственного университета».
ЛП № 02330/117 от 14.04.2014.
Ул. Красноармейская, 6, 220030, г. Минск.

© БГУ, 2018

Journal of the Belarusian State University. Physics. No. 1. 2018

Founder:
Belarusian State University

Registered address: 4 Niezaliežnasci Ave., Minsk 220030.
Correspondence address: 9 Kal'variiskaya Str., office 636, 637, Minsk 220004.
Tel. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by

«Journal of the Belarusian State University. Physics» published since January, 1969.
Until 2017 named «Vestnik BGU. Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika» (ISSN 1561-834X).

Editor *E. V. Pavlova*
Technical editor *V. V. Kil'disheva*
Proofreader *L. A. Merkul'*

Signed print 31.01.2018.
Edition 140 copies. Order number 43.

Publishing Center of BSU.
License for publishing No. 02330/117, 14 April, 2014.
6 Krasnoarmeiskaya Str., Minsk 220030.

© BSU, 2018