



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

3

2025

МИНСК
БГУ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор	ВОРОПАЙ Е. С. – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь. E-mail: voropay@bsu.by
Заместитель главного редактора	ТИВАНОВ М. С. – кандидат физико-математических наук, доцент; декан физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь. E-mail: tivanov@bsu.by
Ответственный секретарь	КОВАЛЬ О. С. – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры высшей математики и математической физики физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь. E-mail: kabanovaos@bsu.by

<i>Анищик В. М.</i>	Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
<i>Бондаренко Г. Г.</i>	Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», Москва, Россия.
<i>Жуковский П. В.</i>	Люблинский технический университет, Люблин, Польша.
<i>Кислицин С. Б.</i>	Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алма-Ата, Казахстан.
<i>Козлов С. А.</i>	Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия.
<i>Кучинский П. В.</i>	НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
<i>Максименко С. А.</i>	НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
<i>Маскевич С. А.</i>	Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
<i>Машлан М.</i>	Оломоуцкий университет им. Палацкого, Оломоуц, Чехия.
<i>Патрин А. А.</i>	Кошалинский технический университет, Кошалин, Польша.
<i>Погребняк А. Д.</i>	Сумский государственный университет, Сумы, Украина.
<i>Рамакришна Редди К. Т.</i>	Университет Шри Венкатесвара, Тирупати, Индия.
<i>Ремнев Г. Е.</i>	Томский политехнический университет, Томск, Россия.
<i>Толстик А. Л.</i>	Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
<i>Туроверов К. К.</i>	Институт цитологии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
<i>Ушаков Д. В.</i>	Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
<i>Хайнццманн Р.</i>	Институт физической химии Йенского университета, Йена, Германия.
<i>Чалов В. Н.</i>	Имперский колледж Лондона, Лондон, Великобритания.
<i>Шандаров С. М.</i>	Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия.

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

<i>Ануфрик С. С.</i>	Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь.
<i>Гусев О. К.</i>	Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
<i>Казак Н. С.</i>	Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
<i>Килин С. Я.</i>	Национальная академия наук Беларуси, Минск, Беларусь.
<i>Кононов В. А.</i>	СП «ЛОТИС ТИИ», Минск, Беларусь.
<i>Маляревич А. М.</i>	Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
<i>Пенязьков О. Г.</i>	Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
<i>Пилипенко В. А.</i>	Государственный центр «Белмикрoанализ» филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл» – управляющей компании холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь.
<i>Плетюхов В. А.</i>	Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина, Брест, Беларусь.
<i>Семченко И. В.</i>	Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
<i>Федосюк В. М.</i>	ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь.
<i>Шкадаревич А. П.</i>	Научно-производственное унитарное предприятие «Научно-технический центр “ЛЭМТ” БелОМО», Минск, Беларусь.

EDITORIAL BOARD

Editor-in-chief	VOROPAY E. S. , doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus. E-mail: voropay@bsu.by
Deputy editor-in-chief	TIVANOV M. S. , PhD (physics and mathematics), docent; dean of the faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus. E-mail: tivanov@bsu.by
Executive secretary	KOVAL O. S. , PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of higher mathematics and mathematical physics, faculty of physics, Belarusian State University, Minsk, Belarus. E-mail: kabanovaos@bsu.by

<i>Anishchik V. M.</i>	Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Bondarenko G. G.</i>	Moscow Institute of Electronics and Mathematics of the National Research University «Higher School of Economics», Moscow, Russia.
<i>Chalov V. N.</i>	Imperial College London, London, United Kingdom.
<i>Heintzmann R.</i>	Institute of Physical Chemistry of the Jena University, Jena, Germany.
<i>Kislitsin S. B.</i>	Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan.
<i>Kozlov S. A.</i>	Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia.
<i>Kuchinski P. V.</i>	A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Maksimenko S. A.</i>	Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Maskevich S. A.</i>	International Sakharov Environmental Institute of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Maslan M.</i>	Palacký University, Olomouc, Czech Republic.
<i>Patryn A. A.</i>	Politechnika Koszalińska, Koszalin, Poland.
<i>Pogrebnjak A. D.</i>	Sumy State University, Sumy, Ukraine.
<i>Ramakrishna Reddy K. T.</i>	Sri Venkateswara University, Tirupati, India.
<i>Remnev G. E.</i>	Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia.
<i>Shandarov S. M.</i>	Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia.
<i>Tolstik A. L.</i>	Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Turoverov K. K.</i>	Institute of Cytology of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia.
<i>Ushakov D. V.</i>	Belarusian State University, Minsk, Belarus.
<i>Zhukowski P. V.</i>	Lublin University of Technology, Lublin, Poland.

EDITORIAL COUNCIL

<i>Anufrik S. S.</i>	Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus.
<i>Fedosyuk V. M.</i>	State Scientific and Production Association «Scientific and Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Minsk, Belarus.
<i>Gusev O. K.</i>	Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
<i>Kazak N. S.</i>	State Scientific and Production Association «Optics, Optoelectronics and Laser Technology» of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
<i>Kilin S. Y.</i>	National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
<i>Kononov V. A.</i>	«LOTIS TII», Minsk, Belarus.
<i>Malyarevich A. M.</i>	Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus.
<i>Penyazkov O. G.</i>	A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
<i>Pilipenko V. A.</i>	JSC «Integral», Minsk, Belarus.
<i>Pletyukhov V. A.</i>	Brest State University named after A. S. Pushkin, Brest, Belarus.
<i>Semchenko I. V.</i>	State Scientific and Production Association «Optics, Optoelectronics and Laser Technology» of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.
<i>Shkadarevich A. P.</i>	Unitary Enterprise «STC “LEMT” of the BelOMO», Minsk, Belarus.

УДК 535.3, 548.4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НАНООБОЛОЧЕК СЕРЕБРА И ЗОЛОТА С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ КРЕМНЕЗЕМА В БИОТКАНЯХ

Л. А. ТРУСЕВИЧ¹⁾, М. М. КУГЕЙКО¹⁾

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

Аннотация. С применением программного пакета *MiePlot* проведено моделирование спектральных свойств плазмонного резонанса в наноболочках серебра и золота с сердцевинной из кремнезема, используемых в биотканях (клетках кожи, надпочечников, молочной железы) в качестве контрастных агентов для проведения оптической визуализации (флуоресцентной микроскопии, спектроскопии с пространственным разрешением и т. д.) и терапии патологических очагов. Определено, что наиболее эффективное действие оказывают или наноболочки серебра толщиной 5 нм на резонансной длине волны от 845 до 855 нм, или наноболочки золота толщиной 10 нм на резонансной длине волны от 758 до 764 нм. Однако резонансные частоты наноболочек серебра толщиной 10 нм и наноболочек золота толщиной 5 нм, спектры которых расположены на краях окна прозрачности биотканей, также могут применяться в диагностических целях, что позволит решать задачи выбора размеров наноболочек, вводимых в организм человека, и выбора лазерных источников излучения для оптической визуализации. Показаны возможности настраиваемости свойств плазмонного резонанса в наноболочках серебра и золота путем изменения их размера, состава и среды. Полученные результаты могут быть применены для создания наноструктур, предназначенных для конкретных терапевтических целей, визуализации патологических очагов и их мониторинга при лечении. Установлено, что при нормальном распределении частиц величины сечений рассеяния света монодисперсными наноболочками и резонансные длины волн этих наноболочек незначительно отличаются от величин сечений рассеяния света полидисперсными частицами и резонансных длин волн таких наноболочек (на сотые доли для сечений рассеяния света и не более чем на 2 нм для длин волн). Сделан вывод о целесообразности

Образец цитирования:

Трусевиц ЛА, Кугейко ММ. Спектральные свойства наноболочек серебра и золота с сердцевинной из кремнезема в биотканях. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;3:4–13. EDN: XUCWLS

For citation:

Trusevich LA, Kugeiko MM. Spectral properties of silver and gold nanoshells with silica core in biotissues. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;3:4–13. Russian. EDN: XUCWLS

Авторы:

Любовь Анатольевна Трусевиц – старший преподаватель кафедры информатики и компьютерных систем факультета радиофизики и компьютерных технологий.
Михаил Михайлович Кугейко – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Authors:

Liubou A. Trusevich, senior lecturer at the department of informatics and computer systems, faculty of radiophysics and computer technologies.
tru.liuboua@yandex.by
Mikhail M. Kugeiko, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of quantum radiophysics and optoelectronics, faculty of radiophysics and computer technologies.
kugeiko@bsu.by

ности использования на практике полидисперсных наноболочек серебра и золота с сердцевинной из кремнезема, поскольку при этом упрощаются требования к точностным характеристикам размеров наноболочек.

Ключевые слова: наноболочки серебра и золота с сердцевинной из кремнезема; спектральные свойства; моно- и полидисперсные наноболочки; биоткани (клетки кожи, надпочечников, молочной железы); тераностика.

SPECTRAL PROPERTIES OF SILVER AND GOLD NANOSHELLS WITH SILICA CORE IN BIOTISSUES

L. A. TRUSEVICH^a, M. M. KUGEIKO^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: L. A. Trusevich (tru.liuboua@yandex.by)

Abstract. Using the *MiePlot* software package, the spectral properties of plasmon resonance in silver and gold nanoshells with silica core used in biotissues (cells of skin, adrenal glands, mammary glands) as contrast agents for optical visualisation (fluorescence microscopy, spatially resolved spectroscopy, etc.) and therapy of pathological foci were modelled. It was determined that the most effective action is provided either by silver nanoshells with thickness of 5 nm at resonance wavelength from 845 to 855 nm, or gold nanoshells with thickness of 10 nm at resonance wavelength from 758 to 764 nm. However, resonance frequencies of silver nanoshells with thickness of 10 nm and gold nanoshells with thickness of 5 nm, whose spectra are located at the edges of transparency window of biotissues, can also be used for diagnostic purposes, enabling the selection of nanoshell sizes introduced into the human body and the choice of laser radiation sources for optical visualisation. The possibilities of tunability of plasmon resonance properties in silver and gold nanoshells by altering their size, composition and environment are demonstrated. The obtained results can be applied to the creation of nanostructures designed for specific therapeutic purposes, visualisation of pathological foci and monitoring them during treatment. It has been established that, with a normal distribution of particles, the scattering cross-sections of light by monodisperse nanoshells and the resonance wavelengths of these nanoshells differ only slightly from the scattering cross-sections of light by polydisperse particles and the resonance wavelengths of such nanoshells (by hundredths for scattering cross-sections of light and by no more than 2 nm for wavelengths). It is concluded that the practical use of polydisperse silver and gold nanoshells with silica core is advisable due to the requirement reduction for the nanoshell size dispersion.

Keywords: silver and gold nanoshells with silica core; spectral properties of nanoshells; mono- and polydisperse nanoshells; biotissues (cells of skin, adrenal glands, mammary gland); theranostics.

Введение

Биомедицинская оптика является одной из наиболее быстро развивающихся областей науки и техники. Неразрушающая природа света, используемого для исследования и детектирования аномалий в тканях человека, делает ее весьма привлекательной для разработки новых неинвазивных диагностических и терапевтических методов. Следует выделить такое направление биомедицинской оптики, как тераностика. Она включает диагностику заболевания и персонализированное лечение пациента с улучшенной эффективностью и безопасностью.

В последнее время приобрело актуальность использование наночастиц для адресной доставки лекарств¹ [1; 2], позволяющее увеличить терапевтическое воздействие на пораженные ткани. Наночастицы благородных металлов обладают рядом уникальных оптических и фототермических свойств и могут применяться для диагностики биообъектов. Эффективность использования этих наночастиц обусловлена поверхностным плазмонным резонансом – резонансными колебаниями их свободных электронов при воздействии света. В результате плазмонного резонанса может произойти быстрое преобразование света в тепло (поглощение) либо его излучение (рассеяние – процесс, находящий широкое применение в областях оптики и визуализации)² [1; 2]. Настраиваемость свойств возникающего в металлических наночастицах плазмонного резонанса, которая обусловлена возможностью изменения размера, формы, состава и среды этих частиц, позволяет создавать наноструктуры, предназначенные для конкретных целей в области биологии. Например, учет преимуществ усиления рассеяния света наночастицами серебра и золота, связанными с молекулами-мишенями, дает возможность проводить визуализацию и диагностику рака надпочечников, кожи или молочной железы [2].

Следует отметить, что существует разрыв между теоретическими достижениями в области названных выше свойств наночастиц и результатами их применения на практике. Данное обстоятельство требует как проведения научных исследований, так и разработки технических средств тераностики.

¹Будкевич Е. В., Будкевич Р. О. Биомедицинские нанотехнологии : учеб. пособие для вузов. СПб. : Лань, 2022. 176 с.

²Там же.

В работе [3] исследованы спектральные свойства плазмонного резонанса в моно- и полидисперсных частицах серебра и золота в биообъектах (клетках кожи, надпочечников, молочной железы). Данные частицы использовались в качестве контрастных агентов для проведения оптической визуализации (флуоресцентной микроскопии, спектроскопии с пространственным разрешением и т. д.) и терапии патологических очагов. Авторы показали, что для моно- и полидисперсных наночастиц серебра и золота (при нормальном распределении) максимальные сечения поглощения и рассеяния света в крови достигаются для близких значений длин волн и одинаковых радиусов (средних радиусов для полидисперсных наночастиц). Так, максимальные значения коэффициентов поглощения и рассеяния света для наночастиц с радиусами в диапазоне от 5 до 50 нм в случае с наночастицами серебра достигаются на длине волны около 490 нм, а в случае с наночастицами золота – на длине волны около 583 нм.

Не менее важным объектом исследования в тераностике являются нанооболочки – сферические частицы с диэлектрической сердцевиной и слоем металлической оболочки. Они представляют большой интерес для оптической визуализации биообъектов, биосенсорики, лазерной фототермической терапии [5] и диагностики рака [2]. Так, путем регулирования размеров внутреннего и внешнего слоев нанооболочки ее плазмонный резонанс может быть настроен на любую необходимую длину волны в области видимого и инфракрасного спектров поглощения [4]. Существующие протоколы синтеза серебряных и золотых нанооболочек с ядром из оксида кремния [6] позволяют получать частицы диаметром десятки и сотни нанометров со сравнительно узким распределением по размерам.

Цель настоящей работы – рассмотрение настраиваемости свойств плазмонного резонанса в нанооболочках серебра и золота с сердцевиной из кремнезема путем изменения их размера, состава и среды. Полученные результаты могут быть применены для создания наноструктур, предназначенных для конкретных терапевтических целей, визуализации патологических очагов и их мониторинга при лечении.

Теоретическая основа и методы исследования

Существует активный и пассивный транспорт наночастиц в биосистему. В случае активного транспорта наночастицы попадают в нужную клетку после нанесения на их поверхность специальной молекулы, которая связывается с определенной молекулой-ответчиком на поверхности нездоровой клетки. Для пассивного транспорта важными аспектами являются размер наночастиц и наличие в них эффекта повышенной проницаемости и удержания. Для решения задач тераностики значимость имеет эффективность используемых длин волн: для задач терапии более эффективны длины волн, вызывающие поглощение излучения (повышение температуры облучаемого объекта), а для задач диагностики – длины волн, приводящие к рассеянию излучения. Вместе с тем должна решаться задача доставки излучения.

На рис. 1 представлено окно прозрачности биотканей, отражающее эффективность использования длин волн светового излучения в установленном диапазоне³. Преимущественный вклад в поглощение светового излучения в биотканях вносит кровь. Гемоглобин, содержащийся в красных кровяных тельцах, обладает поглощающей способностью на длинах волн менее 600 нм. В связи с этим ниже рассматриваются длины волн более 600 нм, при этом оптимальное соотношение между разрешением изображения и глубиной проникновения света для визуализации *in vivo* сохраняется в диапазоне длин волн от 700 до 900 нм.

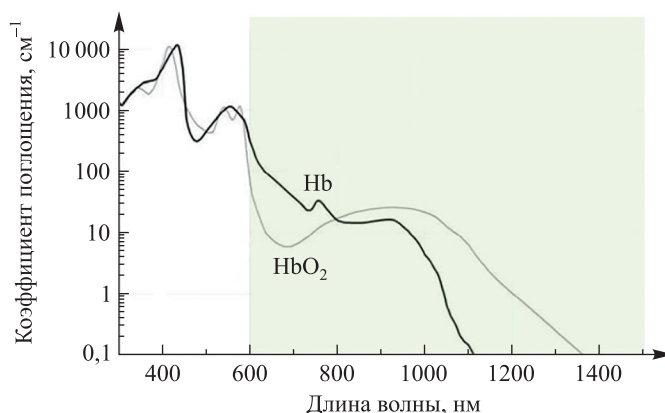


Рис. 1. Окно прозрачности биотканей, показывающее диапазон длин волн максимального проникновения света в кровь человека (область зеленого цвета)

Fig. 1. Transparency window of biotissues showing the wavelength range of maximum light penetration into human blood (green area)

³Пушкарёва А. Е. Методы математического моделирования в оптике биоткани : учеб. пособие. СПб. : СПбГУ ИТМО, 2008. 103 с.

Эффект повышенной проницаемости и удержания наночастиц обуславливается эндотелием сосудов. Эндотелий сосудов, которые снабжают опухоль, отличен от эндотелия сосудов, которые снабжают здоровую ткань. Размер пор в первом случае составляет от 100 до 800 нм, а во втором случае – от 3 до 10 нм. Необходимо отметить, что поры в эндотелии сосудов почек имеют размер 50 нм, а в эндотелии сосудов печени – 150 нм [7; 8]. Наночастицы, размер которых больше, чем размер пор в эндотелии сосудов, снабжающих здоровую ткань, при введении вдалеке от очага опухоли скапливаются рядом с нездоровой тканью за счет циркуляции.

На рис. 2 представлена зависимость сечений экстинкции, поглощения и рассеяния света золотой сферической частицей от ее размера при длине волны облучения 532 нм. Видно, что сечение экстинкции оптического излучения сферической частицей, обладающей плазмонным резонансом, имеет максимальные значения не более 50 нм. Данный диапазон размеров наноболочек рассматривался при моделировании спектральных свойств наноболочек серебра и золота.

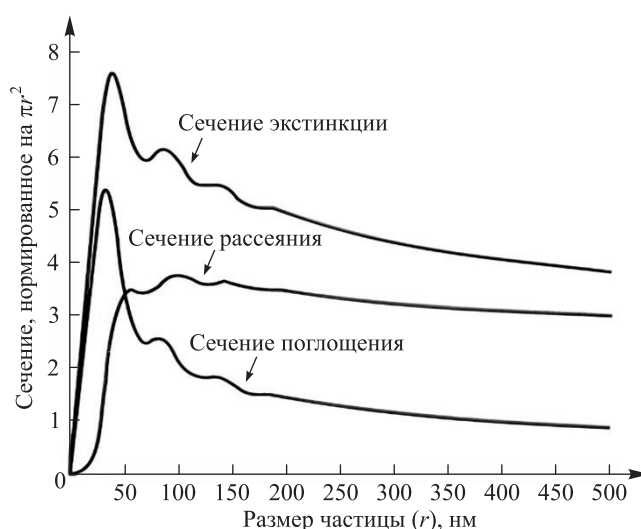


Рис. 2. Зависимость сечений экстинкции, поглощения и рассеяния света золотой сферической частицей от ее размера при длине волны 532 нм (моделирование в воде).
Источник: [9, с. 125]

Fig. 2. Dependence of the extinction, absorption and scattering cross sections of light by a gold spherical particle on its size at a wavelength of 532 nm (modelling in water).
Source: [9, p. 125]

Исследование возможностей настраиваемости свойств плазмонного резонанса в моно- и полидисперсных наноболочках серебра и золота проведено путем сравнения их спектральных свойств⁴. Моделирование выполнялось согласно теории Ми с применением программного пакета *MiePlot*. В ходе моделирования использовался режим, позволяющий создать двухслойный шар с диэлектрическим ядром. Для анализа данных, полученных в результате моделирования, и визуализации зависимостей написаны скрипты на языке программирования Python.

С опорой на упомянутые выше сведения о диаметре пор в эндотелии сосудов, которые снабжают здоровую и пораженную ткань, а также о зависимости сечения экстинкции оптического излучения от размера частицы размер наноболочек благородных металлов исследовался в диапазоне от 5 до 50 нм. Показатель преломления биологической среды, представленный в таблице, определялся из работ [5; 10].

Показатель преломления различных раковых клеток
Refractive index of different cancer cells

Тип рака	Показатель преломления
Рак кожи	1,380
Рак надпочечников	1,395
Рак молочной железы	1,401

⁴Laven Ph. Mie scattering and the Debye series // Philip Laven : website. URL: <http://www.philiplaven.com/index1.html> (date of access: 10.04.2021).

Таким образом, были созданы компьютерные модели объектов, состоящие из кремнеземной сердцевины (радиус изменялся от 5 до 50 нм с шагом 5 нм) и серебряной и золотой оболочек (толщина составляла 5 и 10 нм).

Результаты и их обсуждение

Рассмотрим сечения рассеяния света (C_{sca}) моно- и полидисперсными наноболочками серебра и золота при нормальном распределении ($p = 0,05$).

На рис. 3–5 представлены спектры рассеяния света наноболочками серебра в средах с показателями преломления 1,380; 1,395 и 1,401 соответственно. Во всех случаях при толщине наноболочки 5 нм сечение рассеяния света оказалось больше, чем при толщине наноболочки 10 нм. Как видно из рис. 3, в среде с показателем преломления 1,380 его величина составила $14,65 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 847 нм (монодисперсные наноболочки) и $14,29 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 845 нм (полидисперсные наноболочки). На рис. 4 отражено, что в среде с показателем преломления 1,395 сечение рассеяния света имело значение $14,62 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 852 нм (монодисперсные наноболочки) и значение $14,27 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 852 нм (полидисперсные наноболочки). Согласно данным рис. 5 в среде с показателем преломления 1,401 оно было равно $14,61 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 855 нм (монодисперсные наноболочки) и $14,26 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длине волны 854 нм (полидисперсные наноболочки). Таким образом, во всех случаях сечения рассеяния света моно- и полидисперсными частицами имеют близкие значения. Отметим, что при увеличении показателя преломления внешней среды и уменьшении толщины наноболочки происходило смещение максимума сечения рассеяния света в длинноволновую область.

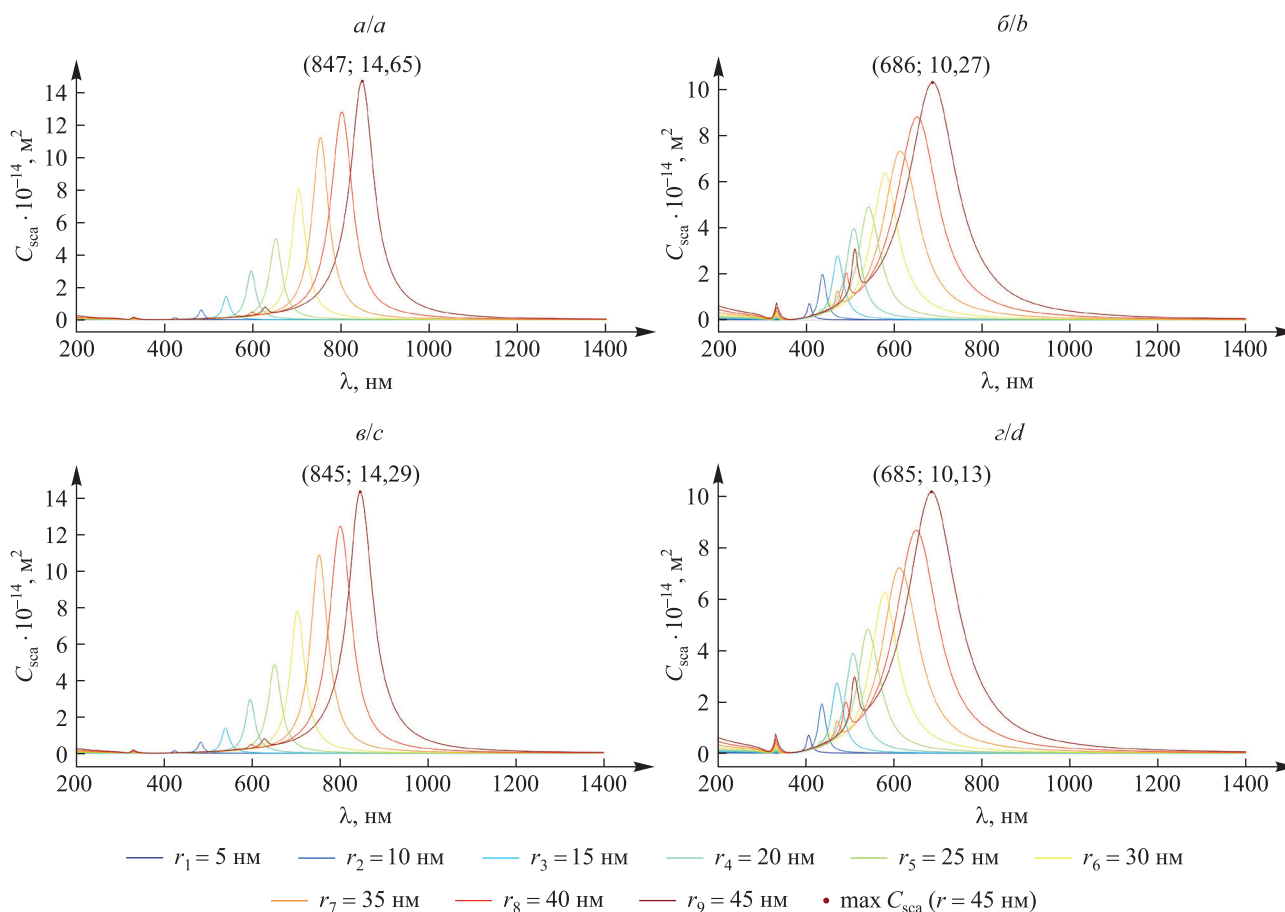


Рис. 3. Спектры рассеяния света наноболочками серебра толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,380:

a, б – монодисперсные наноболочки; *в, г* – полидисперсные наноболочки

Fig. 3. Light scattering spectra of silver nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.380:

a, b – monodisperse nanoshells; *c, d* – polydisperse nanoshells

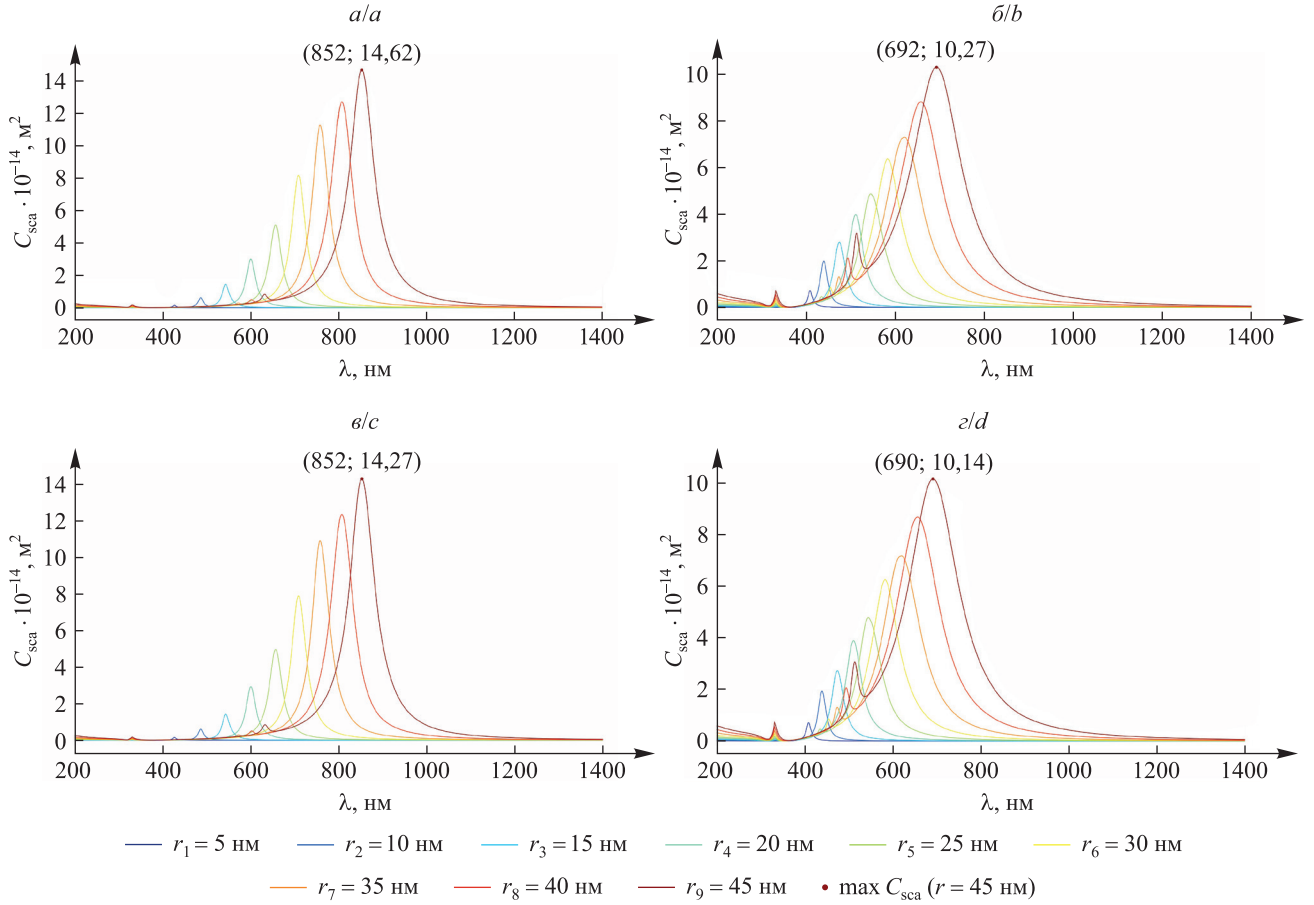


Рис. 4. Спектры рассеяния света нанооболочками серебра толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,395:
а, б – монодисперсные нанооболочки; в, г – полидисперсные нанооболочки
Fig. 4. Light scattering spectra of silver nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.395:
а, б – monodisperse nanoshells; в, г – polydisperse nanoshells

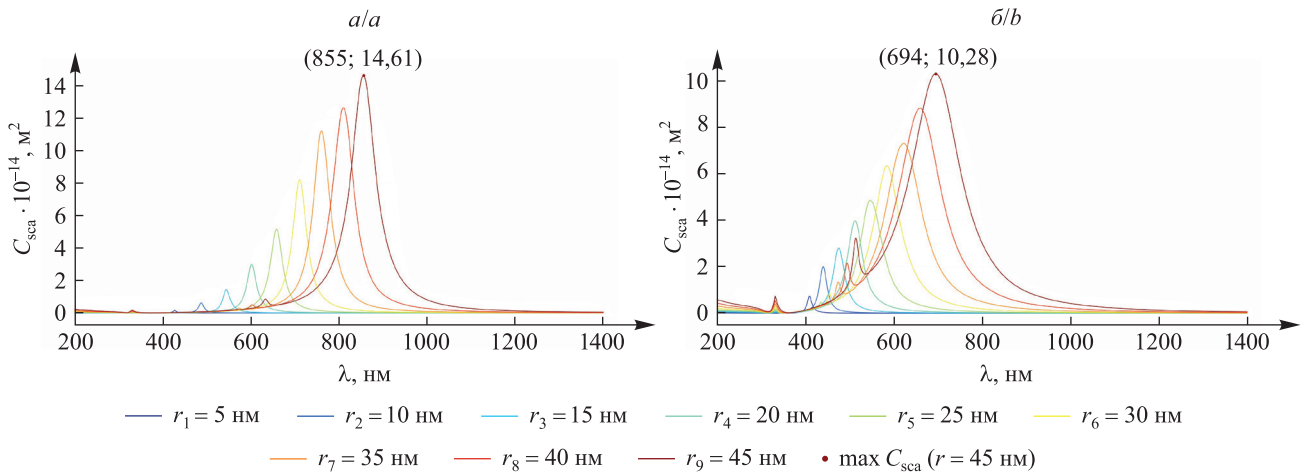


Рис. 5. Спектры рассеяния света нанооболочками серебра толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,401 (начало):
а, б – монодисперсные нанооболочки
Fig. 5. Light scattering spectra of silver nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.401 (beginning):
а, б – monodisperse nanoshells

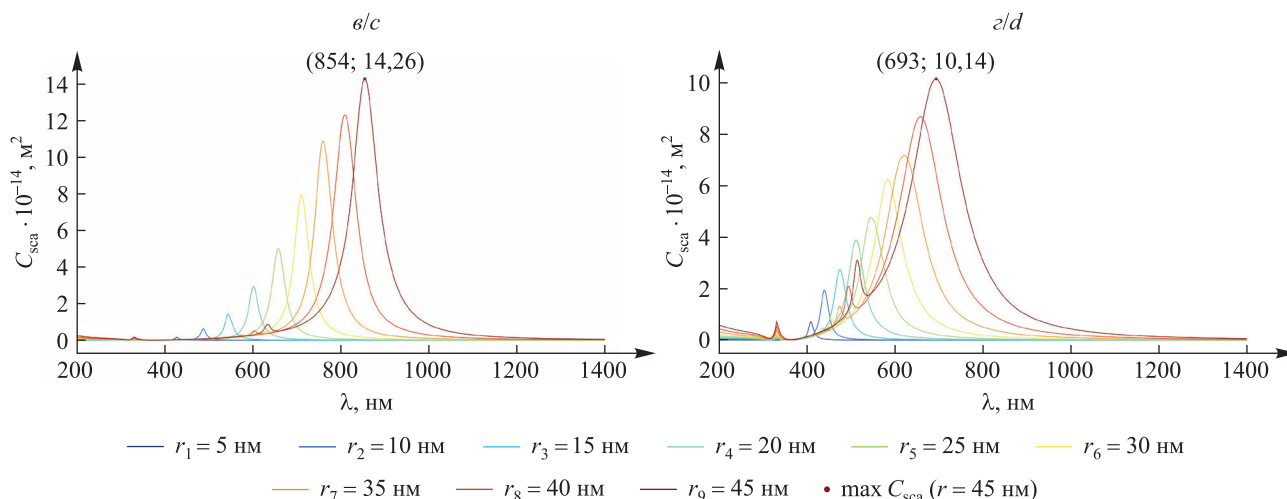


Рис. 5. Спектры рассеяния света наноболочками серебра толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,401 (окончание):
в, з – полидисперсные наноболочки

Fig. 5. Light scattering spectra of silver nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.401 (ending):
c, d – polydisperse nanoshells

Спектры рассеяния света наноболочками золота в средах с показателями преломления 1,380; 1,395 и 1,401 отражены на рис. 6–8 соответственно. Во всех случаях максимум сечения рассеяния света достигался на близких длинах волн как в среде с нормальным распределением частиц по размерам, так и в среде с частицами одинакового размера. Для наноболочек, имеющих толщину 5 нм и радиус сердцевин 45 нм, максимум сечения рассеяния света находился в интервале от $6,42 \cdot 10^{-14}$ до $6,48 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длинах волн в диапазоне от 926 до 917 нм (моно- и полидисперсные наноболочки). В случае с наноболочками, имеющими толщину 10 нм и радиус сердцевин 45 нм, максимум сечения рассеяния света находился в интервале от $8,19 \cdot 10^{-14}$ до $8,29 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ на длинах волн в диапазоне от 764 до 758 нм (моно- и полидисперсные наноболочки). Обозначим, что при одинаковом показателе преломления и уменьшении толщины наноболочки происходило смещение максимума рассеяния света в длинноволновую область спектра.

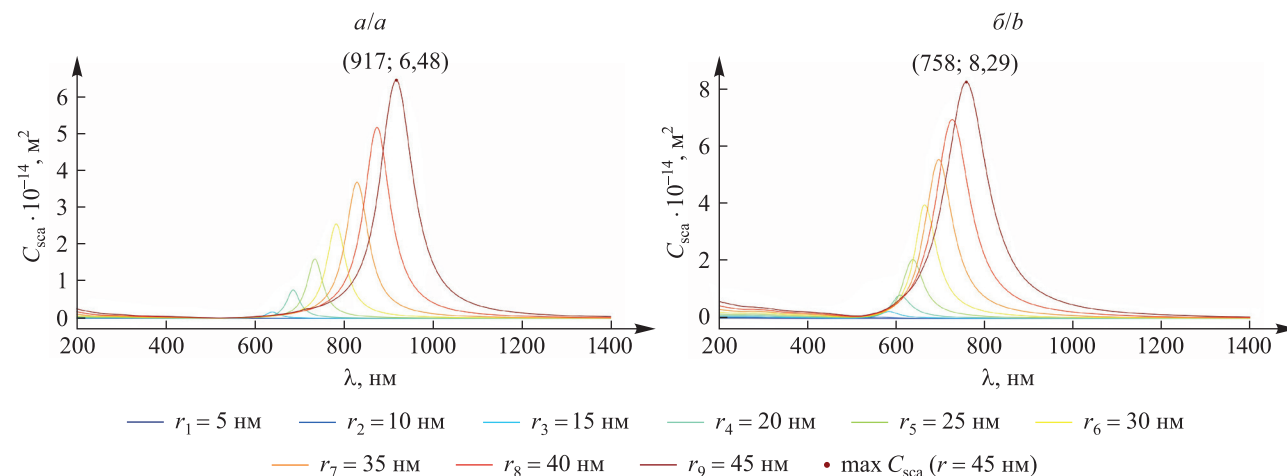


Рис. 6. Спектры рассеяния света наноболочками золота толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,380 (начало):
а, б – монодисперсные наноболочки

Fig. 6. Light scattering spectra of gold nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.380 (beginning):
a, b – monodisperse nanoshells

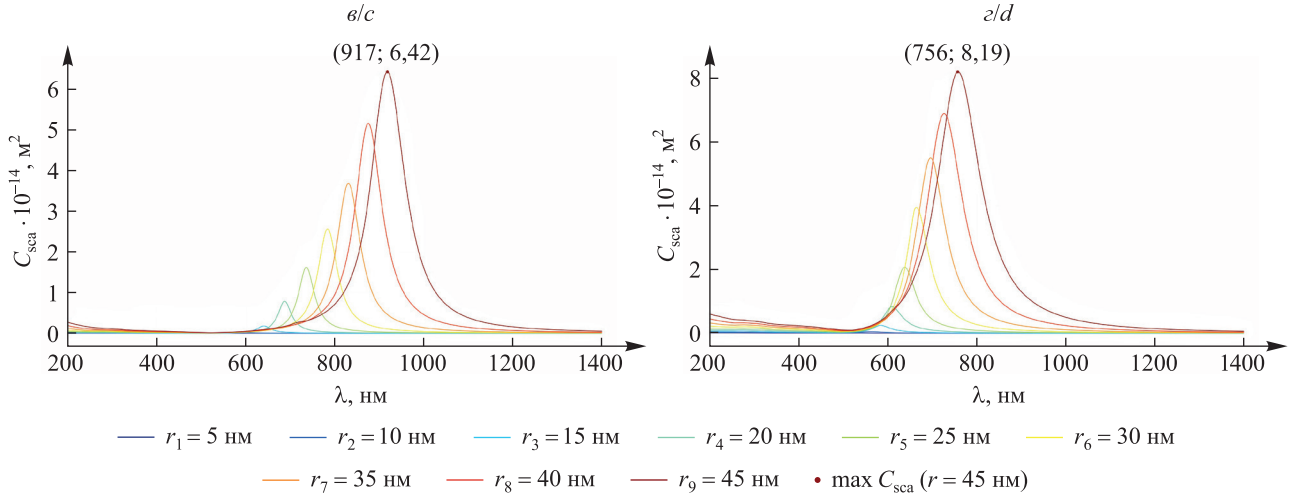


Рис. 6. Спектры рассеяния света наноболочками золота толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,380 (окончание):
в, z – полидисперсные наноболочки

Fig. 6. Light scattering spectra of gold nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.380 (ending):
c, d – polydisperse nanoshells

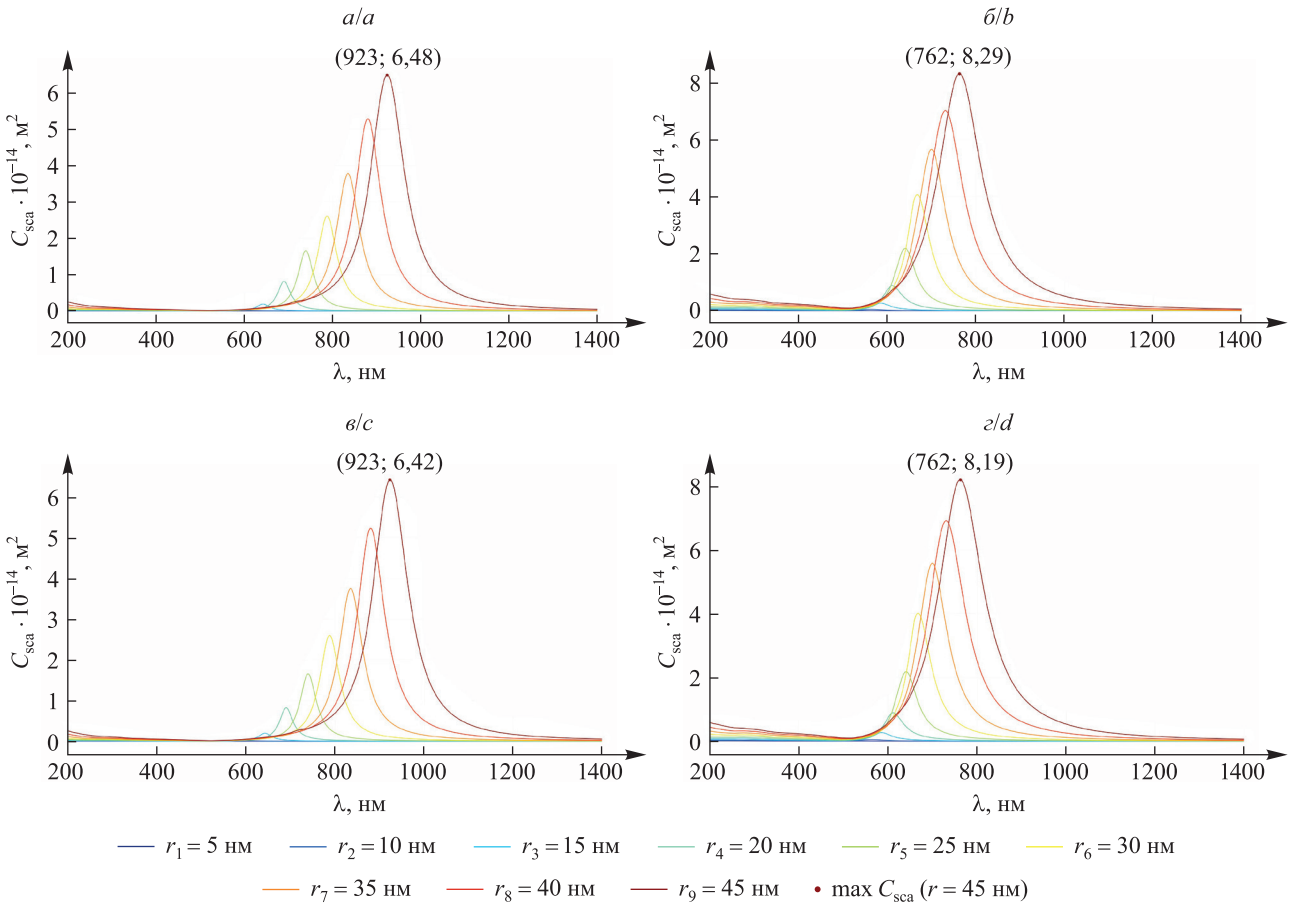


Рис. 7. Спектры рассеяния света наноболочками золота толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,395:
a, б – монодисперсные наноболочки; в, z – полидисперсные наноболочки

Fig. 7. Light scattering spectra of gold nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.395:
a, b – monodisperse nanoshells; c, d – polydisperse nanoshells

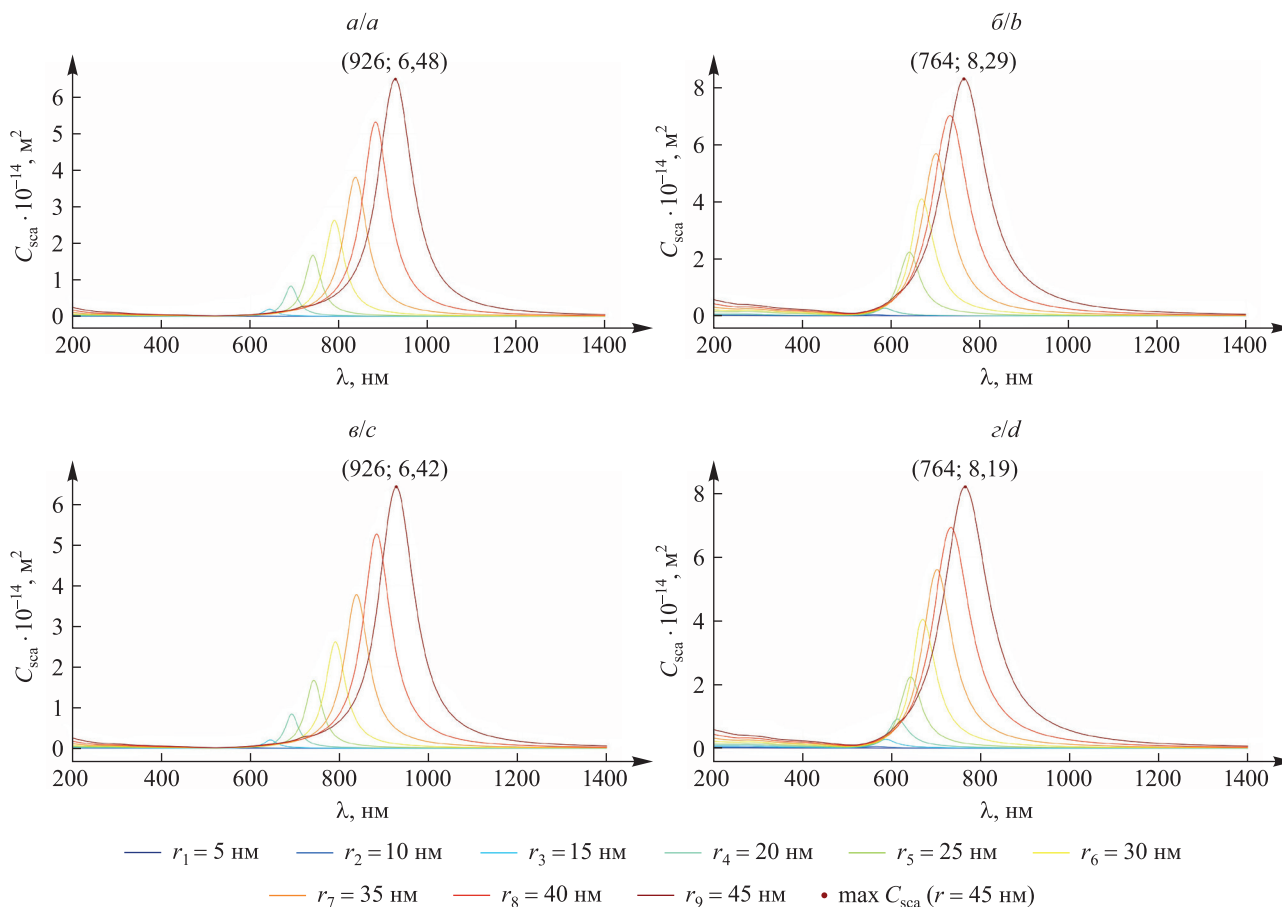


Рис. 8. Спектры рассеяния света наноболочками золота толщиной 5 и 10 нм в среде с показателем преломления 1,401:

a, б – монодисперсные наноболочки; *в, г* – полидисперсные наноболочки

Fig. 8. Light scattering spectra of gold nanoshells with thicknesses of 5 and 10 nm in a medium with a refractive index of 1.401:

a, b – monodisperse nanoshells; *c, d* – polydisperse nanoshells

Как видно из рис. 3–8, при уменьшении размера моно- и полидисперсных наноболочек серебра и золота максимум сечения поглощения света смещался в более коротковолновую область. Наибольшее значение он имел в случае с наноболочками радиусом более 35 нм. Значение максимума сечения рассеяния света моно- и полидисперсными наноболочками серебра в средах со всеми исследуемыми показателями преломления оказывалось больше, если толщина наноболочек составляла 5 нм, и меньше, если толщина наноболочек была равна 10 нм (различие в значениях максимума сечений поглощения света составило около 40 %). В случае с моно- и полидисперсными наноболочками золота наблюдалась противоположная ситуация (различие в значениях максимума сечений поглощения света составило около 30 %).

Следует отметить, что при нормальном распределении частиц величины сечений рассеяния света монодисперсными наноболочками и их резонансные длины волн незначительно отличаются от величин сечений рассеяния света полидисперсными частицами и их резонансных длин волн (на сотые доли для сечений рассеяния света и не более чем на 2 нм для длин волн), поэтому для облегчения моделирования и уменьшения времени на его проведение можно рассматривать среду с частицами одинакового размера. Также можно сделать вывод о целесообразности использования на практике полидисперсных наноболочек серебра и золота с сердцевиной из кремнезема, поскольку при этом упрощаются требования к точностным характеристикам размеров наноболочек.

Для решения задачи максимального проникновения света в кровь человека (см. рис. 1) необходимо использовать наноболочки серебра толщиной 5 нм на резонансных длинах волн в интервале от 845 до 855 нм или наноболочки золота толщиной 10 нм на резонансных длинах волн в диапазоне от 758 до 764 нм в средах с показателями преломления 1,380; 1,395 и 1,401. Вместе с тем наноболочки серебра и золота размерами от 35 до 45 нм имеют максимальные значения коэффициентов рассеяния в отмеченных интервалах длин

волн (около $8 \cdot 10^{-14}$ и $14 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$ соответственно). Следовательно, они могут быть наиболее эффективно использованы в качестве контрастных агентов для диагностики в ближнем инфракрасном диапазоне. Резонансные частоты наноболочек серебра толщиной 5 нм и наноболочек золота толщиной 10 нм, спектры которых расположены на краях окна прозрачности биотканей, также могут применяться в диагностических целях, что позволит решать задачи выбора размеров наноболочек, вводимых в организм человека, и выбора лазерных источников излучения для оптической визуализации.

Сравним спектральные свойства наноболочек серебра и золота со спектральными свойствами обычных коллоидных частиц серебра и золота размерами от 5 до 50 нм. Значения максимума сечения рассеяния оптического излучения моно- и полидисперсными наночастицами серебра, распределенными по нормальному закону, являются практически одинаковыми (около $5,42 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$) и достигаются на длинах волн 490 и 488 нм соответственно. В случае с моно- и полидисперсными наночастицами золота значения максимума сечений рассеяния света (около $3,88 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$) достигаются на длине волны 582 нм. Исходя из информации, расположенной выше, можно заключить, что резонансное рассеяние света наноболочками серебра и золота, имеющими сердцевину из кремнезема радиусом от 5 до 45 нм и толщину 5 и 10 нм, более чем в 2 раза превышает резонансное рассеяние света обычными коллоидными частицами серебра и золота размерами от 5 до 50 нм [3]. Спектры резонансного рассеяния коллоидных частиц серебра и золота лежат вне области окна прозрачности светового излучения в биотканях. Следовательно, использование их в качестве контрастных элементов для диагностического применения в медицине менее эффективно, чем использование наноболочек серебра и золота. Однако коллоидные частицы серебра и золота эффективны в терапевтических целях ввиду возможности более быстрого преобразования воздействующего излучения на этих длинах волн в тепло.

Заключение

Проведено исследование спектральных свойств плазмонного резонанса в моно- и полидисперсных наноболочках серебра и золота с сердцевинной из кремнезема, используемых в биотканях (клетках кожи, надпочечников, молочной железы) в качестве контрастных агентов для проведения оптической визуализации (флуоресцентной микроскопии, спектроскопии с пространственным разрешением и т. д.) и терапии патологических очагов. Показаны возможности настраиваемости свойств плазмонного резонанса в рассматриваемых наноболочках серебра и золота путем изменения их размера, состава и среды. Полученные результаты могут быть применены для создания наноструктур, предназначенных для конкретных терапевтических целей и визуализации патологических очагов.

Библиографические ссылки

1. Li Z, Tan S, Li S, Shen Q, Wang K. Cancer drug delivery in the nanoera: an overview and perspectives (review). *Oncology Reports*. 2017;38(2):611–624. DOI: 10.3892/or.2017.5718.
2. Jain PK, Huang X, el-Sayed IH, el-Sayed MA. Noble metals on the nanoscale: optical and photothermal properties and some applications in imaging, sensing, biology, and medicine. *Accounts of Chemical Research*. 2008;41(12):1578–1586. DOI: 10.1021/ar7002804.
3. Трусевич ЛА, Кугейко ММ. Моделирование оптических свойств наночастиц Ag, Au. В: Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники. *Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии. Сборник научных статей XIV Международной научно-технической конференции «Медэлектроника-2024»; 5–6 декабря 2024 г.; Минск, Беларусь*. Минск: Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники; 2024. с. 103–107.
4. Lal S, Clare SE, Halas NJ. Nanoshell-enabled photothermal cancer therapy: impending clinical impact. *Accounts of Chemical Research*. 2008;41(12):1842–1851. DOI: 10.1021/ar800150g.
5. Egerev SV, Simanovsky YaO. Optoacoustics of inhomogeneous biomedical media: competition of mechanisms and prospects for application (a review). *Acoustical Physics*. 2022;68:83–100. DOI: 10.1134/S106377102201002X.
6. Shahidian A, Ghassemi M, Mohammadi J, Hashemi M. *Bio-engineering approaches to cancer diagnosis and treatment*. New York: Academic Press; 2020. 282 p.
7. Васина ЛВ, Власов ТД, Петрищев НН. Функциональная гетерогенность эндотелия (обзор). *Артериальная гипертензия*. 2017;23(2):88–102. DOI: 10.18705/1607-419X-2017-23-2-88-102.
8. Стрельникова ЕА, Трушкина ПЮ, Суров ИЮ, Короткова НВ, Мжаванадзе НД, Деев РВ. Эндотелий *in vivo* и *in vitro*. Часть 1. Гистогенез, структура, цитофизиология и ключевые маркеры. *Наука молодых (Eruditio Juvenium)*. 2019;7(3):450–465. DOI: 10.23888/HMJ201973450-46.
9. Климов ВВ. *Наноплазмоника*. Москва: Физматлит; 2009. 480 с.
10. Dintenfass L. *Rheology of blood in diagnostic and preventive medicine*. Boston: Butterworths; 1976. 396 p.

Получена 18.02.2025 / исправлена 12.03.2025 / принята 12.03.2025.
Received 18.02.2025 / revised 12.03.2025 / accepted 12.03.2025.

КВАЗИРАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

М. А. КСЕНОФОНТОВ¹⁾, А. В. ПОЛЯКОВ²⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

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

Аннотация. Волоконная брэгговская решетка (ВБР) в качестве многофункционального оптического чувствительного элемента имеет ряд преимуществ, таких как нечувствительность к электромагнитному воздействию, высокая точность и малый объем, что обеспечивает широкий спектр ее применения. На основе разработанной математической модели исследована чувствительность ВБР с металлическим покрытием из никеля, алюминия и меди в интервале температур от -140 до $+200$ °С. Установлено, что температурная чувствительность ВБР не является постоянной. Это обстоятельство обусловлено нелинейной зависимостью эффективного показателя преломления волокна и коэффициента теплового расширения металла от температуры. Наибольший сдвиг центральной длины волны отраженного от ВБР излучения зафиксирован для ВБР с алюминиевым покрытием. Показано, что в диапазоне температур от -140 до 0 °С чувствительность металлизированных ВБР повышалась от 6 до 37 пм/°С, в диапазоне температур от 0 до $+200$ °С она увеличивалась от 37 до 59 пм/°С. У ВБР с металлическим покрытием чувствительность в 3,5–4,0 раза выше, чем у ВБР с полимерным покрытием. Выявлено, что для эффективного увеличения чувствительности датчика толщина металлического покрытия ВБР не должна превышать 200 мкм. Для формирования квазираспределенного волоконно-оптического датчика с использованием широкополосного оптического усилителя со спектральной полосой усиления 80 нм возможно на одном волоконном световоде интегрировать до шести металлизированных ВБР при условии, что спектральный интервал сдвига центральной длины волны отраженного от каждой ВБР излучения не будет накладываться в температурном интервале измерений. Способность датчика работать в большом диапазоне температур открывает широкие возможности для его применения в различных отраслях промышленности и решения прикладных задач, если электрические измерения нецелесообразны или небезопасны.

Ключевые слова: квазираспределенный датчик; волоконная брэгговская решетка; металлическое покрытие; температурная чувствительность.

Образец цитирования:

Ксенофонов МА, Поляков АВ. Квазираспределенный оптоволоконный измеритель температуры на основе волоконных брэгговских решеток с металлическим покрытием. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025; 3:14–23.
EDN: XREDMG

For citation:

Ksenofontov MA, Polyakov AV. Quasi-distributed fiber-optic temperature measurement device based on fiber Bragg gratings with metal coating. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;3:14–23. Russian.
EDN: XREDMG

Авторы:

Михаил Александрович Ксенофонов – доктор физико-математических наук, доцент; заведующий лабораторией физикохимии полимерных материалов и природных органических соединений.

Александр Владимирович Поляков – доктор физико-математических наук, доцент; профессор кафедры физики и аэрокосмических технологий факультета радиоп физики и компьютерных технологий.

Authors:

Michael A. Ksenofontov, doctor of science (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of physical chemistry of polymer materials and natural organic compounds.
lab_dozator@mail.ru

Alexandre V. Polyakov, doctor of science (physics and mathematics), docent; professor at the department of physics and aerospace technologies, faculty of radiophysics and computer technologies.
polyakov@bsu.by

QUASI-DISTRIBUTED FIBER-OPTIC TEMPERATURE MEASUREMENT DEVICE BASED ON FIBER BRAGG GRATINGS WITH METAL COATING

M. A. KSENOFONTOV^a, A. V. POLYAKOV^b

*^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurchatava Street, Minsk 220045, Belarus*

^bBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: A. V. Polyakov (polyakov@bsu.by)

Abstract. The fiber Bragg grating (FBG) as a multifunctional optical sensing element has a number of advantages, such as insensitivity to electromagnetic effects, high accuracy and small volume, which provides a wide range of applications. Based on the developed mathematical model, the sensitivity of FBG with metallic coating of nickel, aluminium and copper over a temperature range from -140 to $+200$ °C was studied. It was established that the temperature sensitivity of the FBG is not constant. This is due to the non-linear dependency of the effective refractive index of the fiber and the thermal expansion coefficient of the metal on temperature. The greatest shift in the central wavelength of radiation reflected from the FBG was recorded for the FBG with an aluminium coating. It was shown that in the temperature range from -140 to 0 °C, the sensitivity of metallised FBG increased from 6 to 37 pm/°C, and in the temperature range from 0 to $+200$ °C, it increased from 37 to 59 pm/°C. The sensitivity of FBG with metallic coating is 3.5–4.0 times higher than sensitivity of FBG with polymer coating. It was found that to effectively increase the sensor's sensitivity, the thickness of FBG metallic coating should not exceed 200 µm. To form a quasi-distributed fiber-optic sensor using a broadband optical amplifier with an 80 nm spectral gain bandwidth, it is possible to integrate up to six metallised FBGs on one fiber-optic, provided that the spectral interval of the shift in the central wavelength of radiation reflected from each FBG do not overlap within the temperature measurement range. The sensor's ability to operate over a wide temperature range opens up wide possibilities for its application in various industries and the solving of practical problems, where electrical measurements are impractical or unsafe.

Keywords: quasi-distributed sensor; fiber Bragg grating; metal coating; temperature sensitivity.

Введение

Развитие современных технологий обуславливает все возрастающую потребность в точных, надежных и устойчивых к внешним воздействиям системах измерения различных физических параметров. В настоящее время перспективным является использование волоконно-оптических технологий, которые позволяют создавать высокочувствительные и компактные датчики. Среди них особое внимание уделяется разработке волоконно-оптических датчиков температуры (ВОДТ), поскольку температурный контроль играет важную роль практически во всех отраслях науки, техники, промышленности, медицины и т. д. Такие датчики основаны на изменении оптических свойств светового сигнала, проходящего по волокну, в зависимости от изменения температуры окружающей среды. По сравнению с традиционными термометрами и термопарами ВОДТ имеют ряд преимуществ: они являются устойчивыми к воздействию электромагнитного излучения, используются на больших расстояниях, работают в агрессивных и взрывоопасных средах, формируют распределенные измерительные системы, охватывающие десятки километров, и обладают широким спектром применения (от мониторинга состояния энергетического оборудования до контроля температуры в медицинских и биотехнологических системах).

В настоящее время главной тенденцией в разработке и конструировании волоконно-оптических датчиков является использование волоконного световода как в качестве чувствительного элемента, так и в качестве канала передачи информации. На данном принципе базируются распределенные ВОДТ на основе вынужденного комбинационного рассеяния [1–4] и вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна [5–8], а также квазираспределенные ВОДТ на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) [9–12]. Датчики на основе вынужденного комбинационного рассеяния характеризуются малой величиной температурного коэффициента рамановского рассеяния, что требует применения длительного накопления сигнала и использования излучения накачки с мощностью более 0,8 Вт, при этом погрешность измерений составляет 1 °C. Основными недостатками волоконных распределенных датчиков Мандельштама – Бриллюэна являются относительно невысокая точность измерения (около 1 °C) и довольно большое время измерений (от десятков секунд до десятков минут). Погрешность измерений квазираспределенными волоконно-оптическими датчиками на основе ВБР ограничивается шириной спектральной

линии отраженного от ВБР излучения, чувствительностью спектроанализатора или прецизионностью перестройки лазерных источников излучения. Количество используемых ВБР определяется спектральной шириной источника излучения, чувствительностью ВБР и требуемым диапазоном температур.

Оптимальным вариантом по сочетанию метрологических характеристик, простоты и надежности являются измерительные системы на основе квазираспределенных ВОДТ, которые представляют собой массив точечных сенсорных элементов в виде ВБР, объединенных одним общим волоконным световодом. Благодаря своим свойствам ВОДТ на основе ВБР применяются в аэрокосмической отрасли [13; 14]. При вращении по орбите вокруг Земли освещенная Солнцем сторона аппарата и его затененная сторона испытывают значительные перепады температуры, что требует постоянного температурного мониторинга космического объекта при эксплуатации. В этой связи исследование температурной чувствительности ВБР прецизионных ВОДТ является актуальной задачей. В большинстве современных исследований, посвященных температурным характеристикам обычных ВБР, рассматриваются ограниченные температурные диапазоны. Цель настоящей работы – теоретическое изучение квазираспределенных ВОДТ на основе кварцевых ВБР с металлическим покрытием в широком диапазоне положительных и отрицательных температур. В рамках исследования с опорой на разработанную математическую модель проводилось численное моделирование характеристик измерителя температуры.

Структура квазираспределенной волоконно-оптической измерительной системы на дифракционных ВБР

ВБР представляет собой участок оптического волокна, на котором показатель преломления сердцевинки периодически изменяется в направлении продольной оси. Модуляция показателя преломления связывает основную моду волоконного световода с модой, распространяющейся в обратном направлении. В результате излучение на определенной длине волны, распространяющееся по оптическому волокну, может быть отражено от ВБР. Коэффициент отражения излучения от ВБР зависит от глубины модуляции показателя преломления, а центральная длина волны отраженного от ВБР излучения задается условием Брэгга [12]

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}(T)\Lambda(T), \quad (1)$$

где λ_B – центральная брэгговская длина волны; n_{eff} – эффективный показатель преломления сердцевинки волокна для центральной брэгговской длины волны; T – воздействующая температура; Λ – период ВБР.

Излучение на других длинах волн проходит через ВБР практически без потерь. Характеристики отражения зависят от параметров решетки. Принцип работы ВОДТ на основе ВБР базируется на зависимости изменения спектральных свойств отраженного излучения под воздействием температуры. При использовании ВБР с различными параметрами можно мультиплексировать большое число датчиков, проводя одновременные измерения в различных точках волокна на разных брэгговских длинах волн.

Применяемая в качестве чувствительного элемента температурного датчика ВБР подвергается либо расширению, либо сжатию при изменении температуры, что приводит к изменению эффективного показателя преломления и периода решетки. В результате длина волны оптического сигнала, отражаемого от ВБР, изменяется согласно формуле (1). Измеряя спектральный сдвиг длины волны отраженного излучения, можно определить величину температурного воздействия на датчик. На рис. 1 представлена функциональная схема исследуемой квазираспределенной волоконно-оптической измерительной системы на основе ВБР с металлическим покрытием, увеличивающим ее чувствительность. Металлическое покрытие также защищает ВБР от внешних поперечных деформаций и изменения давления. В качестве широкополосного оптического излучателя (ШОИ) чаще всего используется светодиод с шириной спектра 50–100 нм в окрестности длины волны 1550 нм, где наблюдаются минимальные оптические потери, с максимальной мощностью излучения до 0,5 мВт. Низкая мощность излучения ограничивает длину волоконно-оптической линии. Обладающие таким же широким спектром излучения суперлюминесцентные светодиоды имеют мощность излучения, сравнимую с мощностью излучения полупроводниковых лазеров [15; 16], однако их недостатками являются высокая чувствительность к отраженному излучению и сильная зависимость мощностных, спектральных и поляризационных характеристик от температуры. Сигнал от источника проходит через ряд ВБР с различными центральными брэгговскими длинами волн. Отраженное от ВБР излучение усиливается эрбиевым волоконным оптическим усилителем (*erbium doped fiber amplifier*, EDFA), обеспечивающим увеличение длины волоконного световода (ВС), и регистрируется оптоэлектронным блоком (ОЭБ), состоящим из оптического спектроанализатора (ОСА) и фотоприемника (ФП). Величина смещения центральных брэгговских длин волн с помощью персонального компьютера (ПК) преобразовывается в изменение температуры ВБР по отношению к исходной температуре калибровки и отображается блоком отображения и регистрации (БО). Питание элементов установки осуществляется с помощью блока питания (БП). Для повышения чувствительности системы на ВБР наносится металлическое покрытие. Минимальное расстояние между пиками отражений излучений от ВБР по шкале длин волн определяется исходя из условия, заключающегося в отсутствии наложения этих пиков для заданного диапазона температур.

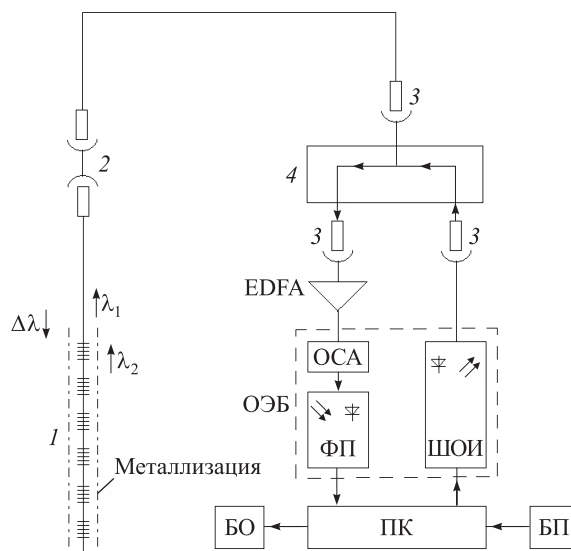


Рис. 1. Функциональная схема квазираспределенной волоконно-оптической измерительной системы на основе ВБР: 1 – дифракционные датчики; 2 – оптический разъем; 3 – волоконно-оптические соединители; 4 – разветвитель

Fig. 1. Functional diagram of a quasi-distributed fiber-optic measuring system based on fiber Bragg gratings: 1 – diffraction sensors; 2 – optical connector; 3 – fiber-optic connectors; 4 – splitter

В табл. 1 приведены технические характеристики некоторых спектроанализаторов, поскольку их разрешающая способность может ограничивать точность всей измерительной системы.

Таблица 1

Оптические спектроанализаторы и их характеристики

Table 1

Optical spectrum analysers and their characteristics

Модель оптического спектроанализатора	Производитель	Диапазон длин волн, нм	Динамический диапазон, дБм	Разрешающая способность, пм
FTB-5235	EXFO (Канада)	От 1250 до 1650	От –65 до +23	20
OSA20		От 1250 до 1700	От –80 до +25	20
FTBx-5245*, FTBx-5255*		От 1250 до 1650	От –80 до +18	10
FTB-5240S*, FTB-5240BP*		От 1250 до 1650	От –80 до +18	От 10 до 50
MS9710A	Anritsu (Япония)	От 600 до 1750	От –90 до +20	30
MS9740A		От 600 до 1750	От –90 до +23	70
AQ6370D	Yokogawa (Япония)	От 600 до 1700	От –90 до +20	20
BOSA-400	Aragon Photonics (Испания)	От 1265 до 1607	От –70 до +13	0,08
ID OSA	ID Photonics (Германия)	От 1528,5 до 1567,5	От –50 до +23	2,5
771A	Bristol Instruments (США)	От 375 до 1700	От 40	0,2

Примечание. Знаком * отмечены модули оптических спектроанализаторов.

Для определения величины спектрального сдвига центральной брэгговской длины волны в качестве спектроанализатора может применяться сканирующий фильтр Фабри – Перо [17], обладающий разрешающей способностью 2,5–10,0 пм в зависимости от конструкции. При сканировании оптическим фильтром с довольно узким пиком пропускания сигнал на фотоприемнике возникает каждый раз, когда длина волны пропускания фильтра совпадает с длиной волны отраженного от ВБР излучения. С использованием данных о времени сканирования находится длина волны пропускания фильтра в момент времени обнаружения. Затем определяются величина сдвига центральной брэгговской длины волны и соответствующее значение температуры.

Численное моделирование характеристик измерителя температуры

Поскольку чувствительные элементы датчика, включающие волоконный световод и набор ВБР, подвергаются значительным температурным воздействиям при эксплуатации, необходимо провести исследования величины сдвига центральной брэгговской длины волны в диапазоне температур от -140 до $+200$ °С. Сдвиг центральной брэгговской длины волны в зависимости от изменения температуры задается выражением [18]

$$\Delta\lambda_B = (\alpha + \xi) \lambda_{B_0} (T - T_n), \quad (2)$$

где α – результирующий температурный коэффициент линейного расширения структуры металл – волоконный световод; ξ – термооптический коэффициент; λ_{B_0} – центральная брэгговская длина волны при начальной комнатной температуре ($\lambda_{B_0} = 1550$ нм); T_n – начальная температура калибровки ($T_n = 20$ °С). Термооптический коэффициент описывается формулой

$$\xi = \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T}. \quad (3)$$

Вблизи комнатной температуры значения результирующего температурного коэффициента линейного расширения структуры металл – волоконный световод и термооптического коэффициента являются постоянными, что обеспечивает линейную зависимость между центральной брэгговской длиной волны и температурой, а также предполагает постоянную температурную чувствительность ВБР. Однако для широкого диапазона температур необходимо учитывать нелинейную зависимость названных коэффициентов, т. е. чувствительность ВОДТ также является переменной.

Для положительных температур от 0 до 200 °С зависимость эффективного показателя преломления сердцевинки волокна для центральной брэгговской длины волны от температуры описывается выражением [19]

$$n_{\text{eff}} = n_0 + a_n T + b_n T^2, \quad (4)$$

где n_0 – эффективный показатель преломления при температуре 0 °С; a_n и b_n – коэффициенты аппроксимации ($a_n = 1,090 \cdot 10^{-5}$ °С $^{-1}$; $b_n = 1,611 \cdot 10^{-9}$ °С $^{-2}$). Для отрицательных температур, вплоть до криогенных, данная зависимость аппроксимируется в виде [18]

$$n_{\text{eff}} = 0,00194 \exp\left(\frac{T}{205,885}\right) + 1,46396. \quad (5)$$

В формуле (5) текущую температуру необходимо подставлять в кельвинах.

Поскольку коэффициент линейного теплового расширения металла значительно превышает коэффициент линейного теплового расширения кварца, то результирующий коэффициент линейного расширения структуры металл – волоконный световод рассчитывается по следующей формуле [20]:

$$\alpha = \frac{\sum_i S_i E_i \alpha_i}{\sum_i S_i E_i}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (6)$$

где S_i – площади сечения; E_i – модули Юнга; α_i – коэффициенты линейного теплового расширения конструктивных элементов; индекс $i = 1$ соответствует сердцевине, индекс $i = 2$ – оболочке, индекс $i = 3$ – покрытию.

Зависимость коэффициента линейного расширения волоконного световода от температуры имеет следующий вид [19; 21]:

$$\alpha = \alpha_0 + c_\alpha T + d_\alpha T^2, \quad (7)$$

где α_0 – коэффициент линейного расширения волоконного световода при температуре 0 °С; c_α и d_α – коэффициенты аппроксимации. Согласно источникам [19; 21] для температурного диапазона от 0 до 900 °С значения коэффициентов составляют $\alpha_0 = 5,36 \cdot 10^{-7}$ °С $^{-1}$, $c_\alpha = 1,24 \cdot 10^{-10}$ °С $^{-2}$ и $d_\alpha = 0$ °С $^{-3}$, а для температурного диапазона от 196 до 0 °С величины коэффициентов равны $c_\alpha = 1,20 \cdot 10^{-9}$ °С $^{-2}$ и $d_\alpha = -1,95 \cdot 10^{-11}$ °С $^{-3}$.

Для температур от 0 до +200 °С зависимость коэффициента линейного расширения металлического покрытия от температуры имеет вид

$$\alpha_3 = a_0 + b_1 (T - T_n), \quad (8)$$

где a_0 и b_1 – коэффициенты аппроксимации, определенные из экспериментальных зависимостей [22]. Для температур от -140 до 0 °C эта зависимость описывается выражением

$$\alpha_3 = a_0 + b_0(T - T_H) - c_0(T - T_H)^2, \quad (9)$$

где b_0 и c_0 – коэффициенты аппроксимации, определенные из экспериментальных зависимостей [22]. Данные для расчетов приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 2

Значения коэффициента линейного расширения и модуля Юнга кварцевых волокон, легированных различными оксидами

Table 2

Values of the linear expansion coefficient and Young's modulus of quartz fibers doped with various oxides

Состав	$E_{0(1,2)}$, ГПа	$\alpha_{0(1,2)}$, °C ⁻¹
SiO ₂	65	$5,50 \cdot 10^{-7}$
13,5 мол. % GeO ₂ , 86,5 мол. % SiO ₂	72	$25,86 \cdot 10^{-7}$
9,1 мол. % P ₂ O ₅ , 90,9 мол. % SiO ₂	75	$25,55 \cdot 10^{-7}$
13,3 мол. % B ₂ O ₃ , 86,7 мол. % SiO ₂	77	$18,10 \cdot 10^{-7}$

Примечание. Индекс 1 соответствует сердцевине, индекс 2 – оболочке.

Таблица 3

Параметры металлических покрытий

Table 3

Parameters of metal coatings

Покрытие	a_0 , °C ⁻¹	b_1 , °C ⁻²	b_0 , °C ⁻²	c_0 , °C ⁻³	E_3 , ГПа
Никелевое	$13,4 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	204
Алюминиевое	$22,90 \cdot 10^{-6}$	$8,90 \cdot 10^{-9}$	$3,0 \cdot 10^{-8}$	$1,63 \cdot 10^{-10}$	69
Медное	$16,5 \cdot 10^{-6}$	$7,70 \cdot 10^{-9}$	$9,70 \cdot 10^{-9}$	$1,37 \cdot 10^{-10}$	110

Согласно стандартам ITU-T для типичного волокна эллиптичность сердцевины не превышает 5 %, некруглость оболочки составляет <2 %, поэтому можно моделировать волоконный световод как совокупность концентрических окружностей. Для одномодового световода диаметр сердцевины (D_1) равен 9 мкм, диаметр оболочки (D_2) составляет 125 мкм. Следовательно,

$$S_1 = \pi \frac{D_1^2}{4}, S_2 = \pi(D_1 + h_2)h_2, S_3 = \pi(D_2 + h_3)h_3, h_2 = \frac{D_2 - D_1}{2}. \quad (10)$$

Зависимость модуля Юнга от температуры для сердцевины волокна имеет следующий вид [23]:

$$E_1 = E_0 + B_1(T - T_H) - B_2(T - T_H)^2, \quad (11)$$

где E_0 – модуль Юнга при начальной температуре калибровки, Па; B_1 и B_2 – параметры аппроксимации экспериментальных зависимостей, индивидуальные для каждого типа волокна. Для расчетов были взяты значения $B_1 = 1,59 \cdot 10^7$ Па/°C⁻¹ и $B_2 = 9,97 \cdot 10^3$ Па/°C⁻².

Предложенные аналитические выражения (2)–(11) позволяют установить зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от температуры для ВБР с различными типами металлического покрытия.

Поскольку ВОДТ на основе ВБР могут использоваться в космических аппаратах, важным фактором являются массогабаритные параметры. На рис. 2 представлена зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от толщины алюминиевого покрытия для нескольких значений температуры. Из полученных графиков следует, что толщина металлического покрытия не должна превышать 200 мкм, поскольку дальнейшее увеличение толщины не приводит к значительному повышению чувствительности датчика, но способствует росту его массы.

Проведены расчеты температурного сдвига центральной длины волны излучения, отраженного от ВБР, которые сформированы в кварцевых волоконных световодах с германосиликатной сердцевиной,

силикатной оболочкой и покрытием из никеля, алюминия, меди и полимеров (акрилата или полиимида). На рис. 3 и 4 точками отмечены значения сдвига центральной брэгговской длины волны для волоконных световодов с полимерным покрытием, полученные по данным работы [21].

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования смещения центральной брэгговской длины волны в диапазоне температур от 0 до +200 °C для ВБР с различным покрытием. Из данных графиков следует, что наибольшей чувствительностью обладают ВБР с алюминиевым покрытием. Зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от температуры носит нелинейный характер. Чувствительность ВБР с алюминиевым покрытием составляет 37 пм/°C в диапазоне температур от 0 до 100 °C, что в 4,1 раза превосходит чувствительность ВБР с полимерным покрытием (9 пм/°C), и 59 пм/°C в диапазоне температур от +120 до +200 °C, что в 3,4 раза превосходит чувствительность ВБР с полимерным покрытием.

Результаты численного моделирования смещения центральной брэгговской длины волны в диапазоне температур от –140 до 0 °C для ВБР с различным покрытием отражены на рис. 4. В этом случае чувствительность также демонстрирует нелинейный характер. Она существенно уменьшается в области, близкой к криогенным температурам. Например, в диапазоне температур от +25 до –40 °C чувствительность ВБР с алюминиевым покрытием составляет от 37 пм/°C, в диапазоне температур от –120 до –140 °C она достигает 6 пм/°C.

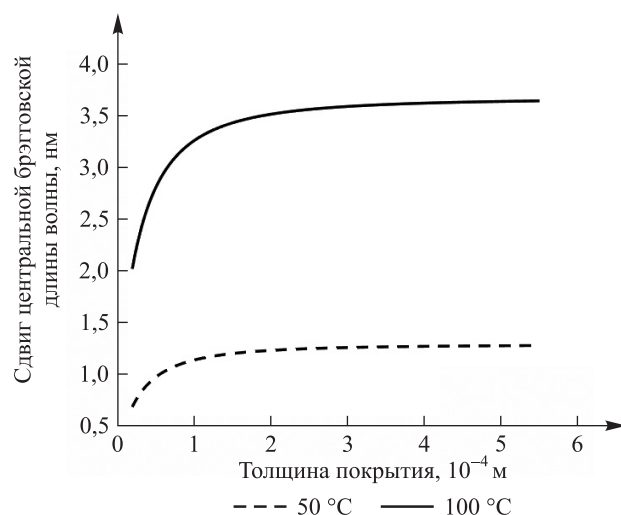


Рис. 2. Зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от толщины алюминиевого покрытия

Fig. 2. Dependence of the shift in the central Bragg wavelength on the thickness of the aluminium coating

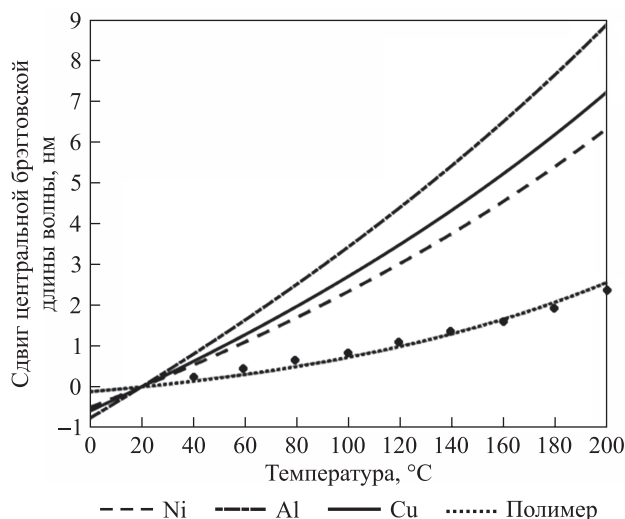


Рис. 3. Зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от изменения температуры в диапазоне от 0 до +200 °C для ВБР с различным покрытием

Fig. 3. Dependence of the shift in the central Bragg wavelength temperature changes in the range from 0 to +200 °C for FBG with different coating

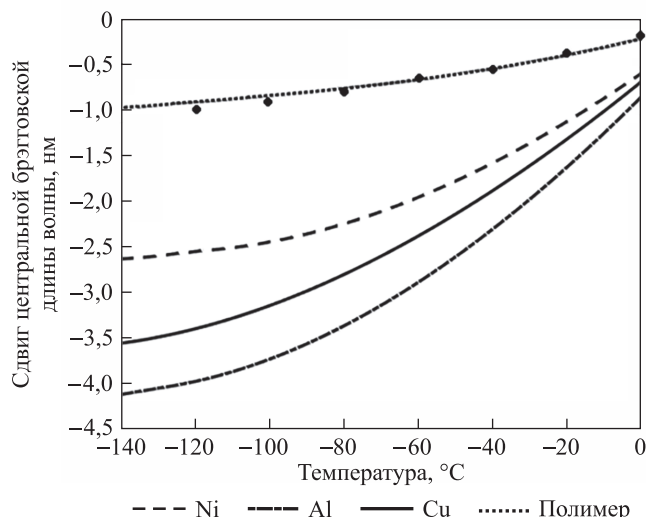


Рис. 4. Зависимость сдвига центральной брэгговской длины волны от изменения температуры в диапазоне от -140 до 0 °C для ВБР с различным покрытием

Fig. 4. Dependence of the shift in the central Bragg wavelength temperature changes in the range from -140 to 0 °C for FBG with different coating

Как было отмечено выше, погрешность измерений посредством ВОДТ зависит от ширины спектра отражения излучения от ВБР. Чтобы погрешность измерений не превышала 1 °C в диапазоне температур от 0 до $+100$ °C, сдвиг центральной брэгговской длины волны для ВБР с полимерным покрытием должен составлять 9 нм/°C (см. рис. 3). Такое же разрешение должно быть и у спектроанализатора (см. табл. 1). Согласно результатам моделирования для достижения данной погрешности измерения температуры к спектральным характеристикам ВБР и спектроанализаторов предъявляются довольно жесткие условия. Металлизация ВБР приводит к увеличению чувствительности ВОДТ, что снижает требования к ширине спектра отражения излучения от ВБР и к разрешающей способности спектроанализаторов для погрешности 1 °C, а при сохранении параметров ВБР достигается уменьшение погрешности в $3,5$ – $4,0$ раза (до температуры $0,30$ – $0,25$ °C). Расширение диапазона сдвига центральной брэгговской длины волны отраженного от каждой ВБР излучения требует выполнения условия, заключающегося в отсутствии наложения спектров соседних ВБР при их смещении во всем измеряемом интервале температур. Для сохранения количества ВБР в квазираспределенном датчике был использован широкополосный оптический усилитель с активной средой в виде комбинации высоколегированного эрбиевого волокна с добавлением двуокиси циркония и эрбиевого волокна, результирующая ширина спектра усиления которого соответствует ширине генерации светодиода (рис. 5) [24]. Коэффициент усиления достигал 35 дБ, а шум-фактор не превышал 11 дБ. В дальнейшем оптимизация конструкции таких усилителей позволила уменьшить шум-фактор до $3,1$ – $5,2$ дБ для всей полосы усиления 80 нм, при этом коэффициент усиления снизился до $19,8$ дБ [25]. Суммарный сдвиг центральной брэгговской длины волны для одной ВБР с алюминиевым покрытием в исследуемом температурном интервале составил $13,1$ нм. В этом случае количество ВБР, которые можно интегрировать на одном волоконном световоде в полосе усиления оптического усилителя 80 нм, равняется шести.

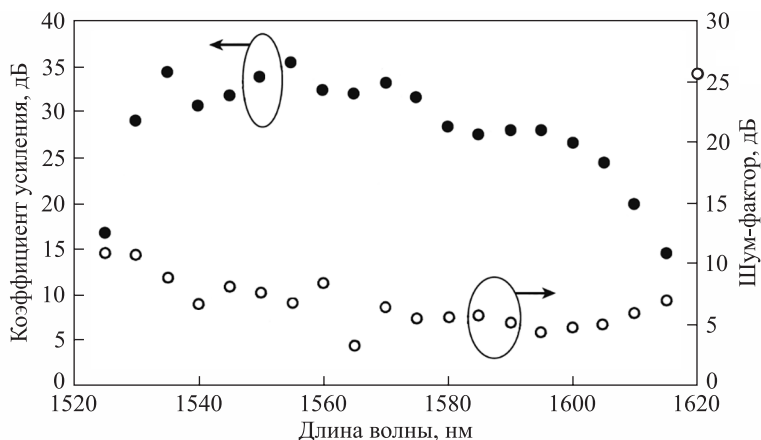


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления и шум-фактора от длины волны в широкополосном оптическом усилителе

Fig. 5. Dependence of gain and noise factor on wavelength in a broadband optical amplifier

Поскольку коэффициент линейного теплового расширения для металла значительно больше, чем для кварцевого стекла, при возрастании температуры возможно разрушение волоконного световода за счет продольных деформаций. В исследовании [26] установлено, что при стационарных однократных нагреваниях максимально измеряемая температура равняется 500 °С, в то время как при динамических изменениях температуры максимальные значения не превышали 315 °С при сроке службы до 10 лет.

Заключение

Численное моделирование характеристик измерителя температуры с использованием математической модели показало, что в интервале температур от –140 до +200 °С чувствительность металлизированных ВБР, применяемых в качестве чувствительных элементов в квазираспределенных ВОДТ, в 3,5–4,0 раза выше, чем чувствительность ВБР с полимерным покрытием. В результате сравнения ВБР с покрытиями из никеля, алюминия и меди было выявлено, что наибольшую чувствительность демонстрируют ВБР с алюминиевым покрытием, при этом определено, что для уменьшения погрешности измерений эффективно увеличивать толщину покрытия до 200 мкм. Установлено, что температурная чувствительность ВБР не является постоянной. Данное обстоятельство обусловлено нелинейной зависимостью эффективного показателя преломления волокна и коэффициента теплового расширения металла от температуры, что необходимо учитывать при проектировании и калибровке датчиков. Увеличение спектрального сдвига центральной брэгговской длины волны при изменении температуры на 1 °С приводит к уменьшению количества ВБР, которые можно мультиплексировать в спектральной полосе усиления оптического усилителя при условии, что спектры отдельных ВБР не будут накладываться в температурном интервале измерений и что для спектральной полосы усиления 80 нм возможно на одном волоконном световоде интегрировать до шести металлизированных ВБР.

Библиографические ссылки

1. Silva LCB, Segatto MEV, Castellani CES. Raman scattering-based distributed temperature sensors: a comprehensive literature review over the past 37 years and towards new avenues. *Optical Fiber Technology*. 2022;74:103091. DOI: 10.1016/j.yofte.2022.103091.
2. Li J, Zhang M. Physics and applications of Raman distributed optical fiber sensing. *Light: Science & Applications*. 2022;11:128. DOI: 10.1038/s41377-022-00811-x.
3. Lu L, Wang Y, Liang C, Fan J, Su X, Huang M. A novel distributed optical fiber temperature sensor based on Raman anti-Stokes scattering light. *Applied Sciences*. 2023;13(20):11214. DOI: 10.3390/app132011214.
4. Yao C-K, Lin T-C, Chen H-M, Hsu W-Y, Manie YC, Peng P-C. Inclination measurement adopting Raman distributed temperature sensor. *IEEE Sensors Journal*. 2023;23(19):22543–22555. DOI: 10.1109/JSEN.2023.3306069.
5. Sheng D, Han Z, Qiao Z, Dong T, Wang C, Tian H. Distributed multi-parameter sensor based on Brillouin scattering in an etched few-mode multi-core fiber. *Optics Communications*. 2024;552:130085. DOI: 10.1016/j.optcom.2023.130085.
6. Zaghoul MA, Wang M, Milione G, Li M-J, Li S, Huang Y-K, et al. Discrimination of temperature and strain in Brillouin optical time-domain analysis using a multicore optical fiber. *Sensors*. 2018;18(4):1176. DOI: 10.3390/s18041176.
7. Bao X, Zhou Z, Wang Y. Review: distributed time-domain sensors based on Brillouin scattering and FWM enhanced SBS for temperature, strain and acoustic wave detection. *Photonix*. 2021;2:14. DOI: 10.1186/s43074-021-00038-w.
8. Hu L, Sheng L, Yan J, Li L, Yuan M, Sun F, et al. Simultaneous measurement of distributed temperature and strain through Brillouin frequency shift using a common communication optical fiber. *International Journal of Optics*. 2021;2021:1–6. DOI: 10.1155/2021/6610674.
9. Caloud J, Tomesova E, Balner V, Bogár O, Corre Y, Dejarnac R, et al. Conceptual design of fiber Bragg grating temperature sensors for heat load measurements in COMPASS-U plasma-facing components. *Fusion Engineering and Design*. 2023;193:113608. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2023.113608.
10. Волошина АЛ, Коробкова УР, Коннов ДА, Варжель СВ, Карпов ЕЕ. Разработка волоконно-оптического датчика температуры на базе чирпированных решеток Брэгга, основанного на модуляции интенсивности оптического излучения. *Оптический журнал*. 2024;91(12):84–90. DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-12-84-90.
11. Mehmood Khan RY, Ullah R, Faisal M. Fiber Bragg grating temperature sensor and its interrogation techniques. *Brilliant Engineering*. 2023;4(3):4840. DOI: 10.36937/ben.2023.4840.
12. Samiappan D, Praveen N, Sampita R, Paras R, Rajamanickam N, Ramamoorthy K, et al. Fiber Bragg grating sensor-based temperature monitoring of solar photovoltaic panels using machine learning algorithms. *Optical Fiber Technology*. 2022;69:102831. DOI: 10.1016/j.yofte.2022.102831.
13. Fernández-Medina A, Frövel M, López Heredero R, Belenguer T, de la Torre A, Moravec C, et al. Embedded fiber Bragg grating sensors for monitoring temperature and thermo-elastic deformations in a carbon fiber optical bench. *Sensors*. 2023;23(14):6499. DOI: 10.3390/s23146499.
14. Liao T, Pei Y, Xu J, Lin H, Ning T. Fiber Bragg grating temperature sensors applied in harsh environment of aerospace. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *Asia Communications and Photonics Conference; 2018 October 26–29; Hangzhou, China*. Hangzhou: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2018. p. 1–3. DOI: 10.1109/ACCP.2018.8595842.
15. Yamatoya T, Sekiguchi S, Koyama F, Iga K. High-power CW operation of GaInAsP/InP superluminescent light-emitting diode with tapered active region. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2001;40(7a):L678–L680. DOI: 10.1143/JJAP.40.L678.
16. Wu B-R, Lin C-F, Lai H L-W, Shih T-T. Extremely broadband InGaAsP/InP superluminescent diodes. *Electronics Letters*. 2000;36(25):2093–2095. DOI: 10.1049/el:20001440.

17. Wang G, Pran K, Sagvolden G, Havsgard GB, Jensen EA, Johnson GA, et al. Ship hull structure monitoring using fibre optic sensors. *Smart Materials and Structures*. 2001;10(3):472–478. DOI: 10.1088/0964-1726/10/3/308.
18. Li Y, Yang K, Li X. Temperature sensing characteristics of metal coated FBG during dynamic cooling process. *Optical Fiber Technology*. 2018;45(9):368–375. DOI: 10.1016/j.yofte.2018.08.013.
19. Gao H, Jiang Y, Cui Y, Zhang L, Jia J, Jiang L. Investigation on the thermo-optic coefficient of silica fiber within a wide temperature range. *Journal of Lightwave Technology*. 2018;36(24):5881–5886. DOI: 10.1109/JLT.2018.2875941.
20. Поляков АВ, Прокопенкова ТД. Квазираспределенная волоконно-оптическая система измерения температуры рециркуляционного типа на основе технологии спектрального мультиплексирования. *Приборы и методы измерений*. 2017;8(2):131–141. DOI: 10.21122/2220-9506-2017-8-2-131-141.
21. Ren N, Li H, Huo N, Guo S, Li J. Research on temperature sensing characteristics of fiber Bragg grating in wide temperature range. *Optics and Photonics*. 2024;8(2):162–169. DOI: 10.3807/COPP.2024.8.2.162.
22. Lupi C, Felli F, Ippoliti L, Caponero M, Fabbri F, Paolozzi A. Lead coating to improve fiber Bragg grating sensitivity at cryogenic temperatures. In: Voet M, Willsch R, Ecke W, Jones J, Culshaw B, editors. *Proceedings of the 17th International conference on optical fiber sensors; 2005 May 23–27; Bruges, Belgium*. Bruges: SPIE – The International Society for Optical Engineering; 2005. p. 811–815 (Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering; volume 5855). DOI:10.1117/12.624224.
23. Лунин БС, Торбин СН. О температурной зависимости модуля Юнга чистых кварцевых стекол. *Вестник Московского университета. Серия 2, Химия*. 2000;41(3):172–173. EDN: ESDBID.
24. Hamida BA, Cheng XS, Harun SW, Naji AW, Arof H, al-Khateeb W, et al. Wideband and flat-gain amplifier based on high concentration erbium-doped fibres in parallel double-pass configuration. *Quantum Electronics*. 2012;42(3):241–243. DOI: 10.1070/QE2012v042n03ABEH014696.
25. al-Azzawi AA, Azooz SM, Almukhtar AA, Mezaal YaS, al-Hilalli A, Hmood JaK, et al. A 95 × 40 Gb/s DWDM transmission system using broadband and flat gain amplification of promoted parallel EDFA. *Optical and Quantum Electronics*. 2022;54(12):870. DOI: 10.1007/s11082-022-04201-w.
26. Поляков АВ. Влияние динамических напряжений на долговечность кварцевых волоконных световодов в оптоэлектронных измерительных устройствах. *Контроль. Диагностика*. 2019;9:28–36. DOI: 10.14489/td.2019.09.pp.028-036.

Получена 31.07.2025 / исправлена 26.08.2025 / принята 26.08.2025.
Received 31.07.2025 / revised 26.08.2025 / accepted 26.08.2025.

УДК 539.216, 539.22

ЗЕРЕННАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА Al – Si ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ЗАТВЕРДЕВАНИИ. ФАКТОР ТЕЙЛОРА

О. В. ГУСАКОВА¹⁾, В. Г. ШЕПЕЛЕВИЧ²⁾

¹⁾Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова БГУ,
ул. Долгобродская, 23/1, 220070, г. Минск, Беларусь

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

Аннотация. Исследована зеренная структура фольги сплава АК12оч (Al – 12,3 мас. % Si – 0,2 мас. % Fe). Фольга получена методом сверхбыстрой закалки из расплава при скорости его охлаждения 10^5 К/с. Она имеет слоистую микроструктуру, что обусловлено изменением термодинамических условий на границе раздела фаз твердое тело – расплав в процессе затвердевания. Зеренная структура фазы алюминия в слоях фольги изучена методом дифракции отраженных электронов. Выявлено, что средний размер зерен в слоях фольги составляет 3,5 и 4,6 мкм. Определено, что в слое фольги у прилегающей к кристаллизатору поверхности распределение зерен по размерным группам является бимодальным. Дано объяснение формированию участков фольги с крупными (более 10 мкм) и мелкими (менее 5 мкм) зернами. Установлено, что в слое фольги у прилегающей к кристаллизатору поверхности наблюдается деформация крупных зерен, обусловленная напряжением, которое вызвано движением верхних слоев расплава. Вращение кристаллической решетки зерна описано с использованием модели Тейлора. Приведены численные значения фактора Тейлора.

Ключевые слова: сплав Al – Si; высокоскоростное затвердевание; микроструктура; зеренная структура; фактор Тейлора.

Образец цитирования:

Гусакова ОВ, Шепелевич ВГ. Зеренная структура сплава Al – Si при высокоскоростном затвердевании. Фактор Тейлора. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;3:24–32.
EDN: ZISJRX

For citation:

Gusakova OV, Shepelevich VG. Grain structure of Al – Si alloy at high-speed solidification. Taylor factor. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;3:24–32. Russian.
EDN: ZISJRX

Авторы:

Ольга Вадимовна Гусакова – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры ядерных и медицинских технологий факультета мониторинга окружающей среды.
Василий Григорьевич Шепелевич – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Authors:

Olga V. Gusakova, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of nuclear and medical technologies, faculty of environmental monitoring.
ol.gusakova@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0002-9796-4476>
Vasily G. Shepelevich, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.
shepelevich@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0002-5899-1690>

GRAIN STRUCTURE OF Al – Si ALLOY AT HIGH-SPEED SOLIDIFICATION. TAYLOR FACTOR

O. V. GUSAKOVA^a, V. G. SHEPELEVICH^b

^aInternational Sakharov Environmental Institute, Belarusian State University,
23/1 Dawgabrodskaja Street, Minsk 220070, Belarus

^bBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: O. V. Gusakova (ol.gusakova@gmail.com)

Abstract. The grain structure of the foil of AK12och alloy (Al – 12.3 wt. % Si – 0.2 wt. % Fe) is studied. The foil was produced by ultrafast quenching method from the melt at a cooling rate of 10^5 K/s. It exhibits a layered microstructure, which is due to changes in the thermodynamic conditions at the solid – melt phase during solidification. The grain structure of the aluminium phase in the foil layers was examined using backscattered electron diffraction. It was found that the average grain size in the foil layers is 3.5 and 4.6 μm . It was determined that in the foil layer adjacent to the crystalliser surface, the grain size distribution is bimodal. An explanation for the formation of foil areas with large (over 10 μm) and small (under 5 μm) grains is provided. It was established that in the foil layer adjacent to the crystalliser surface, deformation of large grains occurs due to tensile stress caused by the movement of the upper layers of the melt. The rotation of the grain's crystal lattice is described using the Taylor model. Numerical values of the Taylor factor are given.

Keywords: Al – Si alloy; high-speed solidification; microstructure; grain structure; deformation; Taylor factor.

Введение

Такие характеристики силуминов (сплавов Al – Si), как низкая плотность, низкий коэффициент линейного расширения и высокая коррозионная стойкость, делают их весьма привлекательными для использования в автомобиле-, авиа- и ракетостроении, а также в других отраслях промышленности [1–4]. Сплавы имеют удовлетворительную твердость за счет присутствия кремния, однако образование включений кремния в виде пластин приводит к хрупкости изделий. По этой причине основной задачей исследователей является поиск способов измельчения включений кремния, а также изменения их формы (от пластинчатой к разветвленной, в идеале к равноосной дисперсной).

Особое внимание уделяется эвтектическим сплавам, обладающим низкой вязкостью и низкой температурой плавления. Механические свойства сплава Al – Si могут быть улучшены путем модификации эвтектического кремния, предполагающей введение добавок [5; 6], а также за счет управления параметрами затвердевания, в первую очередь за счет увеличения скорости охлаждения расплава. Однако при использовании традиционных методов литья, в том числе метода литья под давлением, увеличение скорости охлаждения расплава ограничено из-за конечной массы отливки [7]. В связи с этим перспективным методом представляется высокоскоростная кристаллизация, которая осуществляется при синтезе дисперсных порошков распылением расплава, а также при лазерной, электронно-лучевой и ионно-плазменной обработке поверхности, получении фольги методом сверхбыстрой закалки из расплава [8–10]. Скорость охлаждения расплава при применении названных методов составляет 10^5 – 10^7 K/c, что на 3–4 порядка выше максимально достижимой скорости кристаллизации при использовании традиционных методов литья. Сверхвысокие скорости охлаждения расплава обеспечивают измельчение структурных составляющих до субмикронных размеров и улучшение механических свойств, в том числе повышение твердости и пластичности [10; 11].

Ранее было установлено, что высокоскоростное затвердевание, реализуемое при сверхбыстрой закалке из расплава, позволяет синтезировать эвтектические сплавы Al – Si с наноразмерными частицами кремния [12; 13], что обеспечивает увеличение микротвердости сплава в 4–5 раз. Поскольку концентрация алюминия в эвтектике Al – Si составляет 88 мас. %, зеренная структура алюминия влияет на функциональные характеристики силумина. Тем не менее в подавляющем числе публикаций представлен анализ фазы кремния. Цель настоящей работы – исследование влияния высокоскоростного затвердевания (скорость охлаждения расплава составляла 10^5 – 10^7 K/c) на зеренную структуру эвтектического силумина.

Материалы и методы исследования

В работе представлены результаты исследования зеренной структуры промышленно выпускаемого сплава АК12оч. Сплав имеет следующий состав: Al – 12,3 мас. % Si – 0,2 мас. % Fe.

Фольга получалась методом сверхбыстрой закалки из расплава при выплескивании капли расплава на внутреннюю поверхность вращающегося цилиндра – кристаллизатора. Диаметр кристаллизатора равнялся 25 см, его линейная скорость вращения составляла 20 м/с. Температура капли расплава достигала 600–630 °С. Фольга затвердевала в виде чешуек длиной 50–100 мм, шириной 10–15 мм и толщиной 50–100 мкм. Для исследований отбиралась фольга толщиной 70–90 мкм.

Микроструктура и морфология поверхности фольги изучались с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO-1455VP (*Carl Zeiss*, Германия). Для приготовления шлифа поперечного сечения использовалась полировальная установка TegraPol-25 (*Struers*, Дания), а также применялась методика полировки алюминиевых сплавов фирмы-производителя.

Зеренная структура образцов исследовалась методом дифракции обратно отраженных электронов, который реализовывался с помощью приставки фазового анализа HKL Channel 5 (*Oxford Instruments*, Великобритания) к растровому электронному микроскопу LEO-1455VP. При использовании метода была зарегистрирована картина кикучи-линий, которая была получена из локальной области поверхности образца и в которой происходит дифракция обратно отраженных электронов узкого электронного пучка микроскопа. Область генерации электронов по глубине составляла несколько десятков нанометров, по поверхности – около 0,2–0,3 мкм². Ориентация кристаллической решетки заданного элемента устанавливалась путем сравнения экспериментальной картины кикучи-линий с рассчитанными для исследуемой фазы картинками из базы данных [14]. Погрешность определения ориентации составила 0,5°. При исследовании зеренной структуры производилось сканирование по точкам поверхности образца. Шаг сканирования задавался в зависимости от увеличения. При увеличении $\times 5000$ шаг составлял 0,2 мкм, при увеличении $\times 10\,000$ он был равен 0,1 мкм.

Зеренная структура анализировалась в приповерхностных слоях фольги у прилегающей к кристаллизатору поверхности (поверхность А) и свободно затвердевающей поверхности (поверхность В). Для изучения зеренной структуры часть чешуйки фольги отрезали перпендикулярно направлению течения расплава, затем ее разделяли на два образца параллельно направлению течения расплава для исключения влияния толщины фольги на зеренную структуру.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены изображение микроструктуры поперечного сечения фольги сплава АК12оч и карта распределения кремния в нем. Фольга сплава Al – Si имеет слоистую микроструктуру с различным распределением элементов. В слое А, прилегающем к поверхности А, наблюдается однородное распределение алюминия, кремния и железа. В слое В, прилегающем к поверхности В, выявляются микродендриты первичного алюминия. На карте распределения кремния, полученной методом рентгеноспектрального микроанализа, микродендриты алюминия представляют собой темные участки (см. рис. 1, б). В междендритном пространстве находятся включения эвтектического кремния. На изображении микроструктуры поперечного сечения фольги светлые включения принадлежат фазе, содержащей железо (см. рис. 1, а). Исследование элементного состава слоев показало постоянство состава по толщине фольги [15].

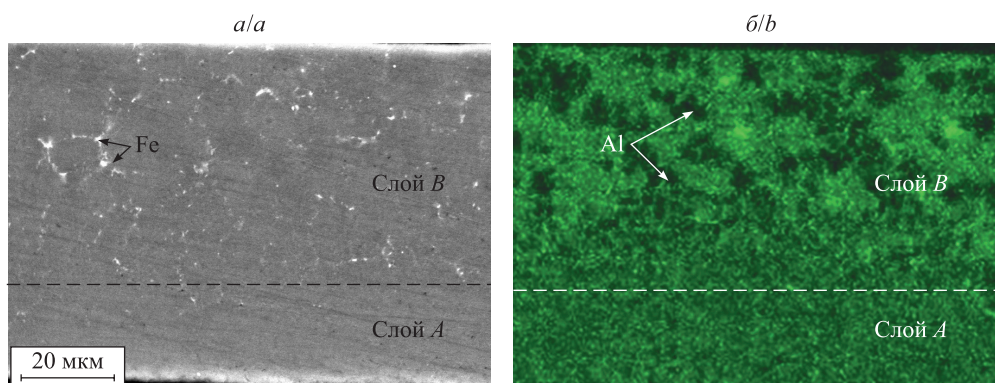


Рис. 1. Микроструктура поперечного сечения фольги сплава АК12оч (а) и распределение кремния в нем (б)

Fig. 1. Microstructure of the cross-section of AK12och alloy foil (а) and the distribution of silicon within it (б)

Как было показано в предыдущих работах авторов данной статьи [12; 13; 15], причиной формирования слоистой микроструктуры является изменение термодинамических условий на границе раздела фаз твердое тело – расплав. При сверхбыстрой закалке из расплава его охлаждение обеспечивается теплоотводом на массивную медную подложку кристаллизатора. В начальный момент времени теплоотвод осуществляется при непосредственном взаимодействии атомов расплава и кристаллизатора с максимальным коэффициентом теплопередачи [16; 17]. Достигаемое до начала затвердевания переохлаждение расплава также имеет максимально возможное значение, что приводит к химически безразделительной кристаллизации в слое *A*, заключающейся в образовании пересыщенного твердого раствора на основе α -Al и в его последующем распаде с выделением наноразмерных частиц кремния. После формирования затвердевшего слоя теплопередача осуществляется через него, что обуславливает уменьшение коэффициента теплопередачи [18]. Переохлаждение расплава также снижается за счет выделения скрытой теплоты плавления. По этой причине затвердевание в слое *B* протекает при более равновесных условиях: оно начинается с образования первичных дендритов α -Al и завершается выделением смеси алюминия и эвтектического кремния в междендритном пространстве.

На рис. 2 приведены изображения микроструктуры и карты зеренной структуры поверхностей фольги сплава АК12оч, а также представлена схема окраски зерен, заданная в соответствии с проекциями плоскостей на обратной полюсной фигуре. На схеме окраски зерен указаны индексы плоскостей зерен, лежащих в плоскости исследуемой поверхности. Темными линиями окрашены высокоугловые границы зерен с углом разориентации более 10° . Белые линии соответствуют малоугловым границам зерен, угол между которыми составляет от 2° до 10° .

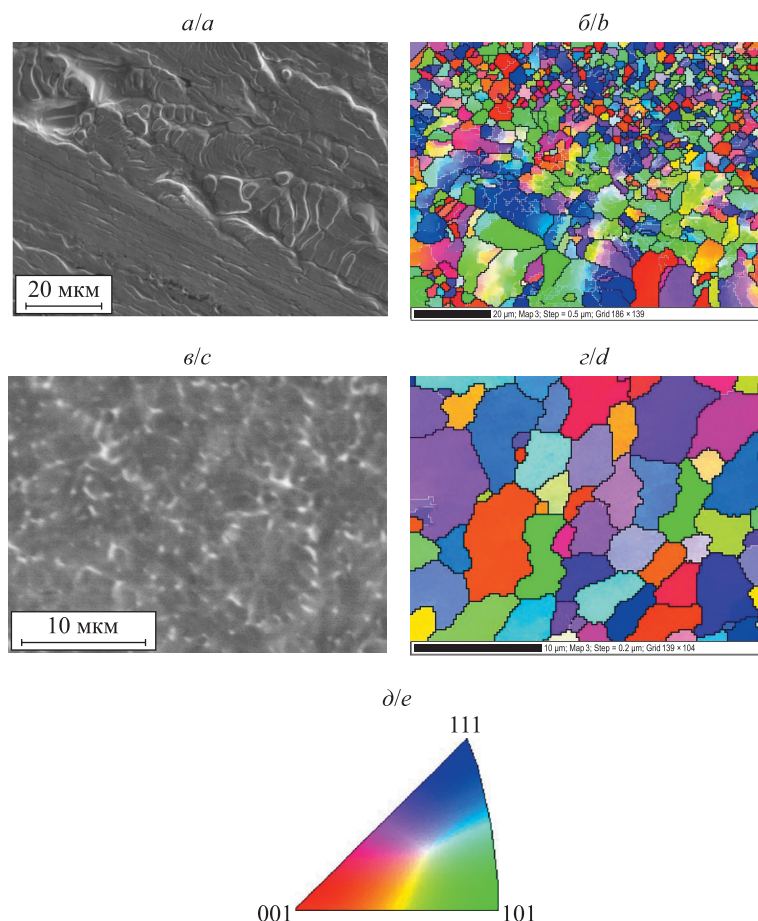


Рис. 2. Микроструктура поверхностей фольги сплава АК12оч (*a* – поверхность *A*; *в* – поверхность *B*), их зеренная структура (*б* – поверхность *A*; *г* – поверхность *B*) и схема окраски зерен (*д*)

Fig. 2. Microstructure of the surfaces of AK12och alloy foil (*a* – surface *A*; *с* – surface *B*), their grain structure (*б* – surface *A*; *д* – surface *B*) and the grain colouring scheme (*е*)

В таблице отражены результаты программной обработки размерных характеристик зерен (среднего (d_{cp}), минимального ($d_{мин}$) и максимального ($d_{макс}$) размеров зерна), полученные при объединении результатов исследований нескольких участков поверхностей *A* и *B*. В целях определения размера зерна рассчитывалась его площадь. За размер зерна принимался диаметр круга соответствующей площади.

Параметры зерен фольги сплава АК12оч
Parameters of the grains of the AK12och alloy foil

Участок фольги	Размер зерна, мкм			Число зерен
	$d_{\text{ср}}$	$d_{\text{мин}}$	$d_{\text{макс}}$	
Поверхность <i>A</i>	4,6	0,6	24,8	724
Поверхность <i>B</i>	3,5	0,2	10,3	165

На рис. 3 представлена информация о распределении зерен в слоях фольги сплава АК12оч по размерным группам (для участков, отраженных на рис. 2). В слое *A* в основном присутствуют мелкие зерна размером менее 5 мкм. Однако крупные зерна, площадь которых превышает 50 мкм², занимают значительную долю общей площади слоя. На вставке, отображенной на рис. 3, *a*, приведена карта зерен площадью более 50 мкм² (см. схему окраски зерен на рис. 2, *д*). Занимаемая ими площадь составляет 33 % от общей площади участка.

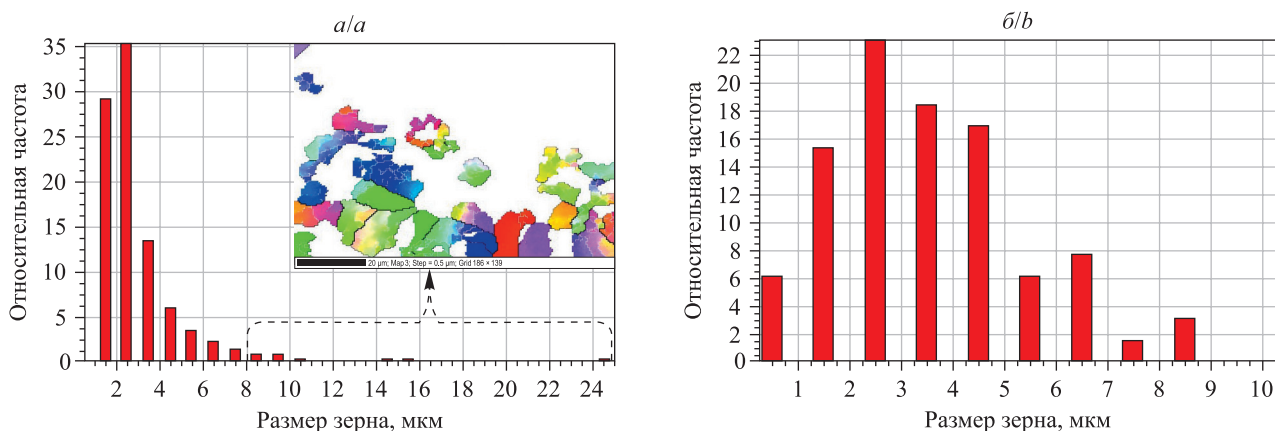


Рис. 3. Распределение зерен в слоях фольги сплава АК12оч (*a* – слой *A*; *b* – слой *B*) по размерным группам
Fig. 3. Distribution of grains in the layers of AK12och alloy foil (*a* – layer *A*; *b* – layer *B*) by size groups

На рис. 4 приведены данные о разориентации соседних и случайно выбранных зерен в слоях фольги сплава АК12оч (пунктирная линия соответствует теоретически рассчитанному распределению при отсутствии корреляции в ориентации зерен). Анализ показал, что в слое *A* наблюдается большая доля соседних зерен с углом разориентации менее 10°, что свидетельствует о повышенной плотности малоугловых границ. В слое *B* корреляция в ориентации зерен не наблюдается, малоугловые границы практически отсутствуют. Согласно полученным данным зеренная структура слоя *A* отличается наличием крупных вытянутых зерен, образующихся в участках с гладкой поверхностью. В таких участках охлаждение расплава осуществляется при теплопередаче между медной подложкой и расплавом. Достигается максимально возможная скорость охлаждения расплава, а именно 10⁷ К/с [17; 18]. В участках, содержащих лагуны, теплопередача происходит частично через воздух лагун, что снижает скорость охлаждения расплава до 10⁵ К/с [19]. По этой причине скорость роста зерен в гладких участках выше, чем в участках с лагунами; размер зерен, находящихся в гладких участках, достигает десятков микрон.

На рис. 5 представлены изображения микроструктуры участка поверхности *A* фольги сплава АК12оч и его зеренной структуры (стрелкой указано направление течения расплава). Крупные зерна часто имеют вытянутую форму вдоль направления растекания расплава и содержат высокую концентрацию малоугловых границ. На карте зеренной структуры видно, что окраска областей одного зерна, соответствующая ориентации кристаллической решетки, изменяется. Наличие высокой плотности малоугловых границ и изменение цвета участков зерна свидетельствуют о его деформации в результате приложенного напряжения. Деформация зерен, растущих в слое *A*, может быть обусловлена напряжением, создаваемым потоком текущего вязкого переохлажденного расплава.

Для установления связи между направлением приложенного напряжения (направлением течения расплава) и деформацией зерна сформирован массив точек, относящихся к одному зерну. На рис. 6, *a*, представлено изображение выбранного зерна фазы алюминия (см. схему окраски зерен на рис. 2, *д*). Светлыми линиями выделены малоугловые границы зерна с углом разориентации не более 10°. На рис. 6, *б*, приведен профиль разориентации углов кристаллической решетки вдоль линии сканирования поверхности $L - L^1$, который показывает, что внутри зерна практически непрерывно осуществляется поворот кристаллической решетки.

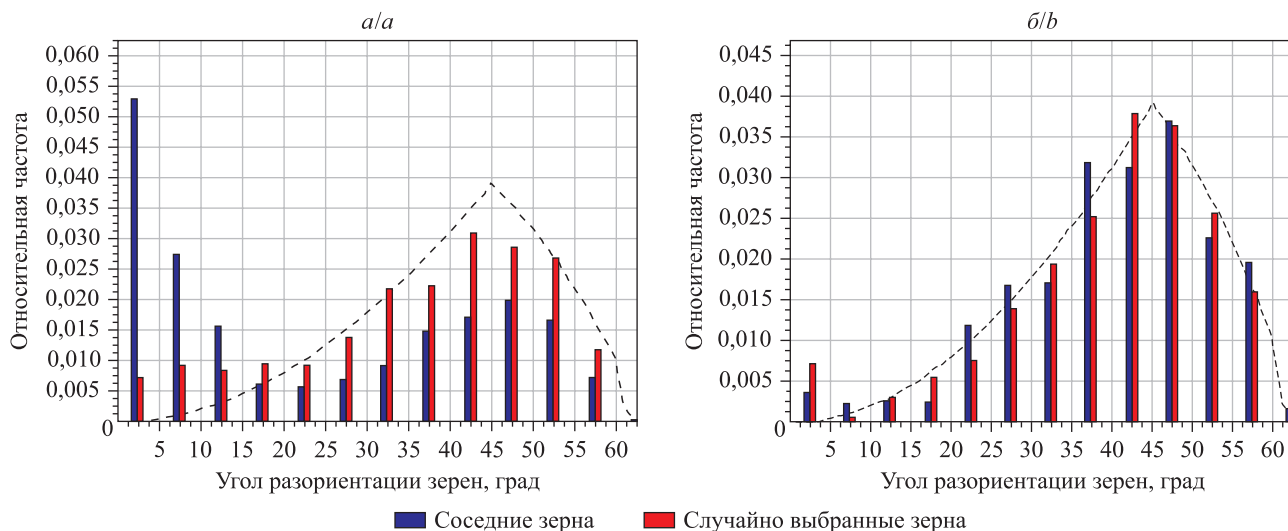


Рис. 4. Распределение соседних и случайно выбранных зерен в зависимости от угла разориентации между ними в слоях фольги сплава АК12оч (a – слой A ; b – слой B)

Fig. 4. Distribution of neighbouring and randomly selected grains depending on the misorientation angle between them in the layers of AK12och alloy foil (a – layer A ; b – layer B)

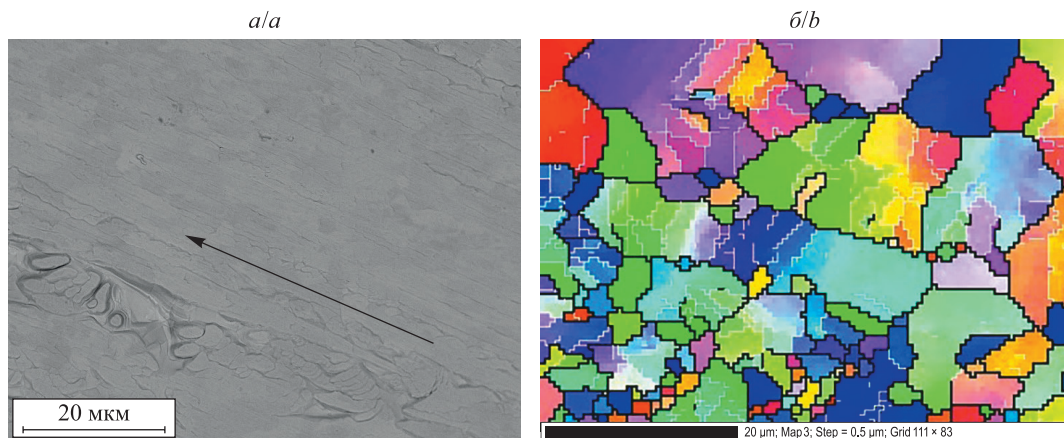


Рис. 5. Микроструктура участка поверхности A фольги сплава АК12оч (a) и его зеренная структура (b)

Fig. 5. Microstructure of the surface area A of the AK12och alloy foil (a) and its grain structure (b)

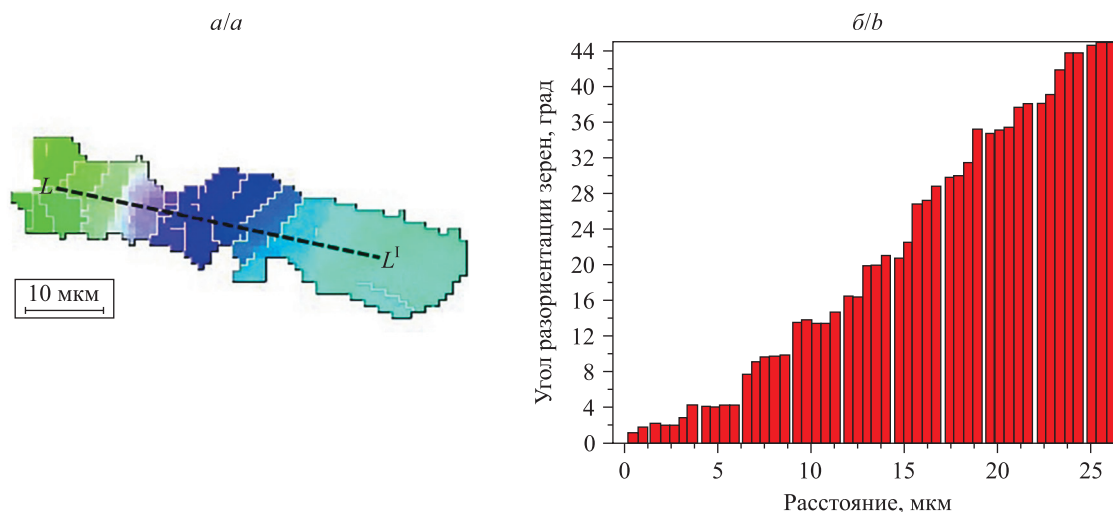


Рис. 6. Выбранное зерно фазы алюминия (a)

и разориентация углов кристаллической решетки вдоль линии сканирования поверхности $L - L^1$ (b)

Fig. 6. Selected grain of the aluminium phase (a)

and misorientation of the crystal lattice angles along the surface scan line $L - L^1$ (b)

Как известно, для активации пластической деформации необходимо достичь напряжения сдвига, которое зависит от ориентации монокристалла. При приложении растягивающего напряжения деформация сначала активируется в определенной системе скольжения (плоскостях и направлениях), для которой обеспечивается наибольшее напряжение сдвига. В кристалле алюминия с ГЦК-решеткой имеется 4 различные плоскости скольжения $\{111\}$ с 3 направлениями скольжения $\langle 110 \rangle$ в каждой плоскости, т. е. 12 возможных систем скольжения.

Напряжение сдвига, разрешенное в направлении скольжения (τ), представляет собой отношение приложенной в направлении скольжения силы ($F \cos \lambda$) к площади плоскости скольжения ($\frac{A}{\cos \beta}$):

$$\tau = \sigma \cos \beta \cos \lambda,$$

где σ – приложенное напряжение ($\frac{F}{A}$); β – угол между приложенной силой и нормалью к плоскости скольжения; λ – угол между приложенной силой и направлением скольжения. Значение величины $\cos \beta \cos \lambda$, называемой фактором Шмида, показывает, насколько легко происходит скольжение для конкретной системы скольжения. Во время пластической деформации поликристалла фактор Шмида изменяется в объеме зерна и в каждом зерне. Минимальное значение разрешенного напряжения сдвига, необходимое для начала скольжения, называется критическим разрешенным напряжением сдвига (τ_c) [20]. Предел текучести (σ_y) для монокристалла, который деформируется скольжением в одной системе скольжения, связан с фактором Шмида и критическим разрешенным напряжением сдвига следующим образом:

$$\sigma_y = \frac{1}{\cos \beta \cos \lambda} \tau_c.$$

При однородной деформации поликристалла должен быть обеспечен неразрывный контакт зерен без образования пор на границах. Для описания деформации поликристаллов Г. И. Тейлор предложил модель, согласно которой для поддержания контакта между всеми границами зерен во время деформации в каждом зерне должны работать не менее 5 независимых систем скольжения [21]. Наиболее благоприятно ориентированные системы скольжения имеют наибольший фактор Шмида. В модели Тейлора для заданного направления приложения силы рассчитываются значения инвертированного фактора Шмида для всех систем скольжения. Фактор Тейлора вычисляется путем усреднения суммы инвертированных факторов Шмида для 5 наиболее благоприятных систем скольжения в каждой точке зерна. Модель Тейлора можно записать в виде $\sigma = m \tau_c$, где m – фактор Тейлора, рассчитанный по формуле

$$m = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \frac{1}{(\cos \beta \cos \lambda)_i}.$$

В поликристалле отдельные зерна начинают деформироваться при различных разрешенных напряжениях сдвига из-за их индивидуальной ориентации [22].

На рис. 7 приведено изображение выбранного зерна фазы алюминия, окраска которого соответствует схеме распределения значений фактора Шмида, рассчитанных для каждой экспериментальной точки в зерне при нагрузке, приложенной в указанном стрелкой направлении. Темными линиями выделены малоугловые границы зерен. В большей части объема зерна фактор Шмида имеет максимальное значение, равное 0,5. Ориентация зерна благоприятна для развития деформации при приложении напряжения в направлении F .

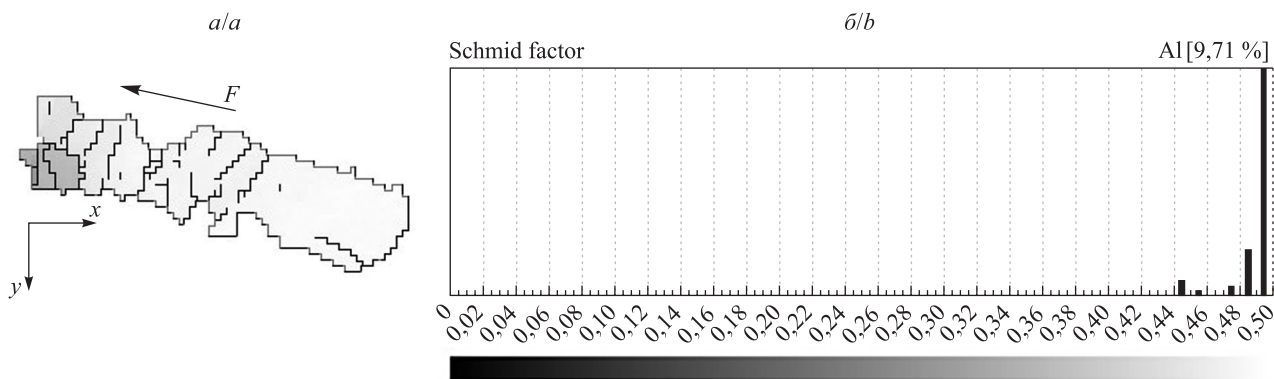


Рис. 7. Выбранное зерно фазы алюминия (а), окраска которого соответствует схеме распределения значений фактора Шмида (б)

Fig. 7. Selected aluminium phase grain (a), the colouring of which corresponds to the scheme of the distribution of Schmid factor values (b)

Модель Тейлора позволяет провести анализ деформации зерна в поликристаллической фольге сплава АК12оч, полученного при высокоскоростном затвердевании методом сверхбыстрой закалки из расплава. На рис. 8 представлено изображение выбранного зерна фазы алюминия, окраска которого соответствует схеме распределения значений фактора Тейлора, а также приведены экспериментально полученные ориентации кристаллической решетки в субзернах данного зерна. При деформации под действием сил трения текущего расплава ориентация кристаллической решетки в зерне изменяется. Фактор Тейлора отличается в разных частях одного и того же зерна от 2,38 до 3,22. Приложенное напряжение приводит к повороту кристаллической решетки таким образом, что кристаллографическая плоскость, расположенная параллельно исследуемой поверхности фольги, изменяется от (212) к (101). Наблюдаемая деформация поверхностных зерен достигается при напряжениях, которые могут быть вдвое ниже напряжений, необходимых для деформации поликристаллического образца в целом, поскольку преодоление сопротивления окружающих зерен в объеме не требуется [23]. По этой причине напряжения, вызываемые движением переохлажденного расплава, который обладает повышенной вязкостью, являются достаточными для деформации растущего зерна при его благоприятной ориентации.

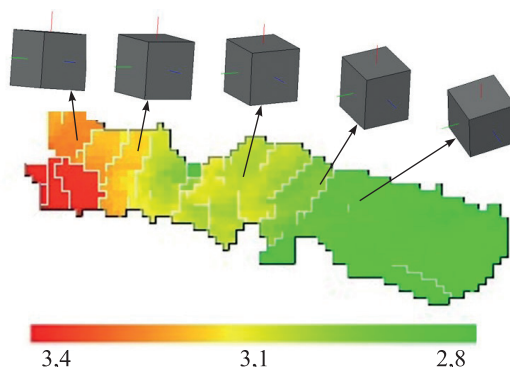


Рис. 8. Выбранное зерно фазы алюминия, окраска которого соответствует схеме распределения значений фактора Тейлора, и ориентации кристаллической решетки в его субзернах

Fig. 8. Selected aluminium phase grain, the colouring of which corresponds to the scheme of the distribution of the Taylor factor values, and orientations of the crystal lattice in its subgrains

С учетом обнаруженного эффекта деформации зерен фольги сплава АК12оч, обусловленного воздействием сил трения слоев текущего расплава, можно утверждать следующее. Течение расплава необходимо считать дополнительным фактором неравновесности процесса затвердевания наряду с высокой скоростью охлаждения расплава, переохлаждением, достигаемым до начала затвердевания, и изменяющимися при затвердевании условиями на границе раздела твердое тело – расплав.

Заключение

Высокоскоростное затвердевание сплава Al – 12,3 мас. % Si – 0,2 мас. % Fe, реализуемое методом сверхбыстрой закалки из расплава, при скорости охлаждения расплава 10^5 К/с приводит к образованию микрокристаллической структуры фольги со средним размером зерен 3,5 и 4,6 мкм. Повышение скорости охлаждения расплава до 10^7 К/с вызывает увеличение скорости кристаллизации и появление зерен длиной до 25–30 мкм, вытянутых вдоль направления растекания расплава. Кристаллическая решетка зерен, находящихся в слое фольги у прилегающей к кристаллизатору поверхности, претерпевает поворот, вызванный силами трения текущего расплава. Приложенное напряжение приводит к повороту кристаллической решетки таким образом, что кристаллографическая плоскость, расположенная параллельно исследуемой поверхности фольги, меняется от (212) к (101).

Библиографические ссылки

1. Grosselle F, Timelli G, Bonollo F. Doe applied to microstructural and mechanical properties of Al – Si – Cu – Mg casting alloys for automotive applications. *Materials Science and Engineering: A, Structural Materials Properties Microstructure and Processing*. 2010;527(15):3536–3545. DOI: 10.1016/j.msea.2010.02.029.
2. Godbole K, Bhushan B, Narayana Murty SVS, Mondal K. Al – Si controlled expansion alloys for electronic packaging applications. *Progress in Materials Science*. 2024;144:101268. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2024.101268.

3. Sathiyaseelan G, Bhagyanathan C, Srinath P, Gottmyers Melwyn J. Enhancing the strength and structure of Al – Si alloys for biomedical applications through the addition of Sr and Zr grain refiners on secondary AlSi7Mg aluminum alloys. *Chemical Physics Impact*. 2024;8:100557. DOI: 10.1016/j.chphi.2024.100557.
4. Попова МВ, Прудников АН, Долгова СВ, Малюх МА. Перспективные алюминиевые сплавы для авиационной и космической техники. *Вестник Сибирского государственного индустриального университета*. 2017;3:18–23. EDN: ZHRDAH.
5. Xu Y, Deng Y, Casari D, Mathiesen RH, Liu X, Li Y. Growth kinetics of primary Si particles in hypereutectic Al – Si alloys under the influence of P inoculation: experiments and modelling. *Journal of Alloys and Compounds*. 2021;854:155323. DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.155323.
6. Liang SS, Wen SP, Xu J, Wu XL, Gao KY, Huang H, et al. The influence of Sc – Si clusters on aging hardening behavior of dilute Al – Sc – (Zr) – (Si) alloy. *Journal of Alloys and Compounds*. 2020;842:155826. DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.155826.
7. Pracha O, Trudonoshyn O, Randelzhofer P, Körner C, Durst K. Multi-alloying effect of Sc, Zr, Cr on the Al – Mg – Si – Mn high-pressure die casting alloys. *Materials Characterization*. 2020;168:110537. DOI: 10.1016/j.matchar.2020.110537.
8. Yang Y, Geng K, Li Sh, Bermingham M. Highly ductile hypereutectic Al – Si alloys fabricated by selective laser melting. *Journal of Materials Science & Technology*. 2022;110:84–95. DOI: 10.1016/j.jmst.2021.07.050.
9. Zagulyaev D, Kononov S, Gromov V, Glezer A, Ivanov Y, Sundeev R. Structure and properties changes of Al – Si alloy treated by pulsed electron beam. *Materials Letters*. 2018;229:377–380. DOI: 10.1016/j.matlet.2018.07.064.
10. Cherenda NN, Tolkachov SA, Astashynski VM, Kuzmitski AM. Modification of composition, structure and mechanical properties of the surface layer of (Ti, Cu)N/Al – 12 at. % Si alloy system treated by compression plasma flows. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2023;1:25–33.
11. Li Y, Jiang T, Wei B, Xu B, Xu G, Wang Z. Microcharacterization and mechanical performance of an Al – 50Si alloy prepared using the sub-rapid solidification technique. *Materials Letters*. 2020;263:127287. DOI: 10.1016/j.matlet.2019.127287.
12. Gusakova O, Shepelevich V, Alexandrov DV, Starodumov IO. Formation of the microstructure of rapidly solidified hypoeutectic Al – Si alloy. *European Physical Journal Special Topics*. 2020;229:417–425. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900136-9.
13. Гусакова ОВ, Шепелевич ВГ. Микроструктура и микротвердость сплава Al – Si, легированного Mg, Mn, Fe, Ni, Cu, при высокоскоростном затвердевании. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2024;1:65–74. EDN: RSTXUW.
14. Шварц А, Кумар М, Адамс Б, Филд Д, редакторы. *Метод дифракции отраженных электронов в материаловедении*. Москва: Техносфера; 2014. 544 с.
15. Гусакова ОВ, Шепелевич ВГ, Александров ДВ, Стародумов ИО. Особенности формирования структуры сплавов Al – 12,2Si – 0,2Fe при сверхбыстрой закалке из расплава. *Расплавы*. 2020;2:138–148. DOI: 10.31857/S0235010620020048.
16. Wei PS, Yeh FB. Heat transfer coefficient in rapid solidification of a liquid layer on a substrate. *Journal of Heat Transfer*. 2000;122(4):792–800. DOI: 10.1115/1.1318208.
17. Wang W, Qiu HH. Interfacial thermal conductance in rapid contact solidification process. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2002;45:2043–2053. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00307-6.
18. Марширов ВВ, Марширова ЛЕ. Численное моделирование затвердевания сплавов при интенсивном сопряженном теплообмене. *Сибирский журнал индустриальной математики*. 2013;16(4):111–120. EDN: RHWMXN.
19. Калиниченко АС, Кривошеев ЮК. Определение глубины переохлаждения расплава и характера структурообразования при закалке из жидкого состояния. *Литье и металлургия*. 2001;3:60–65.
20. Дударев ЕФ. *Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов*. Томск: Издательство Томского государственного университета; 1988. 254 с.
21. Taylor GI. Plastic strain in metals. *Journal of the Institute of Metals*. 1938;62:307–324.
22. Лычагин ДВ. Фрагментация пластической деформации в металлических материалах с ГЦК-решеткой. *Физическая мезомеханика*. 2006;9(3):103–113.
23. Balusu K, Kelton R, Meletis EI, Huang H. Investigating the relationship between grain orientation and surface height changes in nickel polycrystals under tensile plastic deformation. *Mechanics of Materials*. 2019;134:165–175. DOI: 10.1016/j.mechmat.2019.04.011.

Получена 05.02.2025 / принята 17.03.2025.
Received 05.02.2025 / accepted 17.03.2025.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Д. И. БРИНКЕВИЧ¹⁾, В. Б. ОДЖАЕВ¹⁾, В. С. ПРОСОЛОВИЧ¹⁾,
Ю. Н. ЯНКОВСКИЙ¹⁾, З. Т. КЕНЖАЕВ²⁾, Б. К. ИСМАЙЛОВ²⁾

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

²⁾Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова,
ул. Университетская, 2, 100095, г. Ташкент, Узбекистан

Аннотация. Исследованы эпитаксиальные слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ ($x = 0,06-0,61$), выращенные на подложках GaP путем кристаллизации из расплавов-растворов на основе индия в интервале температур 975–950 °С. Толщина слоев варьировалась в диапазоне 3–19 мкм. Элементный анализ проводился с помощью локального рентгеновского зондового микроанализа. Измерение спектров фотолюминесценции при температуре 4,2 К дало следующие результаты. В диапазоне 2,0–2,4 эВ во всех спектрах исследованных образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ наблюдался ряд полос. В случае увеличения концентрации алюминия они смещались в область высоких энергий. При содержании в расплаве-растворе алюминия в количестве 0,16 мас. % наиболее интенсивная полоса имела максимум в области 549 нм, что соответствует зеленому цвету излучения. Вероятно, эти полосы были вызваны рекомбинацией донорно-акцепторных пар. Легирование эпитаксиальных слоев цинком и магнием осуществлялось диффузионным путем. В эпитаксиальных слоях AlGaP были обнаружены микрочастицы GaP размером до 4 мкм. Показана возможность легирования эпитаксиальных слоев AlGaP азотом путем добавления в расплав P_3N_5 . Сделан вывод о том, что легирование эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ азотом и серой происходит путем автодиффузии этих примесей

Образец цитирования:

Бринкевич ДИ, Оджаев ВБ, Просолович ВС, Янковский ЮН, Кенжаев ЗТ, Исмаилов БК. Фотолюминесценция эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;3:33–39 (на англ.).
EDN: AZOUEX

For citation:

Brinkevich DI, Odzhaev VB, Prasolovich US, Yankovski YuN, Kenzhaev ZT, Ismaylov BK. Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers grown by liquid-phase epitaxy method. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;3:33–39.
EDN: AZOUEX

Авторы:

Дмитрий Иванович Бринкевич – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории спектроскопии полупроводников кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Владимир Борисович Оджаев – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Владислав Савельевич Просолович – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий научно-исследовательской лабораторией спектроскопии полупроводников кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Юрий Николаевич Янковский – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник научно-исследовательской спектроскопии полупроводников кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Зоир Тохир Кенжаев – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры цифровой электроники и микроэлектроники факультета электроники и автоматизации.

Байрамбай Канатбаевич Исмаилов – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры цифровой электроники и микроэлектроники факультета электроники и автоматизации.

Authors:

Dmitrii I. Brinkevich, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of semiconductor spectroscopy, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

brinkevich@bsu.by

Vladimir B. Odzhaev, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

odzhaev@bsu.by

Uladislav S. Prasolovich, PhD (physics and mathematics), doцент; head of the laboratory of semiconductor spectroscopy, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

prosolovich@bsu.by

Yurii N. Yankovski, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of semiconductor spectroscopy, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

yankovski@bsu.by

Zoir T. Kenzhaev, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of digital electronics and microelectronics, faculty of electronics and automation.

zoir1991@bk.ru

Bayrambay K. Ismaylov, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of digital electronics and microelectronics, faculty of electronics and automation.

i.bairam@bk.ru

с подложки ввиду их присутствия в частицах GaP. Легирование эпитаксиальных слоев AlGaP редкоземельным элементом гадолинием путем его введения в расплав-раствор, а также легирование этих эпитаксиальных слоев цинком посредством диффузии не привели к какому-либо изменению спектров фотолюминесценции в диапазоне 2,0–2,4 эВ. В эпитаксиальных слоях AlGaP, легированных магнием путем диффузии, наблюдалась широкая полоса с максимумом вблизи 1,99 эВ. Установлено, что заметное загрязнение эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ кислородом при жидкофазной эпитаксии отсутствует. Проанализированы изменения фотолюминесценции, которые вызваны излучательной рекомбинацией на глубоких дефектах и примесях, внесенных в слои при различных обработках.

Ключевые слова: соединения AlGaP; эпитаксиальные слои; фотолюминесценция; жидкофазная эпитаксия; редкоземельные элементы; акцепторные примеси.

Благодарность. Работа выполнена в рамках государственной программы научных исследований «Фотоника и электроника для инноваций» (подпрограмма «Микро- и нанoeлектроника», задание 3.11.3). Авторы признательны Н. А. Соболеву за помощь в измерении спектров фотолюминесценции и обсуждение экспериментальных результатов.

PHOTOLUMINESCENCE OF $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ EPITAXIAL LAYERS GROWN BY LIQUID-PHASE EPITAXY METHOD

D. I. BRINKEVICH^a, V. B. ODZHAEV^a, U. S. PRASALOVICH^a,
Yu. N. YANKOVSKI^a, Z. T. KENZHAEV^b, B. K. ISMAYLOV^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bTashkent State Technical University named after Islam Karimov,
2 Universitetskaja Street, Tashkent 100095, Uzbekistan

Corresponding author: U. S. Prasalovich (prosolovich@bsu.by)

Abstract. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers ($x = 0.06–0.61$) grown on GaP substrates by crystallisation from indium-based melt-solutions in the temperature interval of 975–950 °C were investigated. The thickness of layers varied in the range of 3–19 μm . Elemental analysis was made using local X-ray probe microanalysis. Measurement of the photoluminescence spectra at temperature of 4.2 K gave the following results. A number of bands were observed in the range of 2.0–2.4 eV in all spectra of the studied $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ samples. With an increase in aluminium concentration, they shifted to the high-energy region. With an aluminium content in the melt-solution in the amount of 0.16 wt. %, the most intense band had a maximum at 549 nm, which corresponds to the green colour of the radiation. These bands were probably caused by the donor – acceptor pairs recombination. Doping of the epitaxial layers with zinc and magnesium was carried out by diffusion. GaP microparticles up to 4 μm in size were detected in the AlGaP epitaxial layers. The possibility of doping the AlGaP epitaxial layers with nitrogen by adding P_3N_5 to the melt was demonstrated. It was concluded that doping of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers with nitrogen and sulfur occurs through autodiffusion of these impurities from the substrate due to their presence in GaP particles. Doping of AlGaP epitaxial layers with the rare-earth element gadolinium by introducing it into the melt-solution as well as doping these epitaxial layers with zinc by diffusion did not result in any changes in the photoluminescence spectra in the range of 2.0–2.4 eV. The broad intensive band with maximum near 1.99 eV was observed in AlGaP epitaxial layers doped with magnesium by diffusion. It was established that noticeable contamination of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers with oxygen during liquid-phase epitaxy is absent. Changes in photoluminescence caused by radiative recombination on deep defects and impurities introduced into the layers during various processing stages were analysed.

Keywords: AlGaP compounds; epitaxial layers; photoluminescence; liquid-phase epitaxy; rare-earth elements; acceptor impurities.

Acknowledgements. This work was carried out within the framework of the state programme of scientific research «Photonics and electronics for innovation» (subprogramme «Micro- and nanoelectronics», assignment 3.11.3). The authors are grateful to N. A. Sobolev for help in measuring the photoluminescence spectra and discussing the experimental results.

Introduction

The human eye sees light spanning roughly the wavelength range of 400–700 nm with most sensitivity appearing at the centre of this interval. Green colour is where human eyes' sensitivity peaks. This has important implications when it comes to developing artificial light sources for illuminating human living and working environments. However, whereas emitters in the red and blue-violet regions have been relatively easy to develop,

green emitters have presented considerable challenges. This resulted in a conspicuous shortage of affordable and efficient solid-state green light emitters [1].

An AlGaP alloy is one of the wide-gap semiconductors with zinc blende structure. An addition of Al to GaP enlarges the band gap and shifts the emission luminescence peaks to shorter wavelengths. The band gap in this material can be varied in the range of 2.26–2.45 eV (in wavelength of 550–506 nm). This makes it possible to produce optoelectronic green emitters devices. In addition, the use of AlGaP – GaP heterojunctions makes it possible to increase the efficiency of radiative recombination and improve the conditions for light output due to the change in absorption in the near-surface layer [2; 3]. However, since the covalent radius of the aluminium atom significantly differs from the size of the main atoms of the GaP crystal lattice, therefore, there are difficulties in obtaining AlGaP ternary compounds with a uniform distribution of aluminium impurity [4; 5]. There are only a few reports on the production of AlGaP ternary compounds with an even distribution of aluminium impurity. Despite extensive studies of A_3B_5 ternary alloys, there is little information about the properties of the AlGaP – GaP heterojunctions. It should be noted that properties of AlGaP epitaxial layers grown from indium-based melt-solutions on the practically have not been investigated. Although it is well known that the compounds obtained by liquid-phase epitaxy have the higher quantum output of photoluminescence compared with the compounds obtained by other methods of epitaxial growth. Keeping this in mind, it is of great interest to study the structural and optical properties of the AlGaP epitaxial layers on the GaP substrates grown by liquid-phase epitaxy method in order to create green light emitting diodes.

Experimental part

The purpose of the present work have been to study the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers ($x = 0.06–0.61$) grown on the (111)B-oriented GaP substrates doped with sulfur (GaP : S) by the crystallisation from indium-based melt-solutions in the temperature interval of 975–950 °C. The cooling rate of the solutions was varied in the range of 0.5–4.0 °C/min. The thickness of the epitaxial layers varied in the range of 3.5–10.0 µm. It was determined by the spherical grinding method. In all the epitaxial layers, the percentage of indium (an isovalent background impurity) was approached its solubility limit in GaP (~1 %) [6]. Rare-earth element gadolinium was introduced into melt-solutions for gettering the technological impurities [7]. P_3N_5 has been used for doping by nitrogen. Doping by zinc and magnesium acceptor impurities have been realised by diffusion at temperature of 600–650 °C during 1–4 h.

The photoluminescence (PL) measurements were carried out at temperature of 4.2–300.0 K [7]. Optical excitation was carried out by a DKsEl-1000 xenon arc lamp or Ar^+ -laser (wavelength was 514 nm, power was 100 W). InGaAs PIN photodetectors were used as a receiver of recombination radiation. The lock-in nanovoltmeter type 232B (*Unipan*, Poland) was used for impedance matching of the latter signal and narrowband low-frequency signal from amplifier. Amplification was performed to the signal modulation frequency (~16 Hz) of light beam that was determined by the rotational speed of the mechanical chopper. The PL spectra were detected from the illuminated side of samples. The aluminium content was determined by local electron probe microanalysis on the plant NanoLab 7 (*Opton*, Germany) (diameter of electron probe was 4 µm) along the corresponding X-ray lines.

Results and discussions

Parameters of the investigated samples of $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers are presented in the table. The series of Z , Z_1 and Z_2 bands was observed in all PL spectra of $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers at irradiating by ultraviolet part of xenon lamp emission (fig. 1). Two last bands were photon replicas of Z band. It was established that the impurities content and the regime of epitaxial growth were exerted influence on their energy position (see table) and wide ($\Delta E = 50–100$ meV). These bands were displaced to high energy region at the increase of aluminium content (samples No. 2 and 3). With an aluminium content in the melt-solution in the amount of 0.16 wt. %, Z band has a maximum at 549 nm (sample No. 2), which corresponds to the green colour of the radiation. The zinc diffusion (sample No. 4), magnesium diffusion (sample No. 6) (fig. 2) and doping of nitrogen (sample No. 7) intensified this effect. The considerable broadening of Z band was observed later. The intensity of this band strongly decreased at the increase of measurement temperature and it did not observe in PL spectra at $T_{reg} > 100$ K. Probably, Z band is caused by the donor – acceptor pair (DAP) recombination. Its shift into high energy region concerning DAP band in GaP (see fig. 1) is associated with the increase of the band gap at aluminium addition into melt-solutions. The absence of DAP recombination narrow lines on its background is caused by the deformation broadening of this lines.

At the irradiating by laser with wavelength of 488 nm the PL intensity in the energy range of 2.1–2.4 eV increased in all investigated samples (see fig. 1). However, in this case typical for GaP : S lines dominate in the spectra [8]: bound exciton recombination of sulphur (NP_S) and nitrogen (NP_N) as well as a series of narrow lines against on the background of the broad band caused by DAP recombination. It is indicated that in this case the GaP substrate gave the main contribution into the luminescence.

Parameters of the investigated samples of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers

Number of sample	Aluminium content in the melt-solution, wt. %	Method of doping epitaxial layers		Energy position of Z band	
		Introducing into melt-solution	Diffusion	E , eV	λ , nm
1	0.07	—	—	2.237	554
2	0.16	—	—	2.258	549
3	0.61	—	—	2.250	542
4	0.41	—	Zn	2.290	541
5	0.31	Gd	—	2.269	546
6	0.46	Gd	Mg	2.280	543
7	0.30	P_3N_5	—	2.295	540
8	0.06	P_3N_5	—	2.260	548

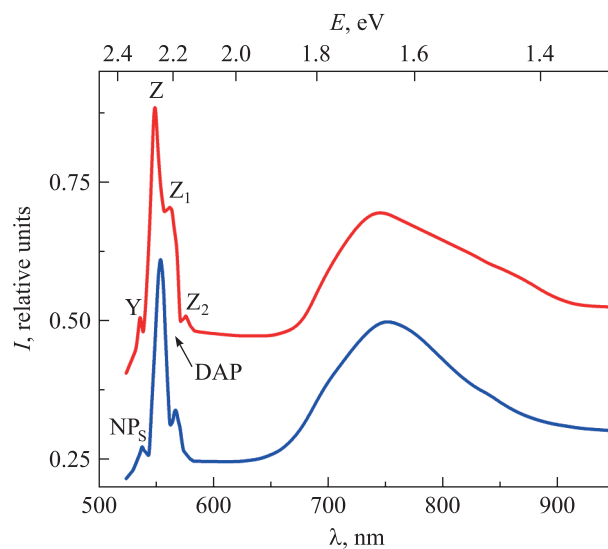


Fig. 1. PL spectra of $T = 4.2$ K of the sample No. 1 of AlGaP epitaxial layers at the irradiating by xenon lamp (red curve; for clarity, its spectral intensity has been doubled) or laser (blue curve) with the epitaxial layer side

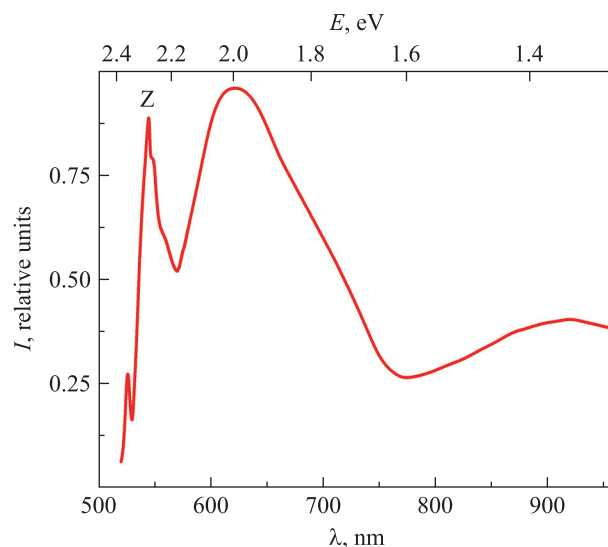


Fig. 2. PL spectra of $T = 4.2$ K of the sample No. 6 of AlGaP epitaxial layers at the irradiating by xenon lamp with the epitaxial layer side

It should be noted that in some spectra the weak Y band was observed (see fig. 1). It is situated 70 meV upward in energy from Z band. Its maximum intensity was observed at an aluminium content of 0.16 wt. % (sample No. 2). With a further increase in the aluminium content, the width of the Y band increases, while its intensity decreases. When the aluminium content in the melt-solution is 0.61 wt. % (sample No. 3), it was not observed in the PL spectrum. Most likely, this is a band of NP_S or NP_N centres in the AlGaP epitaxial layers.

In the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers, the broad unstructured band was registered in spectral range of 700–900 nm (energy range of 1.75–1.35 eV). The same band was observed in the GaP spectra [8]. The spectral form and intensity of this band depended on the regime of epitaxial growth and the doping. This band is described by a superposition of the bands with maxima near 1.53; 1.69 and 1.85 eV and weak band in the region of 1.35 eV. At $T_{reg} = 4.2$ K maximum of this band was near 1.70 eV (prevalence 1.69 eV band). At the temperature increase the intensity of 1.69 eV band was decreased as well as in GaP [9]. With an increase in temperature, maximum of broad unstructured band displaced to longer wavelengths and only 1.35 and 1.53 eV bands were observed the PL spectra at 300 K.

The absorption lines were registered on the background of the broad Z band in the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers (fig. 3). Their energy position were corresponded to free (2.327 eV) exciton recombination as well as bound exciton recombination on nitrogen (2.318 eV) and sulfur (2.310 eV) centres in GaP spectra. The wide of these bands was varied in the range of 2.0–3.5 meV. Probably, those lines are caused by absorption of radiation on GaP particles in the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers. Earlier it has been reported on forming of GaP clusters in the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers grown by the crystallisation from gallium melt [10]. Electron probe microanalysis shown that aluminium was placed relatively homogeneously. Thus, the GaP particles size at least should be less than the diameter of the electron probe of 4 μm . Free or bound exciton luminescence from GaP particles is not observed due to intensive non-radiative recombination at defects localised within GaP particles and their boundaries.

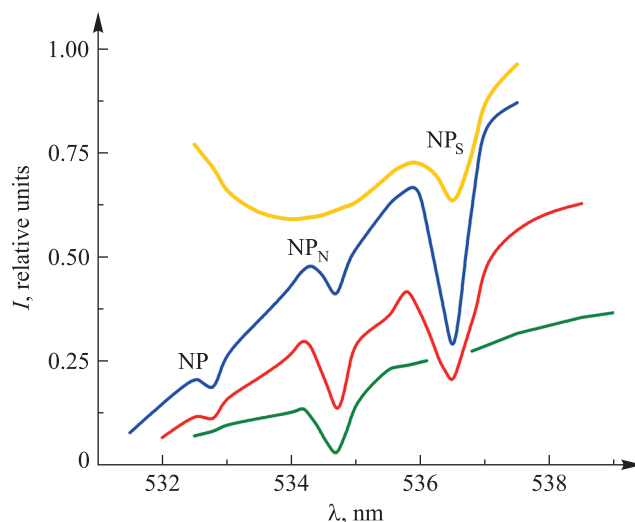


Fig. 3. Lines caused by absorption on GaP particles in the sample No. 6 (yellow curve), sample No. 7 (blue curve), sample No. 4 (red curve) and sample No. 2 (green curve) of AlGaP epitaxial layers

The comparative analysis of PL spectra of substrate, the absorption lines on GaP particles and the condition of the epitaxial growth showed that the selfdoping of epilayers by the nitrogen and sulfur from the substrate takes place at the liquid phase epitaxy. A correlation has been established between the concentration of impurities in the substrates and the intensity of the corresponding absorption lines on the GaP particles.

In the research [11], it was shown that aluminium introduction into the gallium melt-solution leads to effective gettering of the nitrogen impurity. The opportunity of the doping of AlGaP by the nitrogen at the P_3N_5 addition into the indium-based melt-solutions were founded by us. It was revealed that even at $x = 0.47$ in the PL spectra of the $Al_xGa_{1-x}P$ epitaxial layers a nitrogen absorption line was observed (see fig. 3). It indicates on availability of nitrogen impurity into epitaxial layers (at least in GaP particles).

The broad intensive band with maximum about 1.99 eV was observed in AlGaP epitaxial layers doped with magnesium diffusion (see fig. 2). The authors of the study [12] found that the 2.06 eV band was observed in specially undoped n -type GaP monocrystal and it was assigned to $Si_{Ga} - Si_P$ DAP recombination. Probably, in this case, contamination of AlGaP epitaxial layers with technological dopant of silicon by self-diffusion from the GaP substrate occurred during diffusion heat treatment.

The introduction of rare-earth element gadolinium into the melt-solution as well as the doping by zinc did not result in the qualitative essential change of PL spectra of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers (1.8–2.4 eV). It is known that Zn – O and Mg – O complexes are caused the PL bands with maxima at 1.76 and 2.10 eV respectively [11; 12]. The absence of these bands in the PL spectra of AlGaP epitaxial layers indicates the absence of noticeable oxygen contamination during liquid-phase epitaxy as well as at diffusion heat treatment.

The availability of AlGaP epitaxial layers was essentially changed the conditions of exit of luminescence from the GaP substrate. The distinction in spectra of substrate at excitation by laser with substrate or AlGaP epitaxial layer side is testified about it. The effect was consisted in the change of ratio of intensity of A and B lines (fig. 4) stipulated by sovalent impurity of nitrogen as well as in reduction of intensity of broad unstructured band with maximum of about 1.7 eV in a GaP substrate. This indicates various options for the location of the impurities in the crystal lattice of the GaP substrate and at the AlGaP and GaP interface.

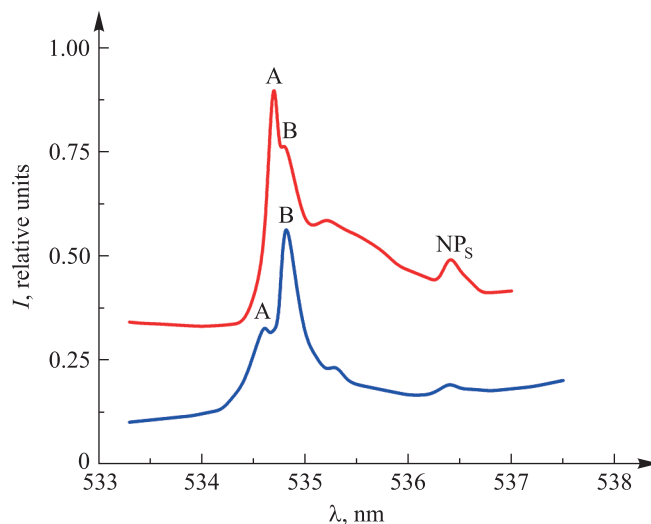


Fig. 4. Spectra of the GaP substrate of the sample No. 6 at the irradiating by the Ar^+ -laser with the substrate side (red curve) or epitaxial layer side (blue curve)

Conclusions

It was established that the spectral position of the PL bands responsible for the DAP recombination in the AlGaP epitaxial layers depends on the aluminium content in the indium-based melt-solution. These bands shifted to the region of higher energies as the aluminium content increased. With an aluminium content in the melt-solution in the amount of 0.16 wt. %, the most intense band had a maximum at 549 nm, which corresponds to the green colour of the radiation. Diffusion doping epitaxial layers by zinc and magnesium impurities were enhanced this effect. GaP microparticles were detected in the AlGaP epitaxial layers. Due to intense non-radiative recombination at defects within the GaP microparticles and (or) at their boundaries no free or bound exciton luminescence from the microparticles was no observed. It was revealed that during the growth of AlGaP epitaxial layers they are doped with nitrogen and sulfur due to the autodiffusion of these impurities from the substrate. These impurities are presented in GaP particles. Existence of nitrogen and sulfur impurities in AlGaP epitaxial layers was manifested by bound exciton absorption lines of bound exciton seen on the background of the broad luminescence bands of AlGaP. The possibility of AlGaP doping with nitrogen by adding P_3N_5 to the indium-based melt-solutions was shown. The doping of AlGaP epitaxial layers with rare-earth element gadolinium by the introducing into melt-solution as well as zinc diffusion did not lead to any change of the PL spectra in the range of 2.0–2.4 eV.

References

1. Sizov D, Bhat R, Zah C-E. Gallium indium nitride-based green lasers. *Journal of Lightwave Technology*. 2012;30(5):679–699. DOI: 10.1109/JLT.2011.2176918.
2. Robert C, Nguyen Thanh T, Létoublon A, Perrin M, Cornet C, Levallois C, et al. Structural and optical properties of AlGaP confinement layers and InGaAs quantum dot light emitters onto GaP substrate: towards photonics on silicon applications. *Thin Solid Films*. 2013;541:87–91. DOI: 10.1016/j.tsf.2012.10.134.
3. Choi SG, Woo DH, Kim SH, Oh MS, Kim Y-S, Yoo SD, et al. Optical properties of AlGaP alloys grown by gas source molecular beam epitaxy. In: American Physical Society. *Proceedings of the annual March meeting; 2000 March 20–24; Minneapolis, USA*. Minneapolis: American Physical Society; 2000. p. 92.

4. Tremblay R, Burin J-P, Rohel T, Gauthier J-P, Almosni S, Quinci T, et al. MBE growth and doping of AlGaP. *Journal of Crystal Growth*. 2017;466:6–15. DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2017.02.011.
5. Mauk MG. Liquid-phase epitaxy. In: Kuech TF, editor. *Handbook of crystal growth. Volume 3, Thin films and epitaxy: basic techniques, and materials, processes, and technology*. 2nd edition. Amsterdam: Elsevier; 2015. p. 225–316. DOI: 10.1016/B978-0-444-63304-0.00006-8.
6. Brinkevich DI, Vabishchevich NV, Prosolovich VS. Micromechanical properties of GaP <Dy> epilayers. *Inorganic Materials*. 2012;48(8):768–772. DOI: 10.1134/S0020168512070047.
7. Бринкевич ДИ, Вабищевич СА, Просолович ВС, Янковский ЮН. Редкоземельные элементы в монокристаллическом кремнии. Новополоцк: Полоцкий государственный университет; 2003. 204 с.
8. Brinkevich DI, Prasolovich US, Yankovski YuN, Kenzhaev ZT, Ismaylov BK. Photoluminescence of GaP epitaxial layers obtained from indium-based melts. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2024;2:108–114. EDN: VTISRJ.
9. Brinkevich DI, Sobolev NA, Petrov VV, Vabishchevich SA. Epitaxial layers GaP doped by rare-earth elements. In: Belarusian State University. *Proceedings of the Fourth seminar non-linear phenomena in complex systems; 1995 February 6–9; Minsk, Belarus*. Minsk: Belarusian State University; 1995. p. 388–390.
10. Brinkevich DI, Samonov SM, Sobolev NA. Structure and doping of LPE AlGaP layers. In: Wagendristel A, editor. *Proceedings of the 9th International conference on thin films; 1993 September 6–10; Vienna, Austria*. Vienna: Institute for Applied Physics; 1993. 179 p.
11. Dishman JM, Daly DF, Knox WP. Deep hole traps in *n*-type liquid encapsulated Czochralski GaP. *Journal of Applied Physics*. 1972;43:4693–4705. DOI: 10.1063/1.1660991.
12. Bhargava RN, Michel C, Lupatkin WL, Bronnes RL, Kurtz SK. Mg – O complexes in GaP – a yellow diode. *Applied Physics Letters*. 1972;20(6):227–229.

Received 12.05.2025 / revised 17.06.2025 / accepted 18.06.2025.

РАЗРУШЕНИЕ ПОКРЫТИЙ ИЗ НИТРИДА ЦИРКОНИЯ, ФОРМИРУЕМЫХ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАГРУЗОК

С. Ю. КОТОВ¹⁾, И. С. ФРОЛОВ¹⁾

¹⁾Белорусская государственная академия связи, ул. Ф. Скорины, 8/2, 220076, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Рассмотрены трещиностойкие свойства покрытий, формируемых методом реактивного магнетронного распыления на основах из подшипниковой стали. Представлены особенности разрушения покрытий из нитрида циркония толщиной 0,3–0,7 мкм, нанесенных на плоские основы из конструкционной подшипниковой стали марки ШХ15 (ГОСТ 801-78), в условиях одноосного растяжения. Отмечено, что при действии растягивающих нагрузок, приводящих к относительному удлинению образцов на 0,1–20,0 %, на поверхности покрытий из нитрида циркония толщиной до 0,7 мкм не обнаружено признаков отслоения либо скалывания. Возникновение первых трещин, направленных перпендикулярно действию растягивающей нагрузки, в покрытии толщиной 0,7 мкм выявлено при относительном удлинении образца 0,5 %, а в покрытии толщиной 0,3 мкм – при относительном удлинении образца 3,0 %. Приведены результаты дифрактометрических исследований структурных особенностей покрытия из нитрида циркония, получаемого методом реактивного магнетронного распыления, и величины остаточных напряжений в этом покрытии. Установлено, что покрытия из нитрида циркония толщиной 0,3–0,7 мкм, формируемые методом реактивного магнетронного распыления на основах из конструкционной подшипниковой стали марки ШХ15, имеют высокие трещиностойкие свойства в условиях одноосного растяжения, это доказывает целесообразность их применения в узлах трения качения.

Ключевые слова: подшипник качения; метод реактивного магнетронного распыления; вакуумно-плазменное функциональное покрытие; образование трещин в тонких пленках.

Благодарность. Авторы выражают признательность кандидату физико-математических наук Н. М. Чекану за ценные советы при обсуждении результатов исследования.

Образец цитирования:

Котов СЮ, Фролов ИС. Разрушение покрытий из нитрида циркония, формируемых методом реактивного магнетронного распыления, под действием растягивающих нагрузок. Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2025;3:40–47.
EDN: GVJXIL

For citation:

Kotov SYu, Frolov IS. Destruction of zirconium nitride coatings formed by reactive magnetron sputtering under tensile loads. Journal of the Belarusian State University. Physics. 2025;3:40–47. Russian.
EDN: GVJXIL

Авторы:

Сергей Юрьевич Котов – старший преподаватель кафедры организации и технологии почтовой связи факультета инжиниринга и технологий связи.

Игорь Станиславович Фролов – кандидат технических наук; доцент кафедры организации и технологии почтовой связи факультета инжиниринга и технологий связи.

Authors:

Sergey Yu. Kotov, senior lecturer at the department of postal communication organisation and technology, faculty of engineering and communication technologies.

kotov_sergey09@mail.ru

Igor S. Frolov, PhD (engineering); associate professor at the department of postal communication organisation and technology, faculty of engineering and communication technologies.

frolov64@rambler.ru

DESTRUCTION OF ZIRCONIUM NITRIDE COATINGS FORMED BY REACTIVE MAGNETRON SPUTTERING UNDER TENSILE LOADS

S. Yu. KOTOV^a, I. S. FROLOV^a

^aBelarusian State Academy of Communications, 8/2 F. Skaryny Street, Minsk 220076, Belarus

Corresponding author: S. Yu. Kotov (kotov_sergey09@mail.ru)

Abstract. The crack-resistant properties of coatings formed by reactive magnetron sputtering on bearing steel bases are considered. The features of destruction of zirconium nitride coatings with thicknesses of 0.3–0.7 μm on flat bases made of structural bearing steel grade ShKh15 (GOST 801-78) under uniaxial tension conditions are presented. It has been shown that, under tensile loads leading to a relative elongation of samples by 0.1–20.0 %, no signs of peeling or chipping were detected on the surface of zirconium nitride coatings with thicknesses of up to 0.7 μm . The occurrence of the first cracks directed perpendicular to the tensile load were detected in a coating with a thickness of 0.7 μm was established at a relative elongation of the sample of 0.5 %, while in a coating with a thickness of 0.3 μm , the formation of cracks begins at a relative elongation of the sample of 3.0 %. The results of diffractometric studies of the structural features and magnitude of residual stresses of a zirconium nitride coating formed by reactive magnetron sputtering are presented. It has been established that the zirconium nitride coatings with a thickness of 0.3–0.7 μm formed by reactive magnetron sputtering on flat bases made of structural bearing steel grade ShKh15 under uniaxial tension conditions has high crack-resistant properties, which proves the feasibility of their use in rolling friction units.

Keywords: rolling bearing; reactive magnetron sputtering; vacuum-plasma functional coating; crack formation in thin films.

Acknowledgements. The authors express their gratitude to PhD (physics and mathematics) N. M. Chekan for valuable advice when discussing the research results.

Введение

При современном уровне развития машиностроения одной из основных проблем является обеспечение высоких эксплуатационных характеристик машин и приборов. Значительная часть отказов промышленной, горнодобывающей, сельскохозяйственной и транспортной техники происходят в результате выхода из строя подшипников качения. Недостаточные эффективность, надежность и долговечность подшипников качения ведут к простоям техники, потерям сырья и, как следствие, снижению экономической эффективности хозяйственной деятельности, существенному повышению стоимости эксплуатации оборудования и снижению конкурентоспособности производимой продукции.

Учитывая постоянно растущие требования предприятий страны к эксплуатационным характеристикам подшипников качения (их надежности, быстроходности, величине энергетических потерь), а также необходимость обеспечения технологической безопасности государства, уменьшения зависимости от импортной продукции, разработка технологий повышения качества подшипников является актуальной задачей для различных отраслей народного хозяйства, решение которой позволит увеличить надежность и безопасность техники и тем самым снизить расходы, связанные с ее обслуживанием и ремонтом.

В отечественной и мировой практике для повышения надежности и долговечности узлов трения качения используются разнообразные методы, такие как применение новейших конструкционных и смазочных материалов, модернизация и оптимизация конструкции подшипников, совершенствование технологии производства и монтажа узлов трения и т. д. Одним из методов увеличения срока службы шариковых подшипников могло бы стать нанесение на поверхность тел качения покрытий с заданными параметрами (толщиной, химическим составом, остаточными напряжениями, микротвердостью и др.) [1]. Однако ряд неизученных вопросов мешают широкому внедрению покрытий в промышленное производство. Так, одной из главных проблем упрочнения деталей узлов трения качения являются высокие контактные напряжения, возникающие в процессе их эксплуатации ввиду значительных сил нагружения, а также малых площадей контакта тел качения и шариковых подшипников¹ [2], что ставит под сомнение целесообразность формирования функциональных покрытий на деталях шариковых подшипников.

¹Черменский О. Н., Федотов Н. Н. Подшипники качения : справочник-каталог. М. : Машиностроение, 2003. 576 с.

Материалы и методы исследования

Заключение о целесообразности формирования функциональных покрытий на деталях шариковых подшипников основывалось на сопоставлении результатов компьютерного моделирования для выбранного объекта исследования и результатов практических испытаний образцов покрытия на разрывной испытательной машине.

Объект исследования. В качестве объекта исследования выступали тела качения шариковых подшипников. Из широкой номенклатуры моделей подшипников качения был выбран однорядный радиальный шариковый подшипник 305A (ГОСТ 8338-75; международная маркировка – ISO 6306), основные технические характеристики которого приведены в таблице.

Основные технические характеристики однорядного радиального шарикового подшипника 305A

Main technical characteristics of single row radial ball bearing 305A

Характеристика	Значение
Внутренний диаметр, мм	25
Наружный диаметр, мм	62
Ширина, мм	17
Динамическая грузоподъемность, Н	22 500
Статическая грузоподъемность, Н	11 400
Предельная частота вращения (пластичный смазочный материал), мин ⁻¹	11 000
Предельная частота вращения (жидкий смазочный материал), мин ⁻¹	14 000
Масса, кг	0,23

Однорядный радиальный шариковый подшипник 305A широко применяется в таких отраслях промышленности, как машиностроение, электроэнергетика, черная и цветная металлургия и др. Данный подшипник эксплуатируется в условиях, типичных для большинства подшипников качения, поэтому его наружное и внутреннее кольца, а также тела качения изготавливаются из конструкционной подшипниковой стали марки ШХ15 (ГОСТ 801-78).

Методика формирования покрытий. Учитывая преимущества метода реактивного магнетронного распыления (полное отсутствие капельной фазы, высокая производительность и т. д.), при исследовании трибологических и физических характеристик покрытий, а также при проведении эксплуатационных и стендовых сравнительных испытаний предпочтение отдавалось именно этому методу нанесения покрытий. Формирование вакуумно-плазменных покрытий осуществлялось на магнетронной установке Unicoat-900 (НПФ «Элан-практик», Россия) с несбалансированными магнетронами.

Критерием выбора химического состава покрытий для проведения исследований было обеспечение минимальных остаточных напряжений, высоких адгезионных свойств по отношению к подшипниковой стали, а также отсутствие выраженных недостатков (высокая себестоимость оборудования и расходных материалов, сложность технологического процесса формирования покрытий, выраженные абразивные характеристики и т. д.). Наиболее полно предъявляемым требованиям согласно проведенным ранее исследованиям [3; 4] соответствовало покрытие из нитрида циркония (ZrN).

Подготовка поверхности основ перед непосредственным формированием покрытия включала следующие операции: обезжиривание, предварительную очистку, импульсное электролитно-плазменное полирование и окончательную очистку. Обезжиривание тел качения осуществлялось бензином «Калоша» (ГОСТ 443-76) в ультразвуковой ванне УЗМ-1.8 (ООО «Квинтал», Украина) при частоте 40 кГц в течение 10 мин. Предварительная очистка поверхности основ выполнялась водой при температуре 50–60 °С, а окончательная очистка – дистиллированной водой при температуре (22 ± 2) °С в ультразвуковой ванне на протяжении 10 мин. Импульсное электролитно-плазменное полирование образцов проводилось в 6 % водном растворе сульфата аммония при температуре раствора 75–80 °С и напряжении обработки (300 ± 5) В. В процессе обработки образцы располагались одним слоем в подвесной решетчатой корзине К-001 (ООО «Квинтал») из нержавеющей стали.

В качестве плазмообразующего газа использовался аргон с постоянной скоростью потока 40 мл/мин. Для формирования покрытия в вакуумную камеру напускался азот повышенной степени очистки марки 6.0 (ТУ 20.11.11-009-45905715-2017) в количестве 25–30 % от объема аргона. Расстояние от мишени до основы составляло $(40,0 \pm 0,5)$ см, потенциал смещения был равен 50 В. Остаточное давление в вакуумной камере составляло 0,1–0,2 Па. Величина магнитного поля постоянного магнита была равна 0,03 Тл. Температура основ при формировании покрытий составляла 160–170 °С, она контролировалась бесконтактным методом при помощи тепловизора ТКТИ21 (SKF, Швеция) с погрешностью $\pm 2,5$ °С в диапазоне измеряемых температур. Для повышения адгезионной прочности покрытия формировались с промежуточным переходным слоем из металла электрода толщиной 0,05–0,07 мкм. Режим нанесения покрытия ZrN был следующим: напряжение на катоде 630 В; напряжение на аноде 50 В; сила тока на катоде при травлении 16 А.

Толщина наносимых покрытий контролировалась на образцах-свидетелях методом калотестирования на приборе CAT-S-AE-0000 (CSM Instruments, Швейцария). Сущность методики калотестирования заключается в том, что вращающийся индентор сферической формы, покрытый абразивной суспензией, прижимается к поверхности покрытия. В результате образуются следы изнашивания покрытия и основы в виде сферического кратера. Оптический анализ горизонтальной проекции сфероидальной лунки на поверхности образца позволяет определить толщину покрытия в автоматическом режиме.

Изучение и фотографирование поверхности образцов с покрытиями выполнялись с использованием комплекса микро- и макроанализа на базе микроскопа МКИ-2М-1 (ОАО «Планар», Беларусь).

Дифрактометрические исследования проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4-07 (НПП «Буревестник», Россия) с программным управлением и сканирующим угловым устройством ГУР-9. Изучение образцов осуществлялось с использованием CuK_α -излучения, селективного поглощающего никелевого фильтра и сцинтилляционного детектора отраженных лучей. В ходе анализа дифрактограммы определялись интегральная интенсивность, угловое положение и полуширина дифракционных максимумов. Обработка дифрактограммы перед проведением анализа заключалась в удалении фона, сглаживании, выделении $K_{\alpha 1}$ -дублета и аппроксимировании дифракционных пиков посредством функции псевдо-Фойгта.

При условии изотропии упругих констант материала покрытия связь между компонентами тензора деформации (ε_{ik}) и тензора напряжений (σ_{ik}) определяется исходя из общего уравнения деформации изотропной среды²:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1-\nu}{E} \left(\sigma_{ik} - \frac{\nu}{1+\nu} \sum_l \sigma_{ll} \delta_{ik} \right), \quad (1)$$

где E – модуль Юнга; ν – коэффициент Пуассона; δ_{ik} – символ Кронекера ($\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ и $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$).

В тонких пленках сжимающие и растягивающие остаточные напряжения первого рода являются двухосными, а сдвиговые напряжения отсутствуют. Если исходить из условия, что оси x и y расположены в плоскости пленки, то нормаль к ней совпадает с осью z . В такой системе координат отличными от нуля являются только две компоненты тензора напряжений (σ_{xx} и σ_{yy}) и три компоненты тензора деформации (ε_{xx} , ε_{yy} и ε_{zz}). Для изотропной среды $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ и $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$. В этом случае выражение (1) упрощается следующим образом:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1-\nu}{E} \sigma_{xx}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2\nu}{E} \sigma_{xx}. \quad (3)$$

Как следует из формул (2) и (3), при известных значениях упругих констант для тонких пленок ZrN напряжения определяются исходя из деформации покрытий в каком-либо направлении. Если параметры недеформированной кристаллической решетки заранее неизвестны, то для расчета деформации используется так называемый метод $\sin^2 \psi$ (синус-квадрат пси), где ψ есть угол наклона плоскости пленки к плоскости падения и отражения рентгеновских лучей. При получении дифракционной картины по методу Брэгга – Брентано угол ψ определяет, насколько отражающие плоскости выбранного для

²Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости : учеб. пособие. 4-е изд., испр. и доп. М. : Наука, 1987. 248 с. (Теоретическая физика : в 10 т. ; т. 7).

анализа напряжений рефлекса повернуты от плоскостей с индексами Миллера (hkl) относительно оси z , т. е. нормали к плоскости подложки. Чем больше угол поворота, тем выше степень деформации и тем меньше межплоскостные расстояния, достигающие своего минимума при $\psi = 90^\circ$. Математическое выражение, описывающее эту зависимость, имеет следующий вид [5]:

$$d = \frac{1+\nu}{E} d_0 \sigma_{xx} \sin^2 \psi + d_0 - \frac{2\nu}{E} d_0 \sigma_{xx}, \quad (4)$$

где d_0 и d – межплоскостное расстояние для плоскостей (hkl) недеформированной и деформированной кристаллической решетки соответственно.

Из выражения (4) следует, что имеет место линейная зависимость межплоскостных расстояний от $\sin^2 \psi$. В настоящей работе для анализа деформаций выбраны плоскости (311), отражение от которых сохраняется при наклоне подложки, что свидетельствует об отсутствии осевой текстуры.

С учетом известного выражения Брэгга – Вульфа для дифракции данные удовлетворительно аппроксимируются наклонной прямой:

$$d = k \sin^2 \psi + b,$$

где k – коэффициент пропорциональности; b – свободный член уравнения.

В окончательном виде формула для расчета напряжений по методу $\sin^2 \psi$ записывается следующим образом:

$$\sigma_{xx} = E \frac{k}{b + b\nu + 2k\nu},$$

где модуль Юнга E принимается равным 380–420 ГПа, а коэффициент Пуассона ν принимается равным 0,24 [6].

Методика исследования покрытий на разрушение. Исследование покрытия на образование трещин, отслоение и скалывание проводилось на разрывной испытательной машине ProLine (ZwickRoell, Германия), соответствующей требованиям ГОСТ 28840-90, с автоматической фиксацией величины растягивающего усилия и изменения размеров образцов. При проведении исследования использовались плоские образцы с головками (тип I по ГОСТ 1497-84), имеющие длину $(125,0 \pm 0,3)$ мм, ширину в рабочей части $(10,00 \pm 0,05)$ мм и толщину $(3,00 \pm 0,03)$ мм и изготовленные из стали марки ШХ15 (ГОСТ 801-78) методом лазерной резки. Перед нанесением покрытия поверхность образцов подвергалась шлифованию до $Ra = 0,50$ – $0,64$ мкм. В эксперименте принимали участие образцы с покрытиями ZrN толщиной 0,3; 0,5 и 0,7 мкм. Диапазон величин относительного удлинения образцов при растяжении (0,1; 0,5; 1,0; 3,0; 5,0; 10,0; 15,0 и 20,0 %) выбирался таким образом, чтобы исключить образование трещин в материале основы. Скорость нагружения при растяжении была постоянной и составляла 3 мм/мин. После достижения заданной величины растяжения образцы выдерживались под действием растягивающей нагрузки на протяжении 5 с.

Результаты и их обсуждение

Результаты дифрактометрического исследования покрытия ZrN, сформированного методом реактивного магнетронного распыления на плоской основе из стали марки ШХ15, представлены на рис. 1.

Наличие рефлексов (111), (200), (311), (511) и их угловое расположение свидетельствуют о формировании тонкопленочного материала с гранецентрированной кубической решеткой, структура которого соответствует фазе B1 для бинарных соединений (структура типа NaCl). Преобладание пика рефлекса (311) на фоне рефлексов (111) и (200) указывает на осевую структурированность покрытия. Значения интенсивностей дифракционных максимумов существенно отличаются от характерного для порошков распределения интенсивностей.

Для расчета напряжений покрытия был выбран рефлекс (311), что связано с его лучшей идентификацией. Рефлекс (311), расположенный в области угла $2\theta = 67,38^\circ$, четко выражен. После идентификации рефлекса производилась асимметричная съемка, при этом угол ψ принимался равным 0° , 10° , 20° и 30° . После установления положения рефлексов полученные точки были представлены в виде зависимости с линейной аппроксимирующей функцией (рис. 2).

Таким образом, при установленном режиме нанесения покрытия ZrN методом реактивного магнетронного распыления формируется покрытие с умеренными значениями двухосных сжимающих остаточных напряжений (на уровне 720–800 МПа).

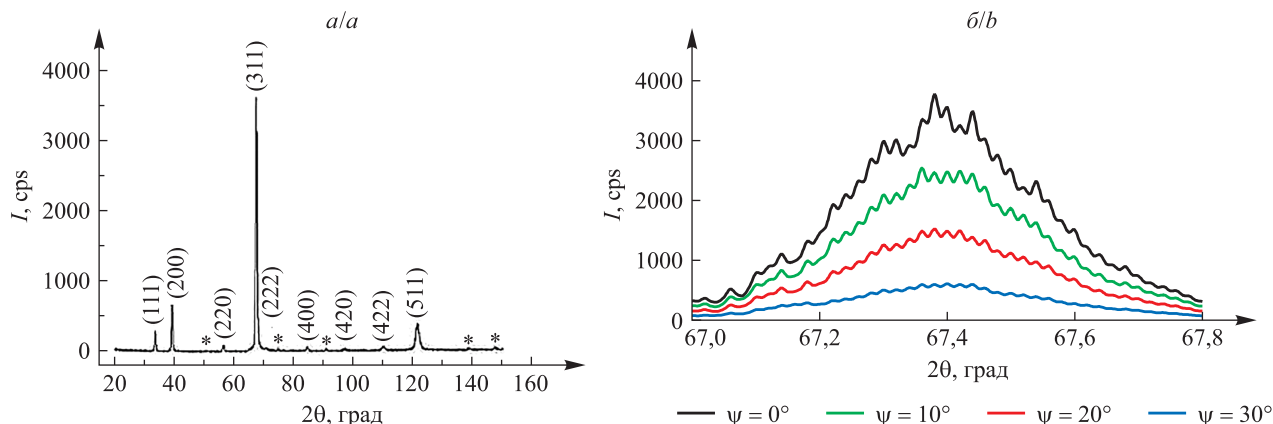


Рис. 1. Результаты дифрактометрического исследования вакуумно-плазменного покрытия ZrN на плоской основе из стали марки ШХ15:
а – дифрактограмма вакуумно-плазменного покрытия ZrN (знаком * отмечены пики фазы γ -Fe, пики основы зачищены);
б – асимметричная съемка в диапазоне угла 2θ для рефлекса (311)

Fig. 1. Results of a diffractometric study of a ZrN vacuum-plasma coating on a flat base made of steel grade ShKh15: а – diffraction pattern of a ZrN vacuum-plasma coating (the sign * indicates the peaks of the phase γ -Fe, the peaks of the base are stripped);
b – asymmetrical shooting in the range of angle 2θ for reflection (311)

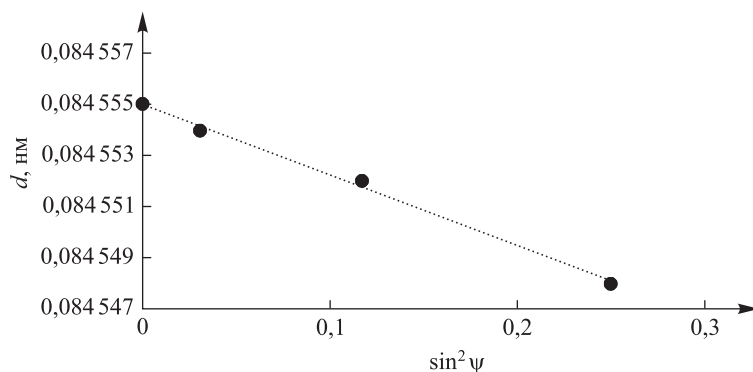


Рис. 2. Линейная зависимость положения дифракционного максимума (311) от $\sin^2\psi$ с линейной аппроксимацией

Fig. 2. Linear dependence of the position of the diffraction maximum (311) on $\sin^2\psi$ with linear approximation

Графики зависимости плотности (n) поперечных трещин в покрытии ZrN различной толщины (h) от величины относительного удлинения образца (Δl) при растяжении представлены на рис. 3. Фотографии трещин приведены на рис. 4.

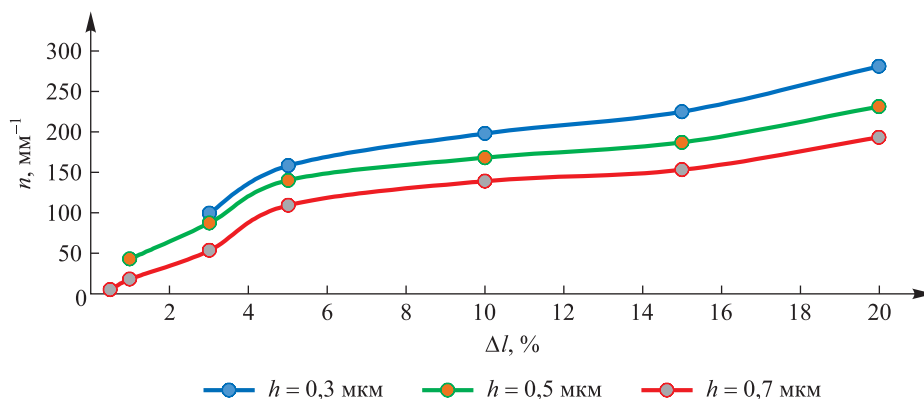


Рис. 3. Зависимость плотности поперечных трещин в покрытии ZrN различной толщины от величины относительного удлинения образца при растяжении

Fig. 3. Dependence of transverse crack density in a ZrN coating of various thicknesses on the relative elongation of the sample under tension

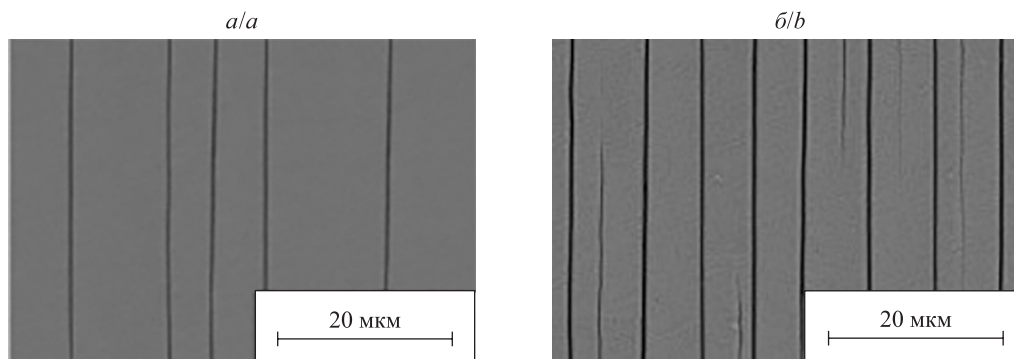


Рис. 4. Фотографии трещин на поверхности покрытия ZrN толщиной 0,7 мкм после растяжения:
a – относительное удлинение образца 3,0 %; *б* – относительное удлинение образца 10,0 %

Fig. 4. Photographs of cracks on the surface of the ZrN coating 0.7 μm thick after stretching:
a – relative elongation of the sample 3.0 %; *b* – relative elongation of the sample 10.0 %

При продольном растяжении образцов до относительного удлинения 0,1 % на поверхности покрытий толщиной 0,3–0,7 мкм образования трещин не выявлено. Возникновение первых трещин, направленных перпендикулярно действию растягивающей нагрузки, в покрытии толщиной 0,7 мкм обнаружено при относительном удлинении образца 0,5 %, а в покрытии толщиной 0,3 мкм – при относительном удлинении образца 3,0 %.

Подсчет количества трещин на единицу длины образца показал, что в покрытиях меньшей толщины плотность поперечных трещин превышает их плотность в покрытиях большей толщины. Выявленные особенности образования трещин позволяют рассматривать разрушение покрытия при растяжении как механизм адаптации (релаксации). Так, под действием одноосной растягивающей нагрузки возникает деформация основы, передающаяся покрытию, а после достижения некоторой степени деформации вследствие перераспределения атомного объема увеличивается расстояние между поверхностными атомными слоями, в результате чего в покрытии образуются множественные локальные повреждения (микротрещины), ориентированные перпендикулярно растягивающему напряжению. При дальнейшем растяжении наблюдаются развитие щелевых микродефектов вглубь покрытия и их объединение в магистральную трещину, которая обеспечивает локальную диссипацию энергии упругой деформации, накопленной в процессе растяжения. Релаксирующие способности покрытия в таком случае будут находиться в прямой зависимости от геометрических параметров щелевого дефекта. В областях, удаленных от магистральной трещины, напряжения растяжения остаются высокими, что создает предпосылки для возникновения других трещин, параллельных между собой. Таким образом, в покрытиях меньшей толщины адаптация к возникающим растягивающим напряжениям по причине меньших геометрических параметров трещин происходит при большем количестве дефектов, чем в покрытиях большей толщины при тех же условиях приложения нагрузки [7; 8].

Кроме того, необходимо отметить, что при относительном удлинении образцов до 20,0 % на поверхности покрытий ZrN толщиной до 0,7 мкм не обнаружено признаков отслоения либо скалывания.

Заключение

На основании результатов проведенного исследования были сделаны следующие выводы.

1. При заданном режиме нанесения покрытия ZrN методом реактивного магнетронного распыления формируется тонкопленочный материал с гранецентрированной кубической решеткой, структура которого соответствует фазе B1 для бинарных соединений (структура типа NaCl). Преобладание пика рефлекса (311) на фоне рефлексов (111) и (200) свидетельствует об осевой структурированности покрытия. Кроме того, было отмечено, что установленный режим нанесения покрытия ZrN обеспечивает формирование покрытия с умеренными значениями двухосных сжимающих остаточных напряжений (на уровне 720–800 МПа).

2. Возникновение трещин в покрытиях ZrN толщиной 0,3–0,7 мкм, формируемых методом реактивного магнетронного распыления на основах из стали марки ШХ15, в условиях одноосного растяжения наблюдается при относительном удлинении образцов 3,0–0,5 % соответственно, что существенно ниже величин деформаций контактирующих деталей шариковых подшипников. Так, согласно полученным ранее результатам компьютерного моделирования напряженно-деформированного состояния однорядного радиального шарикового подшипника 305A [9; 10] в диапазоне динамической и стационарной грузоподъемности возникают относительные деформации тел качения до 0,1 %.

Библиографические ссылки

1. Котов СЮ, Беляев ГЯ. Влияние вакуумно-плазменного упрочнения элементов качения на долговечность подшипника. *Наука и техника*. 2014;2:57–61. EDN: SYNDNX.
2. Спришевский АИ. Процессы в поверхностных слоях деталей подшипников и их изнашивание. В: *Технология подшипниковостроения. Выпуск 17*. Москва: Научно-исследовательский и экспериментальный институт подшипниковой промышленности; 1958. с. 161–168.
3. Котов СЮ, Беляев ГЯ. Триботехнические характеристики одноэлементных PVD-покрытий. *Трение и износ*. 2013;34(4): 371–376. EDN: RDJAEV.
4. Котов СЮ, Беляев ГЯ. Методика оценки характеристик вакуумно-плазменных покрытий с целью использования в узлах трения. *Вестник Брестского государственного технического университета. Серия: Машиностроение*. 2013;4:74–76. EDN: VPPTEO.
5. Noyan IC, Huang TC, York BR. Residual stress / strain analysis in thin films by X-ray diffraction. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*. 1995;20(2):125–177. DOI: 10.1080/10408439508243733.
6. Schoderböck P, Köstenbauer H. Residual stress determination in thin films by X-ray diffraction and the widespread analytical practice applying a biaxial stress model: an outdated oversimplification? *Applied Surface Science*. 2021;541:148531. DOI: 10.1016/j.apsusc.2020.148531.
7. Dmitriev AI, Nikonov AYU, Österle W. Molecular dynamics sliding simulations of amorphous Ni, Ni – P and nanocrystalline Ni films. *Computational Materials Science*. 2017;129:231–238. DOI: 10.1016/j.commatsci.2016.12.039.
8. Шугуров АР, Панин АВ, Дмитриев АИ, Никонов АЮ. Закономерности многоуровневого разрушения покрытий Ti – Al – N в процессе одноосного растяжения. *Физическая мезомеханика*. 2020;23(5):56–68. EDN: XNNHYZ.
9. Шмелев АВ, Котов СЮ, Беляев ГЯ. Разработка математической модели взаимодействия элементов качения и кольца шарикового подшипника. *Вестник Белорусско-Российского университета*. 2015;4:94–102. DOI: 10.53078/20778481_2015_4_94.
10. Шмелев АВ, Котов СЮ, Беляев ГЯ. Численное исследование напряженно-деформированного состояния деталей подшипников качения. *Вестник Гомельского государственного технического университета имени П. О. Сухого*. 2017;1:27–33. EDN: YZFSLJ.

Получена 15.07.2025 / исправлена 03.08.2025 / принята 03.08.2025.
Received 15.07.2025 / revised 03.08.2025 / accepted 03.08.2025.

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 539.1

МАГНИТОТОРМОЗНОЙ МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ ГАММА-КВАНТАМИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ И ЕГО КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ

В. В. ТИХОМИРОВ¹⁾

¹⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Описывается метод моделирования процесса рождения гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах и его применение к интерпретации результатов экспериментов, проведенных в Европейском центре ядерных исследований. Излагается история предсказания в 1982 г. эффекта магнитотормозного рождения пар в кристаллах, а также пороговой энергии и характерного угла проявления этого процесса $\frac{V_0}{m}$, где V_0 – амплитуда изменения усредненного потенциала атомной цепочки или плоскости, а m – масса электрона. Обсуждается соотношение механизмов магнитотормозного и когерентного тормозного рождения пар в кристаллах, позволяющее описать картину данного процесса вплоть до энергий гамма-квантов, достигающих десятков тераэлектрон-вольт. Подробно излагаются детали метода расчета вероятности рождения пар в кристаллах, обеспечивающего учет интерференции амплитуд этого процесса в полях различных атомных цепочек и плоскостей, а также учет неоднородности усредненного поля последних. Впервые на единой основе дается интерпретация известных экспериментов по наблюдению когерентного усиления процесса рождения пар в кристаллах германия и вольфрама. Детально обсуждается использование кристаллических поглотителей жесткого гамма-излучения в экспериментах по поиску отклонений от Стандартной модели фундаментальных взаимодействий в редких распадах нейтральных

Образец цитирования:

Тихомиров ВВ. Магнитотормозной механизм рождения гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах и его количественное описание. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;3:48–61. EDN: JKHBOY

For citation:

Tikhomirov VV. Synchrotron electron-positron pair production by gamma quanta in crystals and its quantitative description. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;3:48–61. Russian. EDN: JKHBOY

Автор:

Виктор Васильевич Тихомиров – доктор физико-математических наук, профессор; главный научный сотрудник отраслевой лаборатории радиационной безопасности.

Author:

Viktor V. Tikhomirov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; chief researcher at the laboratory of radiation safety.
vvtikh@mail.ru

К-мезонов. Приводится пример расчета зависимости вероятности процесса рождения пар в кристалле вольфрама от азимутального угла, определяющего направление плоскости падения гамма-квантов на кристаллическую ось.

Ключевые слова: гамма-квант; кристалл; электрон; позитрон; частицы высоких энергий; рождение пар; процесс магнитотормозного рождения пар; моделирование; экспериментальное исследование.

Благодарность. Автор выражает признательность профессору В. Г. Барышевскому за предложение данного направления в качестве темы диссертационного исследования и плодотворное общение на протяжении 45 лет.

SYNCHROTRON ELECTRON-POSITRON PAIR PRODUCTION BY GAMMA QUANTA IN CRYSTALS AND ITS QUANTITATIVE DESCRIPTION

V. V. TIKHOMIROV^a

^a*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University, 11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus*

Abstract. The article is devoted to the description of the method for modelling the process of electron-positron pair production by gamma quanta in crystals and its application to the interpretation of the results of experiments conducted at the European Organisation for Nuclear Research. The history of the prediction of the effect of synchrotron pair production in crystals in 1982 is presented, as well as the threshold energy and the characteristic angle of manifestation of this process $\frac{V_0}{m}$, where V_0 is the amplitude of the change in the averaged potential of an atomic chain or plane, and m is the electron mass. The relationship between the mechanisms of synchrotron and coherent bremsstrahlung pair production in crystals is discussed which makes it possible to describe the picture of this process up to gamma quanta energies reaching tens of teraelectronvolts. The method for calculating the probability of pair production in crystals is presented in detail, making it possible to take into account the interference of the amplitudes of this process in the fields of different atomic chains and planes, as well as the inhomogeneity of the averaged field of the latter. For the first time, an interpretation of known experiments on the observation of coherent enhancement of the pair production process in germanium and tungsten crystals is given on a unified basis. The use of crystalline absorbers of hard gamma radiation in experiments on the search for deviations from the Standard Model of fundamental interactions in rare decays of the neutral K-mesons is discussed in detail. An example of calculating the dependence of the probability of the pair production process in a tungsten crystal on the azimuthal angle determining the direction of the plane of incidence of gamma quanta on the crystal axis is also given.

Keywords: gamma quantum; crystal; electron; positron; high-energy particles; pair production; synchrotron pair production process; modelling; experimental research.

Acknowledgements. The author expresses his gratitude to full professor V. G. Baryshevsky for suggesting this area as a topic of dissertation research and fruitful communication over the course of 45 years.

Введение

Теория рождения гамма-квантами электрон-позитронных пар в однородном магнитном поле была развита в 1960-х гг.¹ [1]. Этот процесс тесно связан с процессом излучения электронов (позитронов) в магнитных полях синхротронов² [2] и по аналогии с ним называется магнитотормозным (синхротронным (*synchrotron*) в англоязычной литературе) рождением пар. Ввиду недостаточности напряженности лабораторных полей, в том числе даже полей магнитокумулятивных генераторов, предполагалось, что магнитотормозное рождение пар происходит только в атмосферах нейтронных звезд и активных черных дыр. Однако в наших работах [3–6] было показано, что этот процесс вполне реально наблюдать в земных условиях. Суть в том, что при достаточно малых углах падения гамма-квантов на оси и плоскости кристаллов формирование рождающихся пар происходит в узких протяженных областях, в которых среднее электрическое поле мало отличается от постоянного электрического поля. Указанное обстоятельство позволяет использовать в кристаллах теорию рождения пар в однородном поле³ [1], которая предсказывает, что напряженности усредненных полей атомных цепочек кристаллов вполне достаточно, чтобы наблюдать этот процесс в земных условиях, начиная с энергий гамма-квантов несколько десятков

¹Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика : учеб. пособие. 3-е изд., испр. М. : Наука, 1989. 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

²Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля : учеб. пособие. 7-е изд., испр. М. : Наука, 1988. 512 с. (Теоретическая физика ; т. 2).

³Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

гигаэлектронвольт. Следует пояснить, что вследствие релятивистской инвариантности природа процесса рождения пар в электрическом и магнитном полях оказывается одинаковой [1], в связи с чем образование пар в электрических полях кристаллов также называют магнитотормозным. Возможность наблюдать интенсивный процесс магнитотормозного рождения пар при нулевом и близких к нему углах падения гамма-квантов на оси и плоскости кристаллов принципиально отличает его от процесса когерентного тормозного рождения пар, предсказанного в 1950-х гг. [7; 8]. При достаточно малых углах рождающиеся электроны и позитроны попадают в режим каналирования. Однако на качественном уровне магнитотормозная природа рождения пар сохраняется и при углах, в несколько раз и более превышающих угол каналирования рождающихся частиц.

Процесс магнитотормозного рождения пар впервые наблюдался экспериментально [9; 10] в кристалле германия на вторичных пучках ускорителя SPS (*Super proton synchrotron*) с энергией, достигающей 150 ГэВ. Для повышения напряженности поля атомных цепочек кристалл охлаждался до азотных температур, что привело к увеличению вероятности рождения пар в 7 раз по сравнению с вероятностью Бете – Гайтлера⁴, описывающей рождение пар в аморфном веществе и разориентированном кристалле.

Благодаря большому атомному номеру и плотной упаковке кристалла вольфрама магнитотормозной механизм рождения пар начинает проявляться в нем при втрое меньших энергиях, чем в охлажденном германии, что делает кристалл вольфрама наиболее перспективным с точки зрения ближайших приложений [11–13], например при поиске редких распадов K^0 -мезонов, и способствует постановке экспериментов по наблюдению рождения пар в данном кристалле [11; 12].

Эксперименты [9–12] позволили наблюдать сложную ориентационную зависимость процесса рождения пар в кристаллах, демонстрирующую переход от магнитотормозного механизма образования пар при малых ($\theta < 1$ мрад) углах отклонения импульса гамма-квантов от направления атомных цепочек к когерентному тормозному рождению пар при больших ($\theta \gg 1$ мрад) углах.

Несмотря на значительные экспериментальные усилия и перспективы дальнейшего использования, свободное от значительных упрощений количественное описание результатов исследований [9–12] на единой основе в те годы провести не удалось. Сложность расчета угловой зависимости процесса образования пар в кристаллах при высокой энергии связана с неоднородностью усредненного кристаллического поля, которую нужно учитывать, начиная уже с достаточно малых углов отклонения импульса гамма-квантов от направления оси и плоскостей кристалла [5].

Полный учет неоднородности усредненного кристаллического поля был разработан и апробирован нами на примере случая излучения [14–16]. При этом использовался метод Байера – Каткова⁵ [17], совмещающий классическое описание движения частиц в кристаллическом поле с учетом квантового эффекта отдачи, который в отличие от формул Лиенара – Вихерта классической электродинамики⁶ [2] позволяет описывать испускание гамма-квантов с энергией, сравнимой с энергией излучающего электрона (позитрона). Именно благодаря учету квантового эффекта отдачи метод Байера – Каткова может быть применен к описанию процесса рождения пар. Статья посвящена изложению метода расчета характеристик процесса рождения пар в кристаллах на примере проведенных [9–12] и планируемых [12; 13] экспериментов.

Соотношение различных механизмов усиления процесса образования гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах

Начнем с изложения идей, которые привели к предсказанию проявления магнитотормозного механизма рождения пар в кристаллах и будут необходимы для понимания общей картины процесса образования пар и методов его количественного описания. Как упоминалось выше, известный с 1950-х гг. процесс когерентного тормозного рождения пар [7; 8] проявляется при малых (десятки миллирадиан и менее), но не слишком близких к нулевому углах падения гамма-квантов на кристаллические оси и плоскости. Этот процесс был предсказан на основе борновского приближения вместе с процессом когерентного тормозного излучения, спектр которого простирался до максимально возможной энергии гамма-квантов, равной кинетической энергии излучающего электрона (позитрона).

В 1976 г. было предсказано [3] и вскоре обнаружено экспериментально излучение при каналировании, возникающее при падении электронов и позитронов под нулевым и близкими к нему углами на кристаллические оси и плоскости. Однако в первые годы исследовалась только область энергий испускаемых фотонов, гораздо меньших, чем энергии излучающих электронов и позитронов. Вместе с тем из опыта наблюдения когерентного тормозного образования пар известно, что при падении гамма-квантов в направлении, при которых эти частицы рождаются в каналированном состоянии, процесс образования

⁴Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

⁵Там же.

⁶Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля... 512 с. (Теоретическая физика ; т. 2).

пар, который мог бы быть родственным (перекрестным) процессу излучения при каналировании, не наблюдается.

Условия возникновения такого процесса были найдены после выяснения магнитотормозной природы процесса излучения при каналировании. Из классической электродинамики⁷ [2] известно, что излучение ультрарелятивистских частиц носит дипольный характер, когда угол поворота частиц при движении во внешнем поле мал по сравнению с характерным углом излучения $\frac{1}{\gamma} \ll 1$, где $\gamma = \frac{\varepsilon}{m} \gg 1$, $\varepsilon \gg m$ и m – лоренц-фактор, энергия электрона или позитрона и масса электрона соответственно (используется система единиц $\hbar = c = 1$). Когда же угол поворота превышает $\frac{1}{\gamma}$, излучение приобретает магнитотормозной характер⁸ [2]. Эти механизмы излучения реализуются в режиме каналирования при низких и высоких энергиях соответственно. Действительно, угол поворота ультрарелятивистских частиц при каналировании ограничивается углом Линдхарда [3; 17; 18] $\theta_L = \sqrt{\frac{2V_0}{\varepsilon}}$, где V_0 – амплитуда изменения усредненного потенциала атомных цепочек или плоскостей. Этот и некоторые другие параметры усредненных полей атомных цепочек кристаллов, использованных в экспериментах [9–12], приведены в таблице. Параметры поля большего числа атомных цепочек и плоскостей кристаллов представлены в работах [6; 17].

Параметры усредненного потенциала кристаллических атомных цепочек,
использованных в экспериментах [9–12]

Parameters of the average potential of crystalline atomic chains
used in experiments [9–12]

Элемент, температура	Атомный номер	Ось	$u_1, 10^{-10}$ см	V_0 , эВ	$E_{\max}, 10^9$ В/см	$\varepsilon_{\chi=1} = \omega_{\kappa=1}$, ГэВ
Ge, 100 K	32	<110>	5,0	292	143	47,2
W, 293 K	74	<111>	5,4	887	487	13,9
W, 100 K	74	<111>	3,2	1158	850	8,0
W, 293 K	74	<100>	5,4	768	422	16,0

Примечание. Используемые обозначения: u_1 – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов; V_0 – амплитуда изменения усредненного потенциала; $E_{\max}$ – максимальная напряженность электрического поля; $\varepsilon_{\chi=1} = \omega_{\kappa=1}$ – пороговые энергии, при которых в поле такой напряженности выполняется условие $\chi = \kappa = 1$.

Нетрудно убедиться, что условие проявления дипольного механизма излучения⁹ [2] $\theta_L \ll \frac{1}{\gamma}$ реализуется при энергиях частиц $\varepsilon \ll \frac{m^2}{2V_0} \sim 0,1\text{--}1,0$ ГэВ в поле атомных цепочек и при примерно на порядок больших энергиях частиц в поле плоскостей. Магнитотормозной механизм излучения реализуется при $\varepsilon \gg \frac{m^2}{2V_0}$,

в том числе при очень высоких энергиях частиц, что и позволило нам в начале 1980-х гг. использовать квантовую электродинамику явлений в интенсивном однородном поле¹⁰ [1] для предсказания магнитотормозного рождения пар и свойств излучения в кристаллах в очень широком диапазоне энергий [3–6].

В соответствии с теорией¹¹ [1] процессы излучения и рождения пар в однородном поле характеризуются релятивистскими инвариантами, которые для поперечного электрического поля E составляют

$\chi = \frac{eE\varepsilon}{m^3}$ и $\kappa = \frac{eE\omega}{m^3}$ соответственно, где ε – энергия электрона (позитрона), а ω – энергия гамма-кванта.

В терминах равной $E_{\text{Schw}} = \frac{m^2}{e} \approx 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см напряженности швингеровского поля, способного рождать электрон-позитронные пары из вакуума [1], параметр χ интерпретируется как отношение к этой величине напряженности электрического поля кристалла γE , испытавшего релятивистское увеличение в собственной системе электрона (позитрона). Параметр κ интерпретируется как аналогичное отношение для виртуальной пары массой m . В качестве оценки напряженности поля атомных цепочек будем

⁷Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля... 512 с. (Теоретическая физика ; т. 2).

⁸Там же.

⁹Там же.

¹⁰Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

¹¹Там же.

использовать ее максимальную величину $E_{\max}$, приведенную в таблице. Теория¹² [1] позволяет понять взаимоотношение процессов излучения и рождения пар при различных энергиях в условиях падения электронов, позитронов и гамма-квантов на кристаллические оси и плоскости под малыми углами.

Действительно, оценка $\omega \sim \frac{\chi \varepsilon}{\chi + \frac{2}{3}}$ характерной энергии гамма-квантов магнитотормозного излучения¹³

показывает, что она достигает масштаба энергии излучающей частицы ε , делая необходимым учет эффекта отдачи при $\chi \geq 1$, хотя влияние этого эффекта на интенсивность излучения заметно сказывается уже при $\chi \geq 0,1$. Согласно имеющимся литературным данным¹⁴ [1] вероятность рождения пар в однородном поле достигает наблюдаемых величин при $\kappa \geq 1$, т. е. при тех же значениях энергии $\omega \geq \frac{m^3}{eE}$, при которых проявляется эффект отдачи в излучении. Соответствующая область параметров обозначена на рис. 1 цифрой III. При меньших энергиях $\omega \ll \frac{m^3}{eE}$ или $\kappa \ll 1$ и достаточно малых углах падения

(см. рис. 1, область I) процесс магнитотормозного рождения пар экспоненциально подавлен, что согласуется с хорошо подтверждаемым экспериментом предсказанием теории когерентного тормозного рождения пар [7; 8; 17] об отсутствии когерентного усиления этого процесса при достаточно малых углах падения гамма-квантов на кристаллические оси и плоскости и энергиях электронов и позитронов, недостаточных для проявления эффекта отдачи в излучении при каналировании. Аналогичная связь эффекта отдачи в излучении с существованием процесса рождения пар присуща как теории Бете – Гайтлера¹⁵, описывающей данные процессы в аморфной среде, так и теории когерентного тормозного излучения и рождения пар, применимой при достаточно больших углах падения частиц на оси и плоскости кристаллов (см. рис. 1, области II и IV). Таким образом, процесс магнитотормозного излучения в условиях каналирования начинает сопровождаться перекрестным процессом рождения пар, когда энергии гамма-квантов достигают пороговой энергии $\omega_{\kappa=1} = \frac{m^3}{eE_{\max}} = \frac{mE_{\text{Schw}}}{eE_{\max}}$, значения которой для рассматриваемых кристаллов и их осей приведены в таблице.

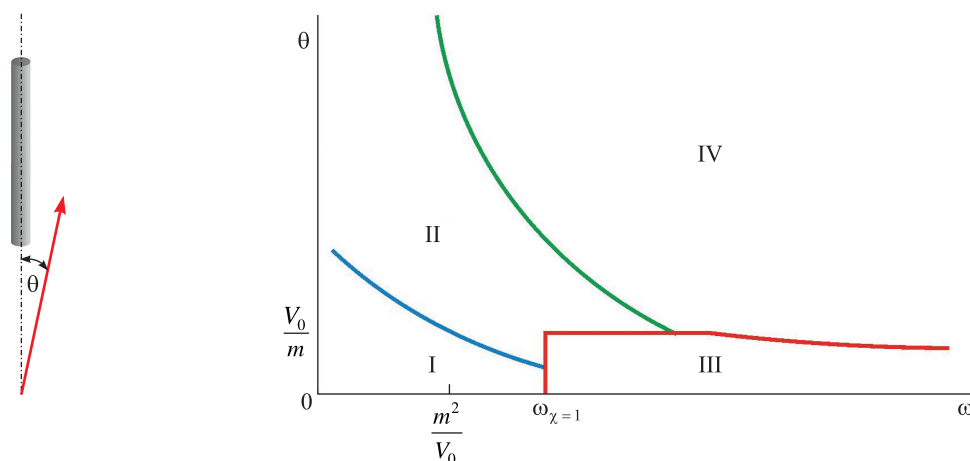


Рис. 1. Области энергий ω и углов θ падения гамма-квантов на атомные цепочки кристаллов, в которых проявляются различные механизмы рождения пар в кристаллах:
I – область подавления магнитотормозного рождения пар каналированных электронов и позитронов при низких энергиях; II – область проявления когерентного тормозного рождения пар;
III – область проявления магнитотормозного механизма рождения пар;
IV – область перехода к когерентному тормозному рождению пар в поле плоскостей

Fig. 1. Regions of energies ω and angles θ of incidence of gamma quanta on atomic chains of crystals, in which various mechanisms of pair production in crystals are manifested:
I – region of suppression of synchrotron pair production of channeled electrons and positrons at low energies; II – region of manifestation of coherent bremsstrahlung pair production;
III – region of manifestation of synchrotron pair production mechanism;
IV – region of transition to coherent bremsstrahlung pair production in the field of planes

¹²Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

¹³Там же.

¹⁴Там же.

¹⁵Там же.

На момент предсказания процесса магнитотормозного рождения пар в кристаллах [4] энергии вторичных пучков гамма-квантов ускорителя SPS уже достигали 150 ГэВ, обеспечивая выполнение условия $\omega > \omega_{\kappa=1}$ в полях атомных цепочек многих кристаллов, что сразу позволило поставить эксперименты по его обнаружению. Для понижения пороговой энергии был выбран кристалл германия с достаточно большим атомным номером ($Z = 32$), ориентированный вдоль наиболее плотно упакованной оси $\langle 110 \rangle$ и охлажденный до температуры 100 К в целях уменьшения амплитуды тепловых колебаний атомов u_1 , что обеспечило снижение пороговой энергии $\omega_{\kappa=1}$ на более чем 80 % – до 47,2 ГэВ (см. таблицу).

Возможность применения теории рождения пар гамма-квантами в однородном поле¹⁶ [1] при нулевом угле падения гамма-квантов на кристаллические оси и плоскости обеспечивается тем, что поперечное смещение электронов в процессе формирования пары составляет порядка комптоновской длины электрона $\frac{\hbar}{mc} \approx 3,862 \cdot 10^{-11}$ см, т. е. оно значительно меньше характерного масштаба a изменения усредненного поля атомных цепочек и плоскостей, который определяется величинами амплитуды тепловых колебаний атомов и радиуса атомного экранирования и составляет порядка одной десятой ангстрема.

Вместе с тем еще со времени создания теории когерентного тормозного излучения и образования пар известно, что при энергиях порядка гигаэлектронвольта и выше продольное расстояние, на котором формируется пара, называемое также длиной когерентности¹⁷ [7; 17], на несколько порядков величины превышает межатомное расстояние. Длина когерентности l_{coh} может быть оценена как произведение времени существования виртуальной пары в сопутствующей системе отсчета $\tau = \frac{\hbar}{mc^2} = m^{-1}$, скорости света и лоренц-фактора $\gamma = \frac{\omega}{m}$, учитывающего эффект увеличения времени существования виртуальной пары в лабораторной системе отсчета. При энергиях гамма-квантов, составляющих десятки и сотни гигаэлектронвольт, имеем величину $l_{\text{coh}} = \tau \gamma c \approx \frac{\omega}{m^2} \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ см. При падении гамма-квантов под углом θ формирующаяся пара испытывает на этой длине смещение $l_{\text{coh}} \theta$, и, чтобы усредненное поле в области формирования пары можно было считать близким к постоянному, должно выполняться условие $l_{\text{coh}} \theta \ll a$, с использованием оценки $\omega_{\kappa=1} \approx \frac{m^3 a}{V_0}$ позволяющее записать условие применения теории рождения пар

в однородном поле в виде $\theta \ll \frac{\omega_{\kappa=1}}{\omega} \frac{V_0}{m}$, где $\frac{V_0}{m} = 0,57$ и $1,74$ мрад для Ge $\langle 110 \rangle$ ($T = 100$ К) и W $\langle 111 \rangle$ ($T = 293$ К) соответственно.

Подобно случаю излучения¹⁸ [2], для оценки угловой области качественного сохранения магнитотормозного характера процесса образования пар сравним угол поворота электрона в поле атомной цепочки или плоскости $\Delta\theta \sim \frac{Ea}{\varepsilon\theta} \approx \frac{V_0}{\varepsilon\theta}$ с характерным углом его отклонения в области формирования пары $\frac{m}{\varepsilon}$.

Видно, что углы падения можно разделить на область $\theta < \frac{V_0}{m}$ (см. рис. 1, область III), в которой выполняется условие $\Delta\theta > \frac{m}{\varepsilon}$ и процесс рождения пар сохраняет магнитотормозной характер, и область $\theta > \frac{V_0}{m}$ (см. рис. 1, области II и IV), в которой выполняется условие $\Delta\theta < \frac{m}{\varepsilon}$ и процесс рождения пар носит дипольный характер.

В области III, в том числе при сколь угодно высоких энергиях гамма-квантов, процесс формирования пары в основном завершается в поле отдельной атомной цепочки или плоскости, тогда как в областях II и IV принципиально важное значение имеет интерференция амплитуд рождения пар в полях различных атомных цепочек и плоскостей, характер которой с ростом энергии качественно меняется.

Действительно, условие конструктивной интерференции амплитуд рождения пар в поле атомных цепочек, образующих плоскость и разделенных расстоянием d , имеет вид [7; 17]

$$\frac{2m^2}{\omega} \frac{d}{\theta} = 2\pi n,$$

где $n = 1, 2, \dots$ – порядок интерференции. Удовлетворяющий этому условию угол падения уменьшается с энергией гамма-кванта, достигая характерной величины $\frac{V_0}{m}$ при энергии

¹⁶Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

¹⁷Там же.

¹⁸Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля... 512 с. (Теоретическая физика ; т. 2).

$$\omega \approx \frac{m^3}{\pi n} \frac{d}{V_0} = \frac{d\omega_{\kappa=1}}{\pi n a},$$

составляющей несколько единиц пороговой энергии $\omega_{\kappa=1}$, и доказывая, что характерные для теории когерентного рождения пар интерференционные пики в угловой зависимости вероятности рождения пар, как и в большей части энергетического распределения рождающихся электронов и позитронов, при достаточно высоких энергиях $\omega \gg \omega_{\kappa=1}$ должны исчезнуть. При таких энергиях и углах $\psi > \frac{V_0}{m}$ (см. рис. 1, область IV) в область формирования пары попадает большое количество атомных цепочек и процесс ее рождения происходит в условиях действия поля образуемых цепочками плоскостей, для которых также можно ввести характеризующие магнитотормозной процесс рождения пар пороговую энергию $\omega_{\kappa=1}$ и пограничный угол $\frac{V_0}{m}$, соответственно в 5–10 раз большую и 5–10 раз меньший, чем аналогичные величины для атомных цепочек. Магнитотормозное рождение пар в поле плоскостей отличается от того, что благодаря коллинеарности электрического поля во всем объеме кристалла оно позволяет в максимальной мере проявиться эффектам магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления в тераэлектронвольтовом диапазоне электромагнитного излучения [6]. Таким образом, поиск процесса образования пар, перекрестного процессу излучения при каналировании, привел к предсказанию магнитотормозного механизма излучения и рождения пар, а также позволил получить картину процессов излучения и рождения пар при любых ориентациях кристаллов и сколь угодно высоких энергиях электронов, позитронов и гамма-квантов.

Метод расчета вероятности образования пар с учетом неоднородности усредненного поля и интерференции вкладов различных атомных цепочек

Благодаря учету эффекта отдачи в излучении метод Байера – Каткова¹⁹ [17] позволяет описать и процесс образования пар гамма-квантами, выражая его дифференциальную по энергии и углам вылета при рождении электрона (позитрона) вероятность (используется система единиц $\hbar = c = 1$)

$$\frac{d^3 N}{d\varepsilon_- d\vartheta d\varphi} = \frac{\alpha \varepsilon_-^2}{8\pi^2 \omega \varepsilon_+^2} \left[\frac{\omega^2 |A|^2}{\gamma_-^2} + (\varepsilon_-^2 + \varepsilon_+^2) |\vec{B}|^2 \right], \quad (1)$$

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad \vec{B} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{v}_\perp(t) - \vec{\theta}_\perp) \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad (2)$$

$$\varphi(t) = \int_0^t \dot{\varphi}(t') dt' = \frac{\varepsilon_-}{\varepsilon_+} (\omega t - \vec{k} \vec{r}) = \frac{\omega'}{2} \int_0^t \left[\gamma_-^{-2} + (\vec{v}_\perp(t') - \vec{\theta}_\perp)^2 \right] dt', \quad \omega' = \frac{\omega \varepsilon_-}{\varepsilon_+}, \quad (3)$$

через временную зависимость скорости $\vec{v}(t)$ одной из частиц рождающейся пары, в качестве которой в формулах (1)–(3) выбран электрон. Поперечные компоненты импульса гамма-кванта $\vec{k}_\perp = \vec{\theta} \omega$, скорости электрона $\vec{v}_\perp$, а также угол $\vec{\theta} = \frac{\vec{v}_\perp(0)}{v}$, определяющий начальное направление скорости электрона,

мы отсчитываем здесь от направления кристаллической оси. Поясним также, что в области глубокого ультрарелятивизма $\gamma > 10^4$ хорошо применимо использованное в формулах (1)–(3) и ниже приближение малых углов $k_\perp, v_\perp, \theta, \vartheta \ll 1$.

Интервал набора основных значений интегралов (2) интерпретируется как область формирования пары²⁰ [7; 17]. Как отмечалось выше, при магнитотормозном механизме рождения пар эта область в основном локализована в поле одной атомной цепочки или плоскости, а при когерентном тормозном образовании пар она охватывает различные атомные цепочки и плоскости, что необходимо учитывать при проведении интегрирования в выражениях (2).

В процессе формирования пары электрон испытывает непрерывное ускорение в усредненном потенциале кристалла и практически мгновенные отклонения на углы ϑ_i при некогерентном рассеянии на отдельных ядрах и электронах атомов, учет которых приобретает особую важность при рассмотрении

¹⁹Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

²⁰Там же.

кристаллов, содержащих элементы с большим атомным номером, такие как свинец и вольфрам. Для того чтобы отделить интегрирование гладких функций на интервалах между точками некогерентного рассеяния от локального вклада последнего, еще при исследовании процесса излучения [14–16] нами было предложено провести на каждом таком участке интегрирование по частям, в случае рождения пар (2) получая

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt = i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[\frac{1}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \right. \\ \left. - \frac{2\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}^3(\bar{t}_i)} \sin \left[\frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\}, \quad (4)$$

$$\vec{B} = \int_{-\infty}^{+\infty} [\vec{v}_\perp(t) - \vec{\theta}] \exp\{i\varphi(t)\} dt = i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[\frac{\vec{v}_\perp(t_i) + \vec{\vartheta}_i - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \right. \\ \left. - \frac{2}{\dot{\varphi}^2(\bar{t}_i)} \left[\dot{\vec{v}}_\perp(\bar{t}_i) - (\vec{v}_\perp(\bar{t}_i) - \vec{\theta}) \frac{\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}(\bar{t}_i)} \right] \sin \left[\frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\},$$

где $\bar{t}_i = \frac{t_i + t_{i-1}}{2}$, $\ddot{\varphi}(t) = \omega'(\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta}) \cdot \dot{\vec{v}}_\perp(t)$ – вторая производная фазы (3), а

$$\dot{\varphi}(t_i-0) = \frac{\omega'}{2} \left[\gamma^{-2} + (\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta})^2 \right],$$

$$\dot{\varphi}(t_i+0) = \frac{\omega'}{2} \left[\gamma^{-2} + (\vec{v}_\perp(t_i) + \vec{\vartheta}_i - \vec{\theta})^2 \right]$$

– первые производные фазы (3) слева и справа от точки некогерентного рассеяния. При этом интегралы от пропорциональных ускорению частиц $\dot{\vec{v}}_\perp(t)$ гладких функций аппроксимируются аналитически с использованием приближения постоянного поля [14]. Немаловажен и тот факт, что представление интегралов (2) в форме (4) значительно улучшает сходимость интегралов по $\vec{\vartheta}$ и t в выражениях (1) и (2).

Наиболее сложной как для теоретического, так и для численного описания является область углов падения $\psi \sim \frac{V_0}{m}$, в которой угол отклонения электронов (позитронов) сравним с характерным углом излучения $\frac{1}{\gamma}$, а область формирования пары может охватывать несколько атомных цепочек или плоскостей.

Учет этих обстоятельств обеспечивается выбором пределов интегрирования по углу $\vec{\vartheta}$ и временной переменной в выражениях (1) и (2). В первом из них необходимо учесть траектории всех электронов, направление движения которых приближается к направлению импульса гамма-кванта на угол, не превышающий двух-трех характерных углов $\frac{1}{\gamma}$, для чего угол $\vec{\vartheta}$ был подчинен условию

$$|\vec{\vartheta} - \vec{\theta}| < \frac{\vartheta_L^2}{\sqrt{\vartheta_L^2 + \theta^2} + \theta} + \frac{3}{\gamma}, \quad (5)$$

сводящемуся к неравенству $|\vec{\vartheta} - \vec{\theta}| < \vartheta_L + \frac{3}{\gamma}$ при $\theta \ll \vartheta_L$ и неравенству $|\vec{\vartheta} - \vec{\theta}| < \frac{V_0}{\varepsilon\theta} + \frac{3}{\gamma}$ при $\theta \gg \vartheta_L$.

Хотя длина когерентности l_{coh} процесса формирования пары превосходит межатомное расстояние, при описании процесса рождения пар в кристаллах, толщина которых существенно превышает l_{coh} , удобно использовать локальную вероятность рождения пары гамма-квантом, распространяющимся в определенном направлении. Для расчета такой вероятности длина области интегрирования в выражениях (2) должна быть выбрана, с одной стороны, малой по сравнению с толщиной кристалла, а с другой – достаточной для описания процесса формирования пары в области, в которую могут попадать либо несколько атомных цепочек, либо несколько осцилляций поперечной компоненты скорости при каналированном или низком надбарьерном движении. Исходя из этих требований, длина области интегрирования в выражениях (2) выбиралась равной

$$t_{\max} = \frac{\Delta_p}{\sqrt{\frac{4V_{\max}}{\omega} + \theta^2}}, \quad (6)$$

где Δ_p – поперечное относительно атомной цепочки смещение электрона в области формирования пары.

Чтобы при условии $\theta^2 \gg \frac{4V_{\max}}{\omega}$, когда угол отклонения импульсов рождающихся частиц от направления

оси (плоскости) существенно превышает угол каналирования, в область формирования пары попадало несколько атомных цепочек, поперечное смещение Δ_p должно превосходить расстояние между цепочками, оставаясь при этом достаточно малым, т. е. составлять порядка нанометра. Стоит отметить, что при поперечном смещении $\Delta_p \sim 1$ нм в условиях каналирования и низкого надбарьерного движения рож-

дающихся частиц $\theta^2 < \frac{4V_{\max}}{\omega}$ длина (6) превышает несколько квазипериодов поперечных осцилляций

скорости, позволяя учесть интерференционные эффекты и в этом случае. Заметим также, что, хотя выбор длины (6) обеспечивает интегрирование по области, дающей основной вклад в выражения (2), введение конечных пределов интегрирования неизбежно приводит к размытию интерференционных пиков в спектре рождающихся частиц при каждой траектории. Однако данный эффект нивелируется при рассмотрении множества траекторий, мало влияя на интегральную вероятность рождения пары при заданных направлении распространения и энергии гамма-кванта.

Для проверки выбора поперечного смещения Δ_p был проведен расчет зависимости вероятности рождения пар в рассмотренном в экспериментах [9; 10] случае (при использовании «сильной» оси $\langle 110 \rangle$ кристалла германия, охлажденного до 100 К, энергии гамма-квантов 150 ГэВ и значениях поперечного смещения 5; 10 и 15 Å) от угла θ падения гамма-квантов на ось. Вероятность также усреднялась по азимутальному углу падения. На рис. 2 представлены графики отклонения результатов расчета вероятности рождения пар при $\Delta_p = 5$ Å и $\Delta_p = 15$ Å от результата расчета при $\Delta_p = 10$ Å. Нетрудно видеть, что последний является устойчивым, а вариация значений Δ_p приводит к изменениям результатов расчета вероятности на несколько процентов. По этой причине далее мы полагаем, что $\Delta_p = 10$ Å, и обеспечиваем статистическую погрешность расчетов на уровне 1–2 %.

Расчет вероятности образования пар в условиях реальных экспериментов

Описанный метод расчета позволяет дать количественную интерпретацию данных экспериментов по наблюдению рождения пар гамма-квантами с энергиями до 150 ГэВ в кристаллах германия [9; 10] и вольфрама [11; 12] с единых позиций. В первых экспериментах по наблюдению магнитотормозного механизма рождения пар [9; 10] был выбран германий ввиду доступности кристаллов высокого качества, достаточно большого атомного номера, а также возможности значительного понижения амплитуды тепловых колебаний атомов при охлаждении. На рис. 2 представлены результаты расчета зависимостей вероятности рождения пар гамма-квантами с энергиями 50; 100 и 150 ГэВ от угла θ падения на ось $\langle 110 \rangle$ кристалла германия при температуре 100 К. Поскольку разработанная задолго до предсказания магнитотормозного механизма теория когерентного тормозного образования пар [7; 8] вообще не предсказывала усиления процесса при нулевом и близких к нему углах падения, наблюдавшийся в экспериментах [9; 10] 7–8-кратный рост вероятности рождения пар при таких углах стал подтверждением проявления магнитотормозного образования пар. Отметим, что измеренное в эксперименте [10] 7-кратное увеличение вероятности образования пар при нулевом угле падения на ось $\langle 110 \rangle$ было предсказано в работе [5]. К сожалению, значительные статистические неопределенности, широкие интервалы энергий гамма-квантов и отсутствие информации о распределении внутри них не позволяют провести наложение экспериментальных данных [9; 10] на расчетные кривые. Однако можно утверждать, что наблюдаемые угловые зависимости согласуются с теоретическими на качественном уровне. Главной чертой этих зависимостей является провал вблизи нулевого угла падения и наличие пика при $\theta \sim 1$ мрад. Существование минимума вероятности образования пар при рассматриваемых энергиях и нулевом угле падения было обосновано в работе [5] путем расчета поправки по углу падения к приближению однородного поля, предсказывающего также исчезновение этого минимума при энергии около 200 ГэВ. Сравнение результатов экспериментов [9; 10] между собой показывает, что значения вероятности, полученные в первом эксперименте, на 0,5–1,0 $W_{\text{ВН}}$ превышают значения вероятности, измеренные во втором эксперименте в широком диапазоне энергий и углов падения. Несмотря на довольно высокую погрешность эксперимента, в целом можно утверждать, что результаты численного расчета, представленные на рис. 2, находятся в согласии с результатами эксперимента [10] и противоречат результатам эксперимента [9]. Недостаточная точность всех экспериментов [9–12] не позволяла измерить зависимость вероятности рождения пар от азимутальной ориентации плоскости падения гамма-квантов на ось $\langle 110 \rangle$, по которой было проведено усреднение при расчетах.

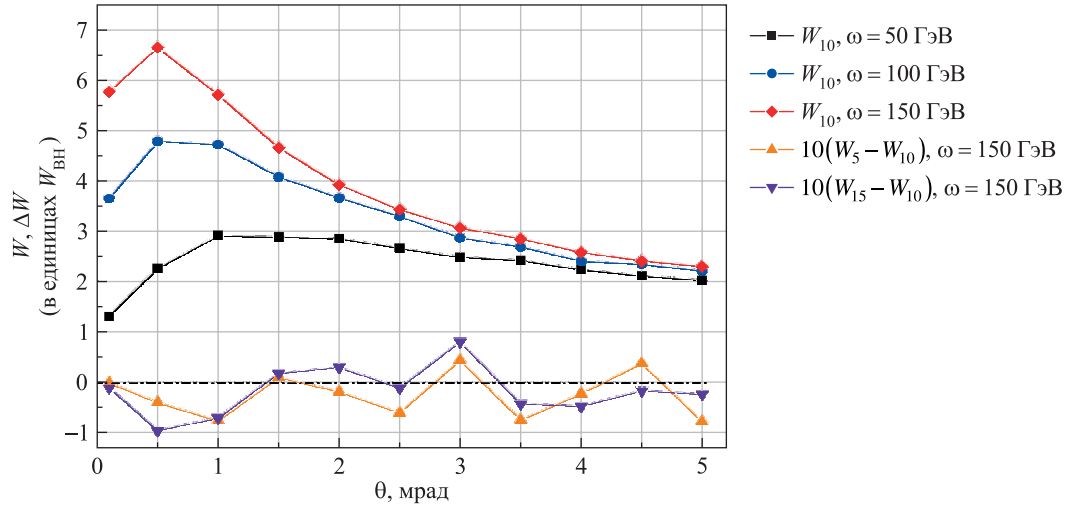


Рис. 2. Зависимости вероятности рождения пар гамма-квантами с энергиями 50; 100 и 150 ГэВ от угла падения на ось $\langle 110 \rangle$ кристалла германия при температуре 100 К (W_{10} – зависимости вероятности рождения пар гамма-квантами с энергиями 50; 100 и 150 ГэВ, рассчитанные для поперечного смещения $\Delta_p = 10$ Å; $10(W_5 - W_{10})$ и $10(W_{15} - W_{10})$ – домноженные на 10 отклонения от зависимости W_{10} при энергии гамма-квантов 150 ГэВ аналогичных зависимостей, рассчитанных для поперечных смещений $\Delta_p = 5$ Å и $\Delta_p = 15$ Å соответственно).
Здесь и далее вероятности и их разницы выражены в единицах вероятности Бете – Гайтлера (W_{BH})
Fig. 2. Dependences of the probability of pair production by gamma quanta with energies of 50; 100 and 150 GeV on the angle of incidence on the $\langle 110 \rangle$ axis of a germanium crystal at a temperature of 100 K (W_{10} – dependences of the probability of pair production by gamma quanta with energies of 50; 100 and 150 GeV calculated for a transverse shift of $\Delta_p = 10$ Å; $10(W_5 - W_{10})$ and $10(W_{15} - W_{10})$ – deviations from the W_{10} dependence at a gamma quanta energy of 150 GeV, multiplied by 10, of similar dependences calculated for transverse shifts of $\Delta_p = 5$ Å and $\Delta_p = 15$ Å, respectively).
From here on, the probabilities and their differences are expressed in Bethe – Heitler probability (W_{BH}) units

После подтверждения существования магнитотормозного механизма рождения пар встал вопрос об исследовании возможностей его использования. Одним из давно назревших приложений эффекта усиления процесса рождения пар в кристаллах является создание гамма-фильтров, позволяющих ослабить нежелательный гамма-фон в условиях эксперимента по исследованию редких распадов К-мезонов [11–13]. Напомним, что точные измерения вероятностей распадов К-мезонов, происходящих с участием изменяющего аромат нейтрального тока, открывают уникальные возможности для поиска так называемой новой физики, под которой понимаются отклонения от Стандартной модели фундаментальных взаимодействий [13]. Есть два типа распада – $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, которые могут не только доказать существование таких отклонений, но и дать информацию об описывающих их моделях. Первый распад на протяжении нескольких десятилетий исследуется на ускорителе SPS в рамках эксперимента NA62, тогда как наблюдение второго распада только планируется в эксперименте KLEVER [12; 13]. Получение пучков нейтральных К-мезонов, помимо генерации нейтральных сильновзаимодействующих частиц, в первую очередь нейтронов, сопровождается интенсивным образованием гамма-квантов от распада нейтральных пионов. Понятно, что присутствие значительного количества таких «первичных» гамма-квантов создает принципиальные проблемы для выделения гораздо более малочисленных гамма-квантов от распадов нейтральных пионов, образующихся при искомым редких распадах нейтральных К-мезонов.

Вследствие того, что радиационная длина X_0 , характеризующая дистанцию поглощения гамма-квантов, обратно пропорциональна квадрату атомного номера, наибольшее отношение характерной длины сильного взаимодействия (ядерной длины) к радиационной длине достигается в веществах с большим атомным номером, в которых оно составляет нескольких десятков [19]. Благодаря этому отношение потоков гамма-квантов и К-мезонов можно понизить на несколько порядков, используя поглотитель толщиной порядка десятка радиационных длин (в проекте [13] коэффициент ослабления составляет $8,3 \cdot 10^{-5}$ при толщине вольфрама $9,4X_0 \approx 3,3$ см). Стоит отметить, что отношение потоков гамма-квантов и К-мезонов можно дополнительно существенно повысить, используя усиление процесса образования пар в кристаллах. Поскольку энергия большинства гамма-квантов в эксперименте [13] не будет превышать 50 ГэВ, важно обеспечить усиление их поглощения, начиная с энергий 15–20 ГэВ. В силу увеличения усредненного поля атомных цепочек и понижения пороговой энергии магнитотормозного рождения пар с ростом атомного номера для этого лучше всего использовать кристаллы вольфрама.

Эксперименты [11; 12] по наблюдению магнитотормозного рождения пар в кристаллах вольфрама были поставлены лишь через 10 лет после экспериментов [9; 10] с кристаллами германия. В эксперименте [11]

использовалась не самая сильная ось $\langle 100 \rangle$ объемно центрированной кубической решетки, что очевидно было обусловлено низкой доступностью кристаллов вольфрама высокого качества (использованный в этом эксперименте кристалл требовал выделения участков слабо варьирующей толщины).

Сравнение параметров осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ проводится в таблице. Угловые зависимости вероятностей рождения пар, представленные на рис. 3, иллюстрируют явные преимущества использования оси $\langle 111 \rangle$, а также заметный эффект охлаждения кристалла вольфрама.

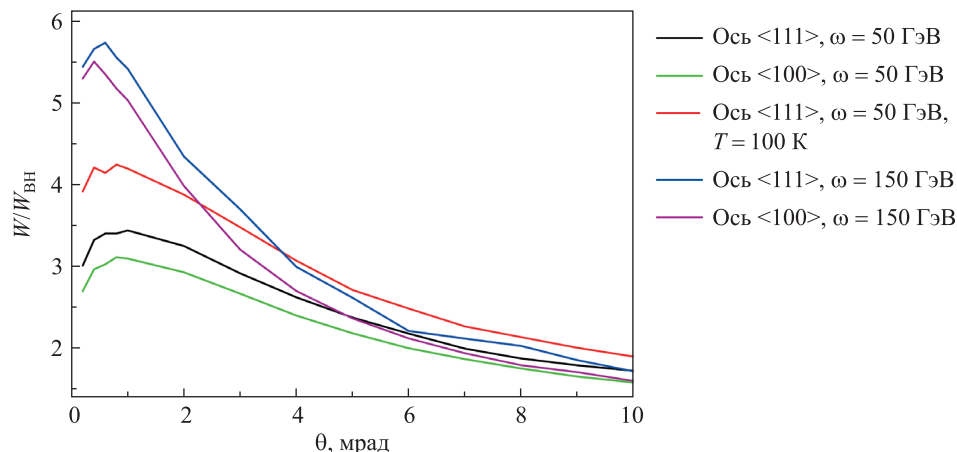


Рис. 3. Зависимости вероятности рождения пар гамма-квантами с энергиями 50 и 150 ГэВ в кристалле вольфрама от угла падения на оси $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$

Fig. 3. Dependences of the probability of pair production by gamma quanta with energies of 50 and 150 GeV in a tungsten crystal on the angle of incidence on the $\langle 111 \rangle$ and $\langle 100 \rangle$ axes

Влияние охлаждения кристалла вольфрама было исследовано в эксперименте [12] в условиях падения гамма-квантов с энергиями, не превышающими 60 ГэВ, вдоль «сильной» оси $\langle 111 \rangle$. На основе теории рождения пар в однородном поле²¹ [1] авторы работы [12] ожидали роста вероятности рождения пар на 30–50 % при охлаждении кристалла от 300 до 100 К. Однако это предсказание не было подтверждено экспериментальными данными [12], воспроизвести которые удалось только на основе расчета по формулам (1)–(6). Результаты этого расчета вместе с данными эксперимента представлены на рис. 4. В целях учета мозаичности кристалла угол падения гамма-квантов на ось $\langle 111 \rangle$ при расчетах полагался равным 0,3 мрад.

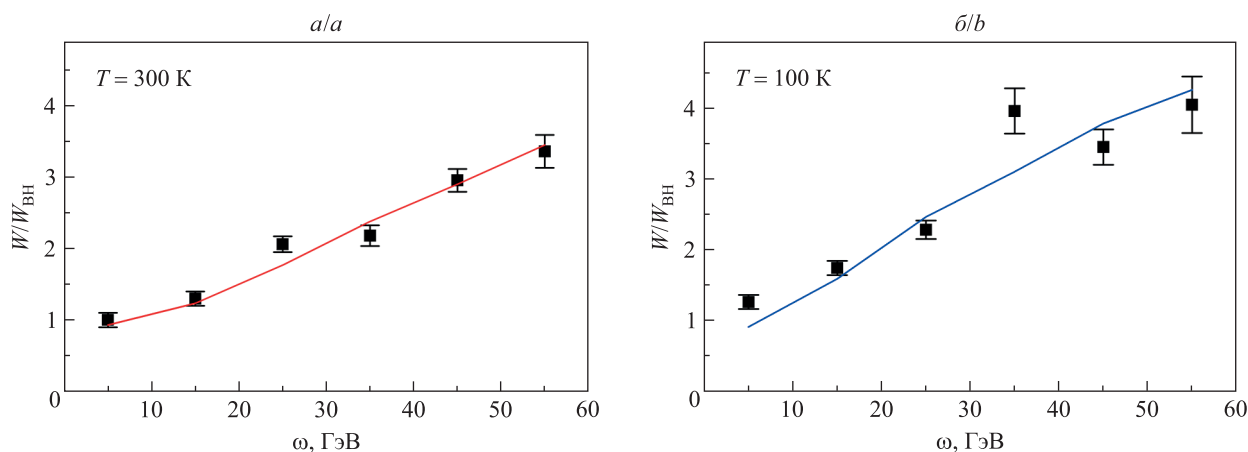


Рис. 4. Коэффициент усиления образования пар гамма-квантами, падающими вдоль оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама при температуре 300 К (а) и 100 К (б) в интервале энергий гамма-квантов 0–60 ГэВ.

Заполненные квадраты со статистическими погрешностями представляют результаты эксперимента, а линии – результаты расчета описанным в статье методом

Fig. 4. The coefficient of enhancement of pair production by gamma quanta incident along the $\langle 111 \rangle$ axis of a tungsten crystal at a temperature of 300 K (a) and 100 K (b) in the gamma quanta energy range of 0–60 GeV. Filled squares with statistical errors represent the experimental results, and the lines represent the results of calculations by the method described in the article

²¹ Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

Значительная часть данных эксперимента [11] касается зависимости вероятности рождения пар от азимутального угла φ , определяющего положение плоскости падения гамма-квантов на ось (рис. 5).

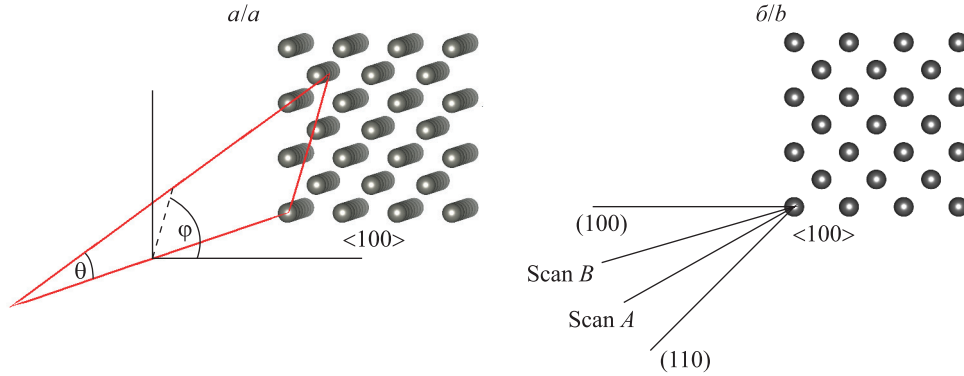


Рис. 5. Падение гамма-кванта на ось $\langle 100 \rangle$ под углом θ в плоскости, задаваемой углом φ (a).
Направления плоскостей падения гамма-квантов на ось $\langle 100 \rangle$, использованные в эксперименте [11] (б)
Fig. 5. The incidence of a gamma quantum on the $\langle 100 \rangle$ axis at an angle θ in a plane defined by the angle φ (a).
Directions of the planes of incidence of gamma quanta on the $\langle 100 \rangle$ axis used in the experiment [11] (b)

Хотя эти результаты имеют ограниченное практическое значение, они представляют интерес с точки зрения демонстрации возможностей расчетного метода. Поясним, что азимутальная зависимость вероятности рождения пар может быть значительна в рамках теории когерентного тормозного рождения пар [7; 8], использующей приближение прямолинейных траекторий и применимой при достаточно больших углах падения на ось. Нарушение обоих указанных положений в эксперименте [11], в частности приближения прямолинейных траекторий в условиях интенсивного некогерентного рассеяния электронов и позитронов в кристалле вольфрама с атомным номером $Z = 74$, объясняет, почему в этом эксперименте не удалось статистически разделить зависимости вероятности рождения пар от полярного угла падения на ось при различных азимутальных ориентациях плоскости падения гамма-квантов. В подобных условиях надежный теоретический расчет остается единственным методом выяснения физической картины, иллюстрируемой рис. 6, на котором представлены зависимости вероятности рождения пар от полярного угла падения на ось при использованных в эксперименте [11] и показанных на рис. 5 азимутальных ориентациях плоскости падения гамма-квантов.

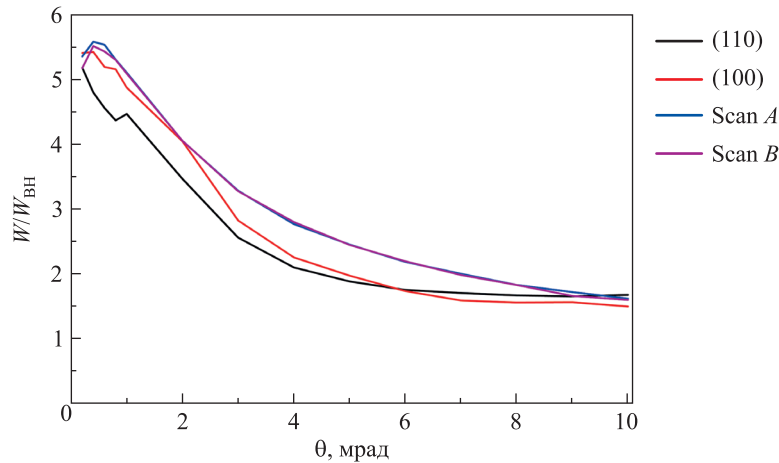


Рис. 6. Зависимости вероятности рождения пар гамма-квантами с энергией 150 ГэВ в плоскостях падения гамма-квантов на ось, использованных в эксперименте [11], от угла падения на ось $\langle 100 \rangle$
Fig. 6. Dependences of the probability of pair production by gamma quanta with an energy of 150 GeV in the planes of incidence of gamma quanta on the axis used in the experiment [11] on the angle of incidence on the $\langle 100 \rangle$ axis

Нетрудно видеть, что выбор азимутальной ориентации плоскости падения гамма-квантов на ось может обеспечить увеличение вероятности рождения пар вплоть до 20 %. Этот эффект можно было бы попытаться использовать для усиления поглощения гамма-квантов, если бы максимум вероятности достигался при угле падения на ось $\theta \sim 4-6$ мрад. Однако и в этом случае результат был бы сильно ограничен малым угловым акцептансом области повышенной вероятности рождения пар.

Заключение

В статье представлена полная картина процесса рождения гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах. При энергиях, составляющих десятки и сотни гигаэлектронвольт, а также при нулевом и близких к нему углах падения гамма-квантов на оси и плоскости в кристаллах начинает проявляться магнитотормозной механизм рождения пар [3–6], имеющий ту же природу, что и рождение пар в однородном магнитном поле²² [1]. Этот механизм конкурирует с известным с 1950-х гг. когерентным тормозным механизмом [7; 8], который проявляется при больших углах падения, начиная с энергий порядка гигаэлектронвольта. В области энергий, при которых магнитотормозной механизм рождения пар достигает значительной интенсивности, область углов, при которых проявляется когерентный тормозной механизм, сужается и прерывается, а при достаточно высоких энергиях магнитотормозной механизм становится единственным [6]. Для его описания при энергиях десятки гигаэлектронвольт и выше во всем угловом диапазоне нами разработан метод расчета, позволяющий учесть не только интерференцию амплитуд процесса образования пар в полях различных атомных цепочек и плоскостей, но и неоднородность усредненного поля последних. На основе предложенного метода дана интерпретация известных экспериментов по наблюдению усиления процесса рождения пар в кристаллах германия [9; 10] и вольфрама [11; 12] в широкой угловой области, охватывающей область проявления магнитотормозного механизма. Впервые продемонстрировано согласие теоретических предсказаний и данных эксперимента [12] по наблюдению усиления процесса рождения пар в кристалле вольфрама, предназначенного для использования в качестве поглотителя жесткого гамма-излучения в экспериментах по поиску отклонений от Стандартной модели фундаментальных взаимодействий в редких распадах нейтрального К-мезона [12; 13]. В качестве обширной области применения разработанного метода можно также указать моделирование высокоэнергетических электромагнитных ливней, сопровождающих регистрацию электронов, позитронов и гамма-квантов в кристаллических сцинтилляторах, используемых в электромагнитных калориметрах и гамма-телескопах [16; 17].

Библиографические ссылки

1. Никишов АИ, Ритус ВИ. *Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле*. Гинзбург ВЛ, редактор. Москва: Наука; 1979. 278 с. (Труды ордена Ленина Физического института имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР; том 111).
2. Jackson JD. *Classical electrodynamics*. 3rd edition. New York: Wiley; 1999. XXII, 808 p.
3. Барышевский ВГ. *Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях*. Минск: Издательство БГУ имени В. И. Ленина; 1982. 256 с.
4. Барышевский ВГ, Тихомиров ВВ. Двулучепреломление гамма-квантов больших энергий в кристаллах. *Ядерная физика*. 1982;36(3):697–706.
5. Baryshevskii VG, Tikhomirov VV. Pair production in a slowly varying electromagnetic field and the pair production process. *Physics Letters A*. 1985;113(6):335–340. DOI: 10.1016/0375-9601(85)90178-1.
6. Барышевский ВГ, Тихомиров ВВ. Радиационные процессы магнитотормозного типа в кристаллах и сопровождающие их поляризационные явления. *Успехи физических наук*. 1989;159(3):529–565. EDN: DCMVRA.
7. Ter-Mikaelian ML. *High-energy electromagnetic processes in condensed media*. New York: John Wiley & Sons; 1972. IX, 457 p. (Marshak RE, editor. Interscience tracts on physics and astronomy; number 29).
8. Diambrini-Palazzi G. High-energy bremsstrahlung and electron pair production in thin crystals. *Reviews of Modern Physics*. 1968;40(3):611–631. DOI: 10.1103/RevModPhys.40.611.
9. Belkacem A, Bologna G, Chevallier M, Cue N, Gaillard MJ, Genre R, et al. Study of $e^+ - e^-$ pair creation by 20–150 GeV photons incident on a germanium crystal in alignment conditions. *Physical Review Letters*. 1987;58(12):1196–1199. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1196.
10. Bak JF, Barberis D, Brodbeck TJ, Doyle AT, Ellison RJ, Elsener K, et al. $e^+ - e^-$ pair creation by 40–150 GeV photons incident near the $\langle 110 \rangle$ axis in a germanium crystal. *Physics Letters B*. 1988;202(4):615–619. DOI: 10.1016/0370-2693(88)91874-6.
11. Moore R, Parker MA, Baurichter A, Kirsebom K, Medenwaldt R, Mikkelsen U, et al. Measurement of pair production by high energy photons in an aligned tungsten crystal. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1996;119(1–2):149–155. DOI: 10.1016/0168-583X(96)00347-3.
12. Kirsebom K, Kononets YuV, Mikkelsen U, Møller SP, Uggerhøj E, Worm T, et al. Pair production by 5–150 GeV photons in the strong crystalline fields of germanium, tungsten and iridium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1998;135(1–4):143–148. DOI: 10.1016/S0168-583X(97)00589-2.
13. Moulson M. KLEVER: an experiment to measure $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ at the CERN SPS. *Journal of Physics: Conference Series*. 2020;1526:012028. DOI: 10.1088/1742-6596/1526/1/012028.
14. Guidi V, Bandiera L, Tikhomirov V. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals. *Physical Review A*. 2012;86(4):042903. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.042903.

²²Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика... 728 с. (Теоретическая физика ; т. 4).

15. Bandiera L, Bagli E, Guidi V, Mazzolari A, Berra A, Lietti D, et al. Broad and intense radiation accompanying multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons in a bent crystal. *Physical Review Letters*. 2013;111(25):255502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.255502.
16. Bandiera L, Tikhomirov VV, Romagnoni M, Argiolas N, Bagli E, Ballerini G, et al. Strong reduction of the effective radiation length in an axially oriented scintillator crystal. *Physical Review Letters*. 2018;121(2):021603. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.021603.
17. Байер ВН, Катков ВМ, Страховенко ВМ. *Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах*. Скринский АН, редактор. Новосибирск: Наука; 1989. 400 с.
18. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц. *Успехи физических наук*. 1969;99(2):249–296. DOI: 10.3367/UFNr.0099.196910c.0249.
19. Navas S, Amsler C, Gutsche T, Hanhart C, Hernández-Rey JJ, Lourenço C, et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Physical Review D*. 2024;110(3):030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.

Получена 14.08.2025 / исправлена 20.08.2025 / принята 20.08.2025.
Received 14.08.2025 / revised 20.08.2025 / accepted 20.08.2025.

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

RESEARCH INSTRUMENTS AND METHODS

УДК 004.04, 004.6

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НОВЫХ АНТРОПОГЕННЫХ ОБЪЕКТОВ НА РАЗНОВРЕМЕННЫХ СПУТНИКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ БЕЛОРУССКОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

Л. В. СЕМЕНЕНКО¹⁾, Е. Н. КОЧИК¹⁾, А. М. СОРОКА²⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

²⁾Независимый исследователь, г. Заславль, Беларусь

Аннотация. Рассматривается решение задачи детектирования новых антропогенных объектов при проведении экологического мониторинга территории Беларуси с использованием разновременных панхроматических спутниковых изображений Белорусской космической системы дистанционного зондирования Земли и нейронной сети

Образец цитирования:

Семененко ЛВ, Кочик ЕН, Сорока АМ. Детектирование новых антропогенных объектов на разновременных спутниковых изображениях Белорусской космической системы дистанционного зондирования Земли. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;3:62–69. EDN: UENNFZ

For citation:

Semianenka LV, Kochyk EN, Saroka AM. New anthropogenic objects detection in multi-temporal satellite images of the Belarusian space system of Earth remote sensing. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;3:62–69. Russian. EDN: UENNFZ

Авторы:

Леонид Владимирович Семененко – кандидат технических наук; заведующий лабораторией информационных технологий.

Евгений Николаевич Кочик – старший научный сотрудник лаборатории информационных технологий.

Александр Михайлович Сорока – независимый исследователь.

Authors:

Leaid V. Semianenka, PhD (engineering); head of the laboratory of information technology.

lv_semenenko@mail.ru

<https://orcid.org/0009-0007-1413-0243>

Eugene N. Kochyk, senior researcher at the laboratory of information technology.

eugene.kochik@gmail.com

<https://orcid.org/0009-0009-7007-3436>

Aliaksandr M. Saroka, independent researcher.

soroka.a.m@gmail.com

<https://orcid.org/0009-0003-4012-477X>

глубокого обучения, обеспечивающей максимально достоверное обнаружение изменений наземных объектов при минимизации ложных срабатываний. Для реализации данной задачи выполнен анализ моделей нейронных сетей глубокого обучения для детектирования новых антропогенных объектов на основе семантической сегментации разновременных спутниковых изображений, по результатам которого выбрана модель нейронной сети глубокого обучения с проверкой гипотезы о необходимости обучения на собственной сформированной выборке антропогенных объектов. Проведено обучение выбранной модели нейронной сети глубокого обучения для реализации задачи детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных панхроматических спутниковых изображений с оптимизацией настроек и подбором гиперпараметров. Исходя из полученных результатов, сделан вывод о реальной возможности автоматизации контроля появления новых антропогенных объектов при проведении экологического мониторинга.

Ключевые слова: детектирование; экологический мониторинг; разновременные спутниковые изображения; Белорусская космическая система дистанционного зондирования Земли; нейронная сеть; глубокое обучение; семантическая сегментация.

NEW ANTHROPOGENIC OBJECTS DETECTION IN MULTI-TEMPORAL SATELLITE IMAGES OF THE BELARUSIAN SPACE SYSTEM OF EARTH REMOTE SENSING

L. V. SEMIANENKA^a, E. N. KOCHYK^a, A. M. SAROKA^b

*^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems, Belarusian State University,
7 Kurchatava Street, Minsk 220045, Belarus*

^bIndependent researcher, Zaslavl, Belarus

Corresponding author: E. N. Kochyk (eugene.kochik@gmail.com)

Abstract. The article considers the solution to the problem of detecting new anthropogenic objects during environmental monitoring in the territory of Belarus using multi-temporal panchromatic satellite images of the Belarusian space system of Earth remote sensing and a deep learning neural network that ensures the most reliable detection of changes in ground objects while minimising false positives. To solve this problem, an analysis of deep learning neural network models for detecting new anthropogenic objects based on semantic segmentation of multi-temporal satellite images was carried out. Based on this results, a deep learning neural network model was selected, the hypothesis about the need for training on our own formed dataset of anthropogenic objects was tested, training and validation datasets were formed. The training of the selected deep learning neural network model, including the optimisation of settings and selection of hyperparameters, was carried out to implement the task of detecting new anthropogenic objects based on multi-temporal panchromatic satellite images. The obtained results of this research showcased the practical feasibility of automating the detection of new anthropogenic objects during environmental monitoring.

Keywords: detection; environmental monitoring; multi-temporal satellite images; Belarusian space system of Earth remote sensing; neural network; deep learning; semantic segmentation.

Введение

Применение нейронных сетей для обработки данных дистанционного зондирования Земли в основном направлено на обнаружение определенных объектов.

В число актуальных задач, которые возникают при обработке данных, полученных с помощью систем дистанционного зондирования Земли, входит обнаружение новых объектов на основе анализа разновременной пары изображений, покрывающих одну территорию. С использованием разработанных методик может выполняться контроль появления новых антропогенных объектов в природной среде, наличия новых объектов строительства и т. д.

Как было установлено в ходе ранее проведенных исследований, автоматизация мониторинга изменений наземных объектов на разновременных снимках Белорусской космической системы дистанционного зондирования Земли (далее – БКСДЗ) на территории Беларуси имеет ряд существенных проблем [1]. Дополнительно можно отметить, что решение данной задачи требует распознавания релевантных изменений, а также снижения влияния срабатываний, вызванных схожими (ложными) объектами. При практическом применении разработанных методик важно учитывать, что нейронные сети не могут обеспечить 100 % обнаружение новых объектов, в связи с чем необходима заверка полученных результатов оператором на основе визуального анализа. По этой причине одной из актуальных задач является обеспечение качественных результатов распознавания, которые позволят минимизировать работу оператора по их заверке.

Для решения указанной задачи выполнен анализ моделей нейронных сетей глубокого обучения для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений, выбрана оптимальная модель нейронной сети глубокого обучения и проведено ее обучение на сформированной выборке антропогенных объектов.

Анализ моделей нейронных сетей глубокого обучения для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений

Предметную задачу детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений можно определить следующим образом: выявление изменений определенного типа между парами спутниковых снимков.

В большинстве случаев применение нейронных сетей для обработки данных дистанционного зондирования Земли проводится с использованием свободно предоставляемых мультиспектральных спутниковых изображений с пространственным разрешением от 10 м на 1 пк и выше (т. е. границы объектов можно определять с точностью до 30–50 м). В то же время для качественного контроля и анализа обычно требуется более высокая точность.

Для повышения пространственного разрешения используются панхроматические спутниковые снимки БКСДЗ, а именно снимки Белорусского космического аппарата и родственного ему космического аппарата «Канопус-В» с разрешением 2,1 м на 1 пк (т. е. границы объектов можно определять с точностью до 6–8 м). Подробная информация о характеристиках целевой аппаратуры приведена в статье [2, с. 14–15].

Формальную постановку задачи можно определить следующим образом: семантическая сегментация изображений с разделением на два класса – «нет изменений», «есть изменения».

Задача обнаружения изменений на парах спутниковых снимков в настоящее время успешно решается для некоторых схожих задач с использованием нейронных сетей глубокого обучения. В статье [3] проведено сравнение следующих существующих моделей: *FC-EF* [4], *FC-Siam-Di* [4], *FC-Siam-Conc* [4], *DTCDCN* [5], *STANet* [6], *IFNet* [7], *SNUNet* [8], *BIT* [9], *ChangeFormer* [3].

Как отмечено в настоящем исследовании, решение вышеуказанной задачи с помощью нейронной сети *ChangeFormer* показывает наилучший результат при тестировании модели на подобного рода задачах в случае использования двух стандартных наборов данных – LEVIR-CD [6] и DSIFN-CD [7].

Для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений в рамках настоящего исследования интерес представляет не только максимально достоверное выявление изменений без пропусков, но и минимизация количества ложных срабатываний, так как каждое ложное срабатывание будет приводить к увеличению времени работы оператора, осуществляющего визуальную заверку результатов обработки спутниковых данных.

Чтобы в процессе обучения одновременно максимизировать точность детектирования объектов и минимизировать количество ложных срабатываний, необходимо использовать метрику качества, которая будет учитывать оба этих параметра. К числу наиболее известных и широко применяемых метрик подобного рода принадлежит метрика *F1* [10], которая является гармоническим средним точности и полноты и учитывает как точность алгоритма, так и количество ложных срабатываний.

Кроме того, метрика *F1* используется для оценки качества работы алгоритмов в статье [6], что в дальнейшем позволит оценить качество работы нейронной сети, обученной на сформированном нами наборе данных. Для стандартных наборов данных LEVIR-CD и DSIFN-CD значение метрики *F1* составляет 0,904 и 0,866 7 соответственно. Так как эти наборы данных составлены из мультиспектральных спутниковых снимков с более высоким пространственным разрешением, чем панхроматические

снимки БКСДЗ, можно ожидать, что для рассматриваемого случая приемлемым значением метрики $F1$ было бы значение $\sim 0,8$.

Тестирование и предварительное обучение выбранной нейронной сети

Для первичной валидации полученных результатов на имеющихся снимках БКСДЗ визуально были выбраны несколько явных объектов, которые появились на позднем снимке. Ни один из этих объектов не был детектирован предобученной моделью, поэтому потребовалось дообучение модели с настройками, которые использовались для стандартного набора данных LEVIR-CD.

Обучение выбранной нейронной сети проводилось с расчетом, что в случае, если не возникнет проблем, можно будет выполнить аугментацию таким образом, чтобы сеть начала детектировать изменения и на сформированном наборе данных. Для решения именно задачи определения изменений было проведено дообучение модели (т. е. без обучения самого трансформера). Однако такой подход не привел к улучшению результатов.

На основе анализа отрицательных результатов была выдвинута следующая гипотеза: предварительно обученная на стандартном наборе данных LEVIR-CD нейронная сеть не определяет изменения на снимках БКСДЗ, так как они существенно отличаются по разрешению от снимков, используемых в работе [6]. Кроме того, в наборе данных LEVIR-CD используются мультиспектральные снимки со спектральными каналами RGB. Для тестирования этой гипотезы была проведена следующая аугментация данных.

1. Снимки преобразовываются в оттенки серого (*grayscale*).
2. Применяется масштабирование снимков (пространственное разрешение изображений уменьшается в 4–5 раз для получения разрешения 2 Мпк).

Результат обучения нейронной сети подтвердил выдвинутую гипотезу: нейронная сеть начала детектировать изменения на снимках БКСДЗ, которые не участвовали в обучении. Однако обучение на данных существующих датасетов не дает хороших результатов (значение метрики $F1$ не превышало 0,16).

Исходя из вышесказанного, приходим к выводу, что выбранную нейронную сеть можно использовать для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений, но при этом необходимо проводить разметку собственных данных и дообучение сети на сформированной выборке.

Описание процесса обучения выбранной нейронной сети

На основе проведенного анализа для обнаружения новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений выбрана архитектура нейронной сети *ChangeFormer* (github.com/wgcbn/changeformer).

Архитектура нейронной сети *ChangeFormer* (рис. 1) построена на основе трансформера для обнаружения изменений посредством анализа разновременной пары изображений, покрывающих одну территорию. В отличие от фреймворков, которые основаны на полностью сверточных сетях, предлагаемый метод объединяет иерархически структурированный преобразователь-кодировщик с декодером многослойного восприятия (MLP) для эффективного рендеринга многомасштабных деталей дальнего действия, необходимых для точного обнаружения изменений.

Для обучения выбранной нейронной сети использовался метод оптимизации *AdamW* [11] со следующими настройками, которые обеспечили достижение наилучшего значения метрики качества обучения: `weight_decay=0.4037599735608572; batch_size=32; lr=0.00001; policy=cosine; optimizer=adamw, loss=ce`.

Каждый обучающий пример состоит из пары сегментов размером 256×256 пк, который на шаге обучения готовится посредством итерации по объектам эталонной разметки следующим образом.

1. Первая вершина объекта эталонной разметки задает центр рассматриваемого региона размером 1024×1024 пк.
2. Для рассматриваемого региона визуализируется маска объектов интереса.
3. Из снимков и маски объектов интереса случайно вырезаются области, размер которых соответствует входному разрешению нейронной сети (256×256 пк).

На этапе тестирования рассматриваются регионы размером 256×256 пк, чтобы избежать случайного изменения валидационных примеров.

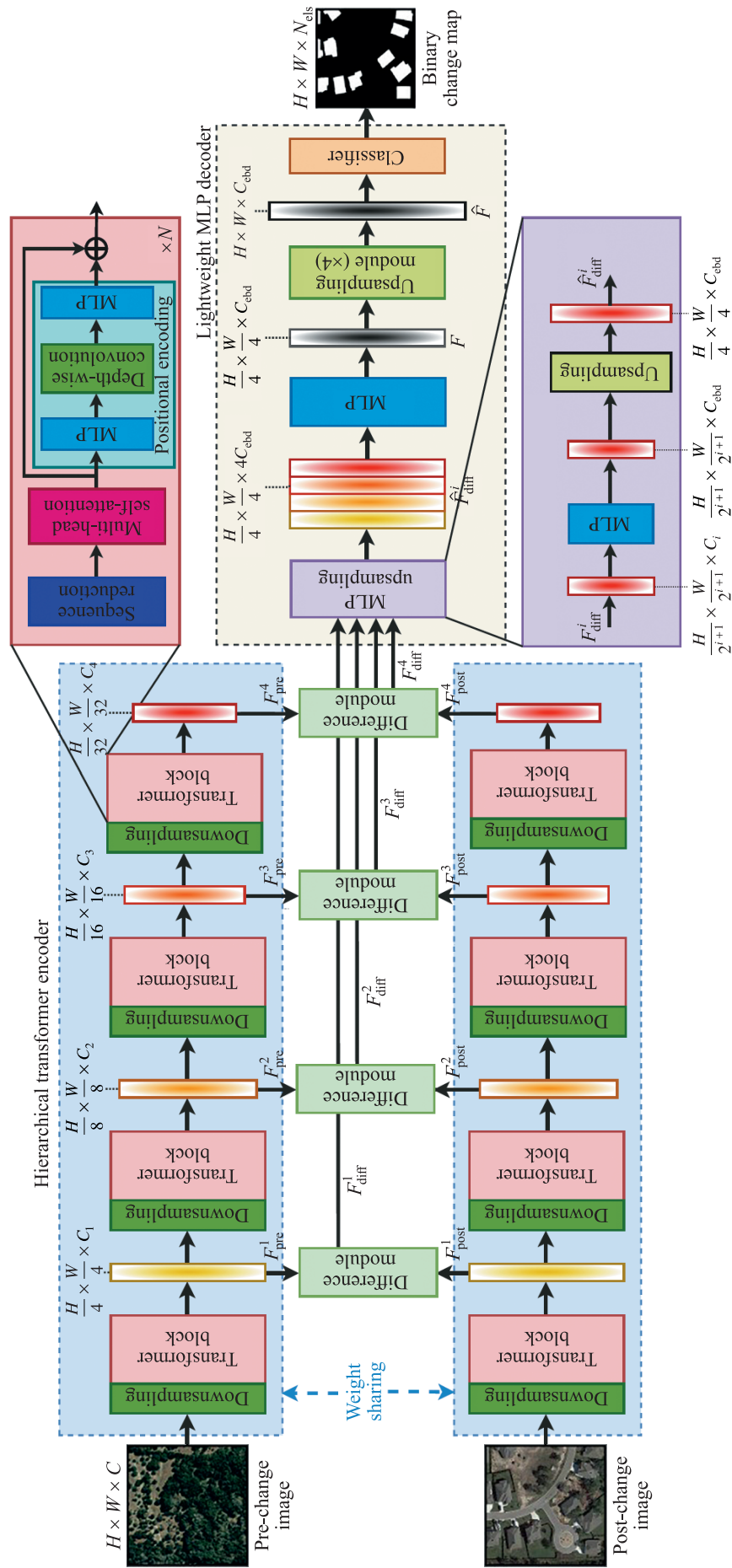


Рис. 1. Архитектура нейронной сети *ChangeFormer*.

Источник: [3]

Fig. 1. *ChangeFormer* network architecture.

Source: [3]

Для уменьшения склонности нейронной сети к переобучению применяются следующие методы аугментации.

1. Методы, применяемые для более старого снимка:

- случайное изменение яркости и контраста – `A.RandomBrightnessContrast()`;
- случайное изменение гаммы изображения – `A.RandomGamma()`;
- случайный сдвиг на 2 пк по горизонтали и 6 пк по вертикали – `A.augmentations.geometric.transforms.Affine(translate_px=dict(x=(-2, 2), y=(-6, 6)))`.

2. Методы, применяемые для обоих снимков и эталонной разметки совместно:

- зеркальное отражение по вертикали и горизонтали – `A.Flip()`;
- случайное масштабирование снимка в интервале $[0,75, 1,25]$ – `A.RandomScale(scale_limit=(0.2, 1.03), p=1, interpolation=cv2.INTER_AREA)`;
- случайное вырезание региона размером 256×256 пк – `A.RandomCrop(256, 256, p=1)`;
- случайное вращение с шагом 90° – `A.RandomRotate90(p=0.9)`;
- случайное транспонирование – `A.Transpose(p=0.25)`;
- случайное инвертирование изображения – `A.InvertImg(p=0.1)`;
- случайное масштабирование значения каждого пиксела в интервале $[0,95, 1,05]$ – `A.MultiplicativeNoise(elementwise=True)`;
- случайное изменение яркости и контраста – `A.RandomBrightnessContrast()`;
- случайное изменение гаммы изображения – `A.RandomGamma()`.

С использованием выбранной нейронной сети проведена автоматическая разметка всех имеющихся пар спутниковых снимков, по результатам которой выполнены следующие действия.

1. В обучающей выборке исправлены пропуски истинных объектов и добавлены наиболее часто встречающиеся ложные объекты.

2. В валидационной выборке добавлены истинные объекты (по несколько штук на пару снимков) и добавлено большее количество ложных объектов, поскольку на некоторых парах снимков было значительное количество ложных срабатываний.

Для проведения обучающей разметки использовано восемь пар снимков, которые покрывали разные регионы Беларуси или территории различной степени урбанизированности и техногенной освоенности либо были получены в разные сезоны года (период с марта по ноябрь), что увеличивало вариативность распознаваемых объектов. Всего в обучающей выборке размечено 4090 истинных объектов и 7300 ложных объектов на территории площадью 32,2 тыс. км².

Валидационная разметка была проведена на двух парах снимков по тем же принципам, что и обучающая разметка. Всего в валидационной выборке размечено 460 истинных объектов и 780 ложных объектов на территории площадью 3,8 тыс. км².

Для оценки точности полученного решения применялось среднее пересечение по объединению (метрика *mIoU*) с использованием процедуры скользящего контроля и разделением исходного набора данных на обучающий и валидационный наборы данных:

$$mIoU = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{P_i \cap L_i}{P_i \cup L_i},$$

где P_i – множество пикселей, которые классифицированы нейронной сетью глубокого обучения как относящиеся к i -му классу; L_i – множество пикселей, относящихся к i -му классу из эталонной разметки; $N = 2$ – число классов.

В связи с тем что общее число пикселей фона значительно превышает число пикселей истинных объектов, была использована функция потерь (L) [12], в которой весовые коэффициенты для каждого класса определены экспериментальным путем:

$$L = \sum_{i=1}^W \sum_{j=1}^H \sum_{n=1}^N A_n T_{ijn} \ln \left(\frac{O_{ij}}{\sum_{l=1}^W \sum_{k=1}^H O_{lk}} \right),$$

где W – ширина изображения; H – высота изображения; A_n – экспериментально подобранный для каждого класса весовой коэффициент; T_{ijn} – значение пиксела в оригинальной разметке; O_{ij} – элемент выхода нейронной сети глубокого обучения.

Далее было проведено обучение выбранной нейронной сети для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений.

Путем подбора гиперпараметров за 10 эпох обучения удалось добиться значения метрики $F1$, равного 0,62. Затем было проведено дальнейшее обучение модели в течение большего количества эпох с заменой метрики $F1$ на метрику $mIoU$. За 200 эпох обучения значение метрики $mIoU$ достигло 75,76 %.

Примеры работы обученной нейронной сети приведены на рис. 2 и 3.



Рис. 2. Новая ферма в Слонимском районе

Fig. 2. New farm in Slonim District



Рис. 3. Новая ферма в Вороновском районе

Fig. 3. New farm in Voronovsky District

Заклучение

При проведении настоящего исследования получены следующие результаты.

1. Разработана методика анализа и выбора моделей нейронных сетей глубокого обучения для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений.
2. Выполнен анализ моделей нейронных сетей глубокого обучения для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных снимков БКСДЗ, и осуществлен выбор модели нейронной сети глубокого обучения для реализации данной задачи.
3. Проведено предварительное обучение выбранной модели нейронной сети глубокого обучения, которое показало, что эту модель нейронной сети можно использовать для детектирования новых антропогенных объектов на основе разновременных снимков БКСДЗ при условии создания собственного обучающего набора данных и проведения дообучения сети.

4. Созданы обучающая и валидационная выборки на восьми парах разновременных снимков (в общей сложности 4550 истинных объектов и 8080 ложных объектов), проведено обучение нейронной сети с оптимизацией настроек и подбором гиперпараметров.

5. Получены положительные результаты обнаружения новых антропогенных объектов на основе разновременных спутниковых изображений с метрикой $mIoU$, равной 75,76 %.

Таким образом, результаты исследования наглядно демонстрируют реальную возможность автоматизации контроля появления новых антропогенных объектов при проведении экологического мониторинга. Разработанная модель используется в комплексе программных средств обработки данных дистанционного зондирования Земли в рамках Информационно-аналитической системы контроля и анализа деятельности в водоохранных зонах (ИАС «Водоохранные зоны») и уже на этом этапе эффективно справляется с поставленной задачей. Возможно дальнейшее повышение точности, однако для получения значимых с предметной точки зрения результатов потребуются наличие большого количества ресурсов, которые обеспечат кратное расширение обучающего набора данных.

Библиографические ссылки

1. Белозерский ЛА, Мурашко НИ, Орешкина ЛВ. Проблемы использования разновременных спутниковых снимков в решении задач автоматического обнаружения изменений на местности. В: Абрамеев СВ, Казаченок ВВ, Красногир ЕГ, Буза МК, Воронников ЮИ, Журавков МА и др., редакторы. *Международный конгресс по информатике: информационные системы и технологии. Материалы Международного научного конгресса; 24–27 октября 2016 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2016. с. 4–8.
2. Макриденко ЛА, Волков СН, Горбунов АВ, Салихов РС, Ходненко ВП. КА «Канопус-В» № 1 – первый российский малый космический аппарат высокоточного дистанционного зондирования Земли нового поколения. *Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ*. 2017;156:10–20. EDN: YWELEH.
3. Bandara WGC, Patel VM. A transformer-based Siamese network for change detection. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *IGARSS-2022. Proceedings of the 2022 IEEE International geoscience and remote sensing symposium; 2022 July 17–22; Kuala Lumpur, Malaysia*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2022. p. 207–210. DOI: 10.1109/IGARSS46834.2022.9883686.
4. Daudt RC, Le Saux B, Boulch A. Fully convolutional Siamese networks for change detection. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *2018 25th IEEE International conference on image processing (ICIP); 2018 October 7–10; Athens, Greece*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2018. p. 4063–4067. DOI: 10.1109/ICIP.2018.8451652.
5. Liu Y, Pang C, Zhan Z, Zhang X, Xue Yang X. Building change detection for remote sensing images using a dual-task constrained deep Siamese convolutional network model. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*. 2021;18(5):811–815. DOI: 10.1109/LGRS.2020.2988032.
6. Chen H, Shi Z. A spatial-temporal attention-based method and a new dataset for remote sensing image change detection. *Remote Sensing*. 2020;12(10):1662. DOI: 10.3390/rs12101662.
7. Zhang C, Yue P, Tapete D, Jiang L, Shangguan B, Huang L, et al. A deeply supervised image fusion network for change detection in high resolution bi-temporal remote sensing images. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*. 2020;166:183–200. DOI: 10.1016/j.isprsjprs.2020.06.003.
8. Fang S, Li K, Shao J, Li Z. SNUNet-CD: a densely connected Siamese network for change detection of VHR images. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*. 2021;19:8007805. DOI: 10.1109/LGRS.2021.3056416.
9. Chen H, Qi Z, Shi Z. Remote sensing image change detection with transformers. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2022;60:5607514. DOI: 10.1109/TGRS.2021.3095166.
10. van Rijsbergen CJ. *Information retrieval*. 2nd edition. London: Butterworths; 1979. 208 p.
11. Loshchilov I, Hutter F. Decoupled weight decay regularization. In: *Proceedings of the 7th International conference on learning representations (ICLR-2019); 2019 May 6–9; New Orleans, USA. Volume 6*. Red Hook: Curran Associates; 2019. p. 4061–4078.
12. Ronneberger O, Fischer P, Brox T. U-Net: convolutional networks for biomedical image segmentation. In: Navab N, Hornegger J, Wells WM, Frangi AF, editors. *Medical image computing and computer-assisted intervention – MICCAI-2015. Proceedings of the 18th International conference; 2015 October 5–9; Munich, Germany. Part 3*. Cham: Springer; 2015. p. 234–241 (Lecture notes in computer science; volume 9351). DOI: 10.1007/978-3-319-24574-4_28.

Получена 20.02.2025 / исправлена 19.03.2025 / принята 19.03.2025.
Received 20.02.2025 / revised 19.03.2025 / accepted 19.03.2025.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СОГЛАСУЮЩЕГО СЛОЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Н. Н. ДЕДОВИЧ¹⁾, П. В. КУЧИНСКИЙ¹⁾, А. Ф. РОМАНОВ¹⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Приведена методика поиска оптимальных параметров согласующего слоя пьезоэлектрического преобразователя, предназначенного для излучения и приема ультразвуковых колебаний в газовой среде. В качестве способа оптимизации параметров согласующего слоя использовано моделирование пьезоэлектрического преобразователя методом конечных элементов с помощью программного пакета *COMSOL Multiphysics*. Представлены модели пьезоэлектрического преобразователя, и выполнена оптимизация параметров согласующего слоя в целях повышения эффективности преобразования электрического сигнала в ультразвуковые колебания и обратно. Полученные модели позволяют оценить частотные характеристики пьезоэлектрического преобразователя и проанализировать как эффективность взаимного преобразования электрической и ультразвуковой энергии, так и процесс распространения ультразвуковых волн. Показано, что моделирование методом конечных элементов дает возможность установить требования к материалу и геометрии согласующего слоя пьезоэлектрического преобразователя, а незначительное усложнение модели позволяет прогнозировать работу пьезоэлектрических преобразователей в режиме излучения и приема ультразвуковых сигналов в газовой среде при конструировании и изготовлении опытных образцов.

Ключевые слова: ультразвук; пьезоэлектрический преобразователь; конструкция; согласующий слой; моделирование; метод конечных элементов.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь в рамках отдельного проекта научно-исследовательской работы «Исследование и разработка широкополосных пьезоэлектрических преобразователей для использования в высокоточных ультразвуковых измерительных приборах, функционирующих в широком диапазоне температур и давлений» (№ гос. регистрации 20231563).

Образец цитирования:

Дедович НН, Кучинский ПВ, Романов АФ. Оптимизация параметров согласующего слоя пьезоэлектрического преобразователя методом конечных элементов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;3:70–77. EDN: XRMMIY

For citation:

Dedovich NN, Kuchynski PV, Romanov AF. Optimisation of the parameters of the matching layer of a piezoelectric transducer by the finite element method. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;3:70–77. Russian. EDN: XRMMIY

Авторы:

Николай Николаевич Дедович – научный сотрудник лаборатории информационно-измерительных систем.
Петр Васильевич Кучинский – доктор физико-математических наук, доцент; директор.
Анатолий Филиппович Романов – кандидат технических наук; заведующий лабораторией информационно-измерительных систем.

Authors:

Nikolai N. Dedovich, researcher at the laboratory of information and measuring systems.
liis_2015@mail.ru
Petr V. Kuchynski, doctor of science (physics and mathematics), docent; director.
kuchynski@bsu.by
Anatoly F. Romanov, PhD (engineering); head of the laboratory of information and measuring systems.
ramanau@bsu.by

OPTIMISATION OF THE PARAMETERS OF THE MATCHING LAYER OF A PIEZOELECTRIC TRANSDUCER BY THE FINITE ELEMENT METHOD

N. N. DEDOVICH^a, P. V. KUCHYNSKI^a, A. F. ROMANOV^a

^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems, Belarusian State University,
7 Kurchatava Street, Minsk 220045, Belarus

Corresponding author: A. F. Romanov (ramanau@bsu.by)

Abstract. A methodology for finding the optimal parameters of the matching layer of a piezoelectric transducer designed to convert and receive ultrasonic vibrations in a gas is presented. As a way to optimise the parameters of the matching layer, modelling of a piezoelectric transducer by the finite element method using the *COMSOL Multiphysics* software package is used. Models of a piezoelectric transducer are presented and optimisation of the parameters of the matching layer is implemented in order to increase the efficiency of electrical signal conversion into ultrasonic vibrations and vice versa. The obtained models allow to estimate the frequency characteristics of a piezoelectric transducer and to analyse the efficiency of mutual conversion of electrical and ultrasonic energy, as well as the process of propagation of ultrasonic waves. It is shown that the finite element modelling method allows to establish requirements for the material and geometry of the matching layer of a piezoelectric transducer, and a slight complication of the model makes it possible to predict the operation of piezoelectric transducers in the mode of radiation and reception of ultrasonic signals in a gas environment during the design and manufacture of prototypes.

Keywords: ultrasound; piezoelectric transducer; designs; matching layer; modelling; finite element method.

Acknowledgements. The work was carried out with the financial support of the Ministry of Education of the Republic of Belarus as part of a separate project of the research work «Research and development of broadband piezoelectric transducers for use in high-precision ultrasonic measuring instruments operating in a wide range of temperatures and pressures» (state registration No. 20231563).

Введение

При проектировании ультразвуковых времяимпульсных расходомеров для газовой среды важное значение имеют расчет и оптимизация конструкции ультразвукового преобразователя для генерации зондирующих ультразвуковых сигналов. Базовым элементом конструкции пьезоэлектрического преобразователя (ПП) для ультразвукового метода измерений [1; 2] является пьезокерамический элемент (ПЭ), который обеспечивает обратимость выполняемых преобразований и позволяет использовать ПП как в качестве излучателя, так и в качестве приемника ультразвуковых волн. Геометрические характеристики ПЭ определяют его частотные свойства, а также диаграмму звукового давления (диаграмму излучения) и эффективность взаимного преобразования электрической и ультразвуковой энергии. Применение ПП в широком диапазоне температур и давлений газовой среды предполагает жесткие условия эксплуатации из-за большой разницы акустических сопротивлений среды и ПЭ, что накладывает повышенные требования к конструкции ПП.

Для эффективного излучения и приема ультразвуковых волн в газовой среде необходимо наличие одного или нескольких согласующих слоев с промежуточным значением акустического импеданса между импедансом ПЭ и импедансом среды. При проектировании ПП важно определить требования к характеристикам материала и геометрии согласующего слоя, чтобы максимально повысить эффективность электроакустических преобразований. Для поиска оптимальных параметров согласующего слоя можно использовать моделирование ПП методом конечных элементов [3; 4].

Материалы и методы исследования

При проектировании ПП одним из возможных способов оценки его ожидаемых характеристик является моделирование как отдельных элементов ПП, так и общей конструкции ПП с учетом внешних факторов. Вышеупомянутый метод конечных элементов позволяет решать системы дифференциальных и интегральных уравнений, описывающих физические процессы в узлах сетки, полученной в результате разбиения объекта на мелкие элементы. Предполагается, что размеры этих элементов настолько малы, что внутри них не происходит существенных изменений физических параметров, характеризующих моделируемые процессы. Так как результат моделирования методом конечных

элементов зависит от количества и размеров элементов сетки¹ [5; 6], для проведения моделирования использовался программный пакет *COMSOL Multiphysics*, который дает возможность контролировать статистические характеристики сетки, а также строить осесимметричные модели для снижения вычислительных затрат.

В результате решения уравнений прямого пьезоэффекта в узлах сетки были получены основные механические характеристики состояния поверхности диска (напряжение и деформация) при колебании на резонансной частоте [4]. Модель ПЭ имела вид диска диаметром 14 мм и толщиной 2,1 мм. Достоверность модели ПЭ или модели общей конструкции ПП оценивалась по результатам измерений амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик. Относительная ошибка не превышала 4 %. Для сравнительной оценки эффективности излучения с использованием метода конечных элементов были проведены расчеты акустического давления в узлах сетки газовой среды на основе уравнения Гельмгольца, при этом источником локальных давлений являлись твердая поверхность ПЭ, с одной стороны, и поверхность согласующего слоя, с другой стороны [7].

Расчет и оптимизация параметров согласующего слоя были выполнены на основе двумерной осесимметричной модели (рис. 1). Согласно этой модели ПП, представляющий собой ПЭ с согласующим слоем, расположен между двумя полусферами воздуха при атмосферном давлении и комнатной температуре. Ось симметрии соответствует направлению излучения. Внешние границы полусфер воздуха обладают идеальными характеристиками и гарантируют полное поглощение акустического излучения. Такая модель позволяет анализировать эффективность электроакустических преобразований при излучении в свободном пространстве. Кроме того, наличие согласующего слоя только с одной стороны ПЭ дает возможность сравнивать характеристики излучения в противоположных направлениях и оценивать качество согласования ПЭ со средой.

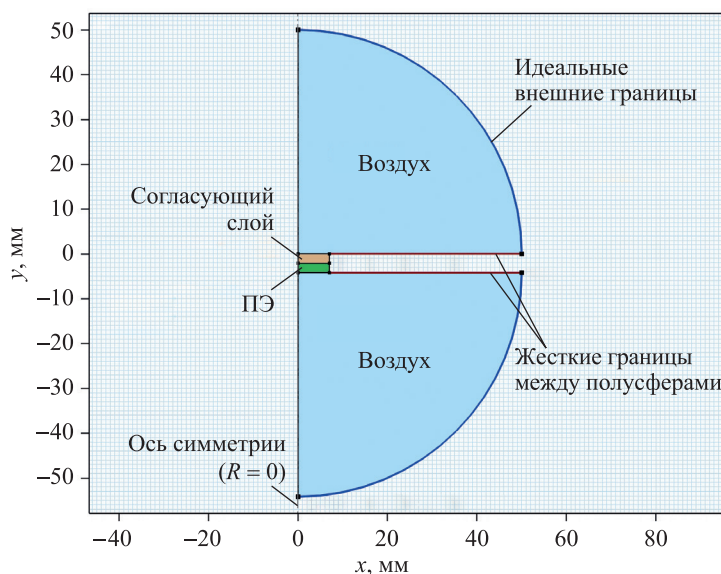


Рис. 1. Модель ПП, работающего в воздушной среде

Fig. 1. Model of a piezoelectric transducer operating in an air environment

Исходные требования к параметрам согласующего слоя были получены в результате расчетов при условии применения согласующего слоя с промежуточным значением акустического импеданса между импедансом ПЭ и импедансом среды. На первом этапе определялись характеристики излучения (акустическое давление и диаграмма излучения) со стороны ПЭ и со стороны согласующего слоя, а затем проводилась оптимизация параметров согласующего слоя в целях повышения интенсивности излучения в направлении оси излучения ПП.

Для оценки качества согласования ПЭ с газовой средой, а также результатов оптимизации параметров согласующего слоя в целях повышения эффективности электроакустических преобразований модель менялась от простой к сложной. Первоначально в качестве ПП использовался ПЭ без согласующего слоя. На следующем этапе к ПЭ добавлялся согласующий слой с расчетными харак-

¹Красников Г. Е., Нагорнов О. В., Старостин Н. В. Моделирование физических процессов с использованием пакета COMSOL Multiphysics : учеб. пособие. М. : Нац. исслед. ядер. ун-т «МИФИ», 2012. 184 с.

теристиками материала (плотность и модуль Юнга) и выполнялась их оптимизация. На последнем этапе проводились изменение и оптимизация геометрии излучающей поверхности ПП с согласующим слоем. В дополнение была представлена модель на основе оптимизированного ПП, которая позволяет анализировать эффективность электроакустических преобразований при излучении в свободном пространстве.

Результаты и их обсуждение

При наличии сигнала возбуждения ПЭ излучает в обе стороны по оси симметрии. Максимальное излучение осуществляется на частоте, соответствующей радиальной моде пьезоэлемента. Применение согласующего слоя позволяет увеличить энергию излучения со стороны согласующего слоя (рис. 2). Модуль оптимизации в программном пакете *COMSOL Multiphysics* позволил решить задачу оптимизации плотности материала и значения модуля Юнга согласующего слоя при условии незначительного изменения удельного акустического сопротивления согласующего слоя [7]. В дополнение к полученным ранее решениям здесь были учтены механические потери.

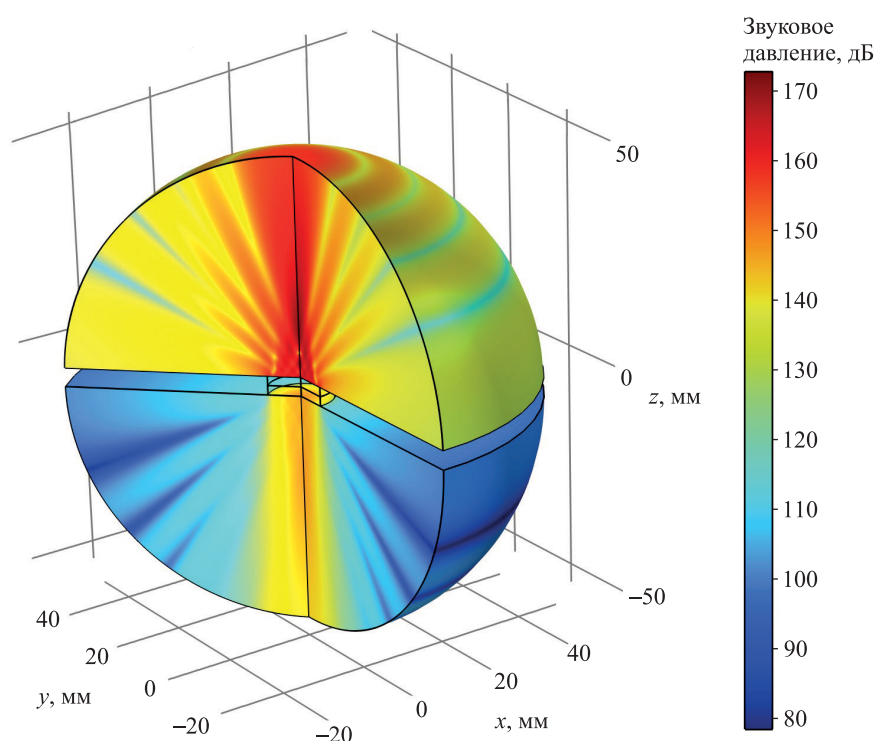


Рис. 2. Характеристика излучения ПП
Fig. 2. Radiation characteristics of a piezoelectric transducer

Следующим шагом оптимизации согласующего слоя было установление оптимальной геометрии в целях повышения интенсивности излучения в направлении оси излучения ПП. Для этого изменялись размер излучающей поверхности согласующего слоя и его форма путем удаления из плоской поверхности согласующего слоя, соответствующей исходной геометрии, или добавления к ней части слоя в виде четверти эллипсоида (рис. 3). Оси эллипсоида определяют глубину и диаметр образованной вогнутости или выпуклости на поверхности согласующего слоя. При поиске оптимальной геометрии обе оси эллипсоида и размеры согласующего слоя (толщина и диаметр) являются переменными в целях повышения интенсивности излучения в направлении оси излучения ПП. Аналогично был проведен анализ решений оптимизации, когда эллипс сдвинут относительно оси симметрии ПП.

На рис. 4 и 5 представлены графики, иллюстрирующие повышение интенсивности излучения ПП в результате согласования ПЭ с рабочей средой и оптимизации характеристик материала и геометрии согласующего слоя. Оптимизация характеристик материала согласующего слоя (плотность и модуль Юнга) повышает эффективность электроакустических преобразований и, следовательно, интенсивность излучения ПП [7]. Оптимизация геометрии согласующего слоя (см. рис. 3) позволяет изменить диаграмму звукового давления и сфокусировать излучение в направлении оси симметрии ПП, что

дополнительно повышает уровень акустических колебаний. В силу обратимости физических процессов полученное решение также способствует увеличению чувствительности ПП в режиме приема ультразвуковых волн.

Таким образом, согласующий слой с оптимизированными характеристиками материала и геометрией позволяет увеличить амплитуду электрического сигнала на выходе приемника излучения и, соответственно, повысить значение отношения сигнала к шуму прямо-передающих устройств. Как следствие, решение задачи оптимизации параметров согласующего слоя даст возможность снизить требования к напряжению источника питания измерительной системы.

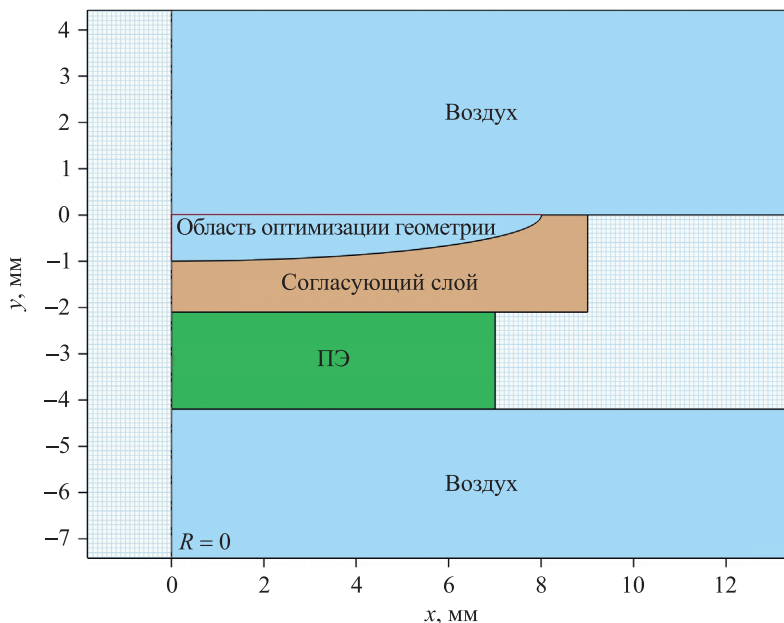


Рис. 3. Модель оптимизации геометрии согласующего слоя (красной линией обозначена условная граница исходной геометрии согласующего слоя)

Fig. 3. Model of optimisation of the geometry of the matching layer (the red line indicates the conditional boundary of the initial geometry of the matching layer)

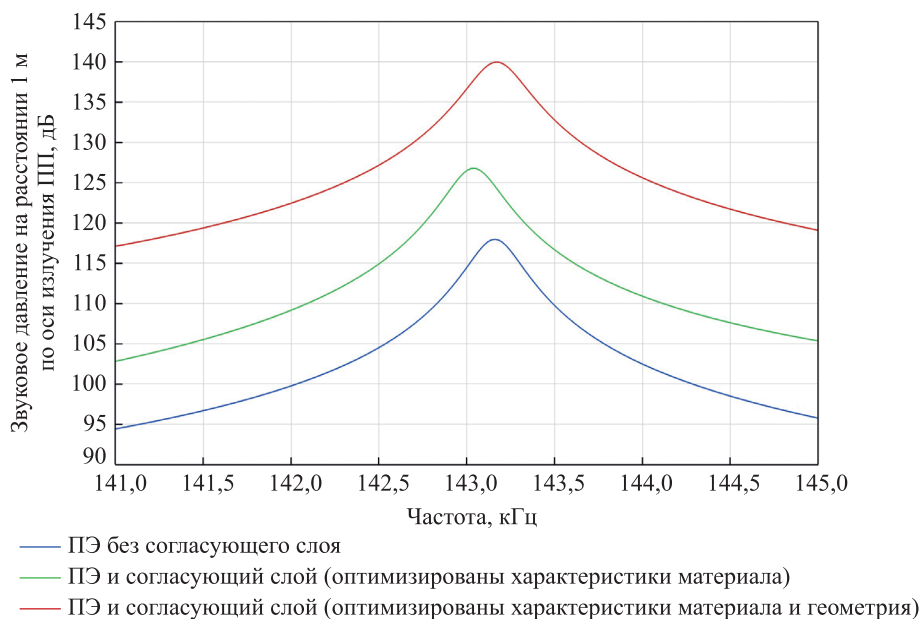


Рис. 4. Изменение звукового давления на расстоянии 1 м по оси излучения ПП

Fig. 4. Change in sound pressure value at a distance of 1 m along the radiation axis of a piezoelectric transducer



Рис. 5. Изменение диаграммы звукового давления

Fig. 5. Changing the sound pressure diagram

Важным этапом при проектировании ПП является проверка достоверности результатов физико-математического моделирования. Одним из способов оценки результатов моделирования является их сравнение с измеренными амплитудно-частотными и фазочастотными характеристиками ПП. Этот метод позволяет контролировать электрические свойства ПП, но не дает возможности тестировать акустические свойства ПП. Измерение акустических свойств опытных образцов ПП требует применения специального оборудования. Для того чтобы проверить полученные результаты оптимизации, дополним модель (см. рис. 1) таким же ПП, который будет использоваться в качестве приемника ультразвуковых колебаний. Модель для двух ПП, расположенных в воздушной среде на расстоянии 100 мм друг от друга по оси излучения и приема, представлена на рис. 6.

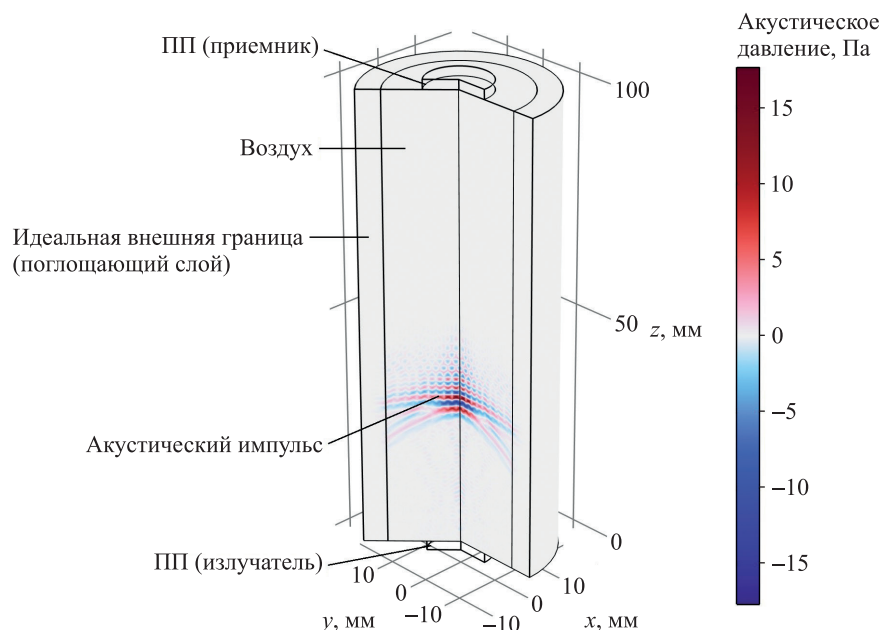


Рис. 6. Модель тестирования прямо-излучающих характеристик ПП

Fig. 6. Model of testing the receiving and emitting characteristics of a piezoelectric transducer

Двумерная осесимметричная модель представляет собой воздушный цилиндр с идеальной поглощающей боковой поверхностью. Данная модель соответствует испытаниям в свободном пространстве. Два ПП расположены по оси симметрии на торцах цилиндра так, чтобы согласующий слой ПП контактировал с воздухом.

В результате моделирования прямого электроакустического преобразования, распространения сигналов в газовой среде и обратного акустоэлектрического преобразования получены электрические сигналы на выходе излучателя и приемника (рис. 7). Нижний ПП (излучатель) возбуждается гармоническим импульсом с частотой резонанса ПЭ, амплитудой 100 В и длительностью один период через последовательно включенное сопротивление 10 Ом. Импульс формируется в результате модуляции гармонического колебания гауссовой функцией. Параллельно верхнему ПП (приемник) включено сопротивление 1000 Ом.

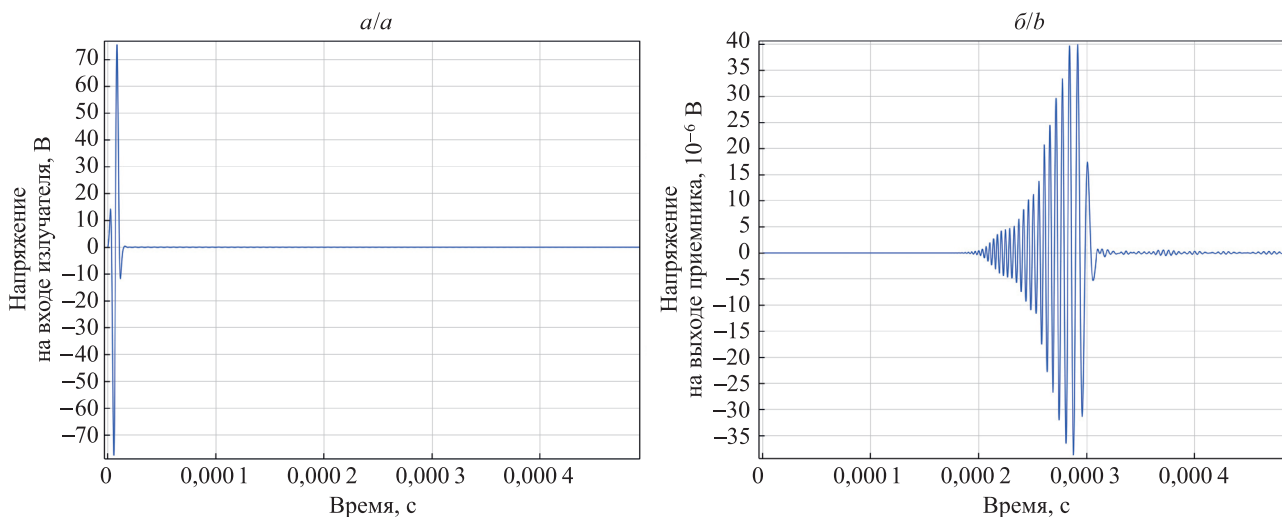


Рис. 7. Импульс возбуждения излучателя (а) и сигнал на выходе приемника (б)
(начало оси времени соответствует моменту возбуждения излучателя электрическим импульсом)

Fig. 7. Excitation pulse of the emitter (a) and the signal at the output of the receiver (b)
(the beginning of the time axis corresponds to the moment when the emitter is excited by an electric pulse)

На рис. 7 показан момент времени после распространения импульса звукового давления от излучателя к приемнику (0,0001 с после возбуждения излучающего ПП). В дальнейшем при изготовлении опытных образцов ПП полученный в результате моделирования (см. рис. 6) электрический сигнал на выходе приемника несложно сравнить с результатами измерений и тем самым оценить акустические свойства ПП. Таким образом, незначительное усложнение модели позволяет прогнозировать работу ПП в режиме излучения и приема ультразвуковых сигналов в газовой среде при проектировании и изготовлении опытных образцов ПП.

Заключение

Моделирование методом конечных элементов позволяет оптимизировать характеристики материала и геометрию согласующего слоя ПП, работающих в газовой среде, в целях повышения интенсивности излучения в направлении оси излучения ПП. Практическая значимость полученных результатов заключается в том, что они могут быть использованы при разработке технологии изготовления и организации производства ПП (ультразвуковых датчиков), эксплуатируемых в газовой среде, что даст возможность сократить расходы при проектировании ПП для контрольно-измерительных приборов.

Библиографические ссылки

1. Богуш МВ. *Проектирование пьезоэлектрических датчиков на основе пространственных электротермоупругих моделей*. Панич АЕ, редактор. Москва: Техносфера; 2014. 312 с. (Пьезоэлектрическое приборостроение; том 9).
2. Богуш МВ, Пикалев ЭМ. Ультразвуковые излучатели – приемники для газа. В: *Фундаментальные проблемы функционального материаловедения, пьезоэлектрического приборостроения и нанотехнологий. Пьезотехника-2005. Сборник трудов Международной научно-практической конференции; 23–26 августа 2005 г.; Ростов-на-Дону, Азов, Россия. Том 3*. Ростов-на-Дону: Издательство Ростовского государственного педагогического университета; 2005. с. 13–17.

3. Богуш МВ. Проектирование пьезоэлектрических датчиков с использованием конечно-элементных математических моделей. *Приборы*. 2007;12:30–38. EDN: IJCHUR.
4. Дедович НН, Романов АФ. Моделирование элементов конструкции пьезоэлектрического преобразователя методом конечных элементов. В: Свистун АИ, Гусев ОК, Воробей РИ, Жагора НА, Князев МА, Маляревич АМ и др., редакторы. *Приборостроение-2024. Материалы 17-й Международной научно-технической конференции; 26–29 ноября 2024 г.; Минск, Беларусь*. Минск: [б. и.]; 2024. с. 44–46.
5. Галлагер Р. *Метод конечных элементов. Основы*. Картвелишвили ВМ, переводчик; Баничук НВ, редактор. Москва: Мир; 1984. 428 с.
6. Стренг Г, Фикс Дж. *Теория метода конечных элементов*. Агошков ВИ, Василенко ВА, Шайдуров ВВ, переводчики; Марчук ГИ, редактор. Москва: Мир; 1977. 350 с.
7. Дедович НН, Романов АФ. Оптимизация элементов конструкции пьезоэлектрического преобразователя методом конечных элементов. В: Свистун АИ, Гусев ОК, Воробей РИ, Жагора НА, Князев МА, Маляревич АМ и др., редакторы. *Приборостроение-2024. Материалы 17-й Международной научно-технической конференции; 26–29 ноября 2024 г.; Минск, Беларусь*. Минск: [б. и.]; 2024. с. 42–44.

Получена 28.03.2025 / исправлена 07.04.2025 / принята 07.04.2025.
Received 28.03.2025 / revised 07.04.2025 / accepted 07.04.2025.

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

<i>Трусевич Л. А., Кугейко М. М.</i> Спектральные свойства нанооболочек серебра и золота с сердцевиной из кремнезема в биотканях.....	4
<i>Ксенофонов М. А., Поляков А. В.</i> Квазираспределенный оптоволоконный измеритель температуры на основе волоконных брэгговских решеток с металлическим покрытием.....	14

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Гусакова О. В., Шепелевич В. Г.</i> Зеренная структура сплава Al – Si при высокоскоростном затвердевании. Фактор Тейлора.....	24
<i>Бринкевич Д. И., Оджаев В. Б., Просолович В. С., Янковский Ю. Н., Кенжаев З. Т., Исмаилов Б. К.</i> Фотолюминесценция эпитаксиальных слоев $Al_xGa_{1-x}P$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии.....	33
<i>Котов С. Ю., Фролов И. С.</i> Разрушение покрытий из нитрида циркония, формируемых методом реактивного магнетронного распыления, под действием растягивающих нагрузок.....	40

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

<i>Тихомиров В. В.</i> Магнитотормозной механизм рождения гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах и его количественное описание	48
--	----

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

<i>Семененко Л. В., Кочик Е. Н., Сорока А. М.</i> Детектирование новых антропогенных объектов на разновременных спутниковых изображениях Белорусской космической системы дистанционного зондирования Земли.....	62
<i>Дедович Н. Н., Кучинский П. В., Романов А. Ф.</i> Оптимизация параметров согласующего слоя пьезоэлектрического преобразователя методом конечных элементов.....	70

CONTENTS

OPTICS AND SPECTROSCOPY

<i>Trusevich L. A., Kugeiko M. M.</i> Spectral properties of silver and gold nanoshells with silica core in biotissues	4
<i>Ksenofontov M. A., Polyakov A. V.</i> Quasi-distributed fiber-optic temperature measurement device based on fiber Bragg gratings with metal coating.....	14

CONDENSED STATE PHYSICS

<i>Gusakova O. V., Shepelevich V. G.</i> Grain structure of Al – Si alloy at high-speed solidification. Taylor factor	24
<i>Brinkevich D. I., Odzhaev V. B., Prasalovich U. S., Yankovski Yu. N., Kenzhaev Z. T., Ismaylov B. K.</i> Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers grown by liquid-phase epitaxy method.....	33
<i>Kotov S. Yu., Frolov I. S.</i> Destruction of zirconium nitride coatings formed by reactive magnetron sputtering under tensile loads.....	40

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

<i>Tikhomirov V. V.</i> Synchrotron electron-positron pair production by gamma quanta in crystals and its quantitative description.....	48
---	----

RESEARCH INSTRUMENTS AND METHODS

<i>Semianenka L. V., Kochyk E. N., Saroka A. M.</i> New anthropogenic objects detection in multi-temporal satellite images of the Belarusian space system of Earth remote sensing.....	62
<i>Dedovich N. N., Kuchynski P. V., Romanov A. F.</i> Optimisation of the parameters of the matching layer of a piezoelectric transducer by the finite element method.....	70

Журнал включен Высшей аттестационной комиссией Республики Беларусь в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований по техническим (экспериментальная и прикладная физика; микро- и наноэлектроника) и физико-математическим наукам.

Журнал включен в библиографическую базу данных научных публикаций «Российский индекс научного цитирования» (РИНЦ), China National Knowledge Infrastructure.

**Журнал Белорусского
государственного университета. Физика.
№ 3. 2025**

Учредитель:
Белорусский государственный университет

Юридический адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск, Республика Беларусь.
Почтовый адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск, Республика Беларусь.
Тел. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by
URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

«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).

Редакторы *М. Д. Баранова, О. А. Семенец*
Технический редактор *А. Р. Голик*
Корректор *Л. А. Меркуль*

Подписано в печать 28.11.2025.
Тираж 25 экз.

© БГУ, 2025

**Journal
of the Belarusian State University. Physics.
No. 3. 2025**

Founder:
Belarusian State University

Registered address: 4 Niezaliezhnasci Ave.,
Minsk 220030, Republic of Belarus.
Correspondence address: 4 Niezaliezhnasci Ave.,
Minsk 220030, Republic of Belarus.
Tel. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by
URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

«Journal of the Belarusian State University. Physics»
published since January, 1969.
Until 2017 named «Vestnik BGU.
Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika»
(ISSN 1561-834X).

Editors *M. D. Baranova, O. A. Semenets*
Technical editor *A. R. Golik*
Proofreader *L. A. Merkul'*

Signed print 28.11.2025.
Edition 25 copies.

© BSU, 2025