



БЕЛОРУССКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

ЖУРНАЛ
БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ФИЗИКА

JOURNAL
OF THE BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

PHYSICS

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

Выходит три раза в год

1

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	КАБАНОВА 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>Хайнцманн 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>Малыревич 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	KABANOVA 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

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

EDITORIAL COUNCIL

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

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 539.1

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ОЧАРОВАННЫХ И ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ИХ СПИНА В КРИСТАЛЛАХ

В. В. ТИХОМИРОВ¹⁾

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

Аннотация. Поиск и измерение магнитных и электрических дипольных моментов элементарных частиц позволят уточнить структуру последних, а также получить данные о фундаментальных взаимодействиях. В настоящее время ведется подготовка экспериментов по измерению магнитных и электрических дипольных моментов очарованных и прелестных барионов, становящихся возможными при их рождении с энергией порядка тераэлектронвольта и выше, на Большом адронном коллайдере и еще более крупных проектируемых ускорителях. Измерение магнитных и электрических дипольных моментов основывается на зависимости от них изменений поляризации частиц в магнитном или электрическом поле. Проблема в том, что даже при рассматриваемых энергиях расстояние, которое проходит частица за время жизни (для краткости будем называть его длиной распада), измеряется сантиметрами, и необходимое изменение ее поляризации может быть достигнуто только в сильном кристаллическом поле, значительно превышающем любые поля, получаемые в лаборатории. В случае с положительно заряженными частицами подобные измерения основываются на эффекте вращения спина в условиях каналирования в изогнутом кристалле.

Образец цитирования:

Тихомиров ВВ. Измерение магнитного и электрического дипольных моментов нейтральных очарованных и прелестных барионов на основе эффекта деполяризации их спина в кристаллах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:4–16.
EDN: HMNIHV

For citation:

Tikhomirov VV. Measurement of magnetic and electric dipole moments of neutral charmed and beauty baryons based on the effect of depolarisation of their spin in crystals. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:4–16. Russian.
EDN: HMNIHV

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 sectoral laboratory of radiation safety.
vvtikh@mail.ru

Поскольку как в случае с нейтральными, так и в случае с отрицательно заряженными частицами эффект каналирования не может быть использован, для них остается применить эффект деполяризации спина, существующий в аморфном веществе и дополнительно усиливающийся в кристаллах. В целях количественного описания этого эффекта в статье найдена связь магнитных и электрических дипольных моментов нейтральной спиновой частицы с квадратом продольной поляризации, приобретаемой ею при движении под малым углом к одному из главных кристаллических направлений. Данный расчет составляет основу метода измерения магнитных и электрических дипольных моментов нейтральных очарованных и прелестных барионов, использующего эффект когерентного усиления действия на них атомных полей в кристаллах. Кроме того, в работе детализирована процедура подобных измерений, основанная на регистрации направления вылета одного из продуктов распада относительно плоскости, нормальной к импульсу, в системе покоя распадающейся частицы. Проведены оценки, показывающие, что минимальное количество частиц, необходимое для измерения магнитного дипольного момента нейтрального очарованного омега-бариона на Большом адронном коллайдере, составит порядка 10^4 , а на коллайдерах, проектируемых на энергию порядка 50 ТэВ, – менее 10^3 .

Ключевые слова: магнитный дипольный момент; электрический дипольный момент; нейтральные частицы; очарованные барионы; прелестные барионы; кристаллы; каналирование; спин; деполяризация; высокие энергии; тераэлектронвольт; Большой адронный коллайдер.

Благодарность. Автор выражает признательность профессору В. Г. Барышевскому за введение в круг своих идей и ценные дискуссии на протяжении 45 лет, профессору И. Д. Феранчуку за советы касательно данной статьи и многолетние помощь и поддержку, а также кандидату физико-математических наук С. Л. Черкасу за полезное обсуждение.

MEASUREMENT OF MAGNETIC AND ELECTRIC DIPOLE MOMENTS OF NEUTRAL CHARMED AND BEAUTY BARYONS BASED ON THE EFFECT OF DEPOLARISATION OF THEIR SPIN IN CRYSTALS

V. V. TIKHOMIROV^a

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

Abstract. The search and measurement of magnetic and electric dipole moments of elementary particles allows us to determine the structure of the latter and to obtain data on fundamental interactions. At present, preparations are underway for experiments to measure the magnetic and electric dipole moments of charmed and beauty baryons, which become possible during their birth with an energy of the order of a teraelectronvolt or more, at the Large Hadron Collider and even larger projected accelerators. The measurement of magnetic and electric dipole moments is based on their dependence on changes in particle polarisation in a magnetic or electric field. The problem is that even at the energies under consideration, the particle decay length is measured in centimetres and the necessary change in their polarisation can be achieved only in an intense crystal field significantly exceeding any fields obtained in the laboratory. In the case of positively charged particles, such measurements are based on the spin rotation effect under channelling conditions in a bent crystal. Since the channelling effect cannot be used in the case of both neutral and negatively charged particles, it remains to apply the spin depolarisation effect, which exists in amorphous matter and is additionally enhanced in crystals. In order to quantitatively describe this effect, the article finds a relationship between the magnetic and electric dipole moments of a neutral spin particle and the square of the longitudinal polarisation acquired by it when moving at a small angle to one of the main crystalline directions. This calculation forms the basis for a method for measuring the magnetic and electric dipole moments of neutral charmed and beauty baryons, using the effect of coherent amplification of the action of atomic fields on them in crystals. The work also details the procedure for such measurements, based on recording the direction of emission of one of the decay products relative to the plane normal to the momentum in the rest frame of the decaying particle. Estimates have been made showing that the minimum number of particles required to measure the magnetic dipole moment of a neutral charmed omega baryon at the Large Hadron Collider will be of the order of 10^4 , and at colliders designed for energies of the order of 50 TeV, less than 10^3 .

Keywords: magnetic dipole moment; electric dipole moment; neutral particles; charmed baryons; beauty baryons; crystals; channelling; spin; depolarisation; high energies; teraelectronvolt; Large Hadron Collider.

Acknowledgements. The author expresses gratitude to professor V. G. Baryshevsky for introducing his ideas and valuable discussions over 45 years, professor I. D. Feranchuk for advice regarding this article and many years of help and support, as well as PhD (physics and mathematics) S. L. Cherkas for useful discussions.

Введение

Поиск и измерение электромагнитных моментов элементарных частиц позволят не только уточнить структуру последних, но и получить данные о фундаментальных взаимодействиях. Магнитные дипольные моменты (МДМ) электрона, позитрона и мюона рассчитаны и измерены с высочайшей точностью, что демонстрирует триумф квантовой электродинамики. Значительные величины аномальных МДМ барионов указывают на их сложную внутреннюю структуру. Измерения магнитных моментов частиц барионного октета $J^P = 1/2^+$ способствовали обоснованию составных кварковых моделей адронов. При этом достаточная продолжительность жизни гиперонов (барионов, содержащих странный кварк) позволила извлечь их МДМ из измерений угла описываемой уравнением Баргмана – Мишеля – Телегди прецессии спина в магнитных полях, доступных в лаборатории.

Существование у частиц постоянных электрических дипольных моментов (ЭДМ) требует нарушения четности (P) и обращения времени (T), в условиях выполнения CPT -теоремы означающих также нарушения CP -симметрии. По этой причине экспериментальные поиски ЭДМ открывают возможность для исследования физики явлений за пределами Стандартной модели физики элементарных частиц. ЭДМ электрона, позитрона, мюона, протона и нейтрона не удалось обнаружить на весьма высоком уровне точности измерений. Однако ограничения на ЭДМ тяжелых барионов, под которыми здесь будем понимать барионы, содержащие очарованные или прелестные кварки, а также ограничения на ЭДМ тау-лептона пока весьма слабы.

Измерения МДМ и ЭДМ тяжелых барионов и тау-лептона не проводились из-за трудностей, вызванных коротким временем жизни этих частиц, составляющим 10^{-13} – 10^{-12} с. На эффективный путь решения этой проблемы указал В. Г. Барышевский, предложивший использовать процесс каналирования положительно заряженных частиц в изогнутом кристалле [1] для реализации эффекта прецессии спина частиц в сильном внутрискристаллическом поле. Именно напряженность последнего, на несколько порядков превышающая максимальные напряженности полей, создаваемых в лаборатории, позволяет достичь величин угла прецессии спина порядка углового градуса и более на длине кристалла порядка сантиметра. Предложенное явление уже было использовано коллаборацией E761 для измерения МДМ Σ^+ -гиперона на Тэватроне [2]. Продемонстрированная при этом возможность достичь поворота спина на угол порядка радиана на длине порядка сантиметра становится принципиально важной для гораздо более короткоживущих тяжелых барионов и тау-лептона [3–5], длина распада которых при доступных на Большом адронном коллайдере (БАК) энергиях порядка тераэлектронвольта составляет те же несколько сантиметров. Данная идея уже легла в основу схем эксперимента по измерению МДМ и ЭДМ положительно заряженных тяжелых барионов и тау-лептона на БАК [6; 7].

Эффективность использования кристаллов в комбинации с пучками короткоживущих частиц высоких энергий определяется хорошей направленностью таких пучков, позволяющей применять ориентационные эффекты, ярко проявляющиеся в достаточно узких интервалах направлений вблизи кристаллических осей и плоскостей, а также эффектом замедления времени, который увеличивает длину их распада до нескольких сантиметров и более. После освоения масштаба энергий БАК (6,8–7,0 ТэВ) можно предвидеть продвижение подобных исследований в область энергий 40–60 ТэВ на Будущем кольцевом коллайдере (*Future Circular Collider*, FCC) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) и Суперпротон-протонном коллайдере (*Super Proton – Proton Collider*, SPPC) в Китае.

Возвращаясь к измерению МДМ и ЭДМ различных частиц, вспомним, что каналирование отрицательно заряженных частиц гораздо менее устойчиво, чем каналирование положительно заряженных частиц, а для нейтральных частиц оно вообще отсутствует. По этой причине для измерения их МДМ и ЭДМ не может быть использован эффект вращения спина при каналировании. Вместо него было предложено применять эффект деполяризации, который проявляется в аморфном веществе [8] и может дополнительно усиливаться в кристаллах за счет коррелированного рассеяния частиц на атомах, образующих отдельные цепочки [9; 10].

В случае с заряженными частицами степень деполяризации связана со среднеквадратичным углом некоррелированного многократного рассеяния на атомах в аморфном веществе [8] и на различных атомных цепочках в кристалле [9; 10]. При этом процесс коррелированного рассеяния на атомах отдельных цепочек приводит к увеличению среднеквадратичного угла рассеяния на совокупности цепочек кристалла [11]. Хаотизация рассеяния заряженных частиц разными цепочками вызывается случайным азимутальным отклонением при когерентном рассеянии в поле одной цепочки, а также некогерентным рассеянием на ядрах. Однако влияние этих факторов ослабляется при увеличении энергии и угла отклонения импульса частиц от направления цепочек, что ограничивает применимость модели некоррелированного рассеяния на атомных цепочках даже в случае с заряженными частицами. В случае же с нейтральными частицами вклад кулоновского взаимодействия в оба механизма хаотизации движения исчезает, и их отклонение вызывается только более слабым швингеровским рассеянием, что дополнительно уменьшает отличие

траекторий частиц от прямолинейных траекторий. Это обстоятельство не позволяет полагаться на модель некоррелированного рассеяния атомными цепочками как в случае с нейтральными, так и в случае с заряженными частицами при достаточно высоких энергиях и больших углах отклонения от атомных цепочек. Вместо нее в данной работе развит альтернативный подход к описанию эволюции спина частиц высоких энергий в кристаллах и получены реалистичные оценки возможностей измерения МДМ и ЭДМ тяжелых барионов.

Схема эксперимента по измерению электромагнитных моментов нейтральных короткоживущих частиц

Измерение электромагнитных моментов короткоживущих частиц становится возможным благодаря трем факторам: наличию у этих частиц поляризации, воздействию на их электромагнитные моменты сильного электромагнитного поля и возможности измерения поляризации путем анализа углового распределения продуктов распада частиц.

Рождение странных, очарованных и прелестных частиц при столкновении протонов с протонами или другими ядрами происходит благодаря образованию кварк-антикварковых пар в процессе сильного и электромагнитного взаимодействия. Поскольку эти типы взаимодействия сохраняют пространственную четность, направление поляризации рождающихся барионов оказывается перпендикулярным плоскости реакции и параллельным (антипараллельным) псевдовектору $\mathbf{p} \times \mathbf{p}'$, где \mathbf{p} и \mathbf{p}' – импульсы начального протона и рождающейся частицы соответственно (рис. 1). Степень поляризации ζ_0 сильно зависит от поперечного импульса бариона по отношению к направлению пучка $\Delta p_{\perp} = p\theta$, где θ – угол между импульсом протона и рождающегося бариона, и аппроксимируется выражением [6]

$$\zeta_0(p\theta) = \zeta_{0\perp}(p\theta) = 1 - \exp\left(\frac{-\Delta p_{\perp}^2}{2\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle}\right) = 1 - \exp\left(\frac{-p^2\theta^2}{2\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle}\right). \quad (1)$$

Здесь $\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle$ – средний квадрат поперечного импульса рождающихся барионов. Для случая очарованных барионов в работе [6] приводится величина $\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle = 1,26 (ГэВ/c)^2$ (c – скорость света), а также оценка среднеквадратичной степени поляризации (1) порядка 50 %.

Достаточная длительность воздействия кристаллического поля на электромагнитные моменты странных и прелестных частиц обеспечивается эффектом релятивистского замедления времени, который выражается в увеличении среднего времени жизни в $\gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2}$ раз в системе отсчета наблюдателя при движении частицы с энергией $\varepsilon = \gamma mc^2$, где γ и m – лоренц-фактор и масса частицы соответственно. Данный эффект, конечно, не позволяет увеличить до макроскопических масштабов длину пробега барионов, распадающихся в результате сильного взаимодействия за время порядка 10^{-21} с. Однако при распаде вследствие слабого взаимодействия за время 10^{-13} – 10^{-12} с средняя длина распада попадает в сантиметровый диапазон, делая эффективным воздействие кристаллических полей на электромагнитные моменты очарованных и прелестных барионов. Средние длины пробега и ряд других характеристик нейтральных очарованных и прелестных барионов [12] приведены в таблице.

Характеристики нейтральных очарованных и прелестных барионов

Characteristics of neutral charmed and beauty baryons

Частица	Кварковый состав	Масса, МэВ	Время жизни, фс	Длина распада при энергии 1 ТэВ, см	Канал распада
Ξ_c^0	<i>dsc</i>	2470	150,4	1,8	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$
Ω_c^0	<i>ssc</i>	2695	273,0	3,0	$\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$
Λ_b^0	<i>udb</i>	5620	1471,0	7,8	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$
Ξ_b^0	<i>usb</i>	5792	1480,0	7,7	$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$

Примечания: 1. Обозначения кварков: *c* – очарованный; *b* – прелестный; *s* – странный; *u* – верхний; *d* – нижний. 2. В последнем столбце приведен пример канала распада, благоприятного для измерения поляризации соответствующего бариона.

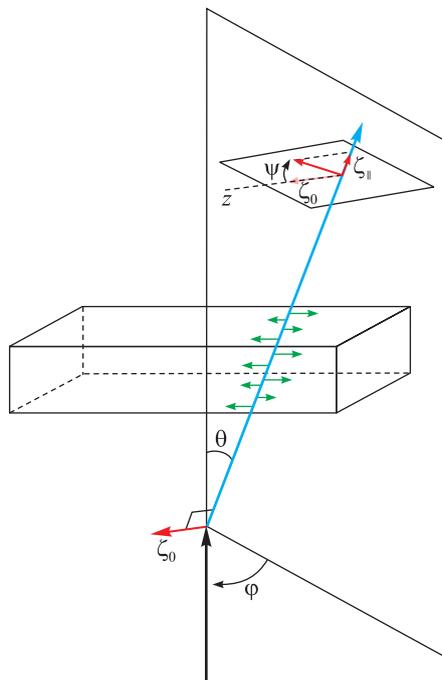


Рис. 1. Схема рождения поляризованного тяжелого бариона.

Изображенный движущимся вертикально вверх протон при столкновении с ядром рождает тяжелый барион, поляризация которого ζ_0 нормальна к плоскости его рождения. При пролете через кристалл барион испытывает действие сильного кристаллического поля, вызывающее поворот вектора поляризации бариона в параллельной импульсу плоскости на угол ψ , что приводит к появлению продольной компоненты вектора поляризации ζ_{\parallel}

Fig. 1. Scheme of the birth of a polarised heavy baryon.

The proton shown moving vertically upwards gives birth to a heavy baryon in a collision with the nucleus, the polarisation of which ζ_0 is normal to the plane of its birth.

When flying through a crystal, the baryon experiences the action of a strong crystal field, causing the baryon polarisation vector to rotate in a plane parallel to the momentum by an angle ψ , leading to the appearance of a longitudinal component of the polarisation vector ζ_{\parallel}

Возможность измерения магнитных моментов короткоживущих частиц μ с использованием кристаллов основана на эффекте ларморовской прецессии в магнитном поле, угловая частота которой в системе покоя частицы определяется формулой $\omega = 2\mu H$, где H – напряженность магнитного поля. Магнитный момент частицы со спином $1/2$ и массой m складывается из так называемой нормальной (боровской) части $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$, предсказываемой уравнением Дирака, и аномальной части $\mu' = \mu - \frac{e\hbar}{2mc}$, отражающей наличие у частицы внутренней структуры¹. В то время как при расчете частоты прецессии спина покоящейся частицы вклады этих составляющих суммируются, при релятивистских скоростях их роль принципиально отличается, а именно: как в случае с магнитным, так и в случае с электрическим полем (см. ниже) вклад нормальной части в частоту прецессии спина убывает обратно пропорционально лоренц-фактору частицы γ , тогда как вклад аномальной части остается постоянным с точностью до слагаемого $\pm \frac{1}{\gamma}$ (см. учебник В. Б. Берестецкого, Е. М. Лифшица и Л. П. Питаевского²). Отношение аномальной составляющей магнитного момента к нормальной для электрона (позитрона) достаточно мало:

$$\frac{\mu'}{\mu_B} \approx \frac{\alpha}{2\pi} \sim 10^{-3}.$$

Однако для очарованных и прелестных барионов, как и для протонов, нейтронов и гиперонов, аномальная часть магнитного момента отличается от нормальной не более чем в несколько раз. По этой причине при рассматриваемых лоренц-факторах $\gamma > 100$ нормальной частью магнитного момента обычно пренебрегают [5–10].

¹Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика : учеб. пособие. 3-е изд., испр. М. : Наука, 1989. 728 с. (Теоретическая физика : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц ; т. 4).

²Там же.

Как уже отмечалось, электрические поля кристаллических плоскостей и осей предоставляют уникальные возможности для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц вследствие того, что их напряженность на два – три порядка превышает напряженности самых сильных лабораторных полей. Природа прецессии спина при этом остается прежней. Это объясняется тем, что электрическое поле \mathbf{E} в лабораторной системе отсчета порождает в системе покоя частицы, движущейся со скоростью \mathbf{v} , магнитное поле $\frac{\gamma[\mathbf{E}_\perp \mathbf{v}]}{c^2}$, входящее в уравнение Баргмана – Мишеля – Телегди³ для вектора поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ почти тем же способом, что и магнитное поле, существующее в лабораторной системе. Однако следует отметить, что это уравнение выводилось из релятивистского ковариантного уравнения для заряженных частиц и требует проверки в случае с нейтральными частицами. Поскольку вектор начальной поляризации $\boldsymbol{\zeta}_0$ нормален к импульсу рождающихся частиц, взаимодействие как МДМ, так и ЭДМ с поперечным полем атомных плоскостей и цепочек будет приводить к появлению продольной компоненты поляризации $\zeta_{\parallel} = \frac{\mathbf{v}\boldsymbol{\zeta}}{v}$. Это позволяет исходить из уравнения для оценки нулевой компоненты четырехвектора спина. Рассматривая так же, как обычно [6–10], предел $|\mu'| \gg \frac{\mu}{\gamma}$, следуя учебнику В. Б. Берестецкого, Е. М. Лифшица и Л. П. Питаевского⁴, получаем

$$\frac{d\zeta_{\parallel}}{dt} \approx \frac{2\mu'}{v} \mathbf{v}[\zeta_{\perp}[\mathbf{E}\mathbf{v}]] + \frac{2ed}{\hbar v} \mathbf{v}[\zeta_{\perp}\mathbf{E}]. \quad (2)$$

Использование указанного предела означает, что в уравнении (2) пренебрегаем нормальной (боровской) частью магнитного момента, а также вкладом порядка $\frac{1}{\gamma} < 0,01$. Помимо первого слагаемого в правой части, описывающего вращательное действие электрического поля на МДМ, в уравнение (2) включено второе слагаемое, описывающее вращательное действие электрического поля на ЭДМ d [4–10; 13].

Для измерения вектора поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ распадающихся частиц используют угловую асимметрию распределения направлений вылета \mathbf{n} одной из вторичных частиц [6; 14]

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \vartheta} = A[1 + \alpha(\boldsymbol{\zeta}\mathbf{n})], \quad (3)$$

где N – произвольное число частиц, A – константа, α – параметр асимметрии распада, составляющий обычно несколько десятков процентов, а ϑ – угол между векторами \mathbf{n} и $\boldsymbol{\zeta}$. Подобная асимметрия возникает благодаря слабому взаимодействию и нарушает пространственную четность подобно тому, как это происходит в знаменитом опыте Ву, также предложенном Ч. Ли и Ч. Янгом.

Эволюция вектора поляризации частиц при движении в поле атомных цепочек и при каналировании в изогнутом кристалле существенно отличается. Действительно, поскольку в изогнутом кристалле каналированные частицы движутся в областях с выделенным направлением поля, их вектор поляризации имеет преимущественное направление поворота [1–10]. При движении же в поле атомных цепочек средняя величина интеграла от напряженности поля по произвольной траектории равна нулю, изменение поляризации частиц носит случайный характер и имеет разные знаки. По этой причине для измерения МДМ и ЭДМ в данном случае приходится использовать средний квадрат изменения поляризации [8; 9], к расчету которого и приступаем.

Средний квадрат продольной поляризации

Принимая во внимание поперечное направление поляризации рождающихся тяжелых барионов и считая изменение поляризации в кристалле малым, для оценки угла поворота вектора поляризации ψ и ее продольной составляющей, приобретаемой под действием электрического поля на МДМ за время T движения в кристаллическом поле, достаточно воспользоваться простой формулой

$$\Delta\zeta_{\parallel} = \zeta_0 \sin \psi \approx 2\mu'v \int_0^T \zeta_0 \mathbf{E}(t) dt, \quad (4)$$

получаемой из уравнения (2) после раскрытия двойного векторного произведения. В случае с нейтральными частицами расчет действующего на них поля проводится в приближении прямолинейных траекторий, позволяющем следовать методу, развитому в теории когерентного рассеяния и излучения в кристаллах [15]. Будем исходить из разложения Фурье потенциала атома с радиус-вектором $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{i0} + \mathbf{u}$ в точке нахождения частицы \mathbf{r}

³Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика...

⁴Там же.

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \int e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i0}-\mathbf{u})} g(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (5)$$

В качестве фурье-образа атомного потенциала $g(k)$ можно рассматривать как простейший случай экспоненциального экранирования с радиусом R

$$g(k) = \frac{4\pi Ze}{k^2 + R^{-2}}, \quad (6)$$

так и его представление через произвольную параметризацию формфактора $F(k)$

$$g(k) = 4\pi e \frac{Z - F(k)}{k^2}.$$

Здесь Z – заряд ядра. В выражении (5) радиус-вектор i -го атома \mathbf{r}_i представлен в виде суммы радиус-вектора узла кристаллической решетки \mathbf{r}_{i0} и случайного отклонения от него $\mathbf{u} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0}$, возникающего вследствие квантовых и тепловых флуктуаций. Степень продольной поляризации, приобретаемой частицей при движении по траектории $\mathbf{r}(t)$ в поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}(t))$, создаваемом N атомами кристалла, задается выражением

$$\Delta\zeta_{\parallel} = -2\mu'v \int_0^T \sum_{i=1}^N \left(\zeta_{0\perp} \frac{d\varphi_i(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}} \right) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} dt = -2\mu'v \int_0^T \int i(\zeta_{0\perp} \mathbf{k}) g(k) \sum_{i=1}^N e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i0}-\mathbf{u})} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} dt.$$

Как уже отмечалось, в условиях случайного воздействия поля плоскостей средняя величина степени продольной поляризации обращается в нуль. По этой причине в качестве наблюдаемой величины используется ее квадрат, который следует просуммировать по атомам кристалла и усреднить по их колебаниям. В простейшей модели гауссова распределения амплитуд отклонений атомов от узлов кристаллической решетки при проведении усреднения используется соотношение [15]

$$\langle e^{i\mathbf{k}\mathbf{u}} \rangle = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{u}} \frac{e^{-\frac{u^2}{2u_1^2}}}{(2\pi u_1^2)^{\frac{3}{2}}} d^3u = e^{-\frac{1}{2}k^2 u_1^2},$$

в котором u_1 есть среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний. Вводя в суммы по атомам вместо символа \mathbf{k} обозначения \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , представим результат усреднения их произведения в виде суммы когерентного и некогерентного вкладов:

$$\left\langle \sum_{i,j} e^{i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{i0} + \mathbf{u}_i) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{j0} + \mathbf{u}_j)} \right\rangle = N \left[e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2 u_1^2} - e^{-\frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) u_1^2} \right] + e^{-\frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) u_1^2} \sum_{i=1}^N e^{i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{i0}} \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{j0}}. \quad (7)$$

Для простоты будем рассматривать кубическую решетку с длиной ребра элементарной ячейки d , для которой сумма по атомам кристалла представляется в виде [15]

$$\begin{aligned} \sum_i e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{i0}} &= \left(\frac{2\pi}{d} \right)^3 \sum_{n,l,m=0,\pm 1,\pm 2,\dots} S\left(\frac{2\pi n}{d}, \frac{2\pi l}{d}, \frac{2\pi m}{d} \right) \delta\left(k_x - \frac{2\pi n}{d} \right) \delta\left(k_y - \frac{2\pi l}{d} \right) \delta\left(k_z - \frac{2\pi m}{d} \right) = \\ &= \left(\frac{2\pi}{d} \right)^3 \sum_{\mathbf{q}} S(\mathbf{q}) \delta(k_x - q_x) \delta(k_y - q_y) \delta(k_z - q_z), \end{aligned} \quad (8)$$

где δ – дельта-функция Дирака. Здесь введены векторы обратной решетки

$$\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z) = \left(\frac{2\pi n}{d}, \frac{2\pi l}{d}, \frac{2\pi m}{d} \right),$$

соответствующие целым индексам $n, l, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а также структурный фактор $S(\mathbf{q})$, вид которого для основных типов решетки приведен в работе [15].

Дальнейшее упрощение среднего квадрата продольной поляризации (4) основывается на приближении прямолинейных траекторий $\mathbf{r} = \mathbf{p} + \mathbf{v}t$, где $\mathbf{p} = (x, y)$ – начальные поперечные координаты. Поскольку первое, «некогерентное», слагаемое в правой части выражения (7) не зависит от ориентации кристал-

лической решетки, интегрирование удобнее всего проводить по перпендикулярным (\perp) и параллельным (\parallel) скорости частиц составляющим волновых векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . При этом усреднение по поперечнику пучка частиц S_{\perp} и интегрирование вдоль их траекторий проводится с использованием соотношений

$$\frac{1}{S_{\perp}} \int e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \rho} d^2 \rho = \frac{(2\pi)^2}{S_{\perp}} \delta(\mathbf{k}_{1\perp} - \mathbf{k}_{2\perp}), \quad (9)$$

$$\int_0^T e^{i\mathbf{k}\mathbf{v}t} dt = \frac{2}{\mathbf{k}\mathbf{v}} \sin\left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{2} T\right) e^{i\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{2} T} \approx \pi \delta(k_{\parallel} v) + \text{p.v.} \frac{i}{k_{\parallel} v}, \quad (10)$$

где символ p.v. обозначает главное значение (*principal value*) интеграла по переменной $k_{\parallel} v$ [16]. Соотношения (9) и (10) позволяют свести произведение трехмерных интегралов по волновым векторам к одномерному интегралу

$$\int k^2 g^2(k) (1 - e^{-k^2 u_1^2}) d^2 k, \quad (11)$$

используемому для описания некогерентных процессов в теориях когерентного рассеяния и излучения [15]. При этом симметрия фактора (7) по переменным $k_{\parallel 1}$ и $k_{\parallel 2}$ привела к обращению в нуль вклада второго слагаемого выражения (10) в полученное выражение.

При упрощении второго, «когерентного», слагаемого в правой части выражения (7) соотношение (8) позволяет свести интегрирование по волновому вектору к суммированию по векторам обратной решетки:

$$\int \mathbf{k} g(k) \sum_i e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0} - \mathbf{u})} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \rightarrow \frac{1}{d^3} \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q} S(\mathbf{q}) g(q) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r} - \frac{1}{2} q^2 u_1^2}.$$

Далее удобно ввести продольную (v_{n_z}) и поперечную (v_{ρ}) составляющие скорости частицы \mathbf{v} по отношению к направлению кристаллической оси \mathbf{n}_z , с которой эта скорость образует полярный угол θ :

$$\mathbf{r} = \rho + \mathbf{v}t = \rho + (\mathbf{v}_{\rho} + v_{n_z} \cos \theta) t.$$

В случае с дискретными векторами обратной решетки для интегрирования по начальным поперечным координатам и времени используются соотношения (ср. с соотношениями (9) и (10))

$$\frac{1}{S_{\perp}} \int e^{i(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \cdot \rho} d^2 \rho = \delta_{\mathbf{q}_{1\perp}, \mathbf{q}_{2\perp}},$$

$$\int_0^T e^{i\mathbf{q}\mathbf{v}t} dt = \pi \delta(\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v} + q_{\parallel} v \cos \theta) + \text{p.v.} \frac{i}{\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v} + q_{\parallel} v \cos \theta}.$$

Первое из них очевидно сводит двойное суммирование к однократному. Второе соотношение связывает поперечную составляющую вектора обратной решетки с продольной, накладывая ограничение

$$|q_{\perp}| \sim \frac{q_{\parallel}}{\theta} > 100 \frac{2\pi}{d},$$

ввиду малости угла θ допускающее только такие значения поперечной составляющей, при которых произведение

$$q_{\perp} u_1 > \frac{2\pi u_1}{d \cdot \theta} \gg 10$$

делает фактор Дебая – Валлера, а вместе с ним и вклад ненулевых продольных составляющих вектора обратной решетки исчезающе малым. По этой причине второе слагаемое в правой части выражения (7) оказывается пропорционально сумме дельта-функций

$$\left| \int_0^T e^{i\mathbf{q}\mathbf{v}t} dt \right|^2 = 2\pi T \delta(\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v}), \quad (12)$$

соответствующих поперечным векторам обратной решетки. В условиях случайного направления импульса рождающихся очарованных и прелестных барионов и определения направлений импульсов этих частиц на основе данных регистрации продуктов распада разрешение описываемой выражением (12) тонкой угловой зависимости не представляется возможным, по причине чего следует также провести усреднение по азимутальной ориентации импульса частиц

$$\int_0^{2\pi} \delta(q_{\perp} v \sin\theta \cos\varphi) \frac{d\varphi}{2\pi} = \frac{1}{\pi q_{\perp} v \sin\theta}.$$

Перечисленные преобразования позволяют представить средний квадрат продольной поляризации тяжелых барионов в окончательном виде

$$\begin{aligned} \langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle &= \langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle_{\text{cr}} = \zeta_0^2 \sin^2 \psi \approx \\ &\approx \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2(p\theta)}{v^2} L \left\{ 2\pi\alpha^2 Z^2 n \left[\ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}} - \frac{1}{4} \left(1 + \frac{u_1^2}{R^2} \right) \exp\left(\frac{u_1^2}{R^2}\right) E_1\left(\frac{u_1^2}{R^2}\right) \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{d^6 \sin\theta} \sum_{\mathbf{q}_{\perp}} |S(\mathbf{q}_{\perp})|^2 |\mathbf{q}_{\perp}| g^2(\mathbf{q}_{\perp}) e^{-q_{\perp}^2 u_1^2} \right\} \equiv \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2}{v^2} L\{\dots\}, \end{aligned} \quad (13)$$

демонстрирующем его связь с аномальной составляющей магнитного момента μ' . При этом симметрия фактора (7) по переменным k_{\parallel} и $k_{2\parallel}$ снова привела к обращению в нуль вклада второго слагаемого выражения (10) в полученное выражение. Так же, как это часто делается для наглядности [15], при преобразовании интеграла (11) к виду первого слагаемого в фигурных скобках был использован простейший формфактор экранированного кулоновского потенциала (6). Данное слагаемое не зависит от ориентации кристалла и описывает вклад некогерентного рассеяния. При этом второе слагаемое в квадратных скобках описывает эффект ослабления некогерентных процессов в кристаллах, предсказанный в публикации [15] и лишь недавно экспериментально продемонстрированный в нашей работе [17]. Зависящее же от ориентации кристалла второе слагаемое в фигурных скобках выражения (13) описывает вклад когерентных процессов рассеяния, поэтому в случае с аморфным веществом или неориентированным кристаллом средний квадрат продольной поляризации нейтральных очарованных и прелестных барионов задается формулой

$$\zeta_{\parallel \text{am}}^2 = \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2}{v^2} \left\{ 2\pi\alpha^2 Z^2 n \ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}} \right\} = 2\pi\alpha^2 Z^2 n \left(\frac{2\mu' \zeta_0}{v} \right)^2 \ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}}. \quad (14)$$

Угловая зависимость отношения величин (13) и (14), характеризующего степень ускорения роста квадрата продольной поляризации в выбранном автором для иллюстрации наиболее сильном поле оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама, представлена на рис. 2.

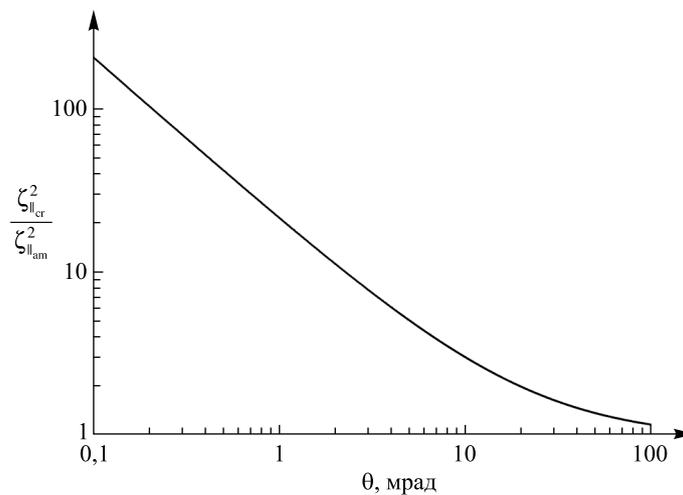


Рис. 2. Зависимость отношения квадратов продольной поляризации, приобретаемой тяжелыми барионами в кристалле и аморфном веществе, от угла, образуемого их импульсами с осью $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама
 Fig. 2. Dependence of the ratio of the squares of the longitudinal polarisation acquired by heavy baryons in a crystal and an amorphous substance on the angle formed by its momentum with the $\langle 111 \rangle$ axis of the tungsten crystal

Равная отношению величин (13) и (14) степень ускорения роста квадрата продольной поляризации в кристалле не зависит от величины начальной поляризации, аномальной части МДМ и длины мишени. Пренебрежимо малой оказывается также ее зависимость от энергии тяжелого бариона. Продемонстрированный рост отношения величин (13) и (14) при уменьшении угла θ между импульсом тяжелого бариона и кристаллическим направлением связан с увеличением продолжительности взаимодействия магнитного момента с полями различных семейств атомных плоскостей. Однако воспользоваться этим эффектом в полной мере не представляется возможным по причине малости соответствующей угловой области, трудности выделения продуктов распада тяжелого бариона на фоне большого количества частиц с малыми поперечными импульсами, рождающихся в каждом столкновении, а также малой величины степени поляризации (1) при малых поперечных импульсах.

Для аномальных составляющих МДМ известных долгоживущих очарованных барионов из вышеприведенной таблицы в работах [6; 18] даются оценки

$$\mu'_{\Xi_c^0} = \mu - \frac{e\hbar}{2m_{\Xi_c^0}c} \approx \left(0,4 - \frac{m_p}{m_{\Xi_c^0}} \right) \mu_N \approx 0,08\mu_N, \quad (15)$$

$$\mu'_{\Omega_c^0} = \mu - \frac{e\hbar}{2m_{\Omega_c^0}c} \approx \left(-0,9 - \frac{m_p}{m_{\Omega_c^0}} \right) \mu_N \approx -1,25\mu_N, \quad (16)$$

где $\mu_N \equiv \frac{|e|\hbar}{2m_p c}$ – ядерный магнетон. Малость величины (15) объясняется тем, что МДМ нейтрального очарованного кси-бариона Ξ_c^0 близок к МДМ очарованного кварка, незначительно отличающегося от не обладающей аномальным моментом дираковской частицы. Для принципиальной оценки работоспособности рассматриваемого метода естественно выбрать в качестве примера гораздо большую величину – аномальную часть МДМ нейтрального очарованного омега-бариона Ω_c^0 (16). Соответствующая угловая зависимость квадратов угла поворота спина и продольной поляризации, которая определяется аналогичной зависимостью вклада когерентных эффектов и величины начальной поляризации, проиллюстрирована на рис. 3 графиками, рассчитанными для энергии тяжелого бариона 1 ТэВ и толщины кристалла 3 см, отражающих условия эксперимента на БАК, а также для энергии 10 ТэВ и толщины кристалла 10 см, соответствующих условиям эксперимента на ускорителях следующего поколения, проектируемых на энергию протонов порядка 50 ТэВ. Поясним, что при последней толщина кристалла ограничивается уже не возрастающей с энергией длиной распада тяжелых барионов, а близкой к 10 см ядерной длиной [12]. При этом увеличение угла поворота вектора поляризации ψ и уменьшение угла рождения θ , при котором наблюдается максимум угла поворота при 50 ТэВ, обусловлены более быстрым возрастанием степени поляризации (1) с увеличением угла θ при более высокой энергии.

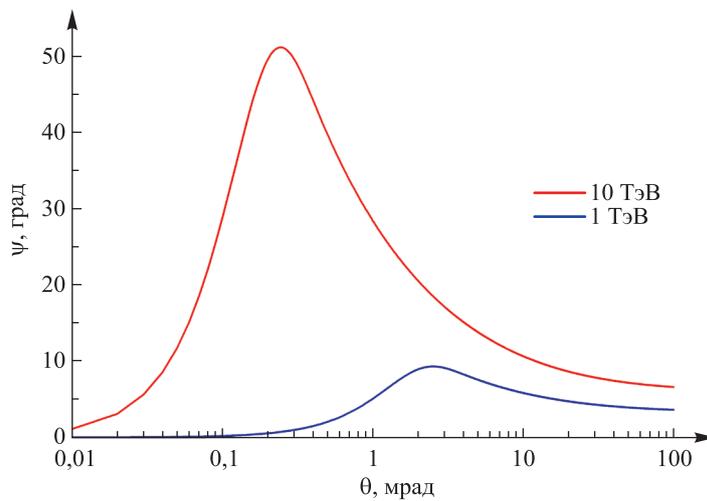


Рис. 3. Зависимость угла поворота вектора поляризации, приобретаемого нейтральным очарованным омега-барионом с энергиями 1 и 10 ТэВ в кристалле вольфрама толщиной 3 и 10 см, от угла, образуемого импульсом бариона с осью $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама

Fig. 3. Dependence of the angle of rotation of the polarisation vector acquired by a neutral charmed omega baryon with energies of 1 and 10 TeV in a tungsten crystal of thickness 3 and 10 cm on the angle formed by the baryon momentum with the $\langle 111 \rangle$ axis of the tungsten crystal

Сравнение кривых, представленных на рис. 3, показывает, что переход от БАК к ускорителям следующего поколения существенно повысит эффективность обсуждаемого эксперимента по измерению МДМ тяжелых барионов. Ниже, в частности, убедимся, что этот переход почти на два порядка понизит требования к статистике наблюдаемых распадов.

Исходя из уравнения (2), наличие у тяжелого бариона ЭДМ также проявляется в возникновении у него в веществе продольной составляющей вектора поляризации. Расчет ее средней величины сводится к усреднению выражения (4), в которое, помимо замены предынтегрального множителя в соответствии с уравнением (2), входит компонента поля, нормальная к вектору начальной поляризации. Этот расчет приводит к аналогичному соотношению (13) выражению

$$\langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle = \zeta_0^2 \sin^2 \psi \approx \left(\frac{2ed\zeta_0}{\hbar v} \right)^2 L \{ \dots \}. \quad (17)$$

Измерение величин (13) и (17) очевидно не позволяет отличить проявлений МДМ и ЭДМ, в то время как вызываемое ими вращение спина в изогнутом кристалле в соответствии с уравнением (2) происходит в перпендикулярных плоскостях и может быть измерено независимо. Поскольку трудно представить, что частица может обладать ЭДМ, приводящим к большему изменению поляризации, чем МДМ, обнаружение ЭДМ нейтральных тяжелых барионов будет крайне затруднено.

Процедура измерения продольной поляризации

Следует пояснить, что ни о каком измерении среднего квадрата продольной поляризации пучка распавшихся барионов речи идти не может. В реальности происходит регистрация отдельных событий рождения тяжелых барионов и проводится восстановление кинематики их распада по наиболее благоприятным каналам, примеры которых приведены в таблице. При этом восстановление кинематики подразумевает идентификацию сорта распадающегося бариона, нахождение точки его распада и определение длины пробега L в кристаллическом поле, а также угла θ отклонения его импульса от импульса исходного протона и кристаллической оси. Вместе с углом θ измерение импульса распадающейся частицы позволяет определить начальную поляризацию $\zeta_0 = \zeta_{0\perp}(\rho\theta)$, а восстановление вектора импульса вторичной частицы дает возможность установить направление ее вылета относительно поперечной плоскости в системе покоя распадающегося бариона (см. рис. 1). Однако установление направления вылета в отдельных распадах не позволяет получить информацию о поляризации каждой распавшейся частицы, делая необходимой разработку процедуры совместного анализа характеристик различных распадов.

При измерении продольной поляризации следует исходить из того, что тяжелые барионы рождаются поперечно поляризованными и средние количества вторичных частиц, вылетающих в их системе покоя по противоположные стороны от поперечной плоскости, изначально одинаковы, а их отличие возникает вследствие появления в кристаллическом поле продольной компоненты поляризации, которую это отличие и позволяет измерить. Введем сферическую систему координат, полярный (θ') и азимутальный (φ') углы которой определяют направление вылета \mathbf{n} вторичной частицы. Ось z направим параллельно начальному вектору поляризации ζ_0 , принадлежащему поперечной плоскости (см. рис. 1), от которой будем вести отсчет угла φ' , так что интервалы $0 \leq \varphi' < \pi$ и $\pi \leq \varphi' < 2\pi$ будут соответствовать противоположным сторонам поперечной плоскости. Вращение вектора поляризации в кристалле при этом будет происходить в плоскости $\varphi' = \frac{\pi}{2}$, приводя к переходу вектора в состояние $\zeta = (0, \zeta_0 \sin \psi, \zeta_0 \cos \psi)$ и скалярному произведению

$$\zeta \cdot \mathbf{n} = \zeta_0 (\sin \psi \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \psi \cos \theta'),$$

подставив которое в выражение (3), можно рассчитать вероятности вылета вторичной частицы по противоположные стороны от поперечной плоскости

$$w_{\uparrow\downarrow} = \pm \int_0^{\pm\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} \sin \theta' d\theta' \frac{1}{4\pi} [1 + \alpha(\zeta \mathbf{n})] \approx \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2} \alpha \zeta \sin \psi \right), \quad (18)$$

связанные со степенью продольной поляризации соотношением

$$w_{\uparrow} - w_{\downarrow} = \alpha \zeta \sin \psi \approx \zeta_{\parallel}.$$

При этом, конечно, $w_{\uparrow} + w_{\downarrow} = 1$. Для того чтобы использовать последние соотношения для извлечения информации из данных регистрации множества распадов тяжелых барионов, представим квадрат аномальной части МДМ как среднее по N измерениям произведение квадратов продольной поляризации на множитель, вид которого следует из соотношения (13). Исходя из статистической независимости

векторов продольной поляризации разных барионов, вследствие которой сумма произведений вкладов различных распадов обращается в нуль, представим далее это выражение в виде квадрата линейной комбинации степеней продольной поляризации распавшихся барионов:

$$\mu'^2 = \frac{v^2}{4N} \sum_N \frac{\zeta_{\parallel}^2}{\zeta_0^2 L \{ \dots \}} = \frac{v^2}{4N} \left(\sum_N \frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} \right)^2.$$

Процедура измерения последней в отдельных распадах реализуется как обращение вероятностей w_{\uparrow} и w_{\downarrow} в нуль или единицу, а степени продольной поляризации $\zeta_{\parallel} = w_{\uparrow} - w_{\downarrow}$ в плюс или минус единицу, что позволяет выразить измеряемую величину квадрата аномальной части МДМ через суммы вкладов по N_{\uparrow} и N_{\downarrow} случаям обнаружения вторичной частицы по противоположные стороны от поперечной плоскости в виде

$$\mu_{\text{meas}}'^2 = \frac{v^2}{N} \left(\sum_{N_{\uparrow}} \frac{1}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} - \sum_{N_{\downarrow}} \frac{1}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} \right)^2.$$

Для оценки количества распадов, необходимого для измерения МДМ с заданной точностью, воспользуемся связью N_{\uparrow} и N_{\downarrow} с вероятностями (18):

$$w_{\uparrow\downarrow} = \frac{N_{\uparrow\downarrow}}{N}, \quad N_{\uparrow} + N_{\downarrow} = N.$$

Введем соответствующие стандартные отклонения

$$\delta w_{\uparrow\downarrow} \approx \frac{\delta N_{\uparrow\downarrow}}{N} \approx \frac{1}{\sqrt{2N}}, \quad N_{\uparrow} \approx N_{\downarrow} \approx \frac{N}{2}.$$

Взяв далее для примера численные значения параметров, соответствующие эксперименту по измерению МДМ на БАК (см. рис. 3, нижняя кривая), и предполагая десятипроцентную точность измерений, т. е.

$$\alpha \approx 0,5, \quad \zeta_0 \approx 0,5, \quad \psi \approx 10^\circ, \quad \frac{\delta \zeta_{\parallel}}{\zeta_{\parallel}} = \frac{\delta \mu'}{\mu'} = 0,1,$$

приходим к оценке необходимого количества распадов

$$N = 2 \left(\alpha \zeta_0 \psi \frac{\delta \mu'}{\mu'} \right)^{-2} \sim 10^5. \quad (19)$$

При тридцатипроцентной точности это количество уменьшится на порядок.

На основании сравнения кривых, представленных на рис. 3, можно сделать вывод о том, что на коллайдерах следующего поколения (см. рис. 3, верхняя кривая) та же точность измерений будет достигнута при статистике, меньшей в 20–30 раз. Однако, если вместо Ω_c^0 рассмотреть Ξ_c^0 , на основании выражения (19) нетрудно заключить, что в этом случае независимо от энергетического диапазона понадобится статистика, большая на два с лишним порядка. Именно по причине малости квадрата продольной поляризации (13) в наиболее важных случаях ограничились приближением малого угла ее поворота (4).

При сравнении рассмотренного метода измерения МДМ и ЭДМ нейтральных частиц с основанным на каналировании в изогнутых кристаллах методом их измерения в случае с положительно заряженными частицами следует учитывать два фактора: долю частиц, эффективно участвующих в измерениях, и величину изменения их поляризации в кристалле. В тераэлектронвольтовом диапазоне энергий частиц в режим каналирования попадает порядка тысячной доли рождающихся частиц [6; 7], тогда как в рассмотренном методе можно использовать практически все частицы, рождающиеся под достаточно большими углами и имеющие значительную начальную поляризацию, что является его явным преимуществом. Однако данный метод сильно проигрывает по второму фактору, поскольку изменение поляризации при каналировании в изогнутых кристаллах может превосходить аналогичную величину в полях атомных цепочек на два – три порядка. С учетом того что в расчетах требуемой статистики фигурирует квадрат этой величины (19), в случае с положительно заряженными частицами рассмотренный метод не может конкурировать с методом, основанным на каналировании в изогнутых кристаллах [1–10], и возможной сферой его применения остаются только нейтральные и отрицательно заряженные частицы, для которых каналирование в изогнутых кристаллах не может быть использовано.

Заклучение

Таким образом, найдена связь МДМ и ЭДМ нейтральной спиновой частицы с квадратом продольной поляризации, приобретаемой ею при движении под малым углом к одному из главных кристаллических направлений. Данный расчет составляет основу метода измерения МДМ и ЭДМ нейтральных очарованных и прелестных барионов, использующего эффект когерентного усиления действия на их спин атомных полей в кристаллах. Также детализирована процедура подобных измерений, основанная на регистрации направлений вылета продуктов распада в системе покоя этих частиц относительно плоскости, нормальной к их импульсу. Проведены оценки, показывающие, что минимальное количество протонов, необходимое для измерения МДМ нейтрального очарованного омега-бариона на БАК, составит порядка 10^4 , а на проектируемых на энергию порядка 50 ТэВ коллайдерах – менее 10^3 .

Библиографические ссылки

1. Барышевский ВГ. Вращение спина ультррелятивистских частиц, пролетающих через кристалл. *Письма в Журнал технической физики*. 1979;5(3):182–184. EDN: KGTDDU.
2. Chen D, Albuquerque IF, Baublis VV, Bondar NF, Carrigan RA Jr, Cooper PS, et al. First observation of magnetic moment precession of channeled particles in bent crystals. *Physical Review Letters*. 1992;69(23):3286–3289. DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.3286.
3. Kim JJ. Magnetic moment measurement of baryons with heavy-flavored quarks by planar channeling through a bent crystal. *Nuclear Physics B*. 1983;229(1):251–268. DOI: 10.1016/0550-3213(83)90363-2.
4. Baryshevsky VG. The possibility to measure the magnetic moments of short-lived particles (charm and beauty baryons) at LHC and FCC energies using the phenomenon of spin rotation in crystals. *Physics Letters B*. 2016;757:426–429. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.04.025.
5. Baryshevsky VG. Spin rotation and depolarization of high-energy particles in crystals at LHC and FCC energies. The possibility to measure the anomalous magnetic moments of short-lived particles and quadrupole moment of Ω -hyperon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017;402:5–10. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.02.081.
6. Fomin AS, Barsuk S, Korchin AYu, Kou E, Kovalchuk VA, Liul M, et al. The prospect of charm quark magnetic moment determination. *The European Physical Journal C*. 2020;80(5):358. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-7891-0.
7. Aiola S, Bandiera L, Cavoto G, De Benedetti F, Fu J, Guidi V, et al. Progress towards the first measurement of charm baryon dipole moments. *Physical Review D*. 2021;103(7):072003. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.072003.
8. Любошиц ВЛ. Поворот спина при отклонении релятивистской заряженной частицы в электрическом поле. *Ядерная физика*. 1980;31(4):986–992.
9. Baryshevsky VG. Spin rotation and depolarization of relativistic particles traveling through a crystal. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1990;44(3):266–272. DOI: 10.1016/0168-583X(90)90638-B.
10. Baryshevsky VG. Electromagnetic dipole moment and time reversal invariance violating interactions of high energy short-lived particles in bent and straight crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(8):081004. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.081004.
11. Akhiezer AI, Shul'ga NF. *High-energy electrodynamics in matter*. Luxembourg: Gordon and Breach; 1996. XII, 388 p.
12. 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.
13. Fukuyama T, Silenko AJ. Derivation of generalized Thomas – Bargmann – Michel – Telegdi equation for a particle with electric dipole moment. *International Journal of Modern Physics A*. 2013;28(29):1350147. DOI: 10.1142/S0217751X13501479.
14. Lee TD, Yang CN. General partial wave analysis of the decay of a hyperon of spin 1/2. *Physical Review*. 1957;108(6):1645. DOI: 10.1103/PhysRev.108.1645.
15. 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).
16. Davydov AS. *Quantum mechanics*. ter Haar D, translator and editor. Oxford: Pergamon Press; 1965. XIV, 680 p. (ter Haar D, editor. International series of monographs in natural philosophy; volume 1).
17. Mazzolari A, Sytov A, Bandiera L, Germogli G, Romagnoni M, Bagli E, et al. Broad angular anisotropy of multiple scattering in a Si crystal. *The European Physical Journal C*. 2020;80(1):63. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7586-6.
18. Wang G-J, Meng L, Li H-S, Liu Z-W, Zhu S-L. Magnetic moments of the spin 1/2 singly charmed baryons in chiral perturbation theory. *Physical Review D*. 2018;98(5):054026. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.054026.

Получена 14.12.2024 / исправлена 02.01.2025 / принята 02.01.2025.
Received 14.12.2024 / revised 02.01.2025 / accepted 02.01.2025.

УДК 538.91

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ЦИРКОНИИ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. И. ШИМАНСКИЙ¹⁾, В. В. АБРАМОВА¹⁾, В. М. АСТАШИНСКИЙ²⁾

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

²⁾Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь

Аннотация. В целях проверки возможности повышения коррозионной стойкости циркониевых сплавов, используемых в качестве конструкционных материалов в ядерной энергетике, исследована стабильность структурно-фазового состояния циркония, подвергнутого высокоэнергетическому плазменному воздействию, а затем

Образец цитирования:

Шиманский ВИ, Абрамова ВВ, Асташинский ВМ. Структурные изменения в цирконии после плазменного воздействия и высокотемпературного отжига в воздушной атмосфере. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:17–28.
EDN: BNXETZ

For citation:

Shymanski VI, Abramava VV, Astashynski VM. Structure changes in zirconium after plasma treatment and high-temperature annealing in air atmosphere. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:17–28. Russian.
EDN: BNXETZ

Авторы:

Виталий Игоревич Шиманский – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Виктория Викторовна Абрамова – аспирантка кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета. Научный руководитель – В. И. Шиманский.

Валентин Миронович Асташинский – доктор физико-математических наук, член-корреспондент НАН Беларуси, профессор; заведующий лабораторией физики плазменных ускорителей отделения физики плазмы и плазменных технологий.

Authors:

Vitali I. Shymanski, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

shymanskiv@mail.ru
<https://orcid.org/0000-0003-2956-3328>

Viktorya V. Abramava, postgraduate student at the department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

vikulya-sheveleva@mail.ru
<https://orcid.org/0009-0000-3769-6345>

Valiantsin M. Astashynski, doctor of science (physics and mathematics), corresponding member of the National Academy of Sciences of Belarus, full professor; head of the laboratory of plasma accelerators physics, department of plasma physics and plasma technologies.

ast@hmti.ac.by
<https://orcid.org/0000-0001-5297-602X>

изотермическому отжигу в воздушной атмосфере. Образцы циркония обрабатывались импульсными компрессионными плазменными потоками в атмосфере остаточного газа (азота) с плотностью поглощенной энергии, обеспечивающей плавление приповерхностного слоя и последующую скоростную кристаллизацию. Результатом плазменного воздействия являлось формирование дисперсной зеренной структуры, сопровождаемое ростом на поверхности образцов тонкого слоя нитрида циркония (ZrN) и твердого раствора азота в кристаллической решетке низкотемпературной фазы циркония (α -Zr(N)). Изучение термической стабильности модифицированного циркония осуществлялось при изотермическом отжиге в открытой воздушной атмосфере при температуре 350 °C в течение 100 ч. С использованием методов растровой электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа установлено диффузионное насыщение приповерхностного слоя образцов циркония атомами кислорода, приводящее к формированию моноклинной модификации диоксида циркония (m -ZrO₂) и твердого раствора внедрения (α -Zr(O)). Показано, что модифицирование структуры приповерхностного слоя циркония путем предварительной плазменной обработки препятствует образованию диоксида циркония m -ZrO₂, увеличивая при этом область существования твердого раствора α -Zr(O). Сформированный слой нитрида циркония выступает в качестве барьера для диффузионного проникновения кислорода. Однако распад нитрида циркония, происходящий в твердой фазе, приводит к увеличению количества вакантных позиций в кристаллической решетке, способствующих формированию твердого раствора α -Zr(O). Обнаруженные закономерности структурных изменений в цирконии после высокотемпературного отжига позволяют снизить прирост массы образцов при длительном окислении в условиях воздушной атмосферы.

Ключевые слова: цирконий; диффузия; окисление; коррозионная стойкость; плазменная обработка; высокотемпературный отжиг; диоксид циркония.

STRUCTURE CHANGES IN ZIRCONIUM AFTER PLASMA TREATMENT AND HIGH-TEMPERATURE ANNEALING IN AIR ATMOSPHERE

V. I. SHYMANSKI^a, V. V. ABRAMAVA^a, V. M. ASTASHYNSKI^b

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

^bA. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute, National Academy of Sciences of Belarus,
15 P. Browki Street, Minsk 220072, Belarus

Corresponding author: V. I. Shymanski (shymanskiv@mail.ru)

Abstract. In order to test the possibility of increasing the corrosion resistance of zirconium alloys used as structural materials in nuclear power, the stability of the structure and phase state of zirconium subjected to high-energy plasma exposure and then isothermal annealing in an air atmosphere was investigated. The zirconium samples were processed by pulsed compression plasma flows in an atmosphere of residual gas (nitrogen) with an absorbed energy density that ensured melting of the surface layer and subsequent rapid crystallisation. The result of plasma exposure was the formation of a dispersed grain structure, accompanied by the growth of a thin layer of zirconium nitride (ZrN) and a solid solution of nitrogen in the crystal lattice of the low-temperature phase of zirconium (α -Zr(N)) on the surface. The thermal stability of modified zirconium was studied by isothermal annealing in an open-air atmosphere at a temperature of 350 °C for 100 h. Using scanning electron microscopy and X-ray diffraction analysis, diffusion saturation of the near-surface layer of zirconium samples with oxygen atoms leading to the formation of a monoclinic modification of zirconium dioxide (m -ZrO₂) and an interstitial solid solution (α -Zr(O)) has been found. It is shown that modification of the structure of the zirconium surface layer by preliminary plasma treatment prevents the formation of m -ZrO₂ zirconium dioxide, while increasing the region of existence of the α -Zr(O) solid solution. The formed zirconium nitride layer acts as a barrier to the diffusion penetration of oxygen. However, the decomposition of zirconium nitride, which occurs in the solid phase, leads to an increase in the number of vacant positions in the crystal lattice, facilitating the formation of the α -Zr(O) solid solution. The found peculiarities of structure changes in zirconium after high-temperature annealing make it possible to reduce the weight gain of samples during long-term oxidation in an air atmosphere.

Keywords: zirconium; diffusion; oxidation; corrosion resistance; plasma treatment; high-temperature annealing; zirconium dioxide.

Введение

Цирконий и сплавы на его основе широко используются в ядерной энергетике в качестве материалов оболочек тепловыделяющих элементов водо-водяных или кипящих реакторов благодаря малому сечению захвата тепловых нейтронов в цирконии [1; 2]. Помимо этого, сплавы на основе циркония обладают вы-

сокой коррозионной стойкостью, что исключает их быстрое разрушение при контакте с агрессивными средами. Именно оболочки тепловыделяющих элементов, изготовленные из циркониевых сплавов, позволяют ограничить контакт ядерного топлива с теплоносителем (горячей водой). При работе ядерной энергетической установки в штатном режиме поверхность циркониевых оболочек взаимодействует с водой, находящейся при температуре 300–350 °С и давлении 16 МПа, из-за чего происходит постепенная коррозия поверхностного слоя циркониевого сплава, приводящая к его разрушению. К этому добавляется радиолитиз воды под действием гамма-квантов и нейтронов, образующихся в результате ядерных реакций, следствием чего становится высвобождение водорода, который, проникая в окисленный слой циркониевых оболочек, приводит к их набуханию и ускоряет деградацию механических свойств тепловыделяющих элементов. Описанные явления не позволяют увеличить срок топливной кампании и тем самым повысить степень выгорания ядерного топлива, а также снижают безопасность работы ядерной энергетической установки.

Таким образом, изучение процессов окисления циркония и его сплавов является актуальной и важной задачей современного радиационного материаловедения. Большинство существующих технологий повышения коррозионной стойкости циркония основаны на поиске легирующих добавок и их оптимальных концентраций, вводимых в объем оболочки тепловыделяющего элемента [3–6]. Однако следует учитывать, что коррозия циркония и его сплавов включает в себя как химический процесс, обусловленный взаимодействием атомов металлов и кислорода, так и диффузионный процесс, связанный со скоростью проникновения кислорода в кристаллическую решетку материала. Диффузионные процессы во многом зависят от фазового состава и микроструктуры сплава, которые могут быть модифицированы в относительно тонком приповерхностном слое, определяющем скорость накопления кислорода.

Среди методов модифицирования приповерхностных слоев металлов и сплавов следует выделить подходы, основанные на высокоинтенсивном импульсном воздействии пучков заряженных частиц и плазмы, которые реализуют последовательный нагрев материала выше температуры плавления и скоростную закалку расплава [7–9]. В ряде работ (см., например, [10; 11]) было продемонстрировано влияние компрессионных плазменных потоков, генерируемых квазистационарными плазменными ускорителями, на структурно-фазовое состояние металлов и сплавов. Такой тип воздействия сообщает поверхностному слою материала плотность энергии от 10 до 70 Дж/см² за время одного импульса, составляющего около 100 мкс. Указанные параметры обеспечивают условия для достижения плавления поверхностного слоя и длительное (по сравнению с таковым при короткоимпульсных (наносекундных) воздействиях) существование расплавленного состояния. Кроме того, технология плазменного модифицирования поверхности металлов может включать ее дополнительное легирование атомами других металлов, что позволяет синтезировать сплавы практически любого состава. Подобные плазменные потоки могут быть использованы для модифицирования циркониевых оболочек тепловыделяющих элементов, направленного на изменение их микроструктурного состояния.

Таким образом, целью настоящей работы являлось установление особенностей структурно-фазовых изменений, происходящих в цирконии, модифицированном воздействием компрессионных плазменных потоков, после длительного отжига в воздушной атмосфере при температуре эксплуатации оболочек в ядерном реакторе (350 °С).

Материалы и методы исследования

Объектами исследования были пластины технически чистого циркония толщиной 1 мм и размером 10 × 10 мм, в составе которых обнаружено лишь 0,7 ат. % гафния (сопутствующая примесь).

Поверхность пластин подвергалась воздействию компрессионных плазменных потоков, генерируемых в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии. Обработка проводилась в остаточной атмосфере азота, являющегося плазмообразующим газом. Остаточное давление в камере компрессора составляло 3 торр (400 Па). Формирование плазменного потока происходило при газовом разряде между электродами, на расстоянии 10 см от которого располагался обрабатываемый образец. Длительность разряда, составлявшая около 100 мкс, определяла длительность импульса плазменного потока. Напряжение на конденсаторной системе разрядного устройства достигало 4 кВ, что обеспечивало плотность поглощенной поверхностным слоем циркония энергии в диапазоне 35–37 Дж/см² [12]. Модифицирование поверхности циркония осуществлялось пятью импульсами плазмы для достижения равномерного воздействия на поверхность.

Модифицированные образцы циркония отжигались в муфельной печи в воздушной атмосфере. Отжиг проводился при температуре 350 °С и атмосферном давлении в течение 100 ч. Точность выдерживания температуры составляла ±10 °С. Охлаждение образцов проходило вне печи. В качестве реперных образцов совместно с модифицированными пластинами циркония отжигались пластины циркония, находящегося

в исходном состоянии (до воздействия плазменных потоков). Оценка скорости насыщения поверхности кислородом осуществлялась путем измерения прироста удельной массы (массы единицы площади) образцов на аналитических весах компании *Radwag* (Польша) с точностью до $\pm 0,000\ 05$ г.

Определение фазового состава модифицированных образцов выполнялось методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре *Ultima IV (Rigaku, Япония)* в геометрии Брэгга – Брентано ($\theta - 2\theta$ -геометрия) с использованием медного излучения ($\lambda = 0,154\ 178$ нм). Регистрация рентгеновских дифрактограмм проводилась при скорости движения детектора 2° в минуту, дискретность регистрации интенсивности составляла $0,05^\circ$. Фазовый состав анализируемых образцов определялся путем сопоставления экспериментально измеренных межплоскостных расстояний с базой данных кристаллических структур Объединенного комитета порошковых дифракционных стандартов (*Joint Committee on Powder Diffraction Standards, JCPDS*).

Изучение морфологии и элементного состава поверхности исследуемых образцов выполнялось на растровом электронном микроскопе *LEO 1455VP (Carl Zeiss, Германия)*, работающем в режиме регистрации как вторичных, так и отраженных электронов, с использованием приставки *X-Max^N 80 (Oxford Instruments, Великобритания)* для проведения рентгеноспектрального микроанализа. Формирование изображений поверхности осуществлялось при ускоряющем напряжении 20 кВ.

Результаты и их обсуждение

Отжиг при температуре 350°C образцов циркония, находящегося в исходном состоянии, приводит к диффузионному насыщению приповерхностных слоев кислородом из воздушной атмосферы. Изменение фазового состояния в процессе отжига было изучено с помощью метода рентгеноструктурного анализа (рис. 1). Полученные рентгеновские дифрактограммы свидетельствуют о поликристаллической структуре низкотемпературной модификации (α -фазы) циркония с гексагональной кристаллической решеткой, причем распределение интенсивностей дифракционных линий соответствует их распределению в равновесном состоянии без наличия ярко выраженной текстуры.

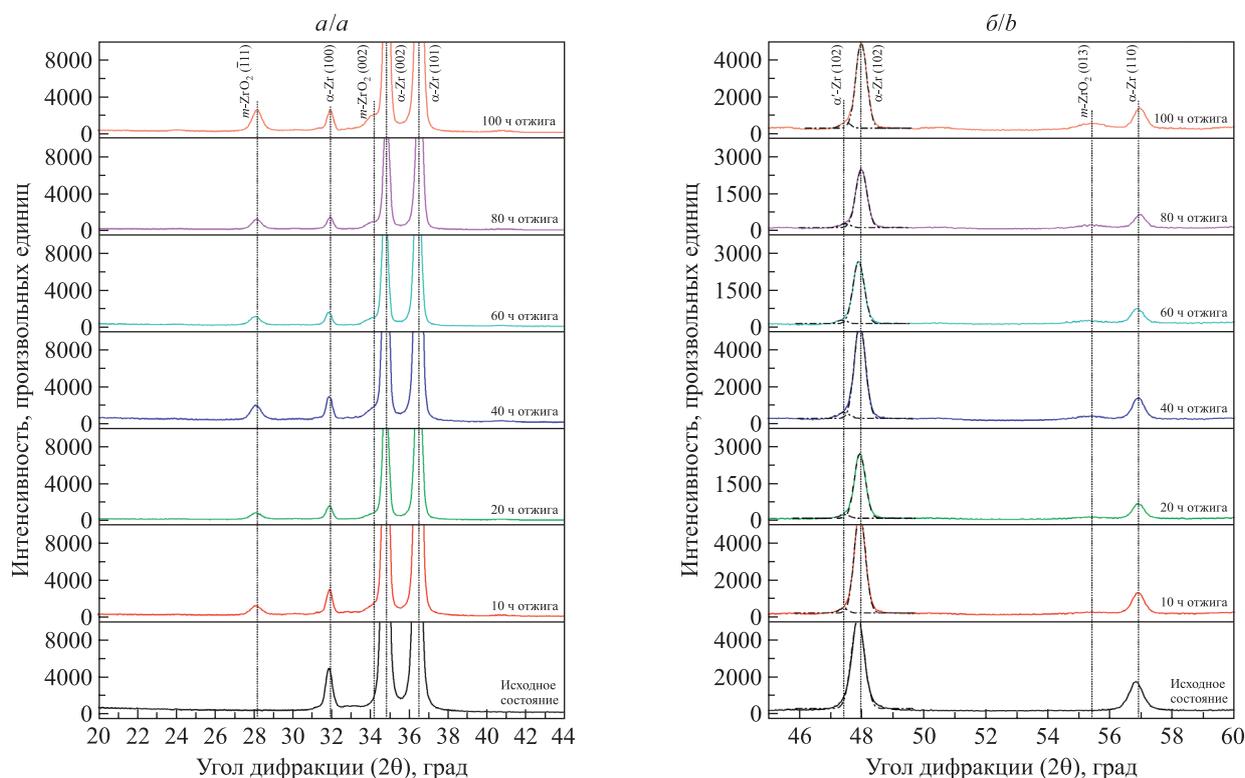


Рис. 1. Участки рентгеновских дифрактограмм в различных диапазонах углов дифракции образцов циркония после отжига в воздушной атмосфере при температуре 350°C

Fig. 1. Sections of X-ray diffraction patterns in different ranges of diffraction angles of zirconium samples after annealing in an air atmosphere at a temperature of 350°C

Диффузия кислорода в приповерхностный слой приводит к формированию на поверхности образцов диоксида циркония с моноклинной кристаллической структурой ($m\text{-ZrO}_2$), под которым располагается область существования твердого раствора кислорода в α -фазе циркония ($\alpha\text{-Zr(O)}$). Согласно равновесной диаграмме состояния бинарной системы цирконий – кислород [13] образование диоксида циркония при температурах до 1000 °С происходит при концентрациях кислорода свыше 29 ат. %. Область диффузионного насыщения кислородом, в которой его концентрация не достигает указанного значения, соответствует твердому раствору. Исходя из результатов рентгеноструктурного анализа, формирование твердого раствора обнаруживается уже после 10 ч отжига и проявляется в виде слабых дифракционных рефлексов в области меньших углов дифракции около линий $\alpha\text{-Zr}$. Наиболее явно появление таких дополнительных рефлексов наблюдается около дифракционных линий, соответствующих отражению от кристаллографических плоскостей (102) и (103). Угловое положение дополнительных рефлексов свидетельствует об увеличении параметров решетки твердого раствора $\alpha\text{-Zr(O)}$ по сравнению с соответствующими параметрами циркония, находящегося в исходном состоянии, что указывает на формирование твердого раствора по типу внедрения. Значения параметров решетки твердого раствора изменяются в пределах $a = 0,327\text{--}0,335$ нм ($a_0 = 0,323$ нм для идеальной структуры) и $c = 0,510\text{--}0,519$ нм ($c_0 = 0,515$ нм для идеальной структуры). На основании полученных результатов можно заметить, что параметр решетки a , определяющий расстояние между атомами в базисных плоскостях элементарной ячейки, превышает табличное значение для идеальной структуры циркония, в то время как параметр решетки c слабо зависит от времени отжига, находясь вблизи равновесного значения. Таким образом, растворение кислорода в кристаллической решетке α -фазы циркония приводит к ее деформации и нарушению гексагональности.

На поверхности образцов происходит рост диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$, формирование которого наблюдается уже после 10 ч отжига при температуре 350 °С. На рентгеновских дифрактограммах обнаружены соответствующие линии при угле дифракции $2\theta \approx 28^\circ$, а также широкий дифракционный максимум низкой интенсивности в диапазоне углов дифракции $2\theta = 55\text{--}56^\circ$. Следует отметить, что интенсивность дифракционных максимумов диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$ повышается при увеличении времени отжига от 10 до 100 ч, тогда как интенсивность дифракционных рефлексов, соответствующих твердому раствору $\alpha\text{-Zr(O)}$, практически не изменяется на протяжении отжига. Как известно, интенсивность дифракционных линий пропорциональна объемной доли соответствующей фазы. Следовательно, увеличение времени отжига способствует росту толщины слоя диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$ за счет миграции его межфазной границы в твердом растворе вследствие повышения в нем концентрации кислорода. Толщина слоя твердого раствора $\alpha\text{-Zr(O)}$ практически не зависит от времени отжига, так как определяется, во-первых, максимальной растворимостью кислорода в кристаллической решетке α -фазы циркония, достигаемой на межфазной границе с диоксидом циркония, а во-вторых, коэффициентом диффузии кислорода в этой решетке, который зависит только от температуры.

Согласно работе [13] температурная зависимость коэффициента диффузии кислорода в кристаллической решетке α -фазы циркония при температурах 290–650 °С описывается следующим выражением:

$$D = 6,61 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{1,91 \text{ эВ}}{kT}\right),$$

где D – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; k – постоянная Больцмана; T – температура, К.

При температуре отжига 350 °С значение коэффициента диффузии (D) кислорода составляет $2,4 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{с}$. Данный коэффициент позволяет оценить среднюю глубину слоя (x_D), соответствующего диффузионному насыщению кислородом за время отжига (t), без учета фазового перехода на поверхности образцов в диоксид циркония:

$$x_D = \sqrt{2Dt}. \quad (1)$$

При увеличении времени отжига от 10 до 100 ч средняя глубина слоя диффузионного насыщения кислородом увеличивается от 15 до 40 нм. Низкие значения глубины диффузии кислорода связаны с плотной упаковкой атомов в структуре циркония, препятствующей миграции атомов кислорода. В работе [14] приведены соотношения, позволяющие вычислить коэффициент диффузии кислорода в диоксиде циркония $m\text{-ZrO}_2$, он составляет $2,9 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}$. Видно, что коэффициент диффузии кислорода в диоксиде циркония $m\text{-ZrO}_2$ существенно превышает коэффициент диффузии кислорода в α -фазе циркония, а следовательно, диффузия в приповерхностном слое, содержащем оксидную фазу, происходит более интенсивно, и глубина слоя диффузионного насыщения кислородом будет превосходить значения, полученные по формуле (1).

Превышение толщины анализируемого слоя над глубиной диффузии кислорода позволяет отнести обнаруженные на дифрактограммах линии циркония к слою образца, расположенному ниже окисленного слоя.

Воздействие плазменного потока на образцы циркония приводит к структурным превращениям в приповерхностном слое, связанным с его нагревом выше температуры плавления и скоростной кристаллизацией. В работе [12] было показано, что использованные в настоящей работе параметры плазменного воздействия обеспечивают плотность поглощенной энергии 35–37 Дж/см² (это та часть полной энергии потока плазмы, которая передается материалу в виде тепловой энергии). При такой плотности поглощенной энергии температура непосредственно на поверхности образцов циркония достигает температуры кипения и толщина расплавленного слоя составляет около 20 мкм. Следует отметить, что толщина расплавленного слоя определялась глубиной, температура на которой превышает температуру плавления. После окончания действия импульса плазмы наступает этап охлаждения расплава, при этом время существования расплавленного состояния составляет 20–30 мкс. Особенностью импульсного плазменного воздействия на материалы является достижение высоких скоростей охлаждения нагретого приповерхностного слоя (10⁶–10⁷ К/с) благодаря интенсивному теплоотводу на объем нерасплавленной металлической части с высоким коэффициентом теплопроводности. Результатом скоростного охлаждения расплава при его кристаллизации является формирование дисперсной зеренной структуры.

На рис. 2 представлены рентгеновские дифрактограммы образцов циркония, модифицированных плазменным воздействием и подвергнутых отжигу при температуре 350 °С.

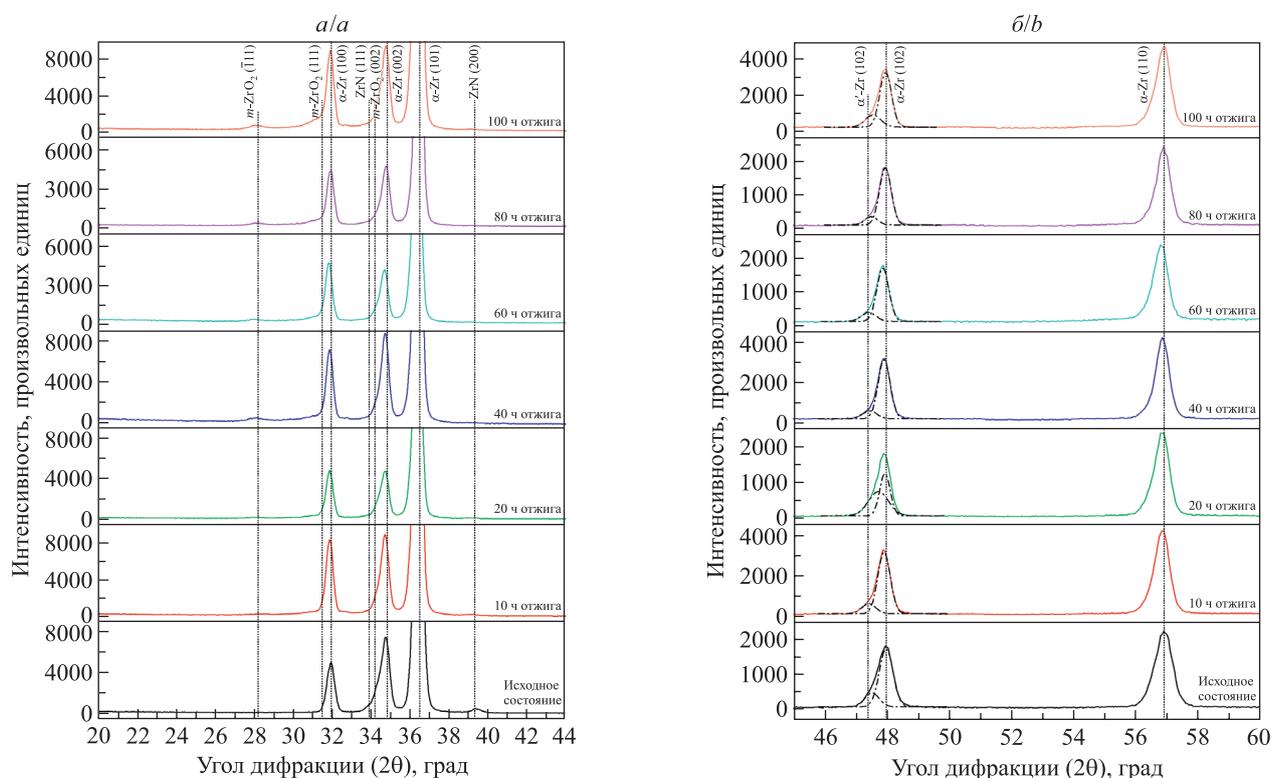


Рис. 2. Участки рентгеновских дифрактограмм в различных диапазонах углов дифракции образцов циркония после плазменной обработки и отжига в воздушной атмосфере при температуре 350 °С

Fig. 2. Sections of X-ray diffraction patterns in different ranges of diffraction angles of zirconium samples after plasma treatment and annealing in an air atmosphere at a temperature of 350 °С

Приведенные результаты свидетельствуют о сохранении низкотемпературной гексагональной α -фазы циркония после плазменной обработки. Однако на дифрактограммах исходного образца явно выделяется дифракционный максимум ($2\theta = 39\text{--}40^\circ$) нитрида циркония (ZrN) с гранцентрированной кубической решеткой. Его появление обусловлено формированием на поверхности образцов нитрида циркония за счет диффузии азота из остаточной атмосферы плазмообразующего газа. Так как коэффициент диффузии атомов азота в плотноупакованной кристаллической решетке α -фазы циркония имеет крайне низкое значение при комнатной температуре, то наиболее интенсивное проникновение азота в приповерхностный слой происходит лишь в течение этапа охлаждения после кристаллизации. Вследствие быстрого охлаждения закристаллизованного слоя, длительность которого сопоставима с длительностью импульса

плазмы (100 мкс), время диффузионного насыщения азотом также ограничивается несколькими сотнями микросекунд. В работе [15] описан механизм поверхностного азотирования материалов, подвергнутых плазменному воздействию, согласно которому процесс диффузионного насыщения поверхностного слоя материала азотом происходит преимущественно в твердой, закристаллизовавшейся, фазе. Плазменный поток формирует в приповерхностной области ударно-сжатый слой из продуктов испарения мишени, который препятствует поступлению азота. После прекращения действия импульса плазмы ударно-сжатый слой рассеивается и начинается диффузионное насыщение азотом, которое реализуется по окончании процесса кристаллизации. Это позволяет предположить, что образование нитрида циркония происходит в тонком приповерхностном слое толщиной не более 1 мкм. Данный процесс был экспериментально обнаружен при аналогичном плазменном воздействии на образцы титана [15].

Также следует отметить асимметрию некоторых дифракционных максимумов циркония в области меньших углов дифракции, наиболее явно проявляющуюся около линий (002), (102) и (103). Выше было описано, что появление таких дополнительных дифракционных рефлексов обусловлено формированием твердого раствора α -Zr(O) после высокотемпературного отжига. Однако их присутствие на дифрактограммах образцов циркония после плазменного воздействия можно связать с образованием твердого раствора азота в кристаллической решетке α -фазы циркония (α -Zr(N)). Он формируется в нижележащих слоях, где концентрация азота не достигает значения, необходимого для роста нитридной фазы ZrN.

Результатом насыщения приповерхностного слоя циркония, предварительно обработанного потоком плазмы, атомами кислорода также является рост оксидной фазы на поверхности образцов. Однако в данном случае можно заметить, что появление явного дифракционного максимума ($\bar{1}11$) диоксида циркония m -ZrO₂ происходит только после 40 ч отжига, другие линии диоксида циркония на рентгеновских дифрактограммах практически не проявляются даже после 100 ч отжига. Ниже оксидного слоя располагается область диффузионного насыщения кислородом, в которой его концентрация не достигает значения, необходимого для трансформации кристаллической решетки из твердого раствора α -Zr(O) в диоксид циркония m -ZrO₂. Так как насыщение кислородом происходит в предварительно азотированном слое, то следует ожидать формирования твердого раствора α -Zr(N, O). Образование такого твердого раствора на основе кристаллической решетки α -фазы циркония после его отжига подтверждается наличием дополнительных дифракционных рефлексов в области меньших углов дифракции, например, около линий (102) и (103). Анализ параметров элементарной ячейки твердого раствора α -Zr(N, O) показал, что при увеличении времени отжига до 100 ч параметр a изменяется в пределах 0,325–0,334 нм, параметр c – в пределах 0,513–0,520 нм. Полученные значения полностью соответствуют диапазонам изменения аналогичных параметров элементарной ячейки твердого раствора α -Zr(O), сформированного в цирконии при его отжиге без предварительной плазменной обработки. Поскольку атомы азота, так же как и атомы кислорода, способствуют формированию твердого раствора по типу внедрения с увеличенными параметрами элементарной ячейки, можно предположить, что количество растворенного кислорода в твердом растворе α -Zr(O) превышает его количество в твердом растворе α -Zr(N, O).

Расчет объемных долей кислородсодержащих фаз в приповерхностном слое циркония после отжига при температуре 350 °С (табл. 1) проводился по интенсивностям близко расположенных дифракционных линий, чтобы не принимать во внимание изменение толщины слоя, участвующего в формировании дифракционной картины, при изменении угла дифракции. Так, объемная доля диоксида циркония m -ZrO₂ (γ_m) вычислялась по формуле $\gamma_m = \frac{I_m}{I_m + I_\alpha}$, где I_m – интенсивность дифракционной линии ($\bar{1}11$) диоксида циркония m -ZrO₂; I_α – интенсивность дифракционной линии (100) α -фазы циркония. Объемная доля твердого раствора α -Zr(O) или α -Zr(N, O) ($\gamma_{т.р.}$) оценивалась как $\gamma_{т.р.} = \frac{I_{т.р.}}{I_{т.р.} + I_\alpha}$, где $I_{т.р.}$ – интенсивность дифракционной линии (102) твердого раствора α -Zr(O) или α -Zr(N, O); I_α – интенсивность дифракционной линии (102) α -фазы циркония.

На основании полученных данных можно заключить, что объемная доля диоксида циркония m -ZrO₂ в образцах без предварительной плазменной обработки существенно выше, чем в образцах после плазменной обработки. Однако результаты оценки объемной доли твердого раствора демонстрируют противоположную закономерность: предварительная плазменная обработка способствует увеличению объемной доли твердого раствора α -Zr(N, O), т. е. увеличению толщины слоя, в котором формируется такой твердый раствор.

Таблица 1

Объемные доли кислородсодержащих фаз
 в приповерхностном слое циркония после высокотемпературного отжига

Table 1

Volume fractions of oxygen-containing phases
 in the surface layer of zirconium after high-temperature annealing

Время отжига, ч	Образцы	Объемная доля диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$	Объемная доля твердого раствора $\alpha\text{-Zr(O)}$
0	Без плазменной обработки	–	–
	После плазменной обработки	–	0,20
10	Без плазменной обработки	0,35	0,03
	После плазменной обработки	–	0,16
20	Без плазменной обработки	0,47	0,05
	После плазменной обработки	–	0,52
40	Без плазменной обработки	0,50	0,06
	После плазменной обработки	0,08	0,13
60	Без плазменной обработки	0,52	0,05
	После плазменной обработки	0,04	0,17
80	Без плазменной обработки	0,62	0,06
	После плазменной обработки	0,09	0,13
100	Без плазменной обработки	0,62	0,05
	После плазменной обработки	0,11	0,22

Одной из причин снижения скорости роста диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$ на поверхности образцов после плазменной обработки может являться формирование плотного слоя нитрида циркония, который выступает в качестве барьерного поверхностного слоя, препятствующего росту оксида. На рис. 3 представлено изменение дифракционной линии нитрида циркония, которое указывает на его распад уже на начальных этапах отжига при температуре 350 °С. Можно предположить, что при данной температуре происходит распад нитрида циркония, осуществляемый в твердой фазе. Отличительной особенностью структуры нитрида циркония, сформированного при воздействии компрессионных плазменных потоков, может являться отклонение от стехиометрического состава. Так как его формирование происходит в условиях быстрого охлаждения, то структура становится пересыщена вакансиями, которые снижают энергию связи в кристаллической решетке и способствуют ее распаду при термическом воздействии. Поскольку распад нитрида циркония происходит в твердой фазе, без его плавления, то атомы азота из кристаллической решетки нитрида циркония выделяются в окружающую атмосферу, а на их месте образуются вакантные позиции. Через эти вакантные позиции, которые не могут быть заняты диффундирующими атомами кислорода ввиду их преимущественной миграции по междоузлиям, происходит диффузия атомов циркония из нижележащего слоя. Это способствует увеличению концентрации вакансий в области существования твердого раствора $\alpha\text{-Zr(N)}$ и повышению коэффициента диффузии кислорода в нем. Следовательно, для диффундирующих атомов кислорода миграция в глубину образца является более энергетически выгодной, чем накопление на поверхности. Этим и можно объяснить увеличение объемной доли фазы твердого раствора в образцах циркония после предварительной плазменной обработки.

Полное исчезновение азота в приповерхностном слое образцов после длительного высокотемпературного отжига следует исключить, так как результаты рентгеноспектрального анализа (табл. 2) свидетельствуют о его присутствии в анализируемом слое. В образцах непосредственно после плазменной обработки обнаружено 24 ат. % азота, при увеличении времени отжига до 100 ч его концентрация снижается до 11 ат. %, что, по-видимому, связано с исчезновением нитрида циркония.

В соответствии с результатами анализа элементного состава на поверхности исходных образцов, которые не подвергались плазменному воздействию, выявлено до 20 ат. % кислорода. Его присутствие может быть обусловлено наличием тонкого приповерхностного оксидного слоя, который всегда образуется на чистой поверхности циркония и не обнаруживается дифракционными методами. Также присутствие

кислорода может являться результатом загрязнения поверхности легкими примесями. После проведения изотермического отжига концентрация кислорода в анализируемом слое, толщина которого составляет около 1 мкм, повышается. Так, в образцах без предварительной плазменной обработки концентрация кислорода увеличивается от 59 до 63 ат. % при увеличении времени отжига от 10 до 100 ч. Обнаруженный рост концентрации кислорода в принципе укладывается в диапазон погрешности определения содержания легких примесей методом рентгеноспектрального микроанализа и не позволяет однозначно судить о влиянии времени отжига на количество кислорода в тонком приповерхностном слое. Однако следует обратить внимание на снижение полного количества кислорода после изотермического отжига в образцах, которые были подвергнуты предварительной плазменной обработке. В них концентрация кислорода в анализируемом слое составляет 36–43 ат. %. Полученные результаты свидетельствуют о влиянии предварительной плазменной обработки на скорость накопления кислорода в поверхностном слое.

Таблица 2

Элементный состав образцов циркония
после высокотемпературного отжига

Table 2

Elemental composition of zirconium samples
after high-temperature annealing

Время отжига, ч	Образцы	Концентрация, ат. %		
		Zr	O	N
0	Без плазменной обработки	80	20	–
	После плазменной обработки	64	12	24
10	Без плазменной обработки	41	59	–
	После плазменной обработки	48	36	16
60	Без плазменной обработки	38	62	–
	После плазменной обработки	47	39	14
100	Без плазменной обработки	37	63	–
	После плазменной обработки	46	43	11

С использованием метода растровой электронной микроскопии (РЭМ) выявлены особенности изменения морфологии поверхности циркония после высокотемпературного отжига. В исходном состоянии поверхность образцов характеризуется наличием четких полос шлифовки (рис. 3). Представленные изображения участков поверхности циркония получены в режиме регистрации отраженных электронов, что позволяет также проанализировать пространственное распределение элементов. После 60 ч отжига на поверхности образцов появляются области темного контраста размером около 2 мкм, в которых наблюдается повышенное содержание кислорода. После 100 ч отжига на отмеченных участках обнаружены ограниченные кристаллы, являющиеся, по-видимому, кристаллами диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$.

Морфология поверхности обработанных плазмой образцов (рис. 4) значительно отличается от морфологии поверхности образцов без предварительной плазменной обработки. Так как плазменное воздействие приводит к плавлению поверхностного слоя, то полосы шлифовки исчезают и рельеф поверхности становится гладким вследствие растекания расплава и действия сил поверхностного натяжения. Выше сделано предположение о формировании дисперсной структуры модифицированного слоя циркония, которая не наблюдается на представленных изображениях поверхности. Однако следует отметить, что непосредственно приповерхностный слой покрыт тонким слоем нитрида циркония, который не позволяет явным образом проанализировать зеренную структуру. Кристаллы диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$ после высокотемпературного отжига в течение 100 ч обнаруживаются в виде тонких пластинок, радиально растущих из общего центра. В работе [16] было показано, что формирование нитридных фаз в результате плазменной обработки образцов циркония и титана происходит в виде дендритных структур аналогичной формы. Исходя из описанного выше механизма окисления циркония после плазменного воздействия, можно предположить, что диффузия кислорода в поверхностный слой циркония преимущественно происходит в локальных областях существования нитрида циркония. Именно в этих областях имеет место более быстрое образование твердого раствора внедрения на основе циркония и кислорода, а при достижении необходимой концентрации – формирование диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$.

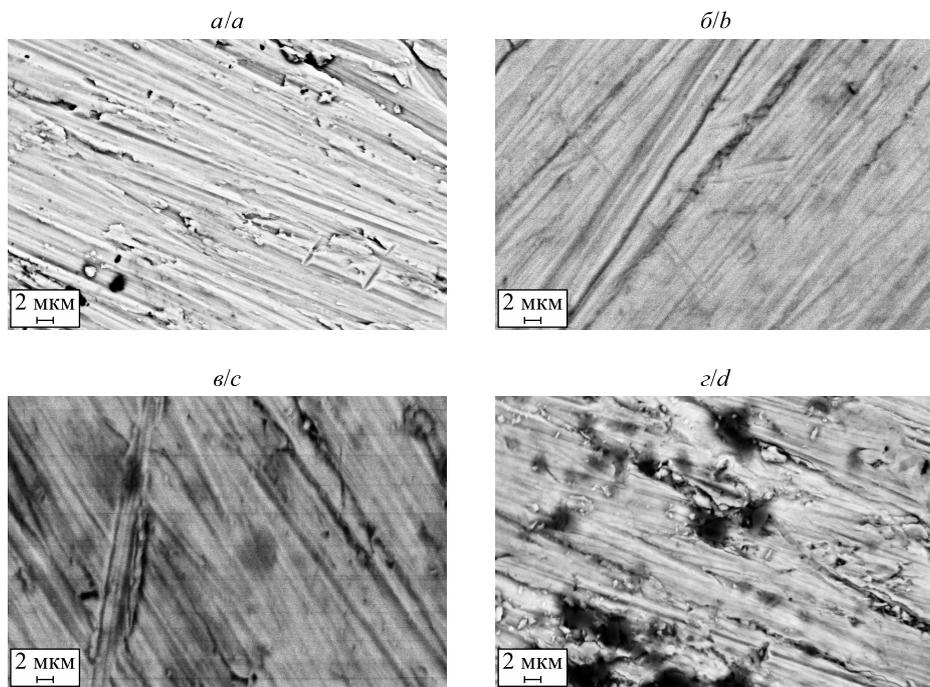


Рис. 3. РЭМ-изображения поверхности циркония после высокотемпературного отжига:
a – исходное состояние; *б* – 10 ч отжига; *в* – 60 ч отжига; *г* – 100 ч отжига
Fig. 3. Scanning electron microscopy (SEM) images of zirconium surface after high-temperature annealing:
a – initial state; *b* – 10 h of annealing; *c* – 60 h of annealing; *d* – 100 h of annealing

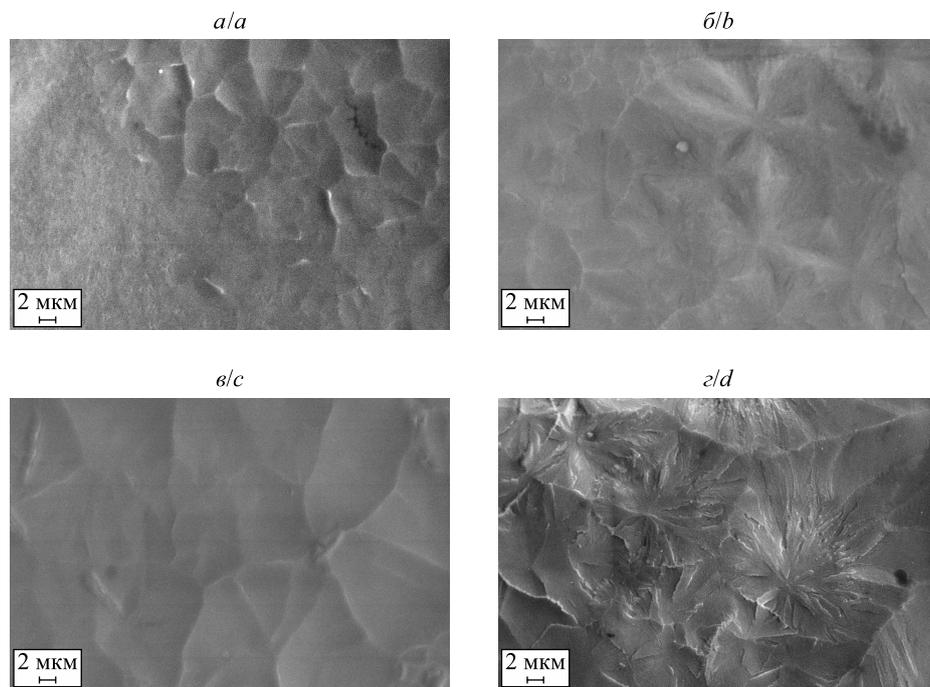


Рис. 4. РЭМ-изображения поверхности циркония
после плазменной обработки и высокотемпературного отжига:
a – исходное состояние; *б* – 10 ч отжига; *в* – 60 ч отжига; *г* – 100 ч отжига
Fig. 4. SEM images of zirconium surface after plasma treatment and high-temperature annealing:
a – initial state; *b* – 10 h of annealing; *c* – 60 h of annealing; *d* – 100 h of annealing

Высокотемпературный отжиг циркония способствует увеличению массы образцов, что связано с внедрением кислорода в их приповерхностные слои. На рис. 5 представлена зависимость прироста удельной массы образцов циркония от времени отжига.

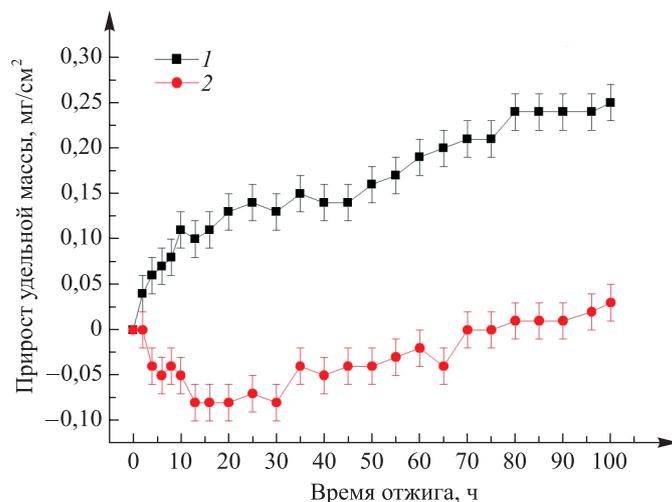


Рис. 5. Зависимость прироста удельной массы образцов циркония от времени высокотемпературного отжига:
1 – образцы без плазменной обработки; 2 – образцы после плазменной обработки
Fig. 5. Dependence of the increase in the specific gravity of zirconium samples on the time of high-temperature annealing:
1 – samples without plasma treatment; 2 – samples after plasma treatment

В образцах циркония без плазменной обработки происходит монотонный прирост удельной массы, достигающий $0,25 \text{ мг/см}^2$ после 100 ч отжига. Для образцов, которые предварительно подвергались воздействию компрессионных плазменных потоков, в течение первых 30 ч отжига наблюдается снижение удельной массы на $0,05 \text{ мг/см}^2$, что может являться следствием удаления атомов азота из поверхностного слоя при распаде нитрида циркония. Только после 30 ч отжига удельная масса этих образцов увеличивается до $0,03 \text{ мг/см}^2$ вследствие преобладания диффузионного насыщения кислородом над удалением азота. Результирующий прирост удельной массы образцов циркония, предварительно модифицированных путем плазменного воздействия, после 100 ч отжига составил около $0,08 \text{ мг/см}^2$.

Заключение

Таким образом, в работе показана возможность повышения коррозионной стойкости циркония в условиях отжига в воздушной атмосфере при температуре $350 \text{ }^\circ\text{C}$ длительностью до 100 ч за счет предварительного модифицирования приповерхностного слоя компрессионными плазменными потоками с плотностью поглощенной энергии $35\text{--}37 \text{ Дж/см}^2$. Установлено, что предварительная плазменная обработка приводит к формированию поверхностного слоя нитрида циркония и твердого раствора $\alpha\text{-Zr(N)}$, которые замедляют рост диоксида циркония $m\text{-ZrO}_2$ на поверхности образцов, увеличивая при этом глубину формирования твердого раствора $\alpha\text{-Zr(N, O)}$. Слой нитрида циркония выступает в качестве барьера для проникновения кислорода в приповерхностный слой, в то время как повышенная дефектность слоя твердого раствора $\alpha\text{-Zr(N)}$ способствует увеличению коэффициента диффузии кислорода в нем, тем самым препятствуя накоплению атомов кислорода в приповерхностном слое. Обнаруженные закономерности структурных изменений в цирконии после высокотемпературного отжига позволяют снизить прирост массы образцов при длительном окислении в условиях воздушной атмосферы.

Библиографические ссылки

1. Béreard N, Catalette H, Chevarier A, Chevarier N, Faust H, Moncoffre N. Zirconium surface modification under fission product irradiation. Application to nuclear fuel cladding tubes. *Surface and Coatings Technology*. 2002;158–159:473–476. DOI: 10.1016/S0257-8972(02)00290-6.
2. Slobodyan M. High-energy surface processing of zirconium alloys for fuel claddings of water-cooled nuclear reactors. *Nuclear Engineering and Design*. 2021;382:111364. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2021.111364.
3. Калинин БА, Волков НВ, Валиков РА, Яшин АС. Анализ процесса ионного перемешивания при легировании внешней поверхности трубок из циркония под действием радиального пучка ионов аргона. *Физика и химия обработки материалов*. 2016; 3:5–8. EDN: WCLOXR.
4. Kuprin AS, Belous VA, Voyevodin VN, Bryk VV, Vasilenko RL, Ovcharenko VD, et al. High-temperature air oxidation of E110 and Zr – 1Nb alloys claddings with coatings. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2014;1:126–132. EDN: CMJOKV.
5. Петельгузов ИА. Влияние защитных покрытий из алюминия и хрома на окисление циркония и его сплавов. *Вопросы атомной науки и техники*. 2012;2:114–119.

6. Park J-H, Kim H-G, Park J-Y, Jung Y-I, Park D-J, Koo Y-H. High temperature steam-oxidation behavior of arc ion plated Cr coatings for accident tolerant fuel claddings. *Surface and Coatings Technology*. 2015;280:256–259. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2015.09.022.
7. Varoto L, Lhuissier P, Majkut M, Blandin J-J, Roure S, Papillon A, et al. Microstructure evolutions induced by electron beam melting of a sintered Cu – 25Cr composite. *Materialia*. 2024;38:102262. DOI: 10.1016/j.mtla.2024.102262.
8. Li G, Zhou X, Zhang J, Yuan M, Chen Z. Effects of electron beam current on local microstructure characteristics and tensile behaviors of Ti – 6Al – 4V alloys fabricated by electron beam melting. *Materials Science and Engineering A*. 2024;912:146966. DOI: 10.1016/j.msea.2024.146966.
9. Slobodyan M. Resistance, electron- and laser-beam welding of zirconium alloys for nuclear applications: a review. *Nuclear Engineering and Technology*. 2021;53(4):1049–1078. DOI: 10.1016/j.net.2020.10.005.
10. Ryskulov A, Shymanski V, Uglov V, Ivanov I, Astashynski V, Amanzhulov B, et al. Structure and phase composition of WNb alloy formed by the impact of compression plasma flows. *Materials*. 2023;16(12):4445. DOI: 10.3390/ma16124445.
11. Cherenda NN, Rogovaya IS, Shymanski VI, Uglov VV, Saladukhin IA, Astashynski VM, et al. Elemental and phase compositions and mechanical properties of titanium surface layer alloyed by Zr, Nb and Al under the action of compression plasma flows. *High Temperature Material Processes*. 2022;26(2):1–9. DOI: 10.1615/HighTempMatProc.2022043003.
12. Шиманский ВИ, Шевелева ВВ, Углов ВВ, Асташинский ВМ, Кузьмицкий АМ. Окисление циркония, легированного хромом, при воздействии компрессионных плазменных потоков. *Физика и химия обработки материалов*. 2023;3:18–32. DOI: 10.30791/0015-3214-2023-3-18-32.
13. Черняева ТП, Стукалов АИ, Грицина ВМ. Поведение кислорода в цирконии. *Вопросы атомной науки и техники*. 2000; 2:71–85.
14. Ищенко НИ. Определение коэффициента диффузии кислорода в оксиде на циркониевых сплавах и в прилегающем металле по данным измерений коррозионного привеса и толщины оксидного слоя. *Вопросы атомной науки и техники*. 2014;4: 88–93.
15. Черенда НН, Шиманский ВИ, Углов ВВ, Асташинский ВМ, Ухов ВА. Азотирование поверхностного слоя стали и титана компрессионными плазменными потоками. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2012;4:35–42. EDN: OWXGIB.
16. Углов ВВ, Черенда НН, Шиманский ВИ, Шостак НВ, Асташинский ВМ, Кузьмицкий АМ. Структурно-фазовые превращения в титане, легированном атомами хрома и молибдена при воздействии компрессионных плазменных потоков. *Перспективные материалы*. 2010;1:24–32. EDN: KZRDNV.

Получена 11.12.2024 / исправлена 25.12.2024 / принята 26.12.2024.
Received 11.12.2024 / revised 25.12.2024 / accepted 26.12.2024.

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

УДК 538.958:544.032.4

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИДНОЙ СМОЛЫ, МОДИФИЦИРОВАННОЙ ГРАФЕНОМ И УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

И. Н. ПАРХОМЕНКО¹⁾, Л. А. ВЛАСУКОВА¹⁾,
И. Д. ПАРФИМОВИЧ²⁾, А. С. КАМЫШАН²⁾, М. Н. ЖУКОВА²⁾

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

²⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

Аннотация. После термоциклирования в условиях, эквивалентных 16 ч нахождения на околоземной орбите, изучены спектры поглощения полимерных эпоксидных композитов с наполнителями «Графен» и «Таунит-МД», содержащими графеновые нанопластины и многостенные углеродные нанотрубки соответственно. Для синтезированных полимеров определены коэффициент поглощения солнечного излучения (α_s) и коэффициент излучения (ϵ) в тепловом ИК-диапазоне. Показано, что добавление 1 мас. % углеродного наполнителя в эпоксидную матрицу приводит к возрастанию коэффициента α_s с 0,88 до 0,94–0,95 и коэффициента ϵ с 0,93 до 0,95–0,96. Обнаружено, что термоциклические нагрузки в вакуумной камере, имитирующей условия ближнего космоса, обуславливали увеличение коэффициента α_s образца с графеновыми нанопластинами на 0,5 %, тогда как для образца с углеродными нанотрубками данный показатель уменьшался на 0,4 %. Коэффициент поглощения солнечного излучения немодифицированного эпоксидного полимера после термических нагрузок снижался примерно на 2 %. Коэффициент излучения по окончании термоциклирования возрастал на величину $\Delta\epsilon = 0,006$ (0,6 %) для немодифицированной эпоксидной смолы и на величину $\Delta\epsilon = 0,002$ (0,2 %) для образцов с наполнителями. На основе данных оптической спектроскопии и ИК-спектроскопии с преобразованием Фурье проанализированы физические процессы, происходящие в нанокompозитах при термоциклировании в сочетании с УФ-облучением.

Образец цитирования:

Пархоменко И.Н., Власукова Л.А., Парфимович И.Д., Камышан А.С., Жукова М.Н. Влияние термоциклирования на оптические свойства нанокompозитов на основе эпоксидной смолы, модифицированной графеном и углеродными нанотрубками. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:29–37.
EDN: JLRVUK

For citation:

Parkhomenko I.N., Vlasukova L.A., Parfimovich I.D., Kamyshan A.S., Zhukova M.N. Effect of thermal cycles on optical properties of epoxy resin reinforced with graphene and carbon nanotubes. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:29–37.
Russian.
EDN: JLRVUK

Сведения об авторах см. на с. 37.

Information about the authors see p. 37.



Ключевые слова: термоциклы; эпоксидная смола; графен; углеродные нанотрубки; поглощение солнечного излучения.

Благодарность. Работа выполнена в рамках государственной программы научных исследований «Конвергенция-2025» (задание 3.07.1.2, № гос. регистрации 20211910, и задание 3.07.1, № гос. регистрации 20211235).

EFFECT OF THERMAL CYCLES ON OPTICAL PROPERTIES OF EPOXY RESIN REINFORCED WITH GRAPHENE AND CARBON NANOTUBES

I. N. PARKHOMENKO^a, L. A. VLASUKOVA^a,
I. D. PARFIMOVICH^b, A. S. KAMYSHAN^b, M. N. ZHUKOVA^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus
^bA. N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems, Belarusian State University,
7 Kurchatava Street, Minsk 220045, Belarus

Corresponding author: L. A. Vlasukova (vlasukova@bsu.by)

Abstract. The effect of thermal cycling under conditions equivalent to 16 h in near-earth orbit on the optical absorption of pristine epoxy resin and epoxy-based polymers with the addition of graphene nanoplatelets and multi-walled carbon nanotubes has been studied. The coefficient of absorption of solar radiation (α_s) and the emissivity (ϵ) in the thermal IR range of the synthesised polymers were determined. It was shown that the addition of 1 wt. % of carbon filler leads to an increase in α_s from 0.88 to 0.94–0.95 and ϵ from 0.93 to 0.95–0.96. It was found that thermal cycling results in an increase in α_s of the sample with graphene nanoplatelets by 0.5 %. In the case of the sample with carbon nanotubes α_s decreased by 0.4 %. The coefficient of absorption of solar radiation of the unmodified epoxy resin decreased by about 2 % after thermal cycling. The emissivity increased by $\Delta\epsilon = 0.006$ (0.6 %) for unmodified epoxy resin and by $\Delta\epsilon = 0.002$ (0.2 %) for the samples with carbon fillers after thermal cycling. Based on the optical and Fourier transform IR spectroscopy data, the physical processes occurring in composites during thermal cycling combined with UV radiation are discussed.

Keywords: thermal cycles; epoxy resin; graphene; carbon nanotubes; absorption of solar radiation.

Acknowledgements. This work was carried out within the framework of the state programme of scientific research «Convergence-2025» (assignment 3.07.1.2, state registration No. 20211910, and assignment 3.07.1, state registration No. 20211235).

Введение

Современные материалы, используемые в аэрокосмической отрасли, должны отвечать требованиям высокой прочности, легкости и устойчивости к негативным факторам на околоземной орбите – радиации, температурным колебаниям, вакууму, УФ-излучению, воздействию атомарного кислорода и др. В этом контексте полимерные композиции на основе эпоксидной смолы, модифицированной такими наноматериалами, как графен и углеродные нанотрубки, представляют собой перспективные решения благодаря уникальным механическим, электрическим и оптическим свойствам [1–5].

В данной работе приведены результаты эксперимента по имитации термоциклирования в условиях ближнего космоса. При воздействии термических нагрузок в вакууме в сочетании с УФ-облучением может происходить деградация эпоксидного полимера с потерей прочностных и оптических характеристик и изменением вязкости, а также газовыделение [6]. Процессы деструкции полимера приводят к образованию летучих веществ, которые, высвобождаясь, ухудшают адгезию между компонентами нанокомпозита [7]. Модификация смолы графеном и углеродными нанотрубками может не только улучшить механические свойства, но и оптимизировать коэффициент поглощения солнечного излучения, что позволяет более эффективно управлять тепловыми процессами в космических условиях. Кроме того, углеродные наночастицы являются УФ-стабилизаторами, способными поглощать УФ-излучение и защищать покрытия на эпоксидной основе [8].

Одним из ключевых аспектов при разработке подобных композиций является процесс диспергирования наноматериалов в эпоксидной матрице. Графен ввиду своей двумерной структуры требует более

сложных методов диспергирования для достижения однородности, поскольку его плоскостные нанопластины склонны к агрегации. В то же время углеродные нанотрубки, обладающие линейной формой, как правило, лучше распределяются в матрице, но их ориентация и взаимодействие с полимером также влияют на свойства конечного материала.

Целью данной работы является изучение влияния термоциклирования в сочетании с УФ-облучением на поглощательные характеристики эпоксидной смолы, содержащей графеновые нанопластины и многостенные углеродные нанотрубки, а также анализ взаимодействия этих двух наполнителей с эпоксидной матрицей методом оптической спектроскопии.

Материалы и методы исследования

Полимерные композиционные материалы изготавливались на основе эпоксидной смолы марки ЭД-20 и отвердителя «Этал-45М» при соотношении смолы и отвердителя 2 : 1 с добавлением наполнителей, содержащих графеновые нанопластины (наполнитель «Графен») и многостенные углеродные нанотрубки (наполнитель «Таунит-МД»), производства компании ООО «НаноТехЦентр» (Тамбов, Россия). Концентрация наполнителя в составе полимера была равна 1 мас. %.

Графеновые нанопластины в наполнителе «Графен» состоят из 15–25 графеновых слоев и имеют толщину 6–8 нм, их содержание достигает 4–7 мас. %. Средний диаметр многостенных углеродных нанотрубок в наполнителе «Таунит-МД» составляет 10–20 нм, а их длина – более 20 мкм.

Углеродные наноструктуры предварительно диспергировались в 100 ммоль/л растворе неионогенных поверхностно-активных веществ типа ОП-7 ($\text{O}(\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O})_7\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{OH}$) в ацетоне с помощью ультразвукового диспергатора UP400St (*Hielscher*, Германия) при частоте 27 кГц в течение 30 мин с плавным повышением мощности до 80 Вт. По окончании процедуры диспергирования полученная суспензия помещалась в сушильный шкаф при температуре 40 °С для выпаривания ацетона до пастообразного состояния смеси. Затем пастообразная смесь вводилась в состав эпоксидного полимера посредством механического перемешивания в течение 10–15 мин при скорости вращения пропеллера 100–200 об/мин. После завершения диспергирования и перемешивания жидкий композит переливался в требуемую форму для последующей полимеризации. Внешний вид изготовленных образцов показан на рис. 1.

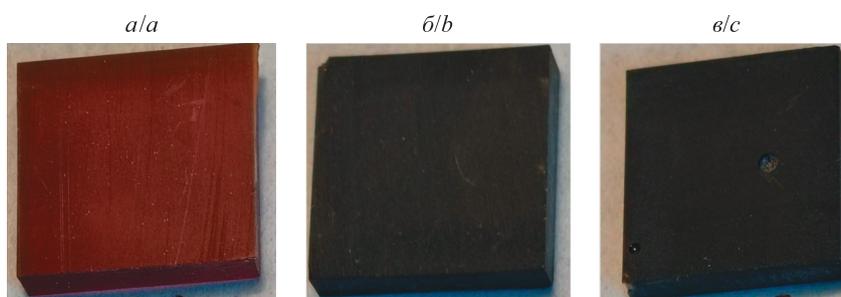


Рис. 1. Внешний вид образцов на основе эпоксидной смолы без наполнителей (а) и с углеродными наполнителями «Графен» (б) и «Таунит-МД» (в)

Fig. 1. The samples based on epoxy resin without fillers (a) and with carbon fillers «Graphene» (b) and «Taunit-MD» (c)

Для каждого образца было проведено четыре цикла нагрева и охлаждения. Нагрев осуществлялся излучением кварцевой ртутной лампы мощностью 160 Вт, помещенной в вакуумную камеру вместе с образцом при давлении $1 \cdot 10^{-4}$ – $2 \cdot 10^{-4}$ Па. Площадь равномерного облучения составляла 2×1 см². Плотность потока энергии на образце была равна 0,44 Вт/см². Стоит отметить, что 1 ч УФ-облучения при таких параметрах эквивалентен 9 ч нахождения на орбите в условиях ближнего космоса. Суммарное время облучения образца составило 1,8 ч. Использовался следующий режим нагрева и охлаждения: нагрев от 15 до 150 °С в течение 20 мин, потом охлаждение при отключенном источнике излучения до температуры 140 °С на протяжении 3 мин, далее снова нагрев до 160 °С в течение 7 мин, затем охлаждение до комнатной температуры на протяжении около 90 мин. Суммарное время нахождения образца при температуре 140–160 °С составило 1,3 ч.

Спектры диффузного отражения ($R(\lambda)$) в диапазоне 0,2–2,5 мкм регистрировались на установке Lambda-1050 UV/Vis (*PerkinElmer*, США) с помощью приставки «Интегрирующая сфера». С использованием спектров диффузного отражения и международного стандарта ASTM E-490 AM0 энергетического спектра солнечного излучения за пределами атмосферы ($I_s(\lambda)$) был рассчитан коэффициент поглощения солнечного излучения (α_s) по формуле

$$\alpha_s = \frac{\int_{0,2}^{2,5} I_s(\lambda)[1 - R(\lambda)]d\lambda}{\int_{0,2}^{2,5} I_s(\lambda)d\lambda},$$

где λ – длина волны излучения, мкм.

В работе анализировались спектры поглощения образцов, полученные путем пересчета спектров диффузного отражения с применением функции Кубелки – Мунка

$$F(\lambda) = \frac{(1 - R(\lambda))^2}{2R(\lambda)}.$$

Спектры отражения в среднем ИК-диапазоне (2,5–25,0 мкм) регистрировались на ИК-спектрометре с преобразованием Фурье Spectrum-3 Optica (*PerkinElmer*) с помощью приставки 10Spec (*Pike Technologies*, США). С использованием спектров отражения в ИК-области оценена интегральная излучательная способность ($\varepsilon(T)$) по формуле

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_{2,5}^{25,0} b(\lambda, T)\varepsilon(\lambda, T)d\lambda}{\int_{2,5}^{25,0} b(\lambda, T)d\lambda},$$

где $b(\lambda, T)$ – спектральная плотность излучения абсолютно черного тела (формула Планка); $\varepsilon(\lambda, T)$ – спектр поглощения (излучения); T – температура (при расчетах была принята равной 80 °С).

Результаты и их обсуждение

При проведении первого термоцикла (нагрева) наблюдается заметное падение вакуума в рабочей камере для всех образцов, причем его степень меняется от образца к образцу. Так, для образца немодифицированной эпоксидной смолы вакуум падает в 7–8 раз, для образца с графеновыми нанопластинами – в 10 раз, для образца с многостенными углеродными нанотрубками – в 20 раз. Таким образом, для полимера с углеродными нанотрубками зафиксировано максимальное газовыделение. При проведении второго и последующих термоциклов газовыделение было незначительным. Стоит отметить, что вакуум падал именно при работающей галогенной лампе. В отсутствие УФ-облучения заметного газовыделения не происходило. Внешний вид образцов после термической нагрузки не изменился.

На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента поглощения солнечного излучения (α_s) и коэффициента излучения (ε) в тепловом ИК-диапазоне на основе спектров отражения.

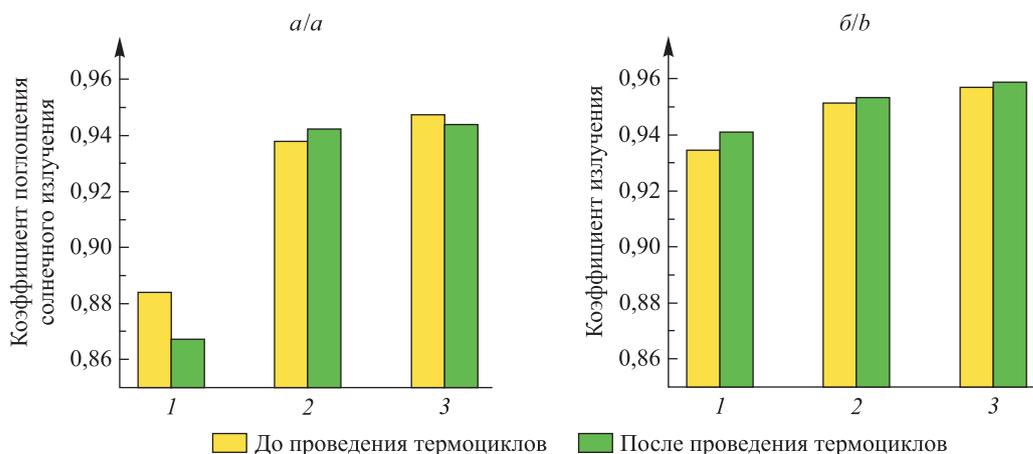


Рис. 2. Действие термической нагрузки на коэффициент поглощения солнечного излучения (а) и коэффициент излучения (б) образцов на основе эпоксидной смолы без наполнителей (1) и с углеродными наполнителями «Графен» (2) и «Таунит-МД» (3)

Fig. 2. Effect of thermal cycles on the coefficient of absorption of solar radiation (a) and emissivity (b) of samples based on epoxy resin without fillers (1) and with carbon fillers «Graphene» (2) and «Taunit-MD» (3)

Коэффициент поглощения солнечного излучения эпоксидной смолы возрастает с 0,88 до 0,94 и 0,95 при добавлении наполнителей «Графен» и «Таунит-МД» соответственно. После проведения термоциклов коэффициент α_s немодифицированной эпоксидной смолы уменьшается на величину $\Delta\alpha_s = 0,017$ (примерно на 2 %). Для образца с многостенными углеродными нанотрубками коэффициент α_s снижается в меньшей степени – на величину $\Delta\alpha_s = 0,004$ (0,4 %), а для образца с графеновыми нанопластинами, наоборот, возрастает на величину $\Delta\alpha_s = 0,005$ (0,5 %). Коэффициент излучения эпоксидной смолы также увеличивается при добавлении наполнителей: с 0,94 до 0,95 для образца с графеновыми нанопластинами и с 0,94 до 0,96 для образца с многостенными углеродными нанотрубками. Термоциклирование приводит к росту данного показателя на величину $\Delta\varepsilon = 0,006$ (0,6 %) для немодифицированной эпоксидной смолы и на величину $\Delta\varepsilon = 0,002$ (0,2 %) для образцов с наполнителями.

На рис. 3 представлены спектры поглощения образцов немодифицированной и модифицированной эпоксидной смолы до и после проведения термоциклов.

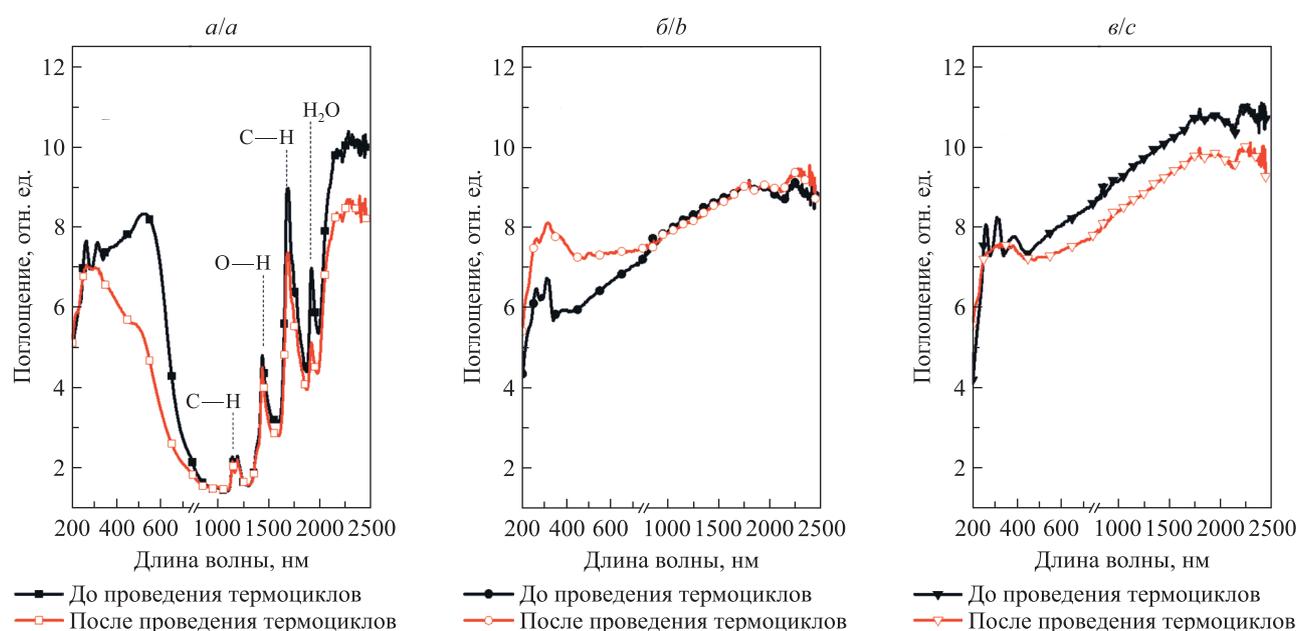


Рис. 3. Спектры поглощения образцов на основе эпоксидной смолы без наполнителей (а) и с углеродными наполнителями «Графен» (б) и «Таунит-МД» (в) до и после термической нагрузки

Fig. 3. Absorbance spectra of the samples based on epoxy resin without fillers (a) and with carbon fillers «Graphene» (b) and «Taunit-MD» (c) before and after thermal cycles

Как показывает анализ спектров, для немодифицированной эпоксидной смолы поглощение уменьшается за счет изменения интенсивности отдельных полос в видимом диапазоне и ближней ИК (БИК) области, природа которых будет описана ниже. Для образца с наполнителем «Графен» поглощение увеличивается преимущественно в УФ-диапазоне и видимой области, а в БИК-диапазоне оно не изменяется. Как продемонстрировано в работах [9; 10], отдельные углеродные нанотрубки и графеновые листы более интенсивно поглощают излучение в УФ-области и видимом диапазоне, тогда как связанные углеродные нанотрубки и сложенные графеновые нанопластины не активны в данной части спектра. Исходя из этого, можно предположить, что термическая нагрузка привела к улучшению диспергирования графеновых нанопластин в эпоксидной матрице. Для образца с наполнителем «Таунит-МД», напротив, поглощение равномерно изменяется в длинноволновой области. Уменьшение поглощения может быть связано с процессами скручивания многостенных углеродных нанотрубок во время термоциклов [11]. Для немодифицированной эпоксидной смолы и образцов с наполнителями в УФ-области спектра наблюдаются две интенсивные полосы при 262 и 315 нм и более слабая полоса при 385 нм. В спектре немодифицированной эпоксидной смолы последняя полоса перекрывается более интенсивной широкой полосой с максимумом в зеленой области при 525 нм. Эти три полосы в УФ-области являются характерными полосами ароматических соединений, соответствующими $\pi \rightarrow \pi^*$ -переходам бензольного кольца с заместителями [12–16]. За широкую полосу при 525 нм, вероятно, ответственны делокализованные состояния или донорно-акцепторное взаимодействие [17].

В БИК-области спектров немодифицированной эпоксидной смолы проявился ряд полос, обусловленных обертонами и составными колебаниями связей С—Н в эпоксидной смоле, а также гидроксильных групп, включая связанные молекулы воды [18–22]. В спектрах образцов с углеродными наполнителями данные полосы поглощения отсутствуют. Возможно, за сигнал от эпоксидной матрицы в УФ-области, проявившийся в спектрах всех образцов, ответственны группы, локализованные на поверхности образца. С другой стороны, поглощение в БИК-области происходит в более толстом слое материала, а отсутствие данных полос в спектрах модифицированной смолы можно объяснить как уменьшением эффективной толщины диагностируемого слоя при добавлении наполнителей, так и меньшим количеством пузырей, в которых адсорбируется вода.

Воздействие термических нагрузок в сочетании с УФ-облучением привело к уширению и ослаблению полос в УФ-области спектров немодифицированной эпоксидной смолы. Такое уширение может свидетельствовать о формировании более сложной структуры полимера. Можно предположить, что в условиях проведенного эксперимента активируется процесс сшивания полимерных цепей в силу наличия непрореагировавших компонентов. В БИК-диапазоне также наблюдается снижение интенсивности полос, в особенности полосы воды при 1915 нм. Таким образом, дегазация немодифицированной эпоксидной смолы в определенной степени обусловлена процессом осушения полимера и, вероятно, уменьшением его пористости. Существенное снижение интенсивности полос в УФ-области также наблюдается для образца с наполнителем «Таунит-МД», тогда как для образца с наполнителем «Графен» полосы при 262 и 315 нм остаются достаточно интенсивными и после термической нагрузки. Отмеченная особенность свидетельствует о том, что наполнитель «Графен» стабилизирует эпоксидную смолу в большей степени, чем наполнитель «Таунит-МД», это согласуется с данными о количестве газовыделения. Возможно, благодаря двумерной структуре графена площадь контакта с матрицей в этом случае больше, чем для многостенных углеродных нанотрубок, что улучшает межфазную связь наполнитель – матрица, максимизирует передачу напряжения от матрицы к наполнителю [1] и в целом стабилизирует стойкость эпоксидной смолы к воздействию негативных факторов среды.

На рис. 4 представлены спектры поглощения в средней ИК-области.

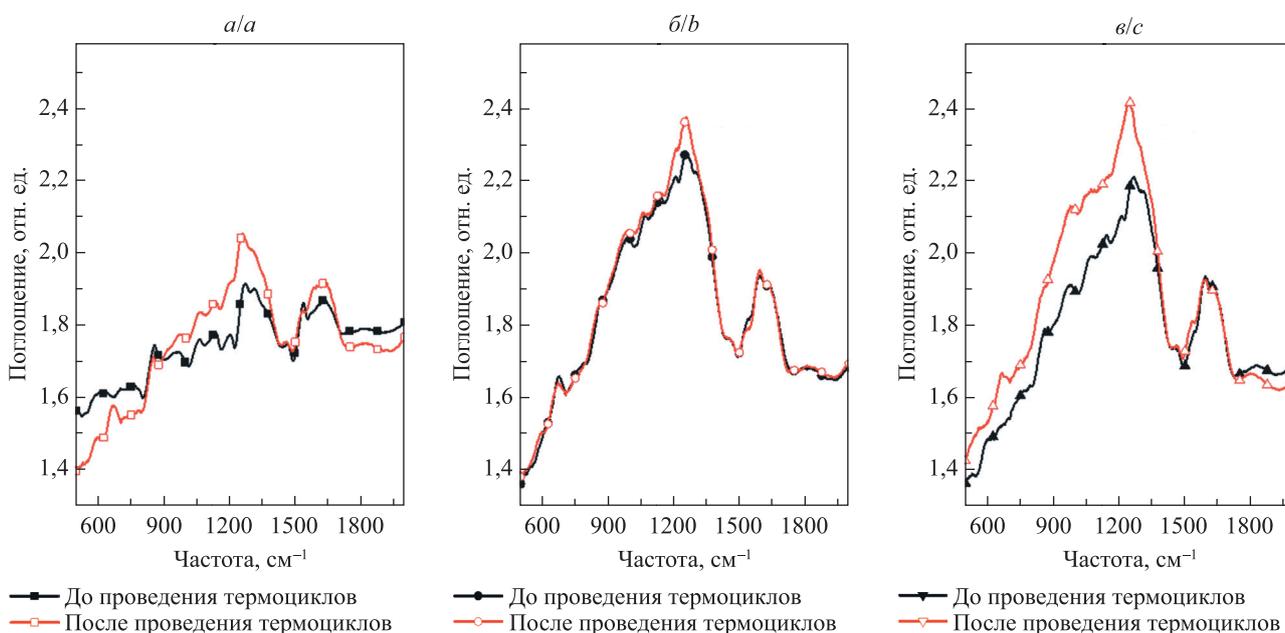


Рис. 4. Спектры поглощения в средней ИК-области образцов на основе эпоксидной смолы без наполнителей (а) и с углеродными наполнителями «Графен» (б) и «Таунит-МД» (в) до и после термической нагрузки

Fig. 4. Fourier transform IR spectra of the samples based on epoxy resin without fillers (a) and with carbon fillers «Graphene» (b) and «Taunit-MD» (c) before and after thermal cycles

В спектрах всех образцов как немодифицированной, так и модифицированной эпоксидной смолы проявилась полоса поглощения при 1590–1635 cm^{-1} , обусловленная пульсационными колебаниями ароматического кольца (связи С=C) [22–24]. Как показано в работах [22; 25; 26], посвященных анализу деградации эпоксидной смолы, данная полоса ароматического кольца обладает самой высокой химической стабильностью среди различных связей внутри сетки эпоксидной смолы, что позволяет использовать ее

интенсивность для нормировки спектра. Из рис. 4 видно, что интенсивность этой полосы действительно не изменяется для всех образцов после термоциклирования. Более интенсивная полоса с максимумом при $1250\text{--}1300\text{ см}^{-1}$, вероятнее всего, обусловлена валентными колебаниями эфирных связей C—O—C (эпоксидный мостик) [22; 24; 25; 27; 28]. Также следует отметить широкую полосу поглощения в области меньших частот ($900\text{--}1200\text{ см}^{-1}$), обусловленную колебаниями связей C—C , в частности связей C—C , находящихся между двумя фенильными группами [24]. Вышеупомянутые полосы более интенсивно проявились в спектрах образцов модифицированной смолы, чем в спектрах образцов немодифицированной смолы. Это может быть вызвано увеличением количества связей в композите, густоты сшивок и уплотнением структуры модифицированной композиции в процессе ее отверждения в присутствии углеродных наполнителей [29].

По относительной интенсивности вышеупомянутых полос можно судить о пространственной структуре эпоксидного полимера. Так, в работе [28] отношение интенсивностей полос поглощения эпоксидного мостика и бензольного кольца использовалось для оценки степени отверждения эпоксидной смолы. В работе [22] показано, что уменьшение интенсивности полос в области $1000\text{--}1250\text{ см}^{-1}$ относительно интенсивности полос ароматического кольца связано с деградацией эпоксидного полимера, а именно с разрывом полимерных цепей. Как видно из рис. 4, для образцов немодифицированной смолы и смолы с многостенными углеродными нанотрубками регистрируется увеличение интенсивности полос поглощения в области $900\text{--}1300\text{ см}^{-1}$ относительно интенсивности полосы поглощения бензольного кольца, тогда как для образца, модифицированного графеновыми нанопластинами, данное отношение интенсивностей изменяется незначительно. Таким образом, можно сказать, что термоциклирование в условиях проведенного эксперимента дополнительно стимулирует процесс полимеризации эпоксидной матрицы (сшивание полимерных цепей) как в образце немодифицированной эпоксидной смолы, так и в образце с наполнителем «Таунит-МД». Повышение степени сшивания влияет на механические свойства материала, в частности, оно может увеличивать жесткость полимера, а также приводить к его охрупчиванию. Для образца с наполнителем «Графен» эффект термоциклирования несуществен, вероятно, вследствие более сильного взаимодействия между матрицей и наполнителем.

Заключение

Композиты на основе эпоксидной смолы марки ЭД-20 с добавлением наполнителей «Графен» и «Таунит-МД», содержащих графеновые нанопластины и многостенные углеродные нанотрубки соответственно, подвергались изменению температуры при нагреве УФ-излучением в вакууме для имитации условий околоземной орбиты. Показано, что добавление углеродных наполнителей (1 мас. %) способствует увеличению коэффициента поглощения солнечного излучения эпоксидной матрицы с 0,88 до 0,94–0,95, а также коэффициента излучения с 0,94 до 0,95–0,96. Для немодифицированного полимера термоциклирование приводит к снижению коэффициента α_s примерно на 2 %, а для образца с многостенными углеродными нанотрубками – на 0,4 %. Для образца с графеновыми нанопластинами коэффициент α_s , напротив, увеличивается на 0,5 %. Коэффициент излучения после термоциклирования возрастает для всех образцов: на 0,6 % для немодифицированной эпоксидной смолы и на 0,2 % для образцов с углеродными наполнителями.

При проведении первого термоцикла (нагрева) наблюдалось падение вакуума для немодифицированной эпоксидной смолы в 7–8 раз, что в определенной степени обусловлено уменьшением концентрации связанной воды. Для образцов с наполнителями «Графен» и «Таунит-МД» вакуум падал в 10 и 20 раз соответственно. С использованием метода оптической спектроскопии показано, что графеновый наполнитель более предпочтителен, чем наполнитель с углеродными нанотрубками, с точки зрения стабилизации эпоксидного полимера. Эффект влияния термоциклирования обуславливается процессами полимеризации за счет наличия непрореагировавших молекулярных групп, а также изменением диспергирования наполнителей в эпоксидной матрице. Учитывая выявленную природу физических процессов, можно сделать вывод о том, что увеличение количества термоциклов не приведет к существенным изменениям рассматриваемых параметров. Однако при расширении температурного диапазона возможна структурная деградация, изучение которой требует проведения дальнейших исследований.

Полученные результаты об изменении оптического поглощения после термоциклирования могут быть полезны при моделировании тепловых процессов в полимерных материалах для космического проектирования. Более глубокое понимание физических причин данных изменений могло бы помочь улучшить конструкцию аэрокосмических систем и обеспечить более точное прогнозирование их производительности.

Библиографические ссылки

1. Yang S-Y, Lin W-N, Huang Y-L, Tien H-W, Wang J-Y, Ma C-CM, et al. Synergetic effects of graphene platelets and carbon nanotubes on the mechanical and thermal properties of epoxy composites. *Carbon*. 2011;49(3):793–803. DOI: 10.1016/j.carbon.2010.10.014.
2. Jin SB, Son GS, Kim YH, Kim CG. Enhanced durability of silanized multi-walled carbon nanotube / epoxy nanocomposites under simulated low earth orbit space environment. *Composites Science and Technology*. 2013;87:224–231. DOI: 10.1016/j.compscitech.2013.08.017.
3. Earp B, Hubbard J, Tracy A, Sakoda D, Luhrs C. Electrical behavior of CNT epoxy composites under *in situ* simulated space environments. *Composites. Part B, Engineering*. 2021;219:108874. DOI: 10.1016/j.compositesb.2021.108874.
4. Wazalwar R, Sahu M, Raichur AM. Mechanical properties of aerospace epoxy composites reinforced with 2D nano-fillers: current status and road to industrialization. *Nanoscale Advances*. 2021;3(10):2741–2776. DOI: 10.1039/D1NA00050K.
5. Zhang W, Yi M, Shen Z, Zhao X, Zhang X, Ma S. Graphene-reinforced epoxy resin with enhanced atomic oxygen erosion resistance. *Journal of Materials Science*. 2013;48(6):2416–2423. DOI: 10.1007/s10853-012-7028-4.
6. Park SY, Choi HS, Choi WJ, Kwon H. Effect of vacuum thermal cyclic exposures on unidirectional carbon fiber / epoxy composites for low earth orbit space applications. *Composites. Part B, Engineering*. 2012;43(2):726–738. DOI: 10.1016/j.compositesb.2011.03.007.
7. Shin K-B, Kim C-G, Hong C-S, Lee H-H. Prediction of failure thermal cycles in graphite/epoxy composite materials under simulated low earth orbit environments. *Composites. Part B, Engineering*. 2000;31(3):223–235. DOI: 10.1016/S1359-8368(99)00073-6.
8. Ghasemi-Kahrizsangi A, Shariatpanahi H, Neshati J, Akbarinezhad E. Degradation of modified carbon black / epoxy nanocomposite coatings under ultraviolet exposure. *Applied Surface Science*. 2015;353:530–539. DOI: 10.1016/j.apsusc.2015.06.029.
9. Yue L, Pircheraghi G, Monemian SA, Manas-Zloczower I. Epoxy composites with carbon nanotubes and graphene nanoplatelets – dispersion and synergy effects. *Carbon*. 2014;78:268–278. DOI: 10.1016/j.carbon.2014.07.003.
10. Zhang B, Chen Y, Wang J, Blau WJ, Zhuang X, He N. Multi-walled carbon nanotubes covalently functionalized with polyhedral oligomeric silsesquioxanes for optical limiting. *Carbon*. 2010;48(6):1738–1742. DOI: 10.1016/j.carbon.2010.01.015.
11. Martin CA, Sandler JKW, Shaffer MSP, Schwarz M-K, Bauhofer W, Schulte K, et al. Formation of percolating networks in multi-wall carbon-nanotube – epoxy composites. *Composites Science and Technology*. 2004;64(15):2309–2316. DOI: 10.1016/j.compscitech.2004.01.025.
12. Durmus H, Safak H, Akbas HZ, Ahmetli G. Optical properties of modified epoxy resin with various oxime derivatives in the UV-VIS spectral region. *Journal of Applied Polymer Science*. 2011;120(3):1490–1495. DOI: 10.1002/app.33287.
13. Jilani W, Fourati N, Zerrouki C, Faugeras P-A, Guinault A, Zerrouki R, et al. Exploring the structural properties and enhancement of opto-electrical investigations for the synthesized epoxy based polymers with local nanoscale structures. *Materials Research Express*. 2020;7:035305. DOI: 10.1088/2053-1591/ab7b2a.
14. Bouzidi A, Omri K, El Mir L, Guermazi H. Preparation, structural and optical investigations of ITO nanopowder and ITO/epoxy nanocomposites. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2015;39:536–543. DOI: 10.1016/j.mssp.2015.04.051.
15. Kaya İ, Gül M, Şenol D. Synthesis and characterization of epoxy resins containing imine group and their curing processes with aromatic diamine. *Journal of Macromolecular Science. Part A, Pure and Applied Chemistry*. 2019;56(6):618–627. DOI: 10.1080/10601325.2019.1596747.
16. Noreen F, Bibi A, Khalid N, Khan IU. Azomethine ether-based potential curing agent for epoxy resin (diglycidyl ether of bisphenol A): synthesis and characterization. *Journal of Elastomers & Plastics*. 2021;53(4):283–295. DOI: 10.1177/0095244320928570.
17. Saravanan K, Sathiyarayanan S, Muralidharan S, Azim SS, Venkatachari G. Performance evaluation of polyaniline pigmented epoxy coating for corrosion protection of steel in concrete environment. *Progress in Organic Coatings*. 2007;59(2):160–167. DOI: 10.1016/j.porgcoat.2007.03.002.
18. Xie R, Darvishzadeh R, Skidmore A, van der Meer F. Characterizing foliar phenolic compounds and their absorption features in temperate forests using leaf spectroscopy. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*. 2024;212:338–356. DOI: 10.1016/j.isprsjprs.2024.05.014.
19. Ben-Dor E, Inbar Y, Chen Y. The reflectance spectra of organic matter in the visible near-infrared and short wave infrared region (400–2500 nm) during a controlled decomposition process. *Remote Sensing of Environment*. 1997;61(1):1–15. DOI: 10.1016/S0034-4257(96)00120-4.
20. Watanabe A, Furukawa H, Miyamoto S, Minagawa H. Non-destructive chemical analysis of water and chlorine content in cement paste using near-infrared spectroscopy. *Construction and Building Materials*. 2019;196:95–104. DOI: 10.1016/j.conbuildmat.2018.11.114.
21. Chabert B, Lachenal G, Vinh Tung C. Epoxy resins and epoxy blends studied by near infrared spectroscopy. *Macromolecular Symposia*. 1995;94(1):145–158. DOI: 10.1002/masy.19950940113.
22. Doblies A, Boll B, Fiedler B. Prediction of thermal exposure and mechanical behavior of epoxy resin using artificial neural networks and Fourier transform infrared spectroscopy. *Polymers*. 2019;11(2):363. DOI: 10.3390/polym11020363.
23. Cole KC, Noel D, Hechler JJ. Characterization of epoxy – graphite composites by diffuse reflectance FTIR. In: Cameron DG, Grasselli JG, editors. *1985 International conference on Fourier and computerized infrared spectroscopy; 1985 January 1–2; Ottawa, Canada*. Bellingham: SPIE; 1985. p. 114 (Proceedings of SPIE; volume 0553). DOI: 10.1117/12.970727.
24. Lin SC, Bulkin BJ, Pearce EM. Epoxy resins. III. Application of Fourier transform IR to degradation studies of epoxy systems. *Journal of Polymer Science: Polymer Chemistry Edition*. 1979;17(10):3121–3148. DOI: 10.1002/pol.1979.170171006.
25. Jana S, Zhong W-H. FTIR study of ageing epoxy resin reinforced by reactive graphitic nanofibers. *Journal of Applied Polymer Science*. 2007;106(5):3555–3563. DOI: 10.1002/app.26925.
26. Allen RO, Sanderson P. Characterization of epoxy glues with FTIR. *Applied Spectroscopy Reviews*. 1988;24(3–4):175–187. DOI: 10.1080/05704928808060457.
27. Zhang Z, Wang C, Huang G, Liu H, Yang S, Zhang A. Thermal degradation behaviors and reaction mechanism of carbon fibre – epoxy composite from hydrogen tank by TG-FTIR. *Journal of Hazardous Materials*. 2018;357:73–80. DOI: 10.1016/j.jhazmat.2018.05.057.
28. Баженов ЮМ, Король ЕА, Ерофеев ВТ, Митина ЕА. *Ограждающие конструкции с использованием бетонов низкой теплопроводности: основы теории, методы расчета и технологическое проектирование*. Москва: Издательство Ассоциации строительных вузов; 2008. 320 с.
29. Чашкин МА, Тринеева ВВ, Вахрушина МА, Захаров АИ, Кодолов ВИ. ИК-спектроскопическое исследование структуры эпоксидной композиции, модифицированной медь-углеродным нанокомпозитом, и процессов, связанных с ее модификацией. *Химическая физика и мезоскопия*. 2012;14(2):223–230. EDN: PJLWLL.

Получена 13.11.2024 / исправлена 02.12.2024 / принята 02.12.2024.
Received 13.11.2024 / revised 02.12.2024 / accepted 02.12.2024.

Авторы:

Ирина Николаевна Пархоменко – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории материалов и приборных структур микро- и наноэлектроники кафедры физической электроники и нанотехнологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Людмила Александровна Власукова – кандидат физико-математических наук; заведующий научно-исследовательской лабораторией материалов и приборных структур микро- и наноэлектроники кафедры физической электроники и нанотехнологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Иван Дмитриевич Парфимович – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник лаборатории элионики.

Александр Степанович Камышан – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник лаборатории элионики.

Мария Николаевна Жукова – младший научный сотрудник лаборатории элионики.

Authors:

Irina N. Parkhomenko, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of materials and device structures for micro- and nanoelectronics, department of physical electronics and nanotechnologies, faculty of radiophysics and computer technologies.

parkhomenko@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-0982-3938>

Liudmila A. Vlasukova, PhD (physics and mathematics); head of the laboratory of materials and device structures for micro- and nanoelectronics, department of physical electronics and nanotechnologies, faculty of radiophysics and computer technologies.

vlasukova@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0001-8273-6908>

Ivan D. Parfimovich, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of elionics.

parfimovich@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0002-5922-6333>

Alexander S. Kamysan, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of elionics.

kamyshana@mail.ru

Maria N. Zhukova, junior researcher at the laboratory of elionics.
maryliss.lab@gmail.com

УДК 621.373.8

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ ТОЧЕК ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В РАБОЧЕМ ДИАПАЗОНЕ ИНЖЕКЦИОННОГО ТОКА

Л. И. БУРОВ¹⁾, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ¹⁾, Д. О. ГАВРИКОВ¹⁾

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

Аннотация. Проведено численное моделирование процессов поляризационного переключения (ПП) в случае наличия двух относительно близких точек ПП. Анализ полученных результатов показывает, что если сдвиг точек ПП значительно больше суммы ширин ПП для каждой из точек, которая существенно зависит от соотношения скорости изменения инжекционного тока и величины относительной анизотропии эффективного коэффициента усиления, то процессы переключения поляризации в области точек ПП идут практически независимо. Однако если для сдвига точек ПП указанное условие не выполняется, то при превышении некоторого критического значения скорости изменения инжекционного тока характер ПП начинает меняться: сначала проявляется незавершенное ПП (степень поляризации не достигает предельного значения) с последующим нивелированием ПП вплоть до его практически полного исчезновения. Это связано с высокой инерционностью процесса перестройки поляризации выходного излучения вблизи точек ПП. Использование треугольных импульсов с высокой скоростью изменения тока позволяет практически полностью погасить проявления ПП, т. е. обеспечивает возможность не технологического, а динамического устранения влияния ПП.

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

Образец цитирования:

Буров ЛИ, Лобацевич ПМ, Гавриков ДО. Поляризационная динамика поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров при наличии двух точек поляризационного переключения в рабочем диапазоне инжекционного тока. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:38–48.
EDN: QYYSWI

For citation:

Burov LI, Lobatsevich PM, Gavrikov DO. Polarisation dynamics of surface-emitting semiconductor lasers at two polarisation switching points in the operating range of injection current. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:38–48. Russian.
EDN: QYYSWI

Авторы:

Леонид Иванович Буров – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры общей физики физического факультета.

Павел Михайлович Лобацевич – старший преподаватель кафедры общей физики физического факультета.

Дмитрий Олегович Гавриков – студент физического факультета. Научный руководитель – Л. И. Буров.

Authors:

Leonid I. Burov, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of general physics, faculty of physics.
burov@bsu.by

Pavel M. Lobatsevich, senior lecturer at the department of general physics, faculty of physics.
pavel.lobatsevich@mail.ru

Dmitry O. Gavrikov, student at the faculty of physics.
www.ppiinnnnaaaa@gmail.com

POLARISATION DYNAMICS OF SURFACE-EMITTING SEMICONDUCTOR LASERS AT TWO POLARISATION SWITCHING POINTS IN THE OPERATING RANGE OF INJECTION CURRENT

L. I. BUROV^a, P. M. LOBATSEVICH^a, D. O. GAVRIKOV^a

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

Corresponding author: L. I. Burov (burov@bsu.by)

Abstract. Numerical simulation of polarisation switching (PS) processes in the case of two relative close PS points was carried out. Analysis of the results obtained shows that if the shift of the PS points is significantly greater than the sum of the PS widths for each of the points, which significantly depends on the ratio of the rate of change of the injection current and the value of the relative gain anisotropy, then the processes of switching polarisation in the area of PS points proceed almost independently. However, if the above condition is not met for the shift of the PS points, then when a certain critical value of the rate of change of the injection current, the nature of the PS begins to change: first, an incomplete PS appears (the degree of polarisation does not reach the limit value) with the subsequent leveling of the PS up to its practical disappearance. This is due to the high inertia of the process of tuning the polarisation of the output radiation near the PS points. The use of triangular pulses with a high rate of current change makes it possible to almost completely extinguish the manifestations of PS, i. e. there is a possibility of not technological, but dynamic exclusion of the influence of PS.

Keywords: polarisation switching; surface-emitting semiconductor laser; anisotropy; polarisation hysteresis.

Введение

В цикле работ [1–7] проведено детальное исследование основных закономерностей поляризационного переключения (ПП) в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (*vertical-cavity surface-emitting lasers*, VCSELs) в рамках подхода, при котором формирование излучения в резонаторе лазера рассматривается как поэтапное усиление и преобразование частично поляризованного излучения [1; 8] с учетом анизотропии коэффициентов усиления и (или) потерь. При таком подходе ПП приобретает характер полностью детерминированного перехода от одиночной линейной поляризации к ортогональной через цепочку частично поляризованных состояний с последовательным изменением тока инжекции вблизи значения, при котором индуцированная анизотропия коэффициентов усиления и (или) потерь становится равной нулю. Этот механизм принципиально отличается от интерпретации ПП в рамках метода поляризационных мод, когда ПП рассматривается как результат бистабильной конкуренции двух независимых поляризационных мод с ортогональной линейной поляризацией. В частности, линейная зависимость должна приводить к присутствию не более одной точки ПП для одномодовой генерации, в то время как в реальности могут наблюдаться две точки, причем с разными типами ПП [9; 10]. С другой стороны, по мнению авторов работы [11], для некоторых излучателей анизотропия коэффициента усиления близка к линейной только в той области, где порог превышен на 50 %, но ее относительное значение может быть настолько малым ($\sim 3 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$), что обе поляризационные моды имеют заметную выходную мощность.

Таким образом, в контексте обобщения ранее полученных результатов встает вопрос о более общей (и, возможно, более точной) зависимости анизотропии коэффициентов усиления и (или) потерь от плотности тока инжекции j , чем линейная функция. Анализ температурных зависимостей положения точек ПП как для коротковолновых [12], так и для длинноволновых [11] VCSELs показал [13; 14], что хорошим приближением для анизотропии коэффициента усиления в одномодовом режиме является использование полинома второго порядка по степеням плотности тока инжекции. Более того, было отмечено, что для одномодового режима можно наблюдать не более двух точек ПП. По этой причине возникает вопрос о влиянии соседней точки ПП на динамику ПП выбранной точки, что и является основной проблемой настоящей работы.

Теоретические основы метода

На основании проведенного анализа [13] анизотропию коэффициента усиления можно рассматривать как полином второго порядка по степеням плотности инжекционного тока, при этом коэффициенты полинома должны зависеть [14] от температуры. Другими словами, индуцированная анизотропия коэффициента усиления для мод ТЕ, ТМ может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} k_x &= k_{0x} + jk_{1x} + j^2k_{2x}, \\ k_y &= k_{0y} + jk_{1y} + j^2k_{2y}. \end{aligned} \quad (1)$$

Следует подчеркнуть, что далее речь пойдет только об анизотропии коэффициента усиления, хотя в принципе оценки, которые были проведены в рамках исследования [14], касались свойств полупроводниковых материалов, соответственно, полученные результаты могут относиться и к коэффициенту внутренних потерь. Однако, исходя из выводов работ [3; 4], это не имеет принципиального значения в связи с введением эффективной величины коэффициента усиления.

В рамках разработанного ранее подхода [1–7] для описания поляризационных свойств выходного излучения VCSELs будет использована система уравнений, сформулированная в статьях [1–4]. Для упрощения расчетов вся ориентационная анизотропия может быть включена [3] в коэффициент усиления отдельной поляризационной компоненты, который в данном случае записывается как

$$G(\psi) = g_0(N - N_{tr}) \left[1 + k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j}{j_{p2}} \right) \cos 2\psi \right], \quad (2)$$

где $g_0(N - N_{tr})$ – стандартный коэффициент усиления для полупроводниковых лазеров, конкретно определенный в работах [1; 3]; j_{p1} и j_{p2} – положение точек ПП (согласно статье [1] точка ПП – это величина j , для которой степень поляризации равна нулю); $k_0 = \frac{k_{0x} - k_{0y}}{k_{0x} + k_{0y}}$, если коэффициенты в выраже-

ниях (1) представлены в относительном виде при нормировке на $k_{0x} + k_{0y}$. Такая нормировка обусловлена тем, что форма выражения (2) практически совпадает с формой, которая используется в работах [1–7]. Единственным отличием является наличие двух корней, соответствующих двум точкам ПП. Более того, поскольку само ПП реализуется в очень узком диапазоне изменения тока инжекции [1–7], в случае если сдвиг точек ПП значительно превышает ширину ПП (согласно работам [1–4] под шириной ПП понимается диапазон изменения тока инжекции или его плотности, в пределах которого величина степени поляризации изменяется от $-0,95$ до $+0,95$ или наоборот), можно положить, что сценарий ПП для каждой точки реализован в полном соответствии с описанием [1–7].

Однако возникает вопрос о применимости квазистационарного приближения, так как выходные характеристики (зависимость выходной мощности излучателя от мощности накачки) обычно получаются [15; 16] при линейном нарастании тока инжекции. Вместе с тем основной проблемой остается достаточно низкая скорость нарастания тока для обеспечения квазистационарного приближения, когда характерные времена нарастания тока были бы значительно больше, чем время релаксации возбуждения в активной среде. Линейные тепловые процессы характеризуются быстрой релаксацией, а квадратичные – относительно медленной релаксацией [17], т. е. эффект данных процессов имеет место, но в полной мере они проявляются в промежутки порядка десятков секунд и более [17]. По-видимому, именно этими причинами объясняются выводы работ [14; 18] о том, что основной вклад в разогрев излучателя вносят линейные процессы, а вклад квадратичных процессов становится заметным только при высоких токах инжекции. В то же время результаты моделирования показывают [14], что аппроксимация квазистационарного возбуждения хорошо выполняется до скоростей нарастания тока инжекции $\sim 1,0$ – $1,5$ мА/мкс, поэтому примем эту оценку как оптимальную для дальнейших исследований.

Исходя из всего вышесказанного, воспользуемся системой уравнений для описания динамики интенсивности поляризационной составляющей $I(\psi)$ и плотности неравновесных носителей заряда N вида [1; 3]

$$\begin{aligned} \frac{dI(\psi)}{dt} &= v(G(j, \psi) - \rho)I(\psi) + \beta \frac{hv^2}{\lambda} \frac{N}{\tau_N N_k} v, \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{J}{ed} - \Gamma \int (G(j, \psi) - \rho)I(\psi) d\psi - \frac{N}{\tau_N}, \end{aligned} \quad (3)$$

где все обозначения определены в работах [1; 3], а коэффициент усиления $G(\psi)$ задан выражением (2).

Дальнейшие расчеты, связанные с численным решением уравнений (3), проводились по методике, подробно описанной в статьях [1; 3] для коротковолновых и длинноволновых VCSELs. Данные о численных параметрах для коротковолновых излучателей приведены в работе [8]. Большинство параметров для длинноволновых излучателей взяты из публикации [11] и частично дополнены данными из статей [19; 20] с некоторыми модификациями, так как во всех указанных работах использовалась модель SFM.

Пороговые токи определены по набору параметров излучателя, а точки ПП установлены априори на основе экспериментальных данных. Рассчитаны выходная мощность, мощности поляризационной моды (мощности излучения с поляризацией по базовым осям Ox и Oy) и степень поляризации выходного излучения.

Поляризационные переключения

Как и следовало ожидать исходя из сделанных ранее предположений, выходная мощность линейно зависит от тока инжекции и не проявляет никаких видимых особенностей в точках ПП. По этой причине сосредоточимся на изучении степени поляризации. Сразу следует отметить, что принципиальных различий в зависимости степени поляризации для коротковолновых ($\lambda \approx 850$ нм) и длинноволновых ($\lambda \approx 1500$ нм) излучателей нет, но есть определенные специфические особенности, связанные с существенной нелинейностью выходных характеристик длинноволновых излучателей.

Для более наглядной интерпретации полученных данных кратко напомним механизм формирования частично поляризованного излучения в VCSELs (более подробное описание можно найти в работах [1; 3; 8]). При задании величины тока инжекции (вводе в действие излучателя) все поляризационные составляющие первоначально усиливаются с учетом ориентационного распределения коэффициента усиления, а общая интенсивность (сумма интенсивностей всех поляризационных составляющих) увеличивается, достигая стационарного значения, определяемого концентрацией неравновесных носителей заряда. Далее анизотропия коэффициента усиления задает процесс перераспределения интенсивностей отдельных составляющих при постоянной общей интенсивности (это как раз и отражает тот факт, что ПП, как правило, не влияет на ватт-амперную зависимость), т. е. происходит преобразование поляризации усиленного излучения, продолжительность которого определяется временем жизни фотона в резонаторе (стационарное возбуждение) или характерным временем нарастания инжекционного тока. С другой стороны, продолжительность процесса поляризационной перестройки обратно пропорциональна величине относительной анизотропии коэффициента усиления. Если этого времени недостаточно для достижения предельных значений степени поляризации, то получаем некоторую промежуточную величину, которая может быть близка к нулю.

Теперь обратим внимание на то, что если корни j_{p1} и j_{p2} разнесены достаточно далеко (существенно шире области ПП для любого из корней), то характер ПП для каждой из точек ПП будет практически таким же, как в случае линейной зависимости [1; 4] наведенной анизотропии коэффициента усиления при его небольшой коррекции. В частности, если рассматривать поведение вблизи точки j_{p1} , то можно приближенно положить, что

$$k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j}{j_{p2}} \right) \cong k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j_{p1}}{j_{p2}} \right) = k'_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right).$$

Учитывая сделанные замечания, начнем анализ с коротковолновых VCSELs, для которых характерна ограниченная область реализации одномодового режима (обычно не более чем на 100 % превышающая пороговый ток). Результаты расчетов показывают, что условие квазистационарного нарастания тока существенно зависит от относительного смещения точек ПП. Например, на рис. 1 приведена зависимость степени поляризации от величины тока инжекции при разных скоростях его нарастания. Для сдвига точек ПП, равного 0,7 мА (см. рис. 1, *a*), даже при скорости нарастания тока инжекции 4 мА/мкс (выше ранее указанного предела) зависимость степени поляризации близка к установившейся (несмотря на характерные динамические сдвиги точек ПП [1; 3]), оба переключения поляризации наблюдаются в полной мере). Однако если смещение точек ПП уменьшить до 0,4 мА (см. рис. 1, *b*), то при той же скорости нарастания тока ПП практически исчезают, хотя при меньших скоростях они наблюдаются достаточно отчетливо.

Сходимость точек ПП соответствует сходимости кривых $k_x(j)$ и $k_y(j)$ и, как результат, уменьшению анизотропии коэффициента усиления в достаточно широком диапазоне токов инжекции, а следовательно, увеличению времени, необходимого для перестройки поляризации в этом диапазоне. Если она становится значительно больше характерного времени нарастания тока инжекции, поляризация не успевает перестроиться.

В качестве иллюстрации на рис. 2 показана эволюция кривых переключения поляризации для излучателя, характерные зависимости которого приведены на рис. 1, *a*, с дальнейшим увеличением скорости нарастания тока. В этом случае можно увидеть, как последовательно деформируется кривая ПП, заканчивающаяся полным исчезновением ПП. Однако обратим внимание на кривую δ (см. рис. 2), которая соответствует значению степени поляризации $\sim 0,9$. Дело в том, что уже на пороге генерации скорость нарастания тока настолько высока, что степень поляризации не успевает достичь своего предельного значения. Впоследствии анизотропия коэффициента усиления уменьшается и, соответственно, увеличивается время поляризационной перестройки, так что исходное значение степени поляризации практически не изменяется.

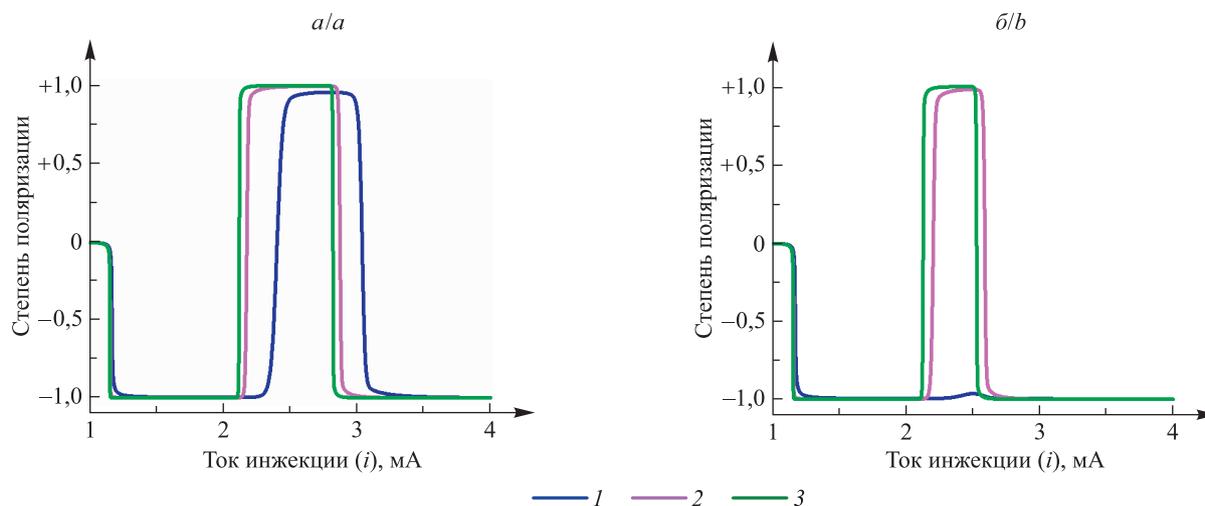


Рис. 1. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания и разных смещениях точек ПП:

$a - i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,8 \text{ mA}; б - i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,5 \text{ mA}.$
 Время нарастания тока, с: $1 - 10^{-6}; 2 - 10^{-5}; 3 - 10^{-4}$

Fig. 1. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different rates of rise of the injection current for different displacements of polarisation switching (PS) points:

$a - i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.8 \text{ mA}; б - i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.5 \text{ mA}.$
 Current rise time, s: $1 - 10^{-6}; 2 - 10^{-5}; 3 - 10^{-4}$

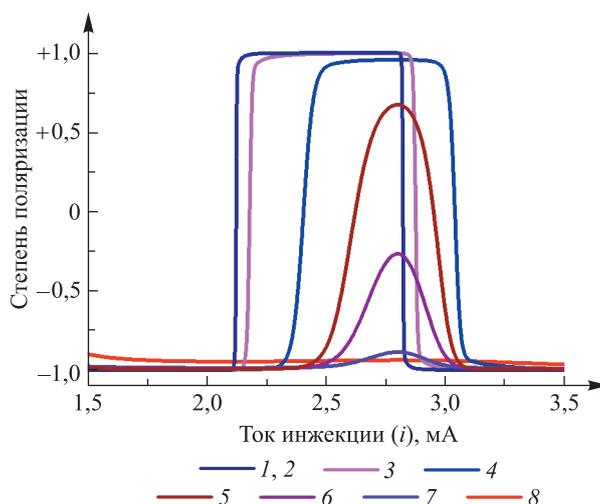


Рис. 2. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания.

Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,8 \text{ mA}.$
 Время нарастания тока, с: $1 - 10^{-3}; 2 - 10^{-4}; 3 - 10^{-5}; 4 - 10^{-6};$
 $5 - 5 \cdot 10^{-7}; 6 - 4 \cdot 10^{-7}; 7 - 3 \cdot 10^{-7}; 8 - 10^{-7}$

Fig. 2. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different rates of rise of the injection current.

Position of PS points: $i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.8 \text{ mA}.$
 Current rise time, s: $1 - 10^{-3}; 2 - 10^{-4}; 3 - 10^{-5}; 4 - 10^{-6};$
 $5 - 5 \cdot 10^{-7}; 6 - 4 \cdot 10^{-7}; 7 - 3 \cdot 10^{-7}; 8 - 10^{-7}$

Как отмечалось ранее, аналогичные явления наблюдаются и для длинноволновых излучателей, но для них характерна более сильная нелинейность, что видно по выходным характеристикам [11; 21; 22]. Для степени поляризации это выражается в более строгих условиях квазистационарности. Например, на рис. 3 приведены зависимости для длинноволнового излучателя, подобного коротковолновому излучателю, результаты для которого представлены на рис. 2 (двукратное превышение порога для первой точки ПП). Как видно, условия квазистационарности не выполняются при текущей скорости нарастания $0,4 \text{ mA/мкс}$ (в 10 раз меньше) для всего диапазона увеличения сдвига второй точки ПП.

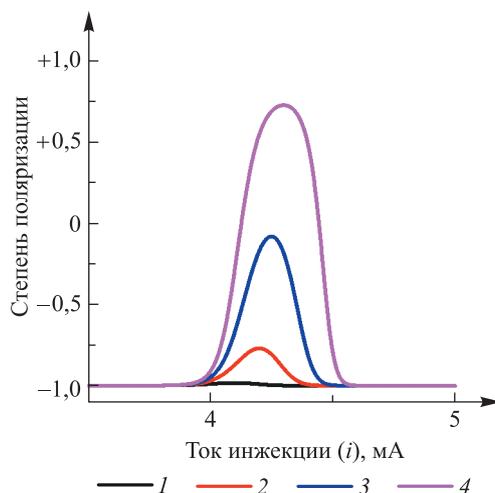


Рис. 3. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных значениях второго тока ПП:

1 – $i_{ps1} = 3,7$ мА, $i_{ps2} = 4,1$ мА; 2 – $i_{ps1} = 3,7$ мА, $i_{ps2} = 4,2$ мА;
3 – $i_{ps1} = 3,7$ мА, $i_{ps2} = 4,25$ мА; 4 – $i_{ps1} = 3,7$ мА, $i_{ps2} = 4,3$ мА.

Время нарастания тока составляет 10^{-5} с. Пороговый ток равен 1,8 мА

Fig. 3. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different values of the second switching current:

1 – $i_{ps1} = 3.7$ mA, $i_{ps2} = 4.1$ mA; 2 – $i_{ps1} = 3.7$ mA, $i_{ps2} = 4.2$ mA;
3 – $i_{ps1} = 3.7$ mA, $i_{ps2} = 4.25$ mA; 4 – $i_{ps1} = 3.7$ mA, $i_{ps2} = 4.3$ mA.

Current rise time is 10^{-5} s. Threshold current is 1.8 mA

Второй особенностью длинноволновых VCSELs является более широкий диапазон одномодовой генерации (в 6–8 раз больше порога [11; 21]). Однако, как показывают расчеты, условия квазистационарности в этом случае становятся еще более строгими, что иллюстрируют зависимости, представленные на рис. 3, а. В работах [11; 21] не приводятся данные о скорости изменения тока, но, по замечанию авторов статьи [11], в ходе исследований не было обнаружено заметных явлений гистерезиса, поэтому с учетом полученных результатов [22] можно считать, что условие квазистационарности выполнено.

Следует отметить, что условие квазистационарности не является глобальным, а определяется прежде всего относительной анизотропией коэффициента усиления. В случае с далеко разнесенными ПП это отражается на ширине ПП, если только не выходить за рамки квазистационарной реакции системы в целом. При наличии близких точек ПП получаем процесс, который можно назвать неполным циклом ПП, когда степень поляризации, изменяясь от одного предельного значения, не доходит до другого предельного значения и снова возвращается к исходной величине (см. рис. 3 и рис. 4, а).

При сравнении данных, представленных на рис. 3 и 4, а, следует отметить еще одну важную деталь: при смещении точек ПП в область больших значений условия квазистационарности становятся более жесткими. Это связано с тем, что анизотропия коэффициента усиления зависит от отношения плотности тока смещения к значению тока в точке ПП (см. выражение (2)). Следовательно, по мере возрастания плотности тока для точки ПП увеличивается и ширина области ПП, а при фиксированном сдвиге точек ПП перекрытие областей ПП происходит при меньших скоростях изменения тока инжекции.

Стоит отметить, что в публикациях, посвященных ПП (особенно основанных на экспериментальных данных), используются зависимости не от степени поляризации, а от интенсивности поляризационных мод, т. е. выходной интенсивности с поляризацией по осям Ox и Oy . В качестве иллюстрации на рис. 4, б, представлена такая зависимость, соответствующая данным для кривой 3 на рис. 4, а.

Анализ рис. 1–4 показывает, что увеличение скорости нарастания тока может нивелировать эффект ПП при наличии двух близких точек ПП. Однако это происходит, если начальное состояние является одним из предельных линейно-поляризованных собственных состояний, когда исходная анизотропия близка к экстремуму. Принципиально иная ситуация наблюдается, если начальным состоянием является пороговое состояние, где степень анизотропии близка к нулю. В этом случае, если точка ПП близка к пороговому значению тока, то имеется достаточно широкий диапазон значений тока инжекции с низкими значениями и противоположными знаками анизотропии. Это означает, что при высокой скорости нарастания тока время формирования поляризации может быть значительно больше, чем характерное время нарастания тока, а степень поляризации выходного излучения может оставаться довольно низкой в широком диапазоне пороговых превышений.

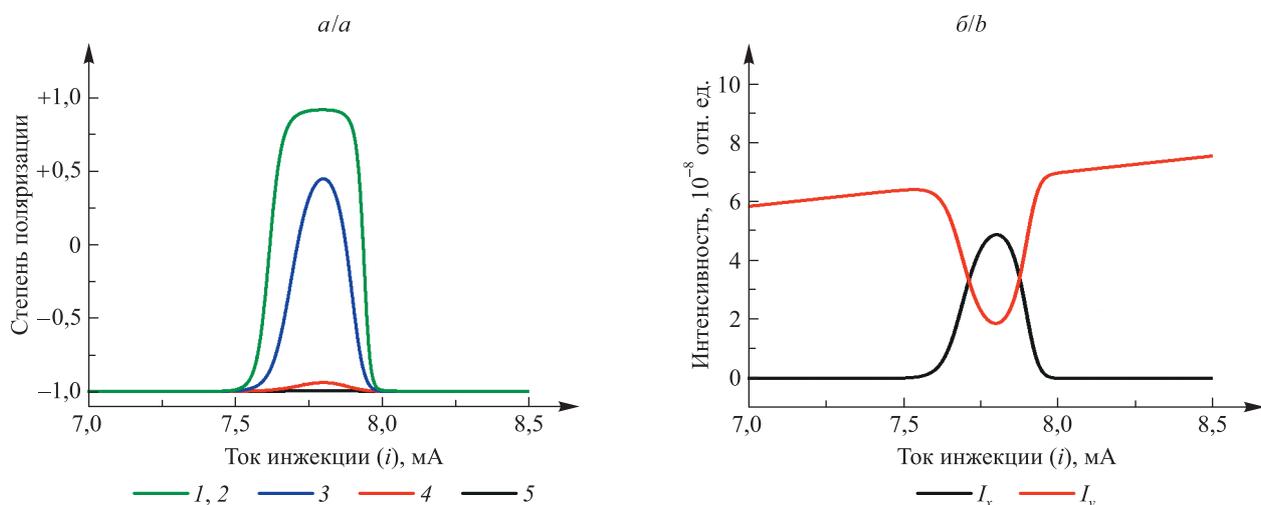


Рис. 4. Зависимость степени поляризации выходного излучения (а) и интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y (б) от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 7,4$ mA, $i_{ps2} = 7,8$ mA. Время нарастания тока, с: $1 - 5 \cdot 10^{-4}$; $2 - 3 \cdot 10^{-4}$; $3 - 2 \cdot 10^{-4}$; $4 - 10^{-4}$; $5 - 5 \cdot 10^{-5}$

Fig. 4. Dependence of the polarisation degree of the output radiation (a) and the intensities of the polarisation modes I_x and I_y (b) on injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 7.4$ mA, $i_{ps2} = 7.8$ mA. Current rise time, s: $1 - 5 \cdot 10^{-4}$; $2 - 3 \cdot 10^{-4}$; $3 - 2 \cdot 10^{-4}$; $4 - 10^{-4}$; $5 - 5 \cdot 10^{-5}$

На рис. 5, а, показана такая ситуация для длинноволнового VCSEL (для коротковолнового VCSEL эффект присутствует, но он гораздо менее выражен), где низкое значение степени поляризации выходного излучения заметно смещается при увеличении текущей скорости нарастания тока.

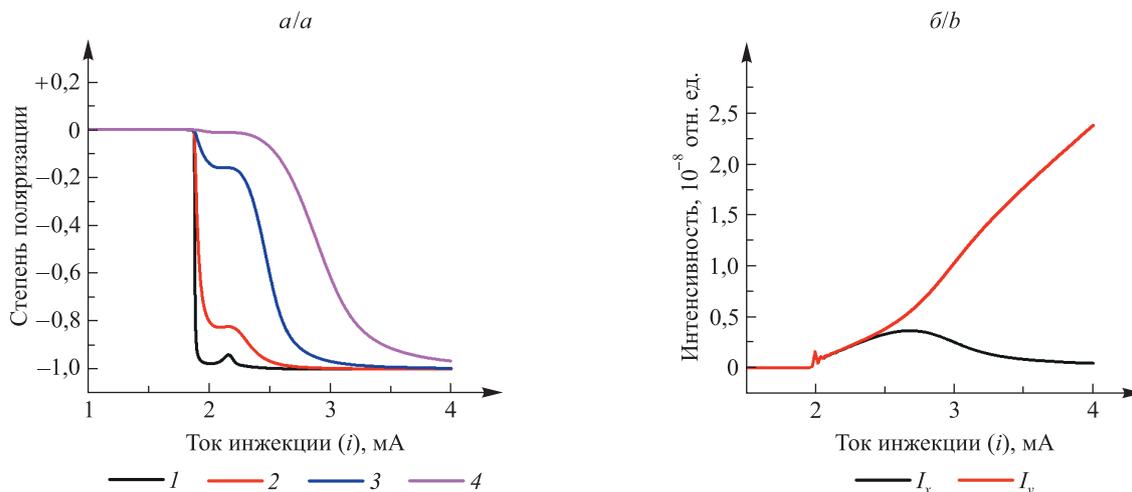


Рис. 5. Зависимость степени поляризации выходного излучения (а) и интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y (б) от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,1$ mA, $i_{ps2} = 2,15$ mA. Время нарастания тока, с: $1 - 10^{-4}$; $2 - 10^{-5}$; $3 - 10^{-6}$; $4 - 10^{-7}$

Fig. 5. Dependence of the polarisation degree of the output radiation (a) and the intensities of the injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 2.1$ mA, $i_{ps2} = 2.15$ mA. Current rise time, s: $1 - 10^{-4}$; $2 - 10^{-5}$; $3 - 10^{-6}$; $4 - 10^{-7}$

На первый взгляд эффект кажется несколько неожиданным, так как, например, при скорости нарастания тока около 40 мА/мкс (намного выше предельных значений для условий квазистационарности) составляющие интенсивности (то, что обычно ассоциируем с поляризационными модами) увеличиваются с одинаковой скоростью в достаточно широком диапазоне токов (рис. 5, б), превышающем обычную ширину ПП. Однако аналогичный эффект наблюдался экспериментально [22], хотя и в других условиях. Более того, его нельзя считать доказательством, но следует отметить, что в данном случае имеет место значительное влияние переходных процессов.

Поляризационный гистерезис

Таким образом, наличие близко расположенных точек ПП может заметно влиять на динамические характеристики VCSELs. Это означает, что форма и параметры поляризационного гистерезиса могут изменяться вследствие смещения точек ПП при динамическом изменении тока инжекции (согласно данным работ [5; 6]). Для исследования особенностей поляризационного гистерезиса использовались треугольные симметричные импульсы с увеличением тока от нуля до значений, заметно превышающих значение верхней точки ПП, для которых величина степени поляризации стабильно достигает предельных значений ± 1 .

Сразу следует отметить, что принципиальных различий в явлениях гистерезиса для коротковолновых и длинноволновых излучателей нет, но, как упоминалось ранее, для длинноволновых излучателей эффекты более выражены. По этой причине данные будут приведены для длинноволновых излучателей. Они подтверждают принципиальную симметрию смещения точек ПП в область больших значений при увеличении тока и, соответственно, в область меньших значений при его уменьшении [5; 6].

Боле того, если скорость изменения тока превышает некоторую критическую величину, которая существенно зависит от смещения точек ПП, модуляция интенсивности поляризационных мод значительно снижается (рис. 6) и имеет тенденцию к полному нивелированию.

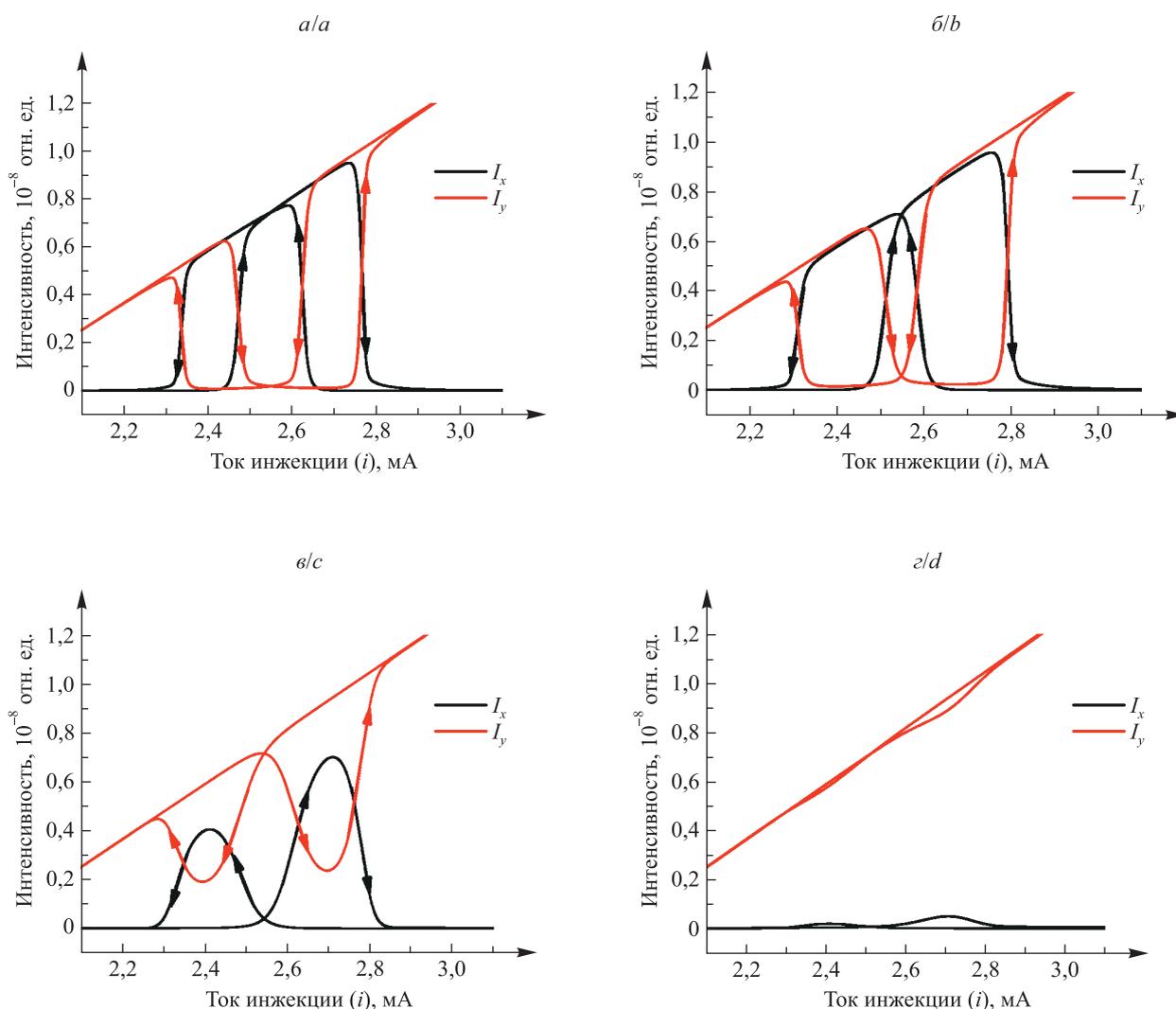


Рис. 6. Зависимость интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,4$ мА, $i_{ps2} = 2,7$ мА.

Время нарастания тока, с: а – 10^{-4} ; б – $5 \cdot 10^{-5}$; в – $2 \cdot 10^{-5}$; г – 10^{-5}

Fig. 6. Dependence of the intensities of the polarisation modes I_x and I_y on injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 2.4$ mA, $i_{ps2} = 2.7$ mA.

Current rise time, s: a – 10^{-4} ; b – $5 \cdot 10^{-5}$; c – $2 \cdot 10^{-5}$; d – 10^{-5}

Следует подчеркнуть, что эффект нивелирования ПП (как и сам процесс ПП) имеет характер математической катастрофы, в которой роль управляющего параметра играет скорость изменения инжекционного тока. Действительно, при малой скорости изменения тока происходит обычное монотонное увеличение области ПП [1; 4–6] (см. рис. 6, *a* и *б*). Однако, когда область ПП достигает примерно половины величины смещения точек ПП, само ПП приобретает характер незавершенного ПП (см. рис. 6, *в*), при котором не достигается предельное состояние ортогональной поляризации. При дальнейшем увеличении скорости изменения тока ПП практически полностью нивелируется (см. рис. 6, *г*), и весь этот коллапс происходит в достаточно узком диапазоне значений скорости изменения тока инжекции.

Наблюдаемый эффект имеет вполне логичное объяснение в рамках разработанных идей: скорость перестройки поляризации лазерного излучения оказывается существенно меньше скорости изменения тока инжекции, и лазерная система просто не успевает перестроиться. Для того чтобы проверить это предположение, были проведены расчеты с изменением коэффициента анизотропии k_0 , так как именно величина относительной анизотропии определяет характерное время корректировки поляризации излучения.

Результаты расчетов (рис. 7) полностью подтверждают высказанное выше предположение: уменьшение коэффициента анизотропии k_0 приводит к нивелированию ПП.

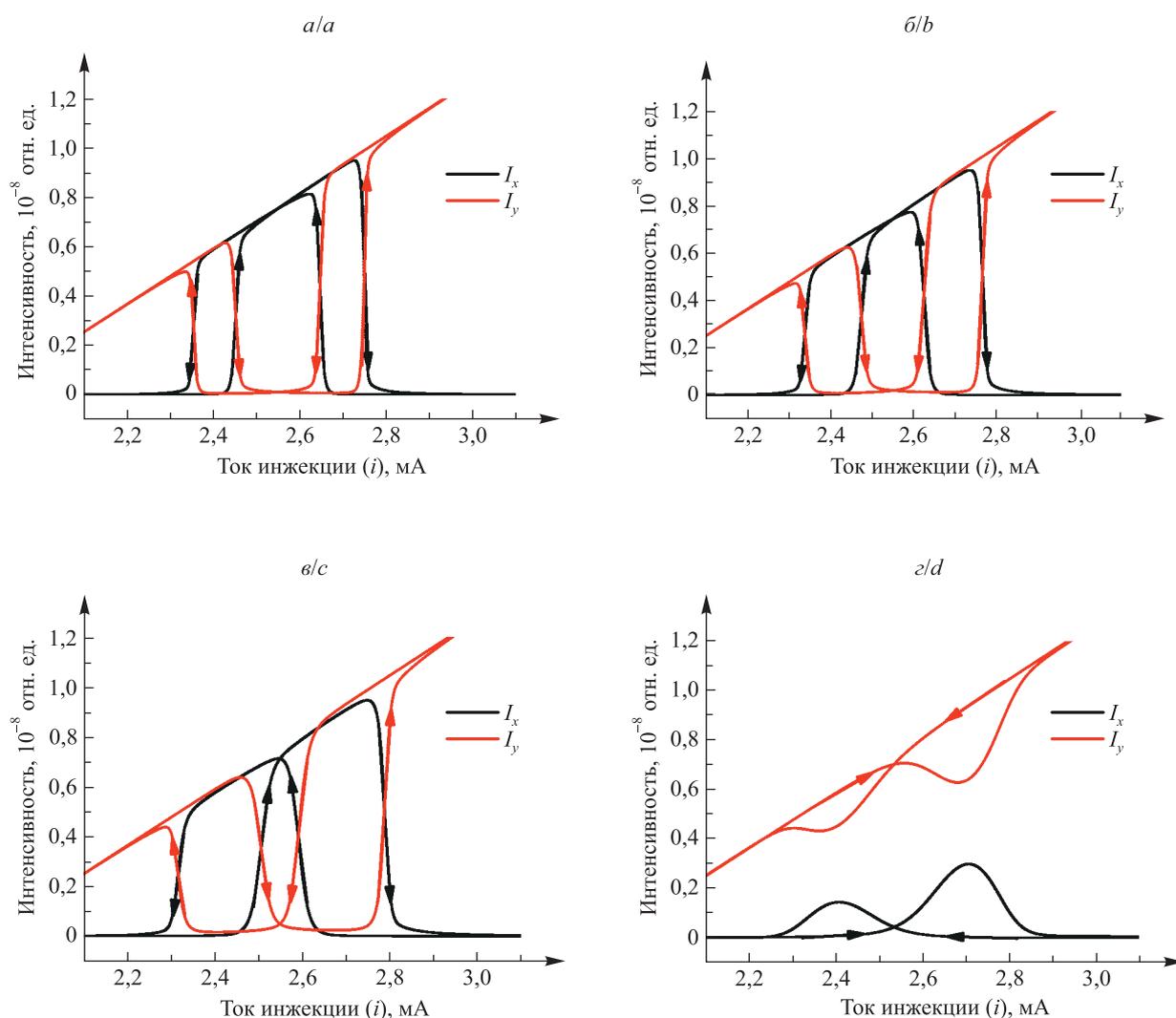


Рис. 7. Зависимость интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y от величины тока инжекции при различных значениях коэффициента анизотропии: *a* – $k_0 = 0,02$; *б* – $k_0 = 0,01$; *в* – $k_0 = 0,005$; *г* – $k_0 = 0,001$. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,4$ мА, $i_{ps2} = 2,7$ мА. Время нарастания тока составляет 10^{-4} с

Fig. 7. Dependence of the intensities of the polarisation modes I_x and I_y on injection current at different values of the anisotropy coefficient: *a* – $k_0 = 0.02$; *b* – $k_0 = 0.01$; *c* – $k_0 = 0.005$; *d* – $k_0 = 0.001$. Position of PS points: $i_{ps1} = 2.4$ mA, $i_{ps2} = 2.7$ mA. Current rise time is 10^{-4} s

Полученные результаты представляют несомненный интерес, так как свидетельствуют о возможности динамического устранения эффекта ПП. В настоящее время эта проблема решается технологически [23–25], что, естественно, сказывается на выходных характеристиках излучателей. Более того, результирующий эффект не является чисто локальным по времени: расчеты показали, что он сохраняется при последовательности импульсов до 10^5 .

Заключение

Таким образом, если точки ПП расположены достаточно далеко друг от друга (по сравнению с шириной ПП), то квадратичная зависимость анизотропии коэффициента усиления не оказывает существенного влияния на характер ПП в отличие от линейной функции [1–7], за исключением некоторой корректировки значения коэффициента анизотропии k_0 . Однако если смещение точек ПП сопоставимо с шириной ПП (которая, кстати, зависит от скорости изменения тока инжекции [1]), то при некотором критическом значении скорости изменения тока, зависящем от отношения смещения точек ПП к значению коэффициента анизотропии k_0 , двойное ПП начинает быстро выравниваться, пока не исчезает практически полностью. При дальнейшем увеличении скорости изменения тока инжекции (см. рис. 2, кривая 8) ПП практически полностью исчезает, но степень поляризации выходного излучения может незначительно отличаться от предельного значения.

По сути, полученные результаты демонстрируют возможность не технологического, а динамического устранения поляризационной неустойчивости при наличии двух близких точек ПП. Она может быть реализована на основе высокочастотной модуляции тока [26; 27], которая широко используется в оптоэлектронных системах.

Следует подчеркнуть, что условие малого сдвига точек ПП является относительным, зависящим от скорости изменения тока. В этом случае главное условие состоит в том, чтобы не выйти за рамки квазистационарного приближения. Однако согласно результатам работы [14] взаимное расположение точек ПП может контролироваться путем изменения температуры, т. е. можно получить необходимый сдвиг точек ПП для гашения поляризационного гистерезиса в случае использования треугольного импульса.

Библиографические ссылки

1. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Наведенный дихроизм усиления в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2016;3:63–70. EDN: XIBRIN.
2. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Роль спонтанного испускания в формировании поляризованного излучения VCSEL. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2017;2:50–56. EDN: THYPBN.
3. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;1:51–57. EDN: MJANSH.
4. Jadan M, Addasi JS, Burov LI, Gorbatevich AS, Lobatsevich PM. Polarization switching mechanism in surface-emitting semiconductor lasers. *Optik*. 2018;158:118–126. DOI: 10.1016/j.ijleo.2017.11.147.
5. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Переходные процессы при поляризационных переключениях в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;2:17–24. EDN: YSICXR.
6. Jadan M, Addasi JS, Flaifel MH, Burov LI, Gorbatevich AS, Lobatsevich PM. The effect of VCSEL intrinsic dynamics on polarization bistability. *Results in Physics*. 2019;14:102379. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102379.
7. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Влияние различных источников флуктуаций на статистические характеристики выходного излучения поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;3:12–21. DOI: 10.33581/2520-2243-2019-3-12-21.
8. Джадан М, Буров ЛИ, Горбацевич АС, Соколов ЕС. Переключение поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2009;76(5):717–724. EDN: KUISEJ.
9. San Miguel M, Feng Q, Moloney JV. Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers. *Physical Review A*. 1995;52(2):1728–1739. DOI: 10.1103/PhysRevA.52.1728.
10. Danckaert J, Nagler B, Albert J, Panajotov K, Veretennicoff I, Erneux T. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Communications*. 2002;201(1–3):129–137. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01668-6.
11. Quirce A, Valle A, Pesquera L, Thienpont H, Panajotov K. Measurement of temperature-dependent polarization parameters in long-wavelength VCSELs. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2015;21(6):1800207. DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2410260.
12. Wang Q, Guan B, Liu K, Liu X, Jiang X, Ma Y, et al. Temperature dependent polarization switch of 850-nm VCSELs with different apertures. *Optics and Laser Technology*. 2014;63:19–23. DOI: 10.1016/j.optlastec.2014.03.001.
13. Liu Y, Ng W-C, Choquette KD, Hess K. Numerical investigation of self-heating effects of oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2005;41(1):15–25. DOI: 10.1109/JQE.2004.839239.
14. Буров ЛИ, Лобатsevich ПМ. Modelling thermal effects on polarisation switching in surface-emitting semiconductor lasers. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2024;2:20–29. EDN: NDMNCW.
15. Masoller C, Torre MS. Modeling thermal effects and polarization competition in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Express*. 2008;16(26):21282–21296. DOI: 10.1364/OE.16.021282.

16. Valle A, Shore KA, Pesquera L. Polarization selection in birefringent vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Light-wave Technology*. 1996;14(9):2062–2068. DOI: 10.1109/50.536974.
17. Ning CZ, Moloney JV. Thermal effects on the threshold of vertical-cavity surface-emitting lasers: first- and second-order phase transitions. *Optics Letters*. 1995;20(10):1151–1153. DOI: 10.1364/OL.20.001151.
18. Kuo W-C, Wu Y-H, Li Y-C, Yen T-C. Criticalities and phase transition in the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2012;24(24):2262–2264. DOI: 10.1109/LPT.2012.2226572.
19. Torre MS, Masoller C. Dynamical hysteresis and thermal effects in vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2010;46(12):1788–1794. DOI: 10.1109/JQE.2010.2046139.
20. Pérez P, Valle A, Pesquera L. Polarization-resolved characterization of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser parameters. *Journal of the Optical Society of America B*. 2014;31(11):2574–2580. DOI: 10.1364/JOSAB.31.002574.
21. Pérez P, Valle A, Noriega I, Pesquera L. Measurement of the intrinsic parameters of single-mode VCSELs. *Journal of Light-wave Technology*. 2014;32(8):1601–1607. DOI: 10.1109/JLT.2014.2308303.
22. Quirce A, Valle A, Pesquera L, Panajotov K, Thienpont H. Effect of temperature on polarization switching in long-wavelength VCSELs. In: Lei C, Choquette KD, editors. *Vertical-cavity surface-emitting lasers XIX; 2015 February 11–12; San Francisco, USA*. Bellingham: SPIE; 2015. p. 93810X (Proceedings of SPIE; volume 9381). DOI: 10.1117/12.2079742.
23. Augustin LM, Smalbrugge E, Choquette KD, Karouta F, Strijbos RC, Verschaffelt G, et al. Controlled polarization switching in VCSELs by means of asymmetric current injection. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2004;16(3):708–710. DOI: 10.1109/LPT.2004.823693.
24. Debernardi P, Unold HJ, Maehns J, Michalzik R, Bava GP, Ebeling KJ. Single-mode, single-polarization VCSELs via elliptical surface etching: experiments and theory. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2003;9(5):1394–1405. DOI: 10.1109/JSTQE.2003.819487.
25. Blokhin SA, Maleev NA, Bobrov MA, Kuz'menkov AG, Vasil'ev AP, Zadiranov YuM, et al. Vertical-cavity surface-emitting lasers with intracavity contacts and a rhomboidal current aperture for compact atomic clocks. *Quantum Electronics*. 2019;49(2):187–190. DOI: 10.1070/QEL16871.
26. Barve AV, Zheng Y, Johansson L, Mehta A, Husain A, Coldren L. Ultrafast polarization modulation in vertical cavity surface emitting lasers with frequency dependent current injection. *Applied Physics Letters*. 2012;101(25):251104. DOI: 10.1063/1.4772540.
27. Masoller C, Torre MS, Mandel P. Influence of the injection current sweep rate on the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Applied Physics*. 2006;99(2):026108. DOI: 10.1063/1.2160711.

Получена 05.11.2024 / исправлена 11.12.2024 / принята 13.12.2024.
Received 05.11.2024 / revised 11.12.2024 / accepted 13.12.2024.

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

PHYSICS

OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

УДК 537.87

АНАЛИЗ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК, ПРОФИЛЬ КОТОРЫХ ОПИСЫВАЕТСЯ ЭЛЕКТРОКАРДИОГРАММАМИ

А. С. МИГЕЛЬ¹⁾, С. В. МАЛЫЙ¹⁾

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

Аннотация. Рассмотрено использование модельной задачи о взаимодействии плоской линейно-поляризованной электромагнитной волны с границей раздела двух сред, профиль которой описывается периодическим сигналом, для формирования вектора признаков (дифракционного дескриптора) в виде амплитуд распространяющихся пространственных гармоник рассеянного поля. Объектом исследования являются сигналы электрокардиограмм. Предложены алгоритмы предварительной обработки сигналов электрокардиограмм для выделения нормированных кардиоциклов, используемых для формирования моделей периодических решеток с заданными коэффициентами вертикального и горизонтального масштабирования по отношению к длине волны. Приведены результаты расчетов дифракционных дескрипторов для трех типов электрокардиограмм, соответствующих разным состояниям сердечно-сосудистой системы, при различных режимах масштабирования, фиксированных угле падения и поляризации электромагнитной волны. Установлено, что дифракционные дескрипторы обладают высокой чувствительностью к особенностям сигналов электрокардиограмм и при одинаковых коэффициентах масштабирования кардиоциклов могут использоваться в процессе построения автоматизированных диагностических систем.

Ключевые слова: обработка сигналов; периодическая решетка; дифракционный спектр; электрокардиограмма; ЭКГ; дескриптор ЭКГ-сигнала.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23М-043).

Образец цитирования:

Мигель АС, Малый СВ. Анализ дифракционных спектров периодических решеток, профиль которых описывается электрокардиограммами. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:49–56.
EDN: RFMDTI

For citation:

Migel AS, Maly SV. Analysis of diffraction spectra of periodic gratings, the profile of which is described by electrocardiograms. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:49–56. Russian.
EDN: RFMDTI

Авторы:

Антон Сергеевич Мигель – аспирант кафедры радиофизики и цифровых медиатехнологий факультета радиофизики и компьютерных технологий. Научный руководитель – С. В. Малый.

Сергей Владимирович Малый – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий научно-исследовательской лабораторией радиофизики и информационных технологий кафедры радиофизики и цифровых медиатехнологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Authors:

Anton S. Migel, postgraduate student at the department of radiophysics and digital media technologies, faculty of radiophysics and computer technologies.

mihelas@bsu.by

Sergei V. Maly, PhD (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of radiophysics and information technologies, department of radiophysics and digital media technologies, faculty of radiophysics and computer technologies.

maly@bsu.by



ANALYSIS OF DIFFRACTION SPECTRA OF PERIODIC GRATINGS, THE PROFILE OF WHICH IS DESCRIBED BY ELECTROCARDIOGRAMS

A. S. MIGEL^a, S. V. MALY^a

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

Corresponding author: A. S. Migel (mihelas@bsu.by)

Abstract. The use of a model problem on the interaction of a plane linearly polarised electromagnetic wave with the interface of two media, the profile of which is described by a periodic signal, for the formation of a feature vector (diffraction descriptor) in the form of amplitudes of propagating spatial harmonics of a scattered field is considered. The object of the study is electrocardiogram signals. Algorithms for preprocessing electrocardiogram signals to isolate normalised cardiocycles used to form periodic grating models with specified vertical and horizontal scaling coefficients with respect to wavelength are proposed. The results of calculations of diffraction descriptors for three types of electrocardiograms corresponding to different states of the cardiovascular system, obtained under different modes of scaling, fixed angle of incidence and polarisation of the electromagnetic wave, are presented. It has been established that diffraction descriptors are highly sensitive to the peculiarities of electrocardiogram signals and, with the same scaling coefficients of cardiocycles, can be used in the construction of automated diagnostic systems.

Keywords: signal processing; periodic grating; diffraction spectrum; electrocardiogram; ECG; ECG signal descriptor.

Acknowledgements. This work was carried out with the financial support of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. F23M-043).

Введение

Электрокардиография – важнейший метод диагностики состояния сердечно-сосудистой системы человека. В настоящее время широко применяются различные методы анализа электрокардиограмм (ЭКГ) и технологии диагностики на их основе. Наиболее распространенным методом анализа ЭКГ является ручная обработка, требующая существенных временных затрат и высокой квалификации специалиста.

Использование систем компьютерной электрокардиографии позволило сформировать базы данных в виде сигналов и (или) изображений ЭКГ для набора стандартных отведений (датчиков). Часть данных в этих базах размечены и классифицированы. Помимо автоматизации процесса диагностики, важной задачей является максимально полное использование информации, содержащейся в сигналах и изображениях, на основе корректного и системного формирования набора диагностических признаков.

Существующие методы обработки и анализа ЭКГ можно разделить на три группы: 1) традиционные методы (цифровая фильтрация [1; 2], вейвлет-преобразование [3; 4]); 2) алгоритмы машинного обучения (скрытые марковские модели [5], метод опорных векторов [6], разложение на главные компоненты [7; 8]); 3) алгоритмы глубокого обучения (сверточные нейронные сети [9–11], рекуррентные нейронные сети [12; 13]).

Основным недостатком первой группы методов, базирующихся на цифровой обработке сигналов, является искажение формы ЭКГ в процессе обработки. К недостаткам двух других групп методов можно отнести необходимость использования большого объема верифицированных и размеченных данных для обучения. По этой причине разработка компактных и информативных векторов диагностических признаков считается важной и актуальной задачей.

Одним из перспективных подходов к обработке информации является использование натуральных или численных моделей физических процессов и систем. В работе [14] предложен подход к анализу ЭКГ, в рамках которого решалась задача дифракции плоской электромагнитной волны на металлической периодической решетке, описываемой этим сигналом. Установлено, что форма периода решетки, задаваемая ЭКГ-сигналом, влияет на амплитуды распространяющихся пространственных гармоник рассеянного на периодической решетке электромагнитного поля. Однако не было проведено систематическое исследование влияния режимов формирования модели решетки и ее возбуждения электромагнитной волной на чувствительность дифракционного спектра к параметрам анализируемого сигнала. Практический интерес представляет разработка автоматической диагностической системы на основе дифракционных дескрипторов.

Целью настоящей работы являлось исследование факторов, влияющих на чувствительность дифракционного спектра электромагнитного поля, рассеянного на периодической решетке, профиль которой совпадает с ЭКГ-сигналом.

Моделирование взаимодействия плоской электромагнитной волны с периодической решеткой, профиль которой описывается ЭКГ-сигналом

Рассмотрим периодические решетки в виде границы раздела двух сред с различными электромагнитными параметрами. Периоды решеток описываются кардиоциклами (периодами), соответствующими отведению II ЭКГ здорового сердца, ЭКГ при блокаде левой и правой ножек пучка Гиса. На рис. 1 схематически показана периодическая решетка, профиль которой соответствует ЭКГ здоровой сердечно-сосудистой системы.

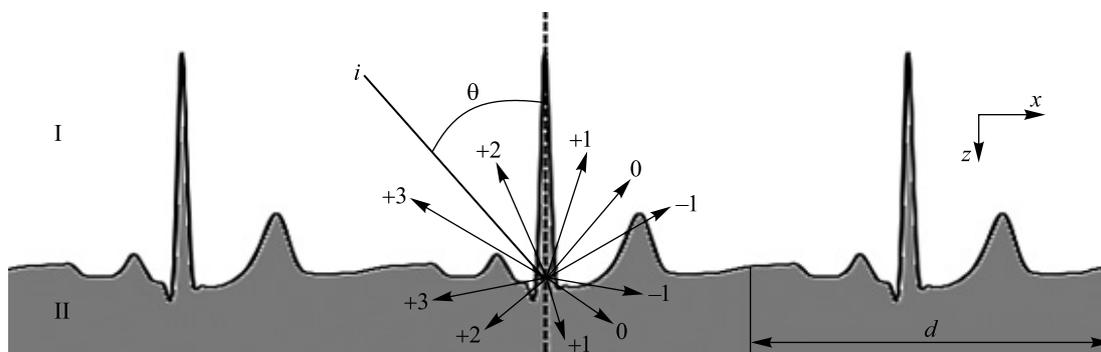


Рис. 1. Периодическая решетка в виде границы раздела двух сред, профиль которой описывается ЭКГ-сигналом, и схема дифракционных порядков

Fig. 1. A periodic grating in the form of an interface between two media, whose profile is described by an electrocardiogram (ECG) signal, and schematic representation of the diffraction orders

В качестве примера рассмотрим следующую двумерную задачу дифракции: на решетку под углом θ к оси z в плоскости xz падает плоская электромагнитная волна ТЕ- или ТМ-поляризации единичной амплитуды с длиной волны λ . В результате рассеяния электромагнитной волны образуется дифракционный спектр распространяющихся пространственных гармоник, направления которых задаются соотношениями [15]

$$n_I \sin[\theta(m)] = n_I \sin \theta - m \frac{\lambda}{d},$$

$$n_{II} \sin[\theta(m)] = n_I \sin \theta - m \frac{\lambda}{d},$$

где n_I и n_{II} – показатели преломления первой и второй сред; $\theta(m)$ – направление распространения m -го дифракционного порядка; θ – угол падения первичной электромагнитной волны; m – порядок дифракции; λ – длина волны; d – период решетки.

Количество и направления распространения пространственных гармоник зависят от материальных параметров сред, угла падения и отношения периода решетки к длине волны. Профиль решетки влияет только на амплитуды гармоник рассеянного поля.

Для моделирования взаимодействия плоской электромагнитной волны с периодической решеткой осуществляется переход к электродинамически эквивалентной задаче волноводной дифракции на неоднородности, совпадающей с периодом решетки и размещенной в волноводе, на стенках которого задаются периодические граничные условия. Отраженное и прошедшее в дальней по отношению к неоднородности зоне электромагнитное поле представляется в виде системы распространяющихся гармоник Флоке.

Для решения задачи дифракции использовался метод конечных элементов.

Алгоритм формирования периодической решетки, профиль которой совпадает с ЭКГ-сигналом, включал в себя следующие основные этапы:

- выбор ЭКГ-сигналов из баз данных;
- фильтрацию помех;
- нахождение опорных точек (R-зубцов);
- вычисление RR-интервалов;
- сегментацию ЭКГ на кардиоциклы;
- формирование усредненного кардиоцикла.

Для коррекции дрейфа изолинии применялась фильтрация сигнала методом скользящего среднего [2], а для подавления высокочастотных помех – полиномиальный сглаживающий фильтр Савицкого – Голея (размер окна 21, порядок фильтра 3).

Для нахождения R-зубцов кардиограммы использовалась фильтрация с помощью дискретного вейвлет-преобразования (его параметры: симлет 4, 4-й уровень декомпозиции, аппроксимирующие коэффициенты $sA4$ и детализирующие коэффициенты $sD1$ и $sD2$ равны нулю).

Усредненный кардиоцикл рассчитывался на основе нескольких форм кардиоциклов в пределах одного ЭКГ-сигнала с последующей нормализацией.

Таким образом, полученный профиль решетки представляет собой усредненный и откалиброванный по длительности и амплитуде кардиоцикл, диапазон значений которого изменялся от 0 до 1.

На рис. 2 представлен пример формирования профиля решетки, период которой совпадает с кардиоциклом отведения II ЭКГ здорового сердца.

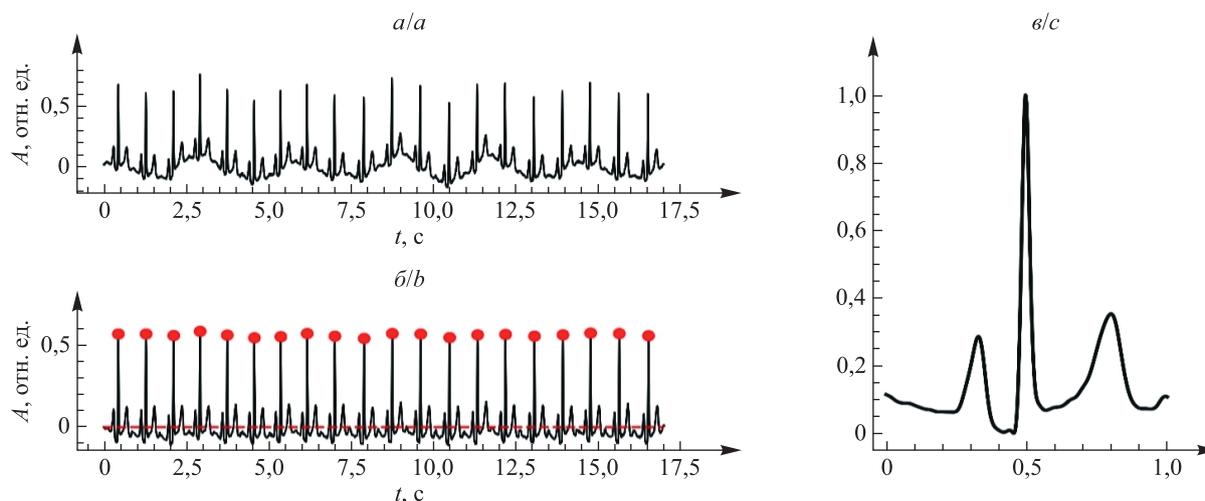


Рис. 2. Формирование профиля решетки, период которой совпадает с кардиоциклом отведения II нормальной ЭКГ: a – исходный ЭКГ-сигнал; b – сигнал, прошедший процедуру обработки, с выделенными R-зубцами и изолинией (пунктирная линия); v – период решетки

Fig. 2. The formation of the grating profile, the period of which coincides with the cardiocycle of leads II of normal ECG: a – initial ECG signal; b – the signal that has undergone the processing procedure, with selected R-peaks and isoline (dotted line); c – grating period

На рис. 3 представлены периоды решеток, соответствующих отведению II ЭКГ здорового сердца, ЭКГ при блокаде левой и правой ножек пучка Гиса.

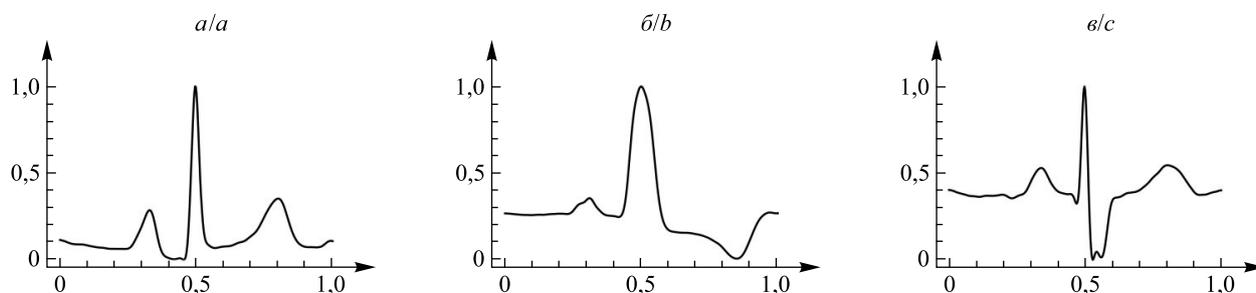


Рис. 3. Профили периодов исследуемых решеток: a – норма; b – блокада левой ножки пучка Гиса; v – блокада правой ножки пучка Гиса

Fig. 3. Profiles of the periods of the studied gratings: a – normal; b – left bundle branch blockade; c – right bundle branch blockade

Результаты и их обсуждение

Рассмотрим периодические решетки в виде границы раздела воздух – идеальный проводник, периоды которых описываются кардиоциклами отведения II, соответствующими норме, блокаде левой и правой ножек пучка Гиса (см. рис. 3). В связи с тем что второй средой является идеальный проводник, в спектре рассеянных волн будут присутствовать только отраженные дифракционные гармоники.

Проанализируем влияние профиля периода решетки, режимов масштабирования, направления распространения и поляризации плоской электромагнитной волны на спектр и амплитуды распространяющихся пространственных гармоник.

Исследуем влияние вертикального и горизонтального масштабирования на дифракционный спектр. Горизонтальному масштабированию соответствует изменение отношения периода решетки к длине волны, а вертикальному – изменение отношения высоты решетки к длине волны. Отношение периода решетки к длине волны $\left(\frac{d}{\lambda}\right)$ и отношение высоты решетки к длине волны $\left(\frac{h}{\lambda}\right)$ изменялись в пределах от 1 до 5.

В случае нормального падения ($\theta = 0^\circ$) количество распространяющихся гармоник равно 3 (гармоники 0-го и ± 1 -го порядков) и 9 (гармоники 0, ± 1 , ± 2 , ± 3 и ± 4 -го порядков) для $\frac{d}{\lambda} = 2$ и $\frac{d}{\lambda} = 5$ соответственно, а в случае наклонного падения ($\theta = 30^\circ$) число гармоник составляет 2 (гармоники 0-го и -1 -го порядков) и 10 (гармоники 0, ± 1 , ± 2 , -3 , -4 , -5 , -6 и -7 -го порядков) для $\frac{d}{\lambda} = 1$ и $\frac{d}{\lambda} = 5$ соответственно.

В качестве примера на рис. 4 представлено сравнение дифракционных спектров решеток, профили которых совпадают с кардиоциклами, соответствующими ЭКГ здорового сердца, ЭКГ при блокаде левой и правой ножек пучка Гиса, для случаев ТЕ- и ТМ-поляризации при $\theta = 0^\circ$, $\frac{h}{\lambda} = 4$ и $\frac{d}{\lambda} = 4$.

Спектры рассеянных на решетках гармоник, соответствующие различным типам ЭКГ, существенно отличаются друг от друга.

На рис. 5 представлены дифракционные спектры для групп ЭКГ здорового сердца и ЭКГ при блокаде левой ножки пучка Гиса для случая ТЕ-поляризации при $\theta = 0^\circ$, $\frac{h}{\lambda} = 1,5$ и $\frac{d}{\lambda} = 3$.

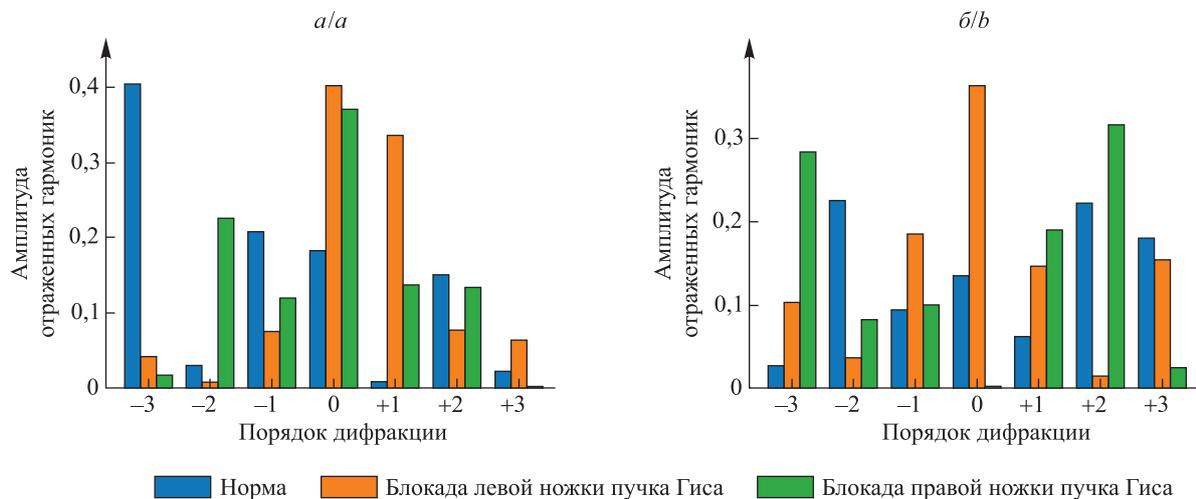


Рис. 4. Сравнение дифракционных спектров: *a* – ТЕ-поляризация; *b* – ТМ-поляризация

Fig. 4. A comparison of diffraction spectra: *a* – TE-polarisation; *b* – TM-polarisation

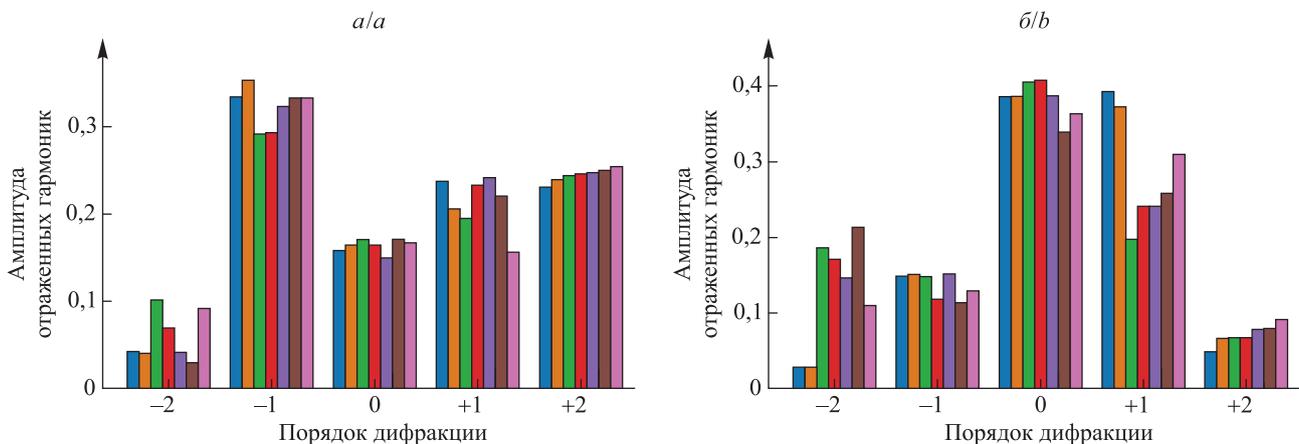


Рис. 5. Дифракционные спектры, соответствующие двум группам ЭКГ-сигналов:

a – норма; *b* – блокада левой ножки пучка Гиса

Fig. 5. Diffraction spectra corresponding to two groups of ECG signals:

a – normal; *b* – left bundle branch blockade

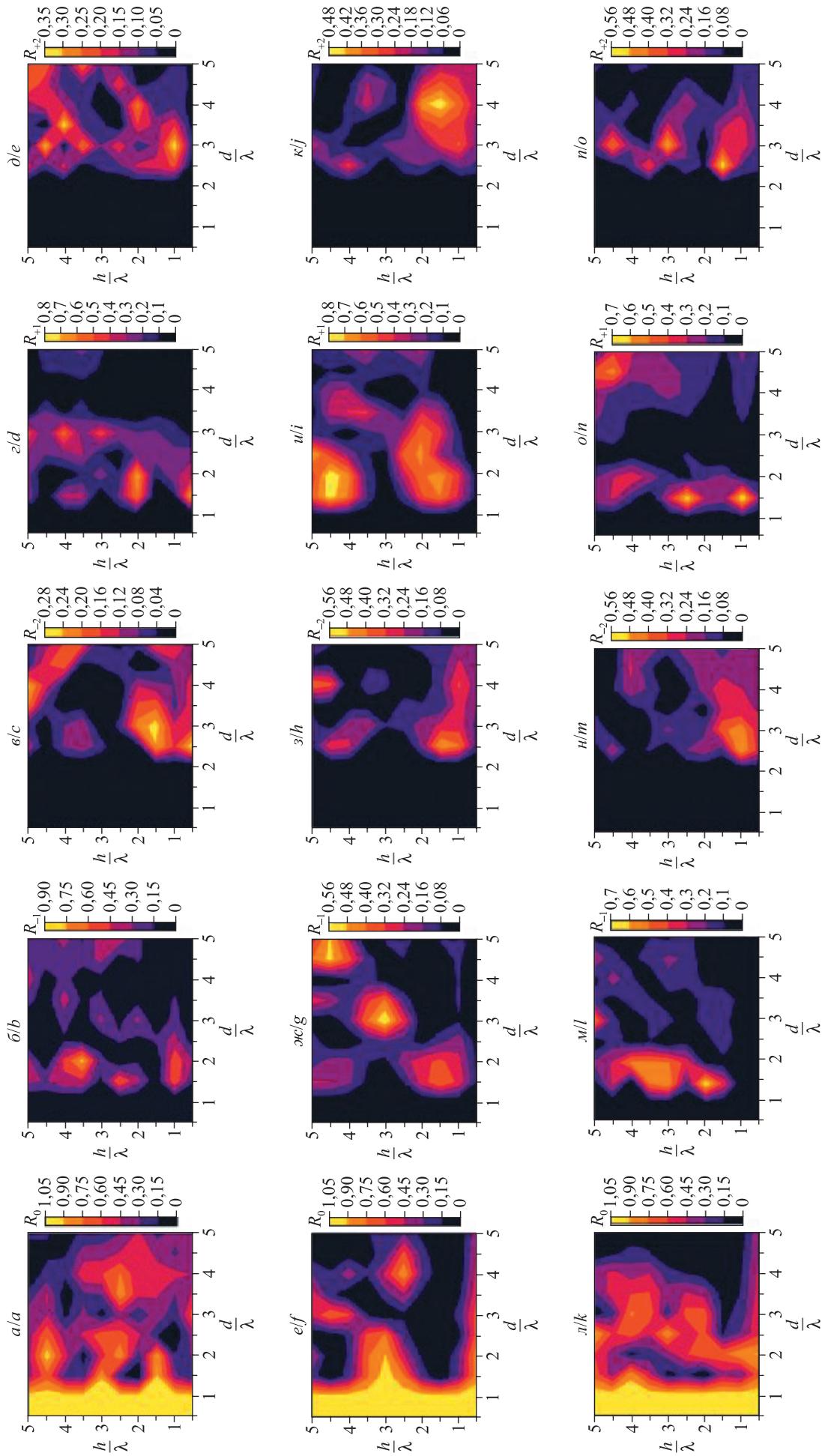


Рис. 6. Распределение интенсивности отраженных гармоник 0, ± 1 и ± 2 -го порядков для случая нормального падения: $a-o$ – норма; $e-k$ – блокада левой ножки пучка Гиса;

$n-n$ – блокада правой ножки пучка Гиса

Fig. 6. Intensity distribution of reflected harmonics of 0, ± 1 and $\pm 2^{\text{th}}$ orders for the case of normal incidence: $a-e$ – normal; $f-j$ – left bundle branch blockade; $k-o$ – right bundle branch blockade

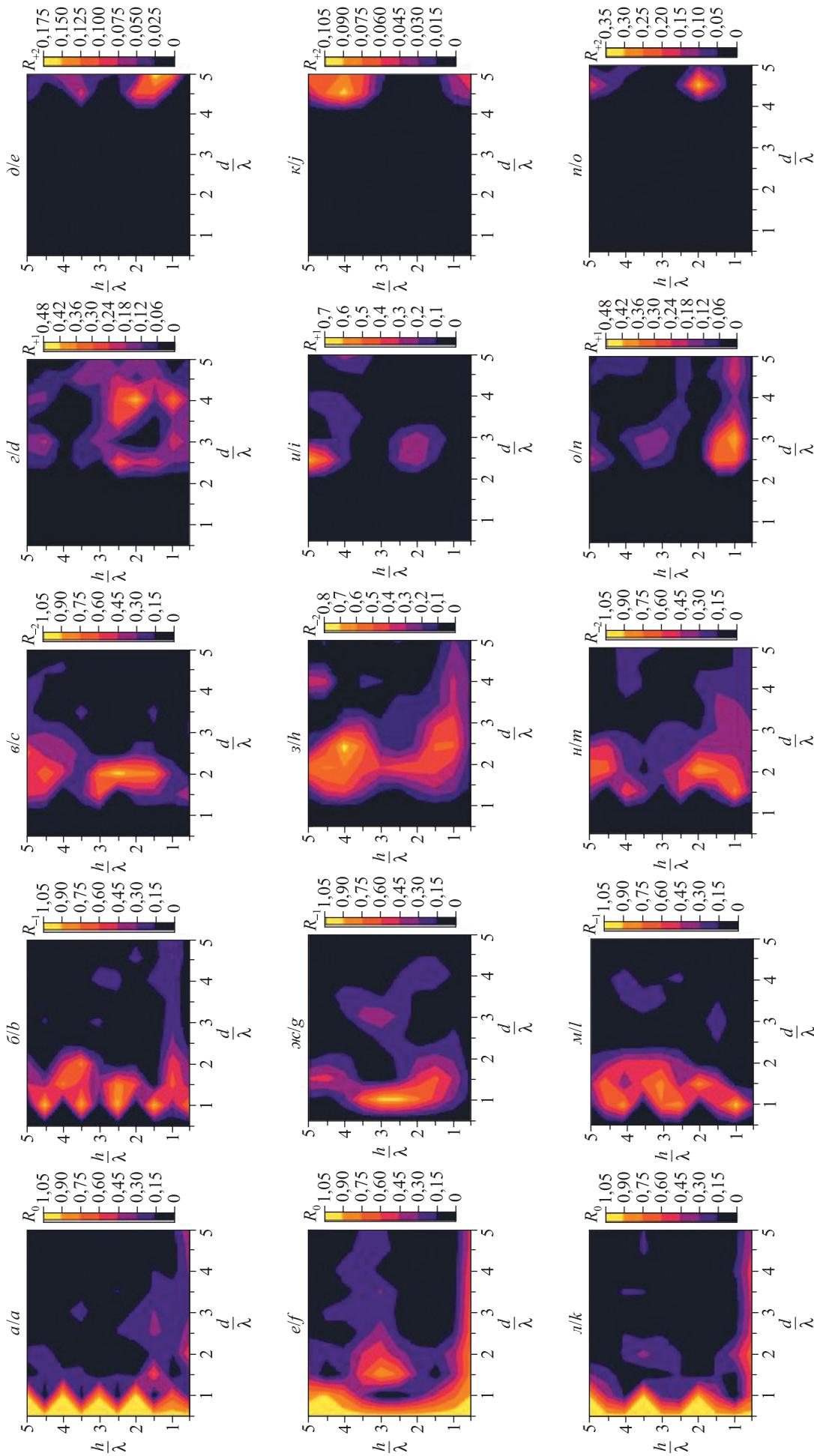


Рис. 7. Распределение интенсивности отраженных гармоник 0, ± 1 и ± 2 -го порядков для случая наклонного падения: $a-d$ – норма; $e-k$ – блокада левой ножки пучка Гюса; $l-n$ – блокада правой ножки пучка Гюса

Fig. 7. Intensity distribution of reflected harmonics of 0, ± 1 and $\pm 2^{\text{th}}$ orders for the case of oblique incidence: $a-e$ – normal; $f-j$ – left bundle branch blockade; $k-o$ – right bundle branch blockade

Дифракционные спектры, соответствующие одной группе ЭКГ-сигналов, качественно и количественно близки.

На рис. 6 представлены зависимости отраженных гармоник $0, \pm 1$ и ± 2 -го порядков от коэффициентов масштабирования для случая нормального падения плоской электромагнитной волны ТЕ-поляризации на решетку.

Результаты численного моделирования для случая наклонного падения ($\theta = 30^\circ$) представлены на рис. 7.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

- интенсивности гармоник спектров, соответствующих различным ЭКГ-сигналам, при разных сочетаниях коэффициентов масштабирования отличаются;
- горизонтальное и вертикальное масштабирование, направление падения электромагнитной волны и ее поляризация могут использоваться для адаптивной подстройки чувствительности дифракционного дескриптора к особенностям ЭКГ-сигнала;
- сравнение дифракционных дескрипторов ЭКГ-сигналов необходимо проводить при одинаковых значениях коэффициента горизонтального масштабирования.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что дифракционные спектры решеток, профили которых совпадают с ЭКГ-сигналами, могут использоваться в качестве вектора признаков для автоматизированных диагностических систем.

Возможно применение объединенного дифракционного дескриптора, состоящего из дескрипторов, полученных для ЭКГ-сигналов со всех учитываемых отведений.

Заключение

Исследовано взаимодействие электромагнитной волны с периодическими решетками в виде границы раздела двух сред, периоды которых описываются ЭКГ-сигналами, соответствующими ЭКГ здорового сердца, ЭКГ при блокаде левой и правой ножек пучка Гиса.

Предложен алгоритм формирования профиля решетки, представляющего собой усредненный и откалиброванный по длительности и амплитуде кардиоцикл, коэффициенты масштабирования которого находятся в пределах от 0 до 1.

Результаты работы могут быть использованы для формирования массивов данных с дифракционными дескрипторами и создания диагностических систем на основе искусственных нейронных сетей.

Библиографические ссылки

1. Berkaya SK, Uysal AK, Gunal ES, Ergin S, Gunal S, Gulmezoglu MB. A survey on ECG analysis. *Biomedical Signal Processing and Control*. 2018;43:216–235. DOI: 10.1016/j.bspc.2018.03.003.
2. Rangayyan RM. *Biomedical signal analysis*. 2nd edition. Piscataway: IEEE Press; 2015. XLI, 672 p. (Akay M, editor. IEEE Press series in biomedical engineering). Co-published by the Wiley. DOI: 10.1002/9781119068129.
3. Aqil M, Jbari A, Bourouhou A. ECG signal denoising by discrete wavelet transform. *International Journal of Online and Biomedical Engineering*. 2017;13(9):51–68. DOI: 10.3991/ijoe.v13i09.7159.
4. Fedotov AA. Analysis of parameters for smoothing electrocardiographic signals. *Measurement Techniques*. 2020;62(12):1079–1083. DOI: 10.1007/s11018-020-01737-9.
5. Pan S-T, Hong T-P, Chen H-C. ECG signal analysis by using hidden Markov model. In: *2012 International conference on fuzzy theory and its applications; 2012 November 16–18; Taichung, Taiwan*. [S. l.]: IEEE; 2012. p. 288–293. DOI: 10.1109/IFUZZY.2012.6409718.
6. Venkatesan C, Karthigaikumar P, Paul A, Satheeskumaran S, Kumar R. ECG signal preprocessing and SVM classifier-based abnormality detection in remote healthcare applications. *IEEE Access*. 2018;6:9767–9773. DOI: 10.1109/ACCESS.2018.2794346.
7. Martis RJ, Acharya UR, Mandana KM, Ray AK, Chakraborty C. Application of principal component analysis to ECG signals for automated diagnosis of cardiac health. *Expert Systems with Applications*. 2012;39(14):11792–11800. DOI: 10.1016/j.eswa.2012.04.072.
8. Gupta V, Saxena NK, Kanungo A, Kumar P, Diwania S. PCA as an effective tool for the detection of R-peaks in an ECG signal processing. *International Journal of System Assurance Engineering and Management*. 2022;13(5):2391–2403. DOI: 10.1007/s13198-022-01650-0.
9. Huang J, Chen B, Yao B, He W. ECG arrhythmia classification using STFT-based spectrogram and convolutional neural network. *IEEE Access*. 2019;7:92871–92880. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2928017.
10. Gliner V, Keidar N, Makarov V, Avetisyan AI, Schuster A, Yaniv Y. Automatic classification of healthy and disease conditions from images or digital standard 12-lead electrocardiograms. *Scientific Reports*. 2020;10:16331. DOI: 10.1038/s41598-020-73060-w.
11. Cai W, Hu D. QRS complex detection using novel deep learning neural networks. *IEEE Access*. 2020;8:97082–97089. DOI: 10.1109/ACCESS.2020.2997473.
12. Faust O, Shenfield A, Kareem M, San TR, Fujita H, Acharya UR. Automated detection of atrial fibrillation using long short-term memory network with RR interval signals. *Computers in Biology and Medicine*. 2018;102:327–335. DOI: 10.1016/j.combiomed.2018.07.001.
13. Alharbi NS, Jahanshahi H, Yao Q, Bekiros S, Moroz I. Enhanced classification of heartbeat electrocardiogram signals using a long short-term memory – convolutional neural network ensemble: paving the way for preventive healthcare. *Mathematics*. 2023;11(18):3942. DOI: 10.3390/math11183942.
14. Maly SV, Liventseva MM. Diffraction analysis of ECG. In: *Medicon and health telematics – 2004. Health in the information society. X Mediterranean conference on medical and biological engineering; 2004 July 31 – August 5; Ischia, Italy*. [S. l.]: [s. n.]; 2004. p. 120 (IFMBE proceedings; volume 6).
15. Palmer C. *Diffraction grating handbook*. 8th edition. [S. l.]: MKS Instruments; 2020. 251 p.

УДК 691.175.5/8:620.9

АНТИКОРРОЗИОННЫЕ КОМПОЗИЦИИ НА ОСНОВЕ ПОЛИУРЕТАНА С НАПОЛНИТЕЛЯМИ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА И АЛЮМИНИЯ ДЛЯ ЗАЩИТЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

**В. И. СУСЛЯЕВ¹⁾, В. А. ДЕБЕЛОВ²⁾, Ю. А. ВЛАСОВ²⁾,
Н. Н. ДЕБЕЛОВА²⁾, К. В. ДОРОЖКИН¹⁾, А. В. БАДЬИН¹⁾**

¹⁾Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, 634050, г. Томск, Россия

²⁾Томский государственный архитектурно-строительный университет,
пл. Соляная, 2, 634003, г. Томск, Россия

Аннотация. Рассмотрены гидрофобные свойства композиционных материалов на основе полиуретана с наполнителями из углеродных нанотрубок, оксидов железа и алюминия. Представлены данные о скорости коррозии стали марки Ст09Г2С, покрытой слоем композитов толщиной 0,5 мм, в водных растворах солей хлорида, сульфата и карбоната натрия. Показано, что наиболее эффективным является состав, включающий полимер с наполнителем из мелкодисперсного оксида железа(III). Приведены результаты экспериментальных исследований зависимости спектров электромагнитного отклика, а именно коэффициентов отражения, прохождения и поглощения плоских образцов анализируемых материалов. Антикоррозионные свойства предложенных композитов проверены путем сравнения электромагнитного отклика от сухих и погруженных в воду образцов с применением метода время-импульсной терагерцевой спектроскопии (THz-TDS) в диапазоне частот 0,1–1,6 ТГц на спектрометре реального времени T-SPEC-1000 (Teravil, Литва). Установлено, что значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь позволяют определить граничные условия, в которых полимерные композиционные материалы можно эффективно использовать в качестве антикоррозионных покрытий на металлической поверхности.

Ключевые слова: антикоррозионная защита; композиты; полиуретан; оксид железа; оксид алюминия; углеродные нанотрубки.

Образец цитирования:

Сусляев ВИ, Дебелов ВА, Власов ЮА, Дебелова НН, Дорожкин КВ, Бадьин АВ. Антикоррозионные композиции на основе полиуретана с наполнителями из углеродных нанотрубок, оксидов железа и алюминия для защиты металлических поверхностей. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:57–65.
EDN: TQJBVK

For citation:

Suslyayev VI, Debelov VA, Vlasov YuA, Debelova NN, Dorozhkin KV, Badiin AV. Anticorrosion compositions based on polyurethane with fillers from carbon nanotubes, iron and aluminium oxides for protection of metal surfaces. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:57–65. Russian.
EDN: TQJBVK

Сведения об авторах см. на с. 65.

Information about the authors see p. 65.

ANTICORROSION COMPOSITIONS BASED ON POLYURETHANE WITH FILLERS FROM CARBON NANOTUBES, IRON AND ALUMINIUM OXIDES FOR PROTECTION OF METAL SURFACES

V. I. SUSLYAEV^a, V. A. DEBELOV^b, Yu. A. VLASOV^b,
N. N. DEBELOVA^b, K. V. DOROZHNIKIN^a, A. V. BADIIN^a

^aTomsk State University, 36 Lenina Avenue, Tomsk 634050, Russia

^bTomsk State University of Architecture and Building, 2 Soljanaja Square, Tomsk 634003, Russia

Corresponding author: N. N. Debelova (mackevichn72@mail.ru)

Abstract. Hydrophobic properties of composite materials based on polyurethane with fillers of carbon nanotubes, iron and aluminium oxides are considered. The data on the corrosion rate of St09G2S steel coated with a 0.5 mm thick layer of composites in aqueous solutions of sodium chloride, sulfate and carbonate salts are presented. It is shown that the most effective is the composition including a polymer with a filler from finely dispersed iron(III) oxide. The results of experimental studies of the dependence of electromagnetic response spectra, namely reflection, transmission and absorption coefficients of flat material samples are presented. The anticorrosion properties of the proposed composites were tested by comparing the electromagnetic response from dry and immersed in water samples using terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) in the frequency range of 0.1–1.6 THz on a real-time spectrometer T-SPEC-1000 (*Teravil*, Lithuania). It was found that the values of dielectric permittivity and dissipation factor allow to determine the boundary conditions, in which polymer composites can be effectively used as anticorrosion coatings on metal surfaces.

Keywords: corrosion protection; composites; polyurethane; iron oxide; aluminium oxide; carbon nanotubes.

Введение

Промышленное оборудование и транспортные средства, работающие в агрессивных средах, требуют надежной и долговременной защиты [1–3]. Антикоррозионные покрытия должны быть относительно тонкими, легкими и недорогими [4; 5].

Благодаря высоким влаго-, абразиво- и морозостойкости, а также химической стойкости интерес представляют покрытия на основе полиуретанов, находящие применение в различных отраслях промышленности для антикоррозионной защиты оборудования нефтегазохимического комплекса, железнодорожных контейнеров, танкерного флота и т. д. [6–8]. Такие покрытия невосприимчивы к поражению микроорганизмами и не подвержены разрушению под действием солнечных лучей [9].

Следует отметить, что составляющие компоненты полиуретановой матрицы легко поддаются химической и физической модификации в относительно мягких условиях, это позволяет регулировать физико-химические и эксплуатационные свойства конечного продукта [10]. Известно, что изоцианаты обладают уникальной реакционной способностью по разным химическим связям. Данная специфика основного мономера определяет разнообразие химических связей в цепях и химических превращений полиуретанов. Это дает возможность получать материалы с самыми разными свойствами в рамках одного класса полимеров. Они с успехом применяются в том числе в качестве гидрофобных и антикоррозионных составов для защиты поверхности металлических изделий от факторов окружающей среды¹ [11; 12]. По этой причине исследования в данной области являются актуальными и многообещающими как в теоретическом, так и в практическом аспекте.

Цель работы заключается в описании метода получения композитов на основе полиуретана с добавлением неорганических наполнителей различной природы и изучения их гидрофобных и антикоррозионных свойств.

Материалы и методы исследования

В качестве полимерной композиции применялась однокомпонентная смесь полиуретана, полученная полимеризацией изоцианата и полиола, отверждаемая под действием влаги окружающего воздуха. Отдельные характеристики полиуретана приведены в табл. 1.

¹Лихачёв В. А. Коррозия и защита металлов : учеб.-метод. пособие. Киров : ВятГУ, 2017. 97 с. ; Пустов Ю. А. Коррозия и защита металлов : учеб. пособие. М. : Изд. дом НИТУ «МИСиС», 2020. 216 с.

Таблица 1

Отдельные характеристики полиуретана

Table 1

Selected characteristics of polyurethane

Параметры	Значение
Плотность при 25 °С, г/см ³	1,30 ± 0,02
Скорость отверждения, мм/сут	2,5
Время формирования пленки при 25 °С, мин	90

В качестве наполнителей полимерной матрицы использовали оксид железа(III), мелкодисперсный порошок оксида алюминия, углеродные нанотрубки. Дополнительно вводили гидроксид магния в качестве антипирена. Известно, что разложение гидроксида магния на оксид магния и воду начинается при температуре 300–320 °С. Данный процесс сопровождается выделением большого количества кристаллизационной влаги (31 мас. %), что способствует повышению огнестойкости композита. Кроме того, гидроксид магния позволяет улучшить эксплуатационные свойства, такие как ударопрочность, газопроницаемость и др. [13].

Приготовление композитов осуществляли путем смешивания полиуретана и наполнителей, взятых в массовых соотношениях, указанных в табл. 2.

Таблица 2

Состав и масса компонентов композитов

Table 2

Composition and mass of composite components

Состав компонентов	Масса компонентов, г			
	Состав № 1	Состав № 2	Состав № 3	Состав № 4
Полиуретан	4,5	4,5	4,5	4,5
Оксид железа (Fe ₂ O ₃)	–	1,9	–	–
Углеродные нанотрубки	–	–	1,9	–
Мелкодисперсный порошок оксида алюминия	–	–	–	1,9
Гидроксид магния	–	0,2	0,2	0,2

Смешивание полимерной матрицы и неорганических наполнителей проводили до получения однородной массы. Приготовленные составы наносили на стальные пластины марки Ст09Г2С тонким слоем толщиной 0,5 мм и испытывали на коррозионную стойкость. Для этого две металлические пластины с нанесенным защитным слоем композита помещали в химические стаканы, наполненные растворами хлорида, сульфата и карбоната натрия с концентрацией 3 мас. %, и выдерживали в каждом из растворов 30; 60; 180; 1440 и 4320 мин. Затем пластины вынимали из раствора и оставляли на воздухе в течение 1 ч, после чего высушивали их в сушильном шкафу при температуре (60 ± 2) °С на протяжении 1 ч².

Для оценки коррозионной стойкости образцов применяли метод вычисления спектров комплексной диэлектрической проницаемости с использованием спектрометра СТД-21 (ОАО «КДП», Россия) в диапазоне частот 120–260 ГГц [14], генератор которого построен на лампе обратной волны. В работе измерялся электромагнитный отклик плоских образцов полиуретана и трех композиционных материалов с наполнителями, перечисленными в табл. 2.

Для оценки гидрофобности исходили из предположения, что при впитывании влаги изменится коэффициент отражения от образца за счет изменения диэлектрической проницаемости. Результаты, полученные для сухого и выдержанного в дистиллированной воде на протяжении 3 ч образцов, показывают способность материалов поглощать воду. Измерение электромагнитного отклика произведено на широкополосной установке Т-SPEC-1000 (Teravil, Литва), реализующей метод времяимпульсной спектроскопии [15]. Терагерцевый диапазон хорошо зарекомендовал себя для исследования тонких образцов [16; 17].

²ГОСТ 9.908-85. Единая система защиты от коррозии и старения. Металлы и сплавы. Методы определения показателей коррозии и коррозионной стойкости. Введ. 01.01.1987. М. : Изд-во стандартов, 1999. 17 с.

Результаты и их обсуждение

Как следует из результатов экспериментов на поверхности композита в солевых растворах, в течение 24 ч не наблюдается видимых изменений. Нарушение защитного слоя обнаруживается для всех исследуемых составов только через 3 сут выдержки в агрессивных средах. На рис. 1 на примере композита с наполнителем Fe_2O_3 показаны изменения поверхности защитного слоя.

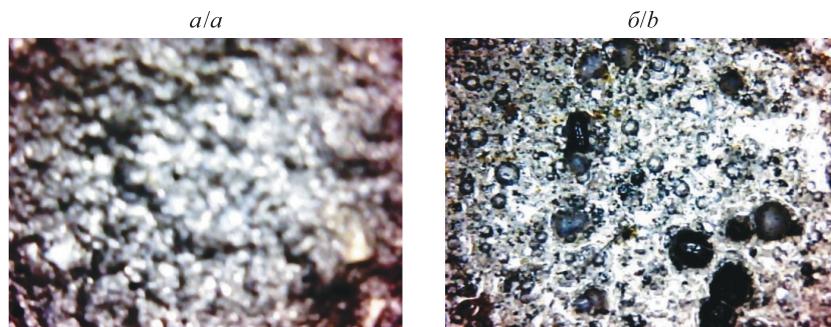


Рис. 1. Фотографии видов коррозионных повреждений поверхности защитного слоя на основе полиуретана и оксида железа(III) с добавкой гидроксида магния после выдержки в растворе хлорида натрия:
a – в течение 1 ч; *b* – в течение 3 сут (увеличение $\times 40$)

Fig. 1. Photos of corrosion damage types on the surface of the protective layer based on polyurethane and iron(III) oxide with the addition of magnesium hydroxide after exposure in sodium chloride solution:
a – for 1 h; *b* – for 3 days (magnification $\times 40$)

Количественный показатель скорости коррозии защитного слоя рассчитывали по формуле

$$K = \frac{\Delta m}{St},$$

где K – скорость потери массы на единицу площади образца за единицу времени, $\text{г}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$; Δm – изменение массы образца, г; t – время, ч; S – площадь поверхности образца, м^2 .

Результаты испытаний приведены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты изменения средней массы трех параллельных образцов и расчетные значения скорости коррозии композита на примере состава № 2 в водных растворах карбоната, сульфата и хлорида натрия

Table 3

Results of change in the average mass of three parallel samples and calculated data on the corrosion rate of the composite on the example of composition No. 2 in aqueous solutions of sodium carbonate, sulfate and chloride

Параметры	Значение		
	При обработке раствором карбоната натрия	При обработке раствором сульфата натрия	При обработке раствором хлорида натрия
Среднее значение Δm^* , г	0,002 1	0,002 4	0,003 1
Среднее значение S , м^2	0,018 11	0,018 13	0,018 13
Скорость коррозии, $\text{г}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$	0,004 8	0,005 5	0,007 1

*Разность массы образцов композита состава № 2 до и после обработки соевыми растворами в течение 24 ч.

Как следует из табл. 3, наиболее агрессивной средой для стали марки Ст09Г2С является водный раствор хлорида натрия. Так как скорость коррозии стали в 0,5 н. растворе хлорида натрия составляет в среднем $3,0 \text{ г}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ [11], можно считать, что предлагаемая композиция обладает высокими антикоррозионными свойствами. Согласно результатам измерения скорости коррозии в солевых растворах остальные составы (см. табл. 2) имеют близкие значения данного показателя, но наиболее эффективным является состав № 2, содержащий в качестве наполнителя оксид железа(III) (см. табл. 2).

На рис. 2 приведены результаты экспериментальных исследований зависимости спектров электромагнитного отклика: коэффициентов прохождения, отражения и поглощения плоских образцов материалов, представленных в табл. 2.

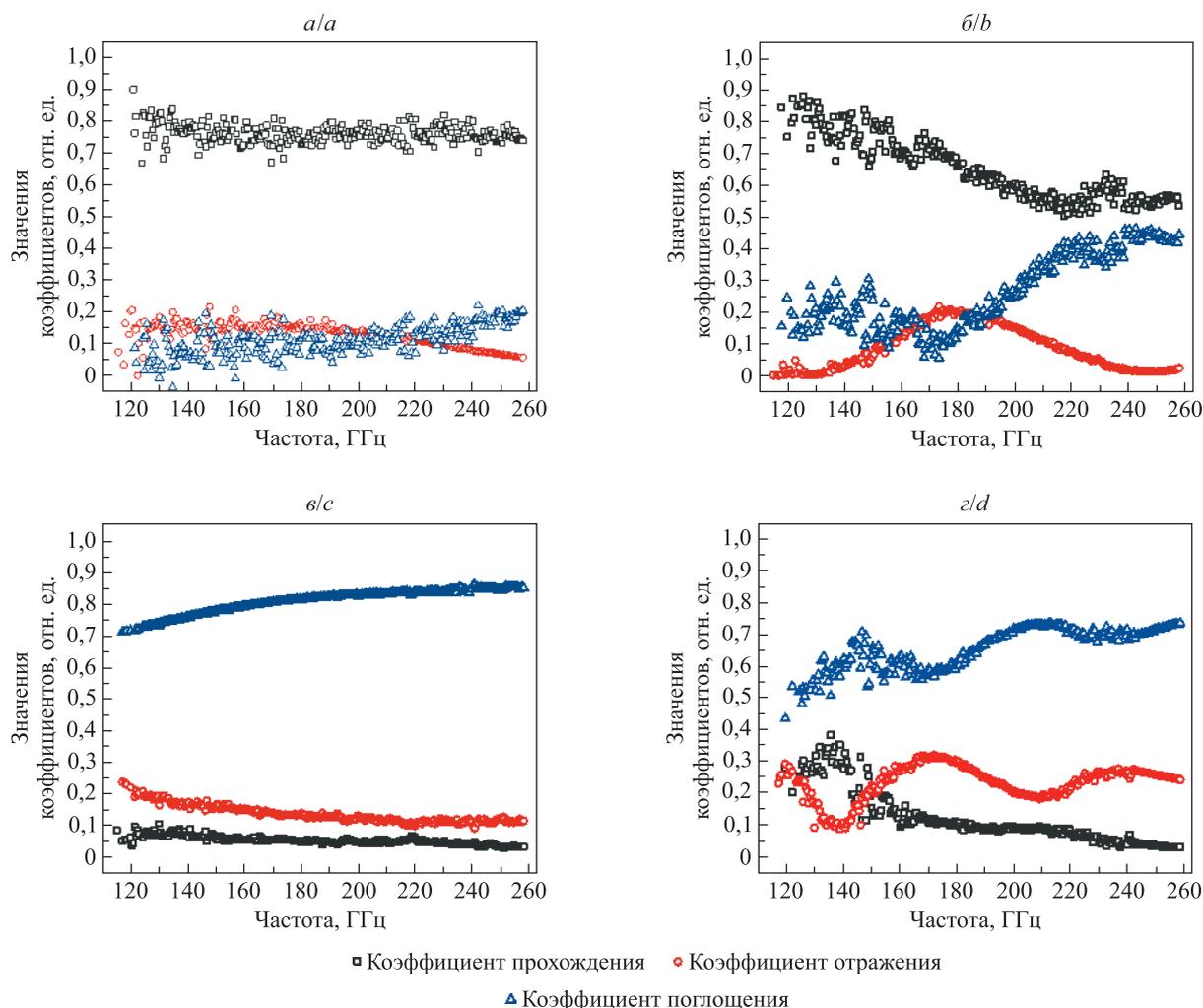


Рис. 2. Спектры электромагнитного отклика образцов материалов состава № 1 толщиной $d = 0,3$ мм (а), состава № 2 толщиной $d = 0,73$ мм (б), состава № 3 толщиной $d = 0,47$ мм (в) и состава № 4 толщиной $d = 0,76$ мм (г)

Fig. 2. Electromagnetic response spectra of samples of materials of composition No. 1 with a thickness $d = 0.3$ mm (a), composition No. 2 with a thickness $d = 0.73$ mm (b), composition No. 3 with a thickness $d = 0.47$ mm (c) and composition No. 4 with a thickness $d = 0.76$ mm (d)

Эти результаты использованы для расчета спектров комплексной диэлектрической проницаемости составов № 1–4 (см. табл. 2) в плосковолновом приближении, т. е. для случая нормального падения электромагнитной волны на плоский образец (рис. 3). Расчет произведен с помощью программного обеспечения, разработанного фирмой-производителем спектроскопа СТД-21.

Добавление магнитодиэлектрического порошка Fe_2O_3 привело к некоторому росту величин комплексной диэлектрической проницаемости (см. рис. 3, б). Это может быть связано с относительно небольшой концентрацией порошка, а также высокой частотой электромагнитного излучения, на которой магнитные свойства данного материала не проявляются.

Введение в полиуретан порошка с большой электропроводимостью (углеродные нанотрубки) значительно повлияло на спектры диэлектрической проницаемости, особенно для мнимой составляющей (см. рис. 3, в). Заметное падение величин действительной и мнимой составляющих с ростом частоты характерно для материалов, имеющих электропроводимость по металлическому типу.

Образец с добавлением мелкодисперсного порошка оксида алюминия отличается наибольшими значениями комплексной диэлектрической проницаемости и обладает относительно невысокой сквозной электропроводимостью (см. рис. 3, г).

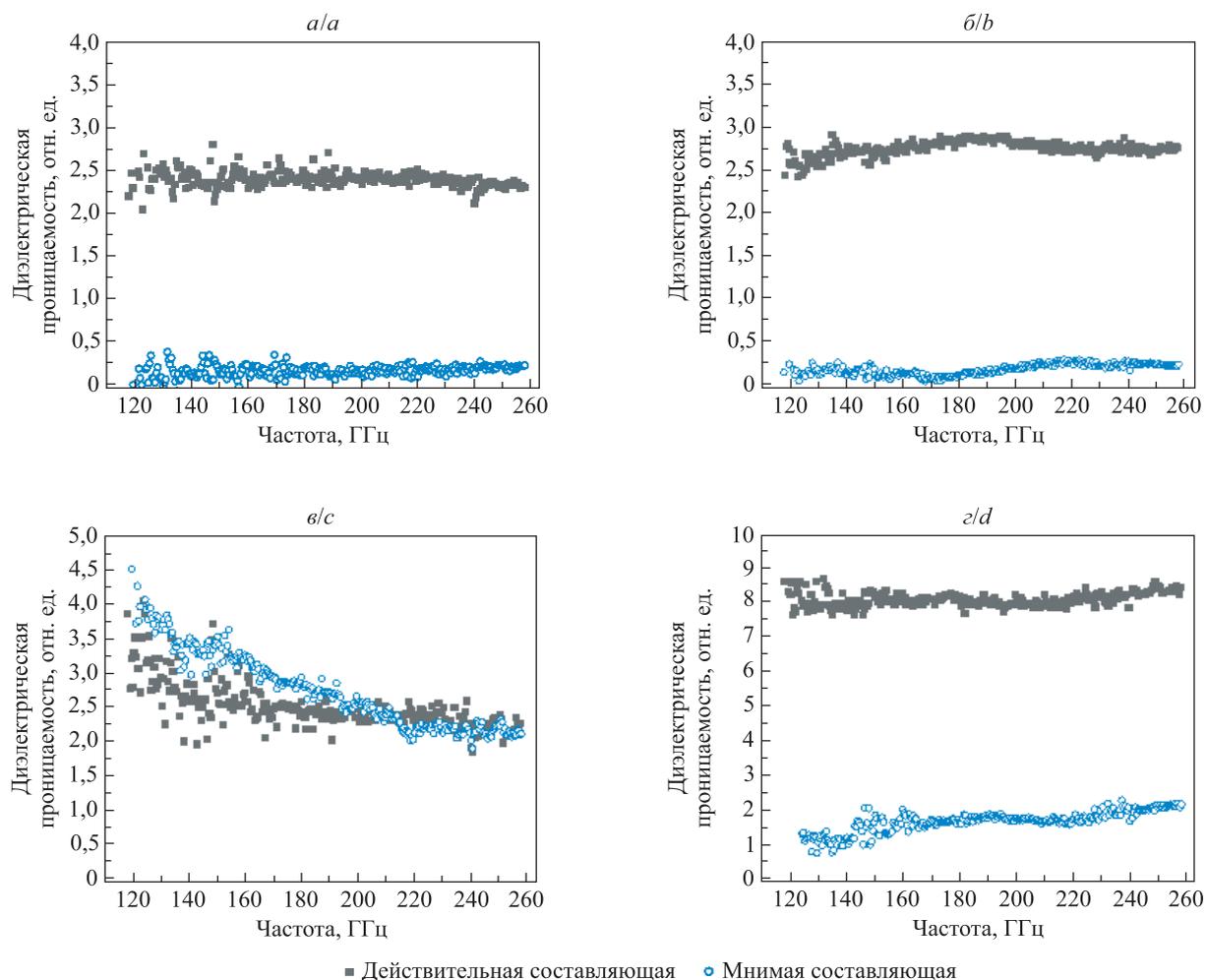


Рис. 3. Спектры комплексной диэлектрической проницаемости материалов состава № 1 (а), состава № 2 (б), состава № 3 (в) и состава № 4 (г)

Fig. 3. Spectra of the complex dielectric permittivity of materials of composition No. 1 (a), composition No. 2 (b), composition No. 3 (c) and composition No. 4 (d)

Антикоррозионные свойства разработанных материалов проверялись путем сравнения электромагнитного отклика от сухих и находившихся в воде образцов. При выполнении этого эксперимента образцы помещались в дистиллированную воду на 3 ч. После извлечения из воды с поверхности образца удалялись капли влаги, и он сразу же размещался в подготовленной измерительной ячейке. Проникновение воды в слой образца должно привести к увеличению его толщины (эффект набухания) и диэлектрической проницаемости, что вызывает более резкий скачок волнового сопротивления и приводит к росту коэффициента отражения (рис. 4). Измерения в непрерывном излучении, применяемом в спектрометре СТД-21, требуют достаточно большого времени, за которое образец может высохнуть. По этой причине для сравнения электромагнитного отклика использовался метод времяимпульсной терагерцевой спектроскопии (*terahertz time-domain spectroscopy*, THz-TDS) в диапазоне частот 0,1–1,6 ТГц на спектрометре реального времени T-SPEC-1000.

Значимых изменений в графиках сухих и находившихся в воде образцов не наблюдается, что подтверждает их устойчивость к воздействию влаги и высокие гидрофобные свойства исходной матрицы полиуретана и композита на его основе.

Известно, что молекулярная масса полиуретанов составляет в среднем 10 000–12 000 ед., а их структура имеет либо глобулярную, либо линейную форму в зависимости от сил межмолекулярного взаимодействия между отдельными макромолекулами. В любом случае образуются ассоциаты, которые можно трактовать как отдельные слабо или сильно связанные между собой фрактальные колебательные моды, способные реагировать на внешнее частотное излучение. Тогда наличие нескольких максимумов коэффициентов поглощения в исходной матрице полиуретана и композита на его основе можно интерпретировать как проявление локализованных либрационных возбуждений.

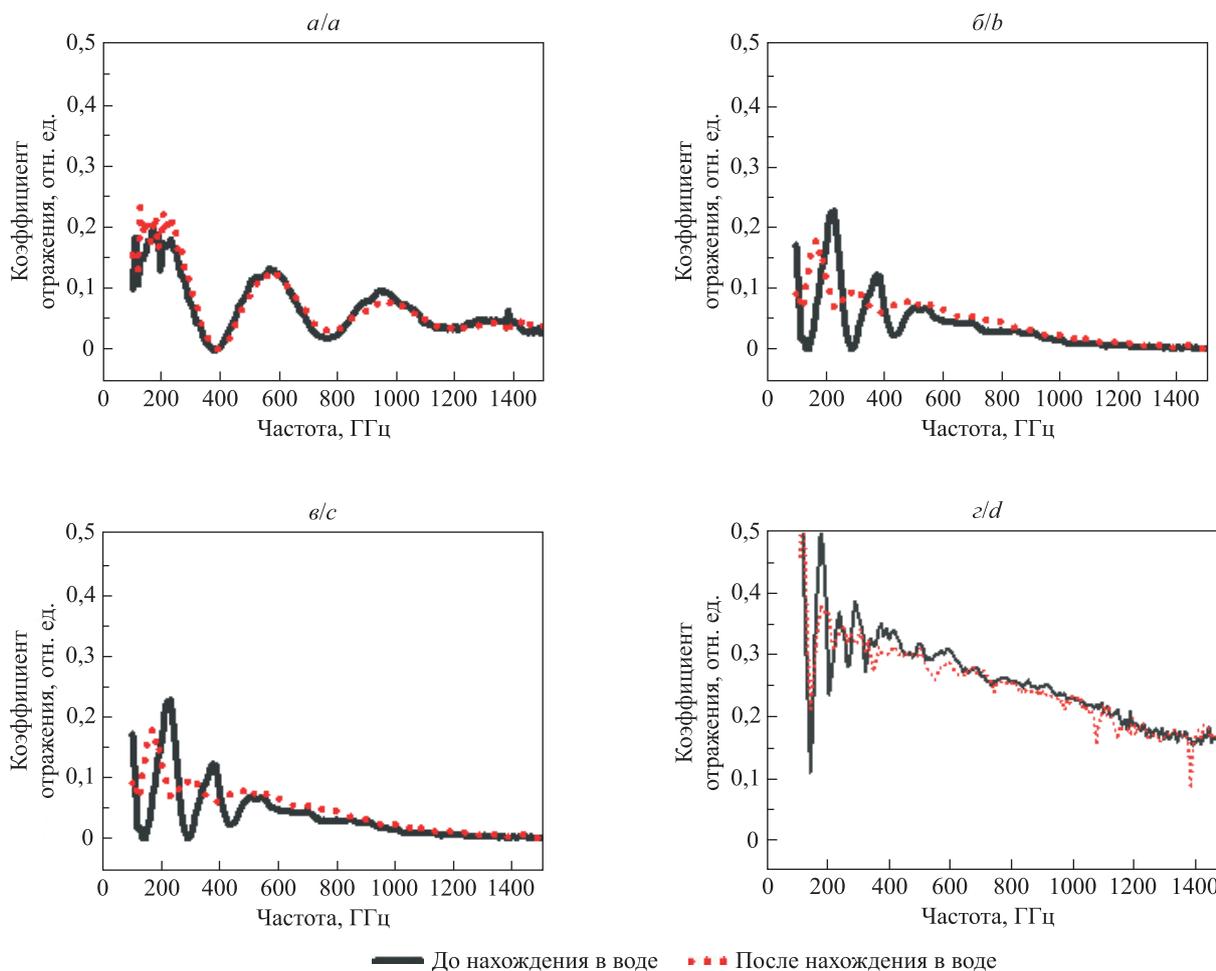


Рис. 4. Коэффициенты отражения поверхности исходной полиуретановой пленки и пленки, находившейся в дистиллированной воде в течение 3 ч, для состава № 1 (а), состава № 2 (б), состава № 3 (в) и состава № 4 (г)

Fig. 4. Reflection coefficients of the initial polyurethane film surface and the film, which was in distilled water for 3 h, for composition No. 1 (a), composition No. 2 (b), composition No. 3 (c) and composition No. 4 (d)

Значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь позволяют определить граничные условия, в которых можно эффективно применять полимерные композиционные материалы.

Заключение

Результаты исследований показали, что предложенные составы на основе полимерной матрицы полиуретана с наполнителями из оксида железа(III), мелкодисперсного порошка оксида алюминия или углеродных нанотрубок являются гидрофобными и могут использоваться в качестве эффективных антикоррозионных покрытий на поверхности стали марки Ст09Г2С. При сравнительном анализе зависимости скорости коррозии защитных покрытий в солевых растворах от природы введенной в матрицу полиуретана химической добавки отмечено, что оксид железа(III) проявляет наиболее эффективные защитные свойства.

Методом измерения электромагнитного отклика в терагерцевом диапазоне проведена оценка гидрофобности и коррозионной стойкости тонкослойных защитных покрытий. Для композитов с наполнителем из углеродных нанотрубок обнаружено заметное падение величин действительной и мнимой составляющих с ростом частоты, что характерно для материалов, имеющих электропроводимость по металлическому типу. Введение магнетодиэлектрического порошка Fe_2O_3 приводит к небольшому росту величин комплексной диэлектрической проницаемости. Образцы с добавлением мелкодисперсного порошка оксида алюминия имеют наибольшие значения комплексной диэлектрической проницаемости и относительно невысокую сквозную электропроводимость. Показано, что на основе результатов измерения электрофизических

величин в терагерцевом диапазоне можно целенаправленно осуществлять выбор составов и прогнозировать граничные условия эффективной применимости полимерных композиционных материалов.

Высказано предположение о том, что наличие нескольких максимумов коэффициентов поглощения в полиуретановых композитах можно интерпретировать как проявление локализованных либрационных возбуждений в полимерной матрице, обусловленных образованием пространственных конфигураций и, как следствие, формированием фрактальных колебательных мод, способных реагировать на внешнее частотное излучение.

Библиографические ссылки

1. Negmatov S, Kuchkorov U, Abed N, Negmatova K, Sultanov S, Bozorboev S, et al. Research and development of effective compositions of anti-corrosion composite polymer materials and coatings. *Universum: tekhnicheskie nauki* [Internet]. 2023 [cited 2024 July 17];3(5):52–58. Available from: <https://7universum.com/ru/tech/archive/item/15158>. EDN: ICKUDR.
2. Babakhanova MG, Negmatova KS, Sultonov SU, Babakhanova MA, Ahmedova DU. Investigation of the influence of fillers on the adhesive properties of composite polymer coatings. *Thematics Journal of Chemistry*. 2022;6(1):12–16.
3. Хакимов Р, Ибрагимов Б, Айрапетов Д. Возможность снижения шума и вибрации транспортно-технологических машин путем нанесения многофункционального антикоррозионного покрытия. *Общество и инновации*. 2022;3(6/S):188–194. DOI: 10.47689/2181-1415-vol3-iss6/S-pp188-194.
4. Ramesh M, Rajeshkumar LN, Srinivasan N, Kumar DV, Balaji D. Influence of filler material on properties of fiber-reinforced polymer composites: a review. *e-Polymers*. 2022;22:898–916. DOI: 10.1515/epoly-2022-0080.
5. Wang Y, Xu G, Yu H, Hu C, Yan X, Guo T, et al. Comparison of anti-corrosion properties of polyurethane based composite coatings with low infrared emissivity. *Applied Surface Science*. 2011;257(10):4743–4748. DOI: 10.1016/j.apsusc.2010.12.152.
6. Зиновьев ВМ, Зрайченко ЛИ, Горшкова ЛМ. Полиуретановые и эпоксипуленовые покрытия для антикоррозионной защиты металлических конструкций. *Инновации*. 2014;6:118–120. EDN: TLODAR.
7. Ирле К, Райер Р, Рошу Р, Штингль Т, Буланов МН. Высокоэффективные водно-дисперсионные полиуретановые ЛКМ для защиты стальных поверхностей. *Лакокрасочные материалы и их применение*. 2011;10:43–45. EDN: RBPGUZ.
8. Adamu AA, Muhamad Sarih N, Gan SN. Thermal and anticorrosion properties of polyurethane coatings derived from recycled polyethylene terephthalate and palm olein-based polyols. *Royal Society Open Science*. 2021;8(4):201087. DOI: 10.1098/rsos.201087.
9. Дебелова НН, Власов ЮА, Фукс ВР, Крючков ЕН, Исаенко ПВ, Дебелов ВА. Коррозионная защита кузова автомобиля. *Фламан науки*. 2023;8:240–248. EDN: SMPXYF.
10. Гусева ЕН. *Полиуретановые покрытия на основе нанокмозитов с аллотропными модификациями углерода* [диссертация]. Санкт-Петербург: [б. и.]; 2020. 219 с.
11. Розенфельд ИЛ, Рубинштейн ФИ. *Антикоррозионные грунтовки и ингибированные лакокрасочные покрытия*. Москва: Химия; 1980. 200 с. (Надежность и качество).
12. Чухланов ВЮ, Селиванов ОГ. Диэлектрические свойства герметизирующей композиции на основе эпоксидановой смолы, модифицированной полиметилфенилсилоксаном, в сантиметровом СВЧ-радиодиапазоне. *Клеи. Герметики. Технологии*. 2015;3:6–10. EDN: TKUAOL.
13. Пичугин АП, редактор. *Эффективные методологии и технологии управления качеством строительных материалов. Сборник научных трудов по материалам Национальной научно-технической конференции с международным участием; 16–19 февраля 2021 г.; Новосибирск, Россия*. Новосибирск: [б. и.]; 2021. 237 с.
14. Малиновская ТД, Суляев ВИ, Журавлев ВА, Мелентьев СВ, Коровин ЕЮ, Дорожкин КВ и др. Электромагнитные характеристики композиционных покрытий с ПТО-наполнителем. *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2016;59(9):168–169. EDN: WMCELD.
15. Yahyapour M, Jahn A, Dutzi K, Puppe T, Leisching P, Schmauss B, et al. Fastest thickness measurements with a terahertz time-domain system based on electronically controlled optical sampling. *Applied Sciences*. 2019;9(7):1283. DOI: 10.3390/app9071283.
16. Jahed NMS, Saeedkia D. Terahertz-thickness measurement applies itself to paint and coatings. *Photonics Spectra* [Internet]. 2020 [cited 2024 July 17];54(11):50–52. Available from: https://www.photonics.com/articles/terahertz-thickness_measurement_applies_itself_to/a66316/.
17. Dorozhkin KV, Dunaevsky GE, Sarkisov SYu, Suslyayev VI, Tolbanov OP, Zhuravlev VA, et al. Terahertz dielectric properties of multiwalled carbon nanotube/polyethylene composites. *Materials Research Express*. 2017;4(10):106201. DOI: 10.1088/2053-1591/aa8f06.

Получена 13.11.2024 / исправлена 02.12.2024 / принята 02.12.2024.
Received 13.11.2024 / revised 02.12.2024 / accepted 02.12.2024.

Авторы:

Владимир Иванович Суляев – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры радиоэлектроники радиофизического факультета.

Владислав Александрович Дебелов – ассистент кафедры автомобильного транспорта и электротехники механико-технологического факультета.

Юрий Алексеевич Власов – доктор технических наук, профессор; декан механико-технологического факультета.

Наталья Николаевна Дебелова – кандидат технических наук; доцент кафедры экономики, организации, управления строительством и жилищно-коммунальным комплексом Института кадастра, экономики и инженерных систем в строительстве.

Кирилл Валерьевич Дорожкин – младший научный сотрудник лаборатории терагерцевых исследований.

Александр Владимирович Бадьин – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры радиоэлектроники радиофизического факультета.

Authors:

Vladimir I. Suslyayev, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of radioelectronics, faculty of radiophysics.

usl@mail.tsu.ru

<https://orcid.org/0000-0003-0935-975X>

Vladislav A. Debelov, assistant at the department of automobile transport and electrical engineering, faculty of mechanics and technology.

prosto_vladislavd@mail.ru

<https://orcid.org/0009-0008-8865-6683>

Yury A. Vlasov, doctor of science (engineering), full professor; dean of the faculty of mechanics and technology.

yury2006@yandex.ru

<https://orcid.org/0009-0007-5997-3666>

Natalia N. Debelova, PhD (engineering); associate professor at the department of economics, organisation, management of civil engineering and housing and communal complex, Institute of cadastre, economy and engineering systems in building.

mackevichn72@mail.ru

<https://orcid.org/0009-0005-7236-0130>

Kiril V. Dorozhkin, junior researcher at the laboratory of terahertz research.

yasbtk@yandex.ru

<https://orcid.org/0000-0001-9321-2228>

Alexander V. Badiin, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of radioelectronics, faculty of radiophysics.

thzlab@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0003-2712-4356>

УДК 532.783, 535.42

УПРАВЛЯЕМАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНОГО МАССИВА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ

О. С. КАБАНОВА¹⁾, И. И. РУШНОВА¹⁾,
Е. П. ПАНТЕЛЕЕВА¹⁾, Е. А. МЕЛЬНИКОВА¹⁾, А. Л. ТОЛСТИК¹⁾

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

Аннотация. На основе эффекта фотоориентации оптимизирована технология формирования двумерного массива жидкокристаллических доменов с закрученной и планарной ориентациями директора, функционирующего в режиме двумерной дифракционной решетки. С помощью метода поляризованной микроскопии установлено

Образец цитирования:

Кабанова ОС, Рушнова ИИ, Пантелеева ЕП, Мельникова ЕА, Толстик АЛ. Управляемая дифракционная решетка на основе двумерного массива жидкокристаллических доменов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:66–76.
EDN: WZJAAF

For citation:

Kabanova OS, Rushnova II, Pantsialejeva YeP, Melnikova EA, Tolstik AL. Switchable diffraction grating based on a two-dimensional array of liquid crystal domains. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:66–76. Russian.
EDN: WZJAAF

Авторы:

Ольга Сергеевна Кабанова – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий кафедрой высшей математики и математической физики физического факультета.
Ирина Ивановна Рушнова – кандидат физико-математических наук, доцент; старший научный сотрудник кафедры высшей математики и математической физики физического факультета.
Екатерина Петровна Пантелеева – аспирантка кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – Е. А. Мельникова.
Елена Александровна Мельникова – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.
Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:

Olga S. Kabanova, PhD (physics and mathematics), docent; head of the department of higher mathematics and mathematical physics, faculty of physics.
kabanovaos@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0001-5100-9708>
Irina I. Rushnova, PhD (physics and mathematics), docent; senior researcher at the department of higher mathematics and mathematical physics, faculty of physics.
rushnova@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0002-1049-1953>
Yekatsiaryna P. Pantsialejeva, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
pantsialejevakate@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0001-9364-7724>
Elena A. Melnikova, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
melnikova@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0001-5097-5832>
Alexei L. Tolstik, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
tolstik@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0003-4953-4890>

соответствие ориентации директора в объеме жидкокристаллического слоя заданной геометрии. Экспериментально изучено влияние электрического поля на дифракционные и поляризационные свойства разработанной двумерной решетки. Найдено оптимальное значение управляющего напряжения, обеспечивающее максимальные величины дифракционной эффективности в первых порядках дифракции. Экспериментально исследованы состояния поляризации излучения, дифрагированного в направлении нулевого и первых порядков, в выключенном состоянии и при приложении к решетке оптимального напряжения, соответствующего максимальной дифракционной эффективности. Установлено, что прошедший и дифрагированные в первые порядки световые пучки характеризуются ортогональными поляризациями. Таким образом, предлагаемая дифракционная решетка на основе двумерного массива жидкокристаллических доменов обеспечивает пространственное разделение входного оптического сигнала на несколько каналов с возможностью управления состоянием поляризации и величиной дифракционной эффективности, что открывает перспективы для применения данных структур в оптоэлектронных устройствах, реализующих управление оптическим излучением.

Ключевые слова: дифракционная решетка; жидкий кристалл; поляризация; фотоориентация.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23М-070).

SWITCHABLE DIFFRACTION GRATING BASED ON A TWO-DIMENSIONAL ARRAY OF LIQUID CRYSTAL DOMAINS

*O. S. KABANOVA^a, I. I. RUSHNOVA^a,
Ye. P. PANTSIALEYEVA^a, E. A. MELNIKOVA^a, A. L. TOLSTIK^a*

^a*Belarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*

Corresponding author: O. S. Kabanova (kabanovaos@bsu.by)

Abstract. The technique of fabricating a two-dimensional array of liquid crystal domains with twist-planar director orientation functioning as a two-dimensional phase diffraction grating has been improved. The correspondence of the director orientation in the volume of the liquid crystal layer to the given geometry has been established by the polarised light microscopy. The influence of electric voltage on diffraction and polarisation properties of the proposed two-dimensional grating has been experimentally studied. The optimal value of the applied voltage providing the maximum values of diffraction efficiency in the first diffraction orders has been found. The rotation angles of the polarisation plane of the transmitted radiation, as well as of the radiation diffracted into the first orders in the voltage-off state and under optimal voltage applied have been determined. It is established that light beams diffracted in the first orders are characterised by a higher degree of ellipticity compared to the transmitted light beam, which is related to the phase overrun in the nematic liquid crystal layer. It is shown that the transmitted and diffracted light beams are characterised by orthogonal polarisations. The proposed diffraction grating based on a two-dimensional array of liquid crystal domains provides spatial distribution of the input optical signal through several channels with the possibility of controlling the polarisation state and the diffraction efficiency value, which opens up the prospects for their application in devices realising the control of the optical signal.

Keywords: diffraction grating; liquid crystal; polarisation; photoalignment.

Acknowledgements. This work was carried out with the financial support of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. F23M-070).

Введение

Свойство самоорганизации, присущее мягким органическим материалам, открывает большие перспективы для создания пространственно упорядоченных оптических микро- и наноструктур, востребованных на современном рынке. Нематические жидкие кристаллы, обладая относительно большой величиной оптической анизотропии и выраженным оптическим откликом на воздействие внешних полей, успешно применяются для решения актуальных задач фотоники, связанных с генерацией, детектированием световых пучков и преобразованием их фазово-поляризационных характеристик. В частности, двумерные жидкокристаллические (ЖК) решетки позволяют пространственно разделять падающий световой пучок на несколько оптических каналов и управлять состояниями поляризации в различных каналах. Изменение интенсивности дифрагированного света при этом осуществляется с помощью внешнего электрического поля. Современные области применения дифракционных ЖК-решеток включают дисплейные технологии, оптическую связь, а также фотонику.

В последние два десятилетия ЖК-решетки привлекают внимание исследователей благодаря превосходным дифракционным и поляризационно-селективным свойствам [1; 2]. С одной стороны, одномерные дифракционные ЖК-структуры [3; 4] широко изучены и успешно адаптированы к решению большого круга задач современной фотоники. С другой стороны, развитие методов пространственного, фазового и поляризационного управления оптическими сигналами активно стимулирует разработку и создание многолучевых оптических устройств. В связи с этим переключаемые двумерные дифракционные ЖК-решетки [5], обеспечивающие разделение входного сигнала на несколько оптических каналов и эффективную модуляцию излучения, являются востребованными и конкурентоспособными.

Несмотря на то что существующие двумерные дифракционные ЖК-структуры реализованы в микронном масштабе, они могут быть легко адаптированы к другим масштабам (в частности, для изготовления метаматериалов в терагерцевом, инфракрасном и даже видимом диапазонах). В связи с этим разработка и создание новых переключаемых дифракционных структур на основе бинарной ориентации жидкого кристалла для реализации пространственно-поляризационного управления световыми пучками является актуальной задачей.

Цель настоящего исследования – разработка и изготовление электрически переключаемой дифракционной решетки на основе двумерного массива ЖК-доменов для реализации пространственно-поляризационного управления световыми пучками.

Материалы и методы исследования

Пространственно упорядоченные массивы ЖК-доменов с бинарной ориентацией директора жидкого кристалла [6] являются функциональной основой современных двумерных дифракционных решеток с управляемыми оптическими свойствами. При создании двумерного массива ЖК-доменов хорошо зарекомендовал себя способ, предполагающий перекрестную сборку (перекрестное наложение) двух одномерных решеток с бинарной ориентацией директора, сформированных на токопроводящих подложках. Бинарно ориентированные ЖК-структуры, в свою очередь, могут быть получены с помощью голографической записи на фоточувствительных подложках [7], а также с применением метода текстурированной фотоориентации [8] ориентирующих пленок.

Дизайн предлагаемой двумерной ЖК-решетки основан на перекрестной сборке двух одномерных дифракционных структур, использующих планарно-ортогональную геометрию бинарной ориентации жидкого кристалла (рис. 1, *a*). Перекрестное наложение данных структур позволяет сформировать двумерный массив ЖК-доменов с закрученной и планарной ориентациями директора (рис. 1, *b*). Оптимальный пространственный размер ЖК-доменов при этом составляет 7–20 мкм.

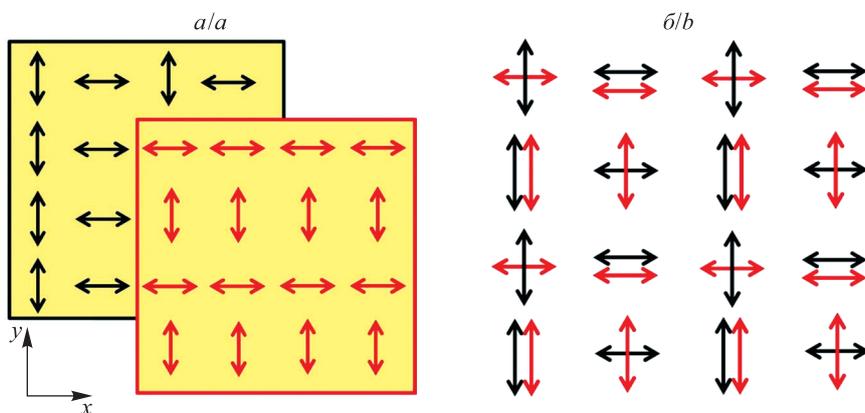


Рис. 1. Дизайн двумерной ЖК-решетки (*b*) на основе перекрестного наложения двух одномерных дифракционных структур с бинарной ориентацией жидкого кристалла (*a*). Стрелками схематично показаны направления ориентации директора жидкого кристалла

Fig. 1. Design of two-dimensional liquid crystal (LC) grating (*b*) based on cross-assembly of two one-dimensional diffraction structures with binary LC alignment (*a*). The arrows schematically indicate the orientation directions of the LC director

Для изготовления предлагаемой двумерной дифракционной структуры был применен метод текстурированной фотоориентации нематического жидкого кристалла [8; 9], основные этапы которого иллюстрирует рис. 2.

В работе использовались стеклянные подложки, покрытые токопроводящим слоем оксида индия и олова (ИТО) и обеспечивающие возможность электрического управления оптическими свойствами. Жидкостное нанесение ультратонкой (толщиной около 30 нм) ориентирующей пленки на основе азокрасителя

на поверхность тщательно очищенной стеклянной подложки осуществлялось методом род-коутинга. В качестве ориентирующего материала был выбран фоточувствительный азокраситель AtA-2 [10], разработанный и синтезированный в лаборатории материалов и технологий ЖК-устройств Института химии новых материалов НАН Беларуси. Ориентирующие свойства пленок азокрасителя AtA-2 формируются в результате облучения их линейно-поляризованным синим светом, при этом направление наведенной ориентации перпендикулярно направлению поляризации активирующего излучения. Следует отметить, что азокраситель AtA-2 обладает обратимостью ориентирующих свойств, что позволяет легко изменить направление наведенной ориентации посредством повторного облучения пленки. Так, для формирования бинарно ориентирующей структуры производилось двухэтапное облучение подложки. На первом этапе пленка азокрасителя однородно облучалась линейно-поляризованным синим светом ($\lambda = 465$ нм) с величиной экспозиционной дозы порядка джоуля на квадратный сантиметр. На втором этапе применялась амплитудная фотомаска с периодом 20 мкм, а направление поляризации активирующего излучения поворачивалось на угол 90° . Для переориентации молекул азокрасителя в немаскированных областях пленки величина экспозиционной дозы (при повторном облучении) была увеличена в 2 раза. В итоге на поверхности пленки азокрасителя была сформирована бинарно ориентирующая структура.

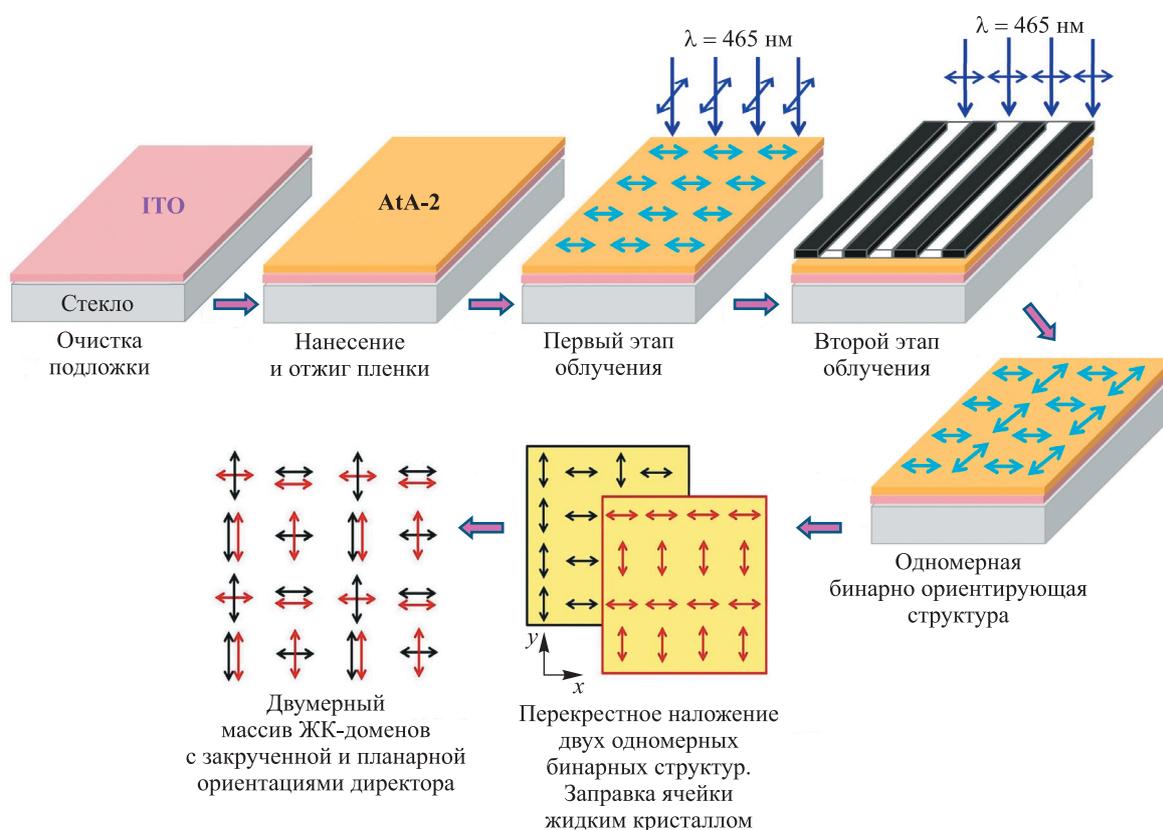


Рис. 2. Схема процесса формирования двумерного массива ЖК-доменов на основе технологии текстурированной фотоориентации

Fig. 2. Schematic diagram of the fabrication process of a two-dimensional array of LC domains based on patterned alignment technology

С помощью вышеописанной технологии были подготовлены две текстурированные подложки с бинарно ориентирующими структурами на поверхности. Методом перекрестной сборки подложек сформирована плоскопараллельная стеклянная ячейка с толщиной воздушного зазора 7 мкм. Заправка ячейки нематическим жидким кристаллом типа ЖК-1282 реализована в условиях изотропной фазы. В результате получен электрически переключаемый двумерный массив ЖК-доменов с закрученной и планарной ориентациями директора, представляющий собой дифракционную фазовую решетку. Описанная технология позволяет легко изменять геометрию ориентации директора жидкого кристалла в смежных доменах.

Изучение текстуры нематического жидкого кристалла и оценка параметра качества ориентации последнего выполнялись с помощью метода поляризационной микроскопии. На рис. 3 приведены микрофотографии в поляризованном свете двумерного массива ЖК-доменов с закрученной и планарной ориентациями директора. Полученные изображения упорядоченных доменов в ЖК-слое подтверждают формирование

периодической дифракционной структуры. На каждой микрофотографии видны области, соответствующие одномерным ЖК-решеткам (вертикальные светлые и темные полосы справа и горизонтальные темные и светлые полосы снизу), перекрестное наложение которых приводит к образованию двумерного массива ЖК-доменов с пространственными размерами 10 мкм.

При наблюдении дифракционной структуры в поляризованном свете в случае, когда поляризатор и анализатор параллельны (см. рис. 3, *a*), области с планарной ориентацией директора визуализируются как светлые участки, а области с закрученной ориентацией директора соответствуют темным участкам. Когда же поляризатор и анализатор скрещены (см. рис. 3, *в*), планарно ориентированные ЖК-домены визуализируются как темные области, а закрученные ЖК-домены, наоборот, соответствуют светлым областям, поскольку в результате твист-эффекта реализуется поворот плоскости поляризации прошедшего излучения на угол 90° . Можно заметить, что при вращении анализатора имеет место взаимное преобразование светлых областей в темные и обратно, что подтверждает пространственно модулированное изменение ориентации директора жидкого кристалла. Также отметим, что дефекты ориентации жидкого кристалла в пределах сформированного двумерного массива отсутствуют.

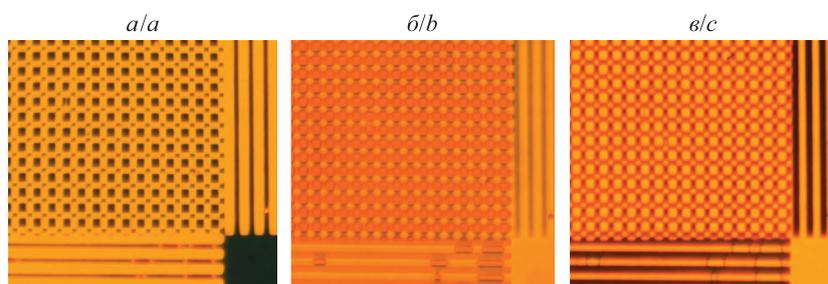


Рис. 3. Поляризационные микрофотографии фазовой дифракционной решетки на основе двумерного массива ЖК-доменов (период структуры 20 мкм):
a – оси поляризатора и анализатора параллельны; *б* – оси поляризатора и анализатора ориентированы под углом 45° ; *в* – оси поляризатора и анализатора скрещены

Fig. 3. Polarised micrographs of a phase diffraction grating based on a two-dimensional array of LC domains (the period of the structure is 20 μm):
a – the axes of the polariser and analyser are parallel;
b – the axes of the polariser and analyser are positioned at an angle of 45° ;
c – the axes of the polariser and analyser are crossed

Величина параметра качества начальной ориентации жидкого кристалла в изготовленной решетке составила $q = 0,998$, что подтверждает оптимальность применения технологии текстурированной фотоориентации азокрасителя А1А-2 для создания двумерных дифракционных ЖК-структур.

Результаты и их обсуждение

Для изучения дифракционных свойств двумерной ЖК-решетки использовалась экспериментальная установка, включающая He – Ne-лазер с линейно-поляризованным (вдоль оси Oy) излучением на длине волны 632,8 нм, ирисовую диафрагму, анализатор и фотодетектор. Для определения поляризации прошедшего и дифрагированных световых пучков применялся анализатор, который поворачивался в диапазоне углов $0-360^\circ$ с шагом 10° . Для поворота плоскости поляризации падающего излучения на заданный угол использовалась полуволновая пластинка. С помощью генератора сигналов прямоугольной формы («Унипро», Россия) на электроды ЖК-решетки подавалось низкочастотное (порядка килогерца) электрическое напряжение с амплитудой в диапазоне $0-10$ В.

На рис. 4 приведены экспериментальные дифракционные картины, формируемые двумерной решеткой в случае отсутствия управляющего напряжения (в выключенном состоянии). Изображения получены при разных состояниях поляризации падающего излучения. Особенностью формируемых дифракционных картин является наличие дифракционных максимумов по двум пространственным осям (оси Ox и Oy) в плоскости наблюдения. Установлено, что интенсивность прошедшего и дифрагированного в первые порядки излучения зависит от состояния поляризации лазерного пучка, падающего на решетку. Также на распределение интенсивности в наблюдаемой двумерной дифракционной картине влияет направление оси анализатора. Для исследуемой двумерной решетки имеет место поворот плоскости поляризации прошедшего и дифрагированного излучения относительно направления поляризации падающего излучения. В связи с этим далее будут построены полярные поляризационные диаграммы световых пучков на выходе дифракционной решетки.

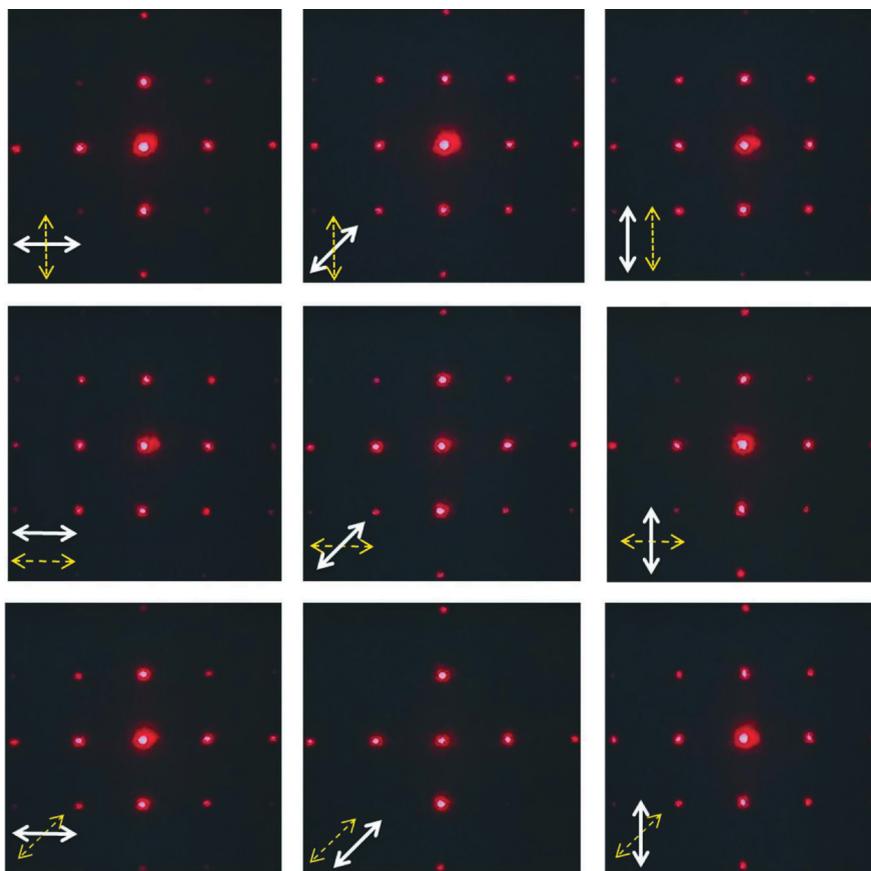


Рис. 4. Дифракционные картины, формируемые двумерной ЖК-решеткой в отсутствие напряжения. Пунктирной стрелкой показано направление поляризации падающего на решетку излучения, а сплошной стрелкой – направление оси ориентации анализатора

Fig. 4. Diffraction patterns formed by a two-dimensional LC grating at voltage-off state. The dotted arrow indicates the direction of polarisation of the incident light, and the solid arrow indicates the direction of the analyser orientation axis

Выраженный электрооптический отклик ЖК-среды обеспечивает возможность эффективного управления дифракционными свойствами решетки с помощью внешнего электрического напряжения, приложенного к электродам ячейки. Для исследуемой ЖК-решетки были экспериментально измерены интенсивности I прошедшего и дифрагированных в первые порядки световых пучков при управляющих напряжениях в диапазоне 0–10 В. Пороговое напряжение для используемого нематического жидкого кристалла составляет 1,1 В. Полученные зависимости дифракционной эффективности от величины напряжения для нулевого и первых порядков дифракции приведены на рис. 5, в. Падающее на решетку излучение было линейно поляризовано вдоль вертикальной оси (ось Oy). Значения дифракционной эффективности (в %), характеризующей распределение энергии прошедшего света по порядкам дифракции m , рассчитывались по формуле

$$\eta_m = \frac{I_m}{I_0} \cdot 100,$$

где η_m – дифракционная эффективность m -го порядка дифракции; I_m – интенсивность излучения в m -м порядке дифракции; I_0 – суммарная интенсивность светового пучка, падающего на решетку.

В отсутствие напряжения ($U = 0$ В) ЖК-структура функционирует в режиме двумерной дифракционной решетки (см. рис. 5, а) и обеспечивает разделение входного сигнала на несколько оптических каналов. При напряжении $U = 10$ В наблюдается значительное уменьшение интенсивности дифрагированного излучения, в то время как интенсивность прошедшего светового пучка является максимальной (см. рис. 5, б). Это связано с тем, что при достаточно высоких напряжениях (на порядок и более превышающих пороговое значение) в результате перехода Фредерикса происходит переориентация молекул жидкого кристалла вдоль линий напряженности электрического поля (гомеотропная ориентация жидкого кристалла в каждом домене), приводящая к исчезновению дифракционных свойств решетки. Максимум дифракционной эффективности при напряжении $U = 1,5$ В объясняется формированием фазовой компоненты дифракционной решетки, обладающей более высокой дифракционной эффективностью [11].

В выключенном состоянии ЖК-решетка продемонстрировала значения дифракционной эффективности, приведенные в таблице. При напряжении $U = 1,5$ В были достигнуты максимальные величины дифракционной эффективности в первых порядках: $\eta_{1y} = 16\%$ и $\eta_{1x} = 6\%$. Дифракционная эффективность нулевого порядка, в свою очередь, достигает минимума: $\eta_0 = 32\%$. При напряжениях $U = 5$ В и более наблюдается исчезновение дифракционных свойств решетки в результате переориентации жидкого кристалла в гомеотропное состояние в объеме ЖК-слоя.

Дифракционная эффективность двумерной ЖК-решетки с закрученной и планарной ориентациями директора жидкого кристалла

Diffraction efficiency of a two-dimensional LC grating with twist-planar LC director orientation

Напряжение на ячейке, В	Дифракционная эффективность, %		
	В нулевом порядке дифракции	В первом порядке дифракции	
		По оси Ox	По оси Oy
0	57	5	10
1,5	32	6	16
10	91	0	0

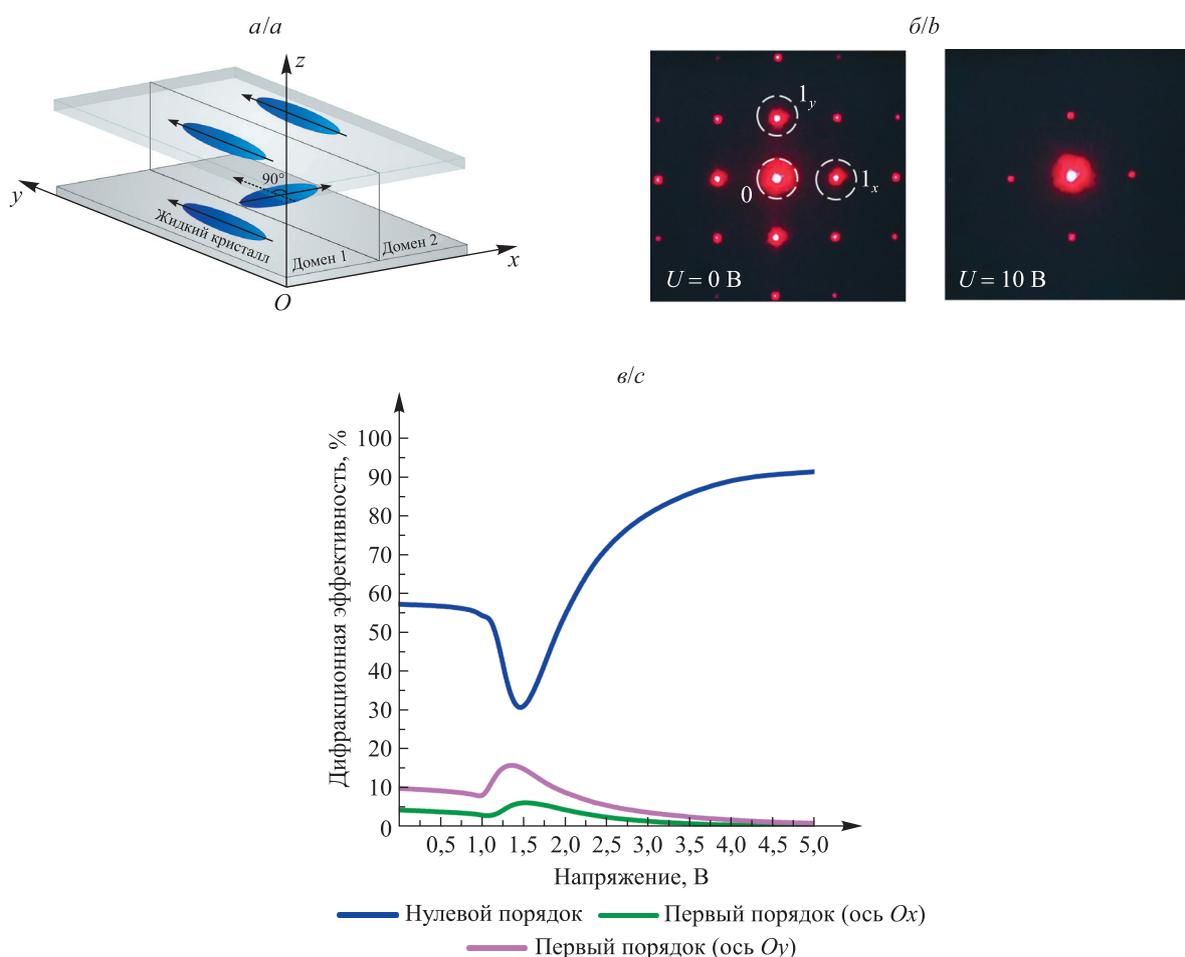


Рис. 5. Дифракционные свойства переключаемой двумерной ЖК-решетки с закрученной и планарной ориентациями директора жидкого кристалла:

- a – схема ориентации ЖК-молекул в смежных доменах;
- b – дифракционная картина, формируемая переключаемой двумерной ЖК-решеткой;
- c – зависимость дифракционной эффективности от величины напряжения

Fig. 5. Diffraction properties of a switchable two-dimensional LC grating with twist-planar LC director orientation: a – scheme of LC molecules orientation in adjacent domains; b – diffraction pattern formed by a switchable two-dimensional LC grating; c – voltage-dependent diffraction efficiency

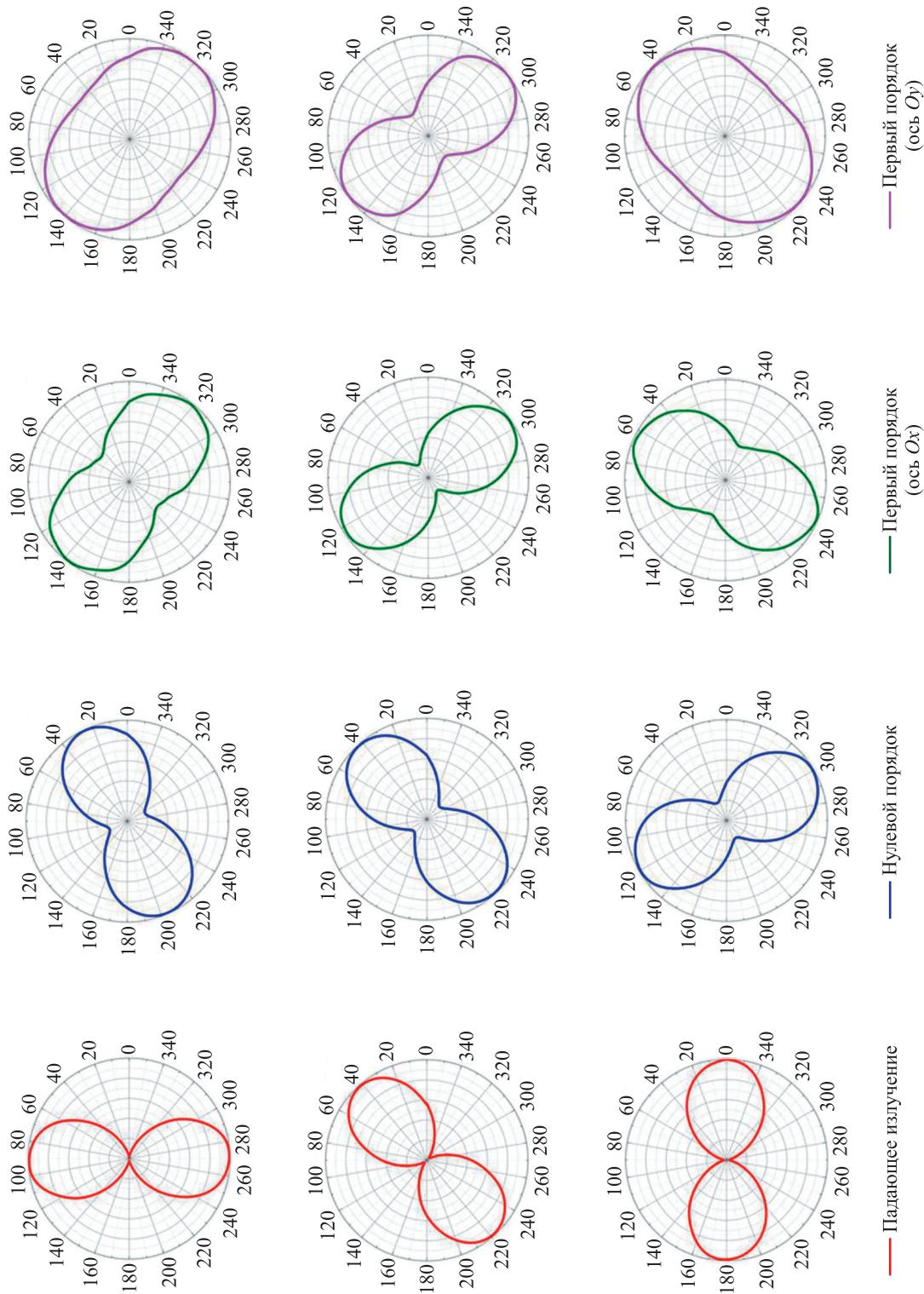


Рис. 6. Полярные поляризационные диаграммы прошедшего и дифрагированных в первые порядки световых пучков для двумерной ЖК-решетки в отсутствие напряжения
 Fig. 6. Polarisation diagrams of the transmitted and diffracted in the first orders light beams for a two-dimensional LC grating in the absence of voltage

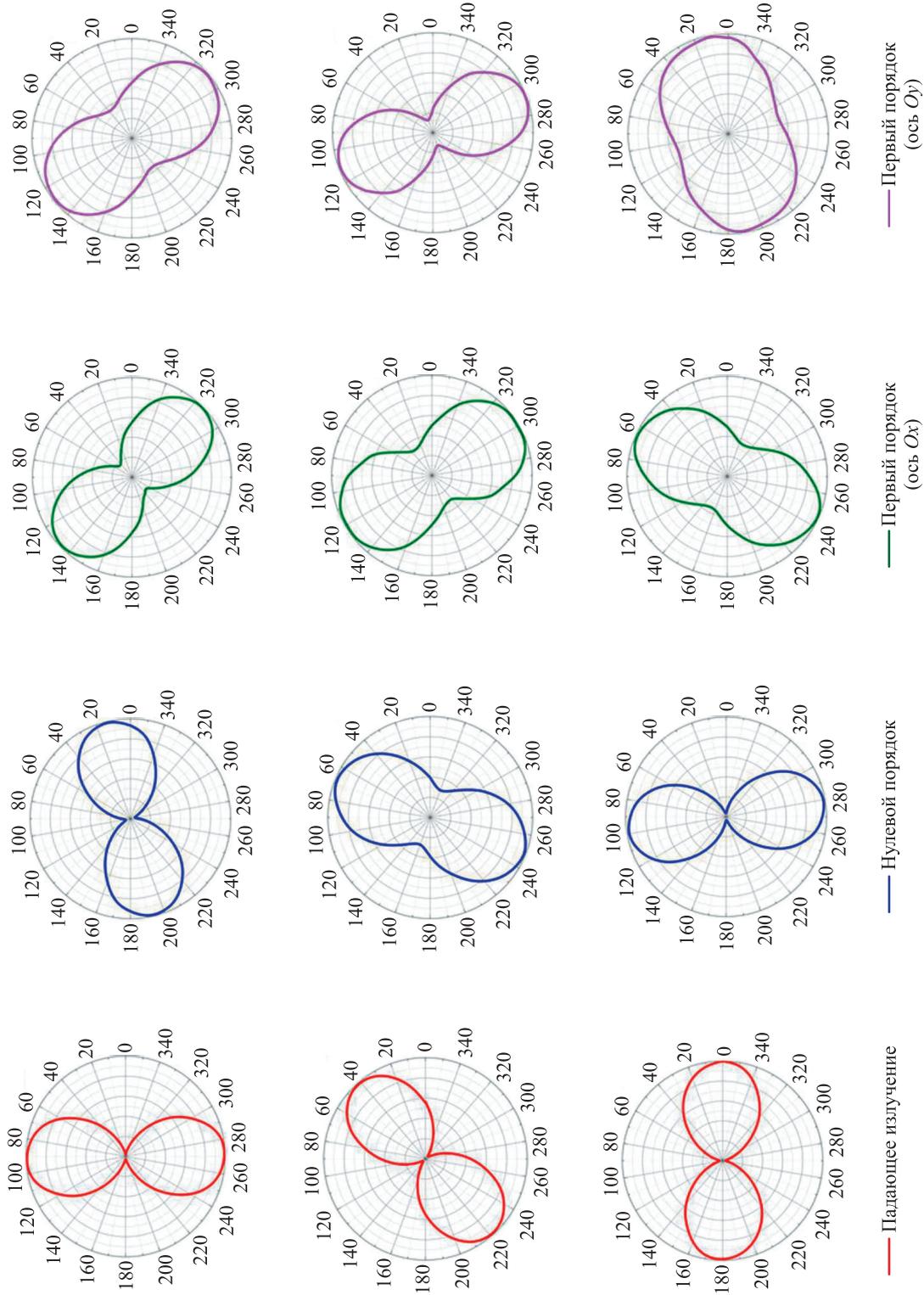


Рис. 7. Полярные поляризационные диаграммы прошедшего и дифрагированных в первые порядки световых лучков для двумерной ЖК-решетки при напряжении $U = 1,5$ В
 Fig. 7. Polarisation diagrams of the transmitted and diffracted in the first orders light beams for a two-dimensional LC grating at voltage $U = 1.5$ V

На рис. 6 приведены экспериментальные полярные диаграммы прошедшего и дифрагированных в первые порядки (вдоль осей Ox и Oy) световых пучков для двумерной ЖК-решетки, построенные при разных состояниях поляризации падающего лазерного излучения. Прошедший световой пучок (нулевой порядок дифракции) и дифрагированные в первые порядки световые пучки имеют ортогональные состояния поляризации, при этом дифрагированные в первые порядки световые пучки характеризуются большим значением степени эллиптичности. Наибольшей степенью эллиптичности (близкой к круговой поляризации) характеризуются световые пучки в первых порядках дифракции по оси Oy для случаев горизонтальной (ось Ox) и вертикальной (ось Oy) поляризации падающего излучения. Заметим, что дифрагированные в первые порядки световые пучки имеют схожие состояния поляризации, отличающиеся только степенью эллиптичности. Для случая падающего излучения с линейной поляризацией под углом 45° наблюдаются сохранение исходного состояния поляризации для прошедшего светового пучка и поворот плоскости поляризации на угол 90° для дифрагированного в первые порядки излучения.

На рис. 7 представлены поляризационные диаграммы прошедшего и дифрагированного света при оптимальном напряжении на ячейке ($U = 1,5$ В). Можно заметить, что по сравнению с результатами, приведенными на рис. 6, имеет место уменьшение степени эллиптичности как для прошедшего, так и для дифрагированного света. Еще одним отличием является поворот плоскости поляризации на угол 20° для прошедшего и дифрагированного в первый порядок по оси Oy световых пучков.

Заключение

По результатам проведенных исследований оптимизирована технология формирования двумерного массива ЖК-доменов с закрученной и планарной ориентациями директора, функционирующего в режиме двумерной дифракционной решетки. Экспериментально определены параметры двухэтапного экспонирования пленок азокрасителя AtA-2 для формирования бинарно ориентирующих структур. С использованием метода поляризационной микроскопии установлено, что предложенные конфигурации ориентации директора обеспечивают формирование двумерного массива ЖК-доменов в объеме ЖК-слоя, причем ориентация жидкого кристалла является бездефектной. Величина параметра качества начальной ориентации жидкого кристалла по результатам эксперимента составила $q = 0,998$, что подтверждает оптимальность применения технологии текстурированной фотоориентации азокрасителя для создания двумерных дифракционных ЖК-структур. Полученные результаты способствуют упрощению технологии изготовления двумерных дифракционных ЖК-решеток, обеспечивающих разделение входного сигнала на несколько оптических каналов и эффективную модуляцию излучения.

Разработанная ЖК-решетка продемонстрировала двумерную дифракционную картину с наличием дифракционных максимумов по двум пространственным осям (оси Ox и Oy) в плоскости наблюдения. Использование токопроводящих подложек обеспечило возможность управления оптическими свойствами предлагаемой дифракционной структуры с помощью внешнего электрического поля. Показано, что в отсутствие напряжения ЖК-структура функционирует в режиме двумерной дифракционной решетки и осуществляет разделение входного сигнала на несколько оптических каналов. При управляющих напряжениях $U = 5$ В и более наблюдается исчезновение дифракционных свойств ЖК-структуры, обусловленное переориентацией директора вдоль линий напряженности электрического поля (гомеотропная ориентация жидкого кристалла). Установлена зависимость интенсивности прошедшего и дифрагированных световых пучков на выходе ЖК-решетки от состояния поляризации падающего лазерного излучения и положения анализатора. Экспериментально определены закономерности преобразования состояния поляризации прошедшего и дифрагированного излучения при изменении подаваемого электрического напряжения.

Таким образом, ЖК-структура на основе двумерного массива ЖК-доменов выполняет функции двумерной дифракционной решетки и обеспечивает распределение входного оптического сигнала по массиву приемников с возможностью управления пространственными, поляризационными и фазовыми характеристиками оптического излучения.

Библиографические ссылки

1. Zuo K, Shi Y, Luo D. A review of two-dimensional liquid crystal polarization gratings. *Crystals*. 2021;11(9):1015. DOI: 10.3390/cryst11091015.
2. Kamiak KG, Kabanova OS, Rushnova II, Melnikova EA, Tolstik AL. Switchable diffraction gratings based on the periodic binary alignment of a nematic liquid crystal. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2021;85(12):1496–1500. DOI: 10.3103/S106287382112011X.
3. Lu Y-Q, Hu W, Srivastava A, Chigrinov VG. Fabrication of liquid crystal gratings based on photoalignment technology. In: Chien L-C, Broer DJ, Chigrinov VG, Yoon T-H, editors. *Emerging liquid crystal technologies VIII; 2013 February 5–6; San Francisco, USA*. Bellingham: SPIE; 2013. p. 86420G (Proceedings of SPIE; volume 8642). DOI: 10.1117/12.2004245.

4. Nieborek M, Rutkowska K, Woliński TR, Bartosewicz B, Jankiewicz B, Szmigiel D, et al. Tunable polarization gratings based on nematic liquid crystal mixtures photoaligned with azo polymer-coated substrates. *Crystals*. 2020;10(9):768. DOI: 10.3390/cryst10090768.
5. Li S-Z, Zhao Z-W, Wang C-M, Wang Q-D, Yao L, Peng Z-H, et al. Electrically tunable photo-aligned two-dimensional liquid crystal polarisation grating. *Liquid Crystals*. 2019;46(8):1175–1182. DOI: 10.1080/02678292.2018.1543781.
6. Yu C-J, Jang E, Lee S-D, Kim H-R. Design and fabrication of high-performance liquid crystal gratings. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2006;454(1):363–376. DOI: 10.1080/15421400600656095.
7. Пантелеева ЕП, Кабанова ОС, Мельникова ЕА. Формирование переключаемых дифракционных решеток в слое жидкого кристалла методом поляризационной голографии. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2023; 2:39–50. EDN: IBNISS.
8. Кабанова ОС, Рушнова ИИ, Мельникова ЕА, Толстик АЛ, Муравский АлА, Муравский АнА и др. Двумерная дифракционная оптическая структура на основе текстурированной фотоориентации полимеризуемого жидкого кристалла. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;3:4–11. DOI: 10.33581/2520-2243-2019-3-4-11.
9. Chigrinov V, Kudreyko A, Guo Q. Patterned photoalignment in thin films: physics and applications. *Crystals*. 2021;11(2):84. DOI: 10.3390/cryst11020084.
10. Muravsky A, Mikulich V, Murauski A, Bezruchenko V. P-115: new photoalignment material: azimuthal anchoring energy decreases at very high photo-induced order parameters. *SID Symposium Digest of Technical Papers*. 2015;46(1):1602–1604. DOI: 10.1002/sdtp.10006.
11. Melnikova E, Stashkevich I, Rushnova I, Tolstik A, Timofeev S. Polarization properties of the electrically controlled twist-planar liquid crystal diffraction structure. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2022;25(3):229–244. DOI: 10.33581/1561-4085-2022-25-3-229-244.

Получена 06.01.2025 / исправлена 12.01.2025 / принята 12.01.2025.
Received 06.01.2025 / revised 12.01.2025 / accepted 12.01.2025.

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ В БГУ РАБОТ
INDICATIVE ABSTRACTS OF THE PAPERS DEPOSITED IN BSU

УДК 53(075.8)

Недзьведь О. В. Физика : электрон. учеб.-метод. комплекс для спец.: 6-05-0511-01 «Биология», 6-05-0511-02 «Биохимия», 6-05-0511-03 «Микробиология», 6-05-0511-05 «Биоинженерия и биоинформатика», 6-05-0511-06 «Биотехнология», 6-05-0521-01 «Экология», 7-07-0511-01 «Фундаментальная и прикладная биотехнология» / О. В. Недзьведь, А. И. Соколик ; БГУ. Электрон. текстовые дан. Минск : БГУ, 2024. 217 с. Библиогр.: с. 217. Режим доступа: <https://elib.bsu.by/handle/123456789/323379>. Загл. с экрана. Деп. в БГУ 20.12.2024, № 019820122024. Текст : электронный.

Электронный учебно-методический комплекс (ЭУМК) по учебной дисциплине «Физика» предназначен для студентов, обучающихся по специальностям 6-05-0511-01 «Биология», 6-05-0511-02 «Биохимия», 6-05-0511-03 «Микробиология», 6-05-0511-05 «Биоинженерия и биоинформатика», 6-05-0511-06 «Биотехнология», 6-05-0521-01 «Экология», 7-07-0511-01 «Фундаментальная и прикладная биотехнология». Содержание ЭУМК предполагает повышение эффективности управления образовательным процессом и самостоятельной работой студентов по освоению учебной дисциплины «Физика».

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

- Тихомиров В. В.* Измерение магнитного и электрического дипольных моментов нейтральных очарованных и прелестных барионов на основе эффекта деполяризации их спина в кристаллах... 4

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

- Шиманский В. И., Абрамова В. В., Асташинский В. М.* Структурные изменения в цирконии после плазменного воздействия и высокотемпературного отжига в воздушной атмосфере..... 17

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

- Пархоменко И. Н., Власукова Л. А., Парфимович И. Д., Камышан А. С., Жукова М. Н.* Влияние термоциклирования на оптические свойства нанокмполитов на основе эпоксидной смолы, модифицированной графеном и углеродными нанотрубками..... 29

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

- Буров Л. И., Лобацевич П. М., Гавриков Д. О.* Поляризационная динамика поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров при наличии двух точек поляризационного переключения в рабочем диапазоне инжекционного тока 38

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

- Мигель А. С., Малый С. В.* Анализ дифракционных спектров периодических решеток, профиль которых описывается электрокардиограммами 49

ФИЗИКА СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

- Суляев В. И., Дебелов В. А., Власов Ю. А., Дебелова Н. Н., Дорожкин К. В., Бадьин А. В.* Антиккоррозионные композиции на основе полиуретана с наполнителями из углеродных нанотрубок, оксидов железа и алюминия для защиты металлических поверхностей 57

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

- Кабанова О. С., Рушинова И. И., Пантелеева Е. П., Мельникова Е. А., Толстик А. Л.* Управляемая дифракционная решетка на основе двумерного массива жидкокристаллических доменов.... 66

- Аннотации депонированных в БГУ работ 77

CONTENTS

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

- Tikhomirov V. V.* Measurement of magnetic and electric dipole moments of neutral charmed and beauty baryons based on the effect of depolarisation of their spin in crystals..... 4

CONDENSED STATE PHYSICS

- Shymanski V. I., Abramava V. V., Astashynski V. M.* Structure changes in zirconium after plasma treatment and high-temperature annealing in air atmosphere..... 17

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

- Parkhomenko I. N., Vlasukova L. A., Parfimovich I. D., Kamyshan A. S., Zhukova M. N.* Effect of thermal cycles on optical properties of epoxy resin reinforced with graphene and carbon nanotubes 29

LASER PHYSICS

- Burov L. I., Lobatsevich P. M., Gavrikov D. O.* Polarisation dynamics of surface-emitting semiconductor lasers at two polarisation switching points in the operating range of injection current 38

PHYSICS OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

- Migel A. S., Maly S. V.* Analysis of diffraction spectra of periodic gratings, the profile of which is described by electrocardiograms..... 49

PHYSICS OF MICROWAVE

- Suslyayev V. I., Debelov V. A., Vlasov Yu. A., Debelova N. N., Dorozhkin K. V., Badiin A. V.* Anticorrosion compositions based on polyurethane with fillers from carbon nanotubes, iron and aluminium oxides for protection of metal surfaces..... 57

OPTICS AND SPECTROSCOPY

- Kabanova O. S., Rushnova I. I., Pantsialeveva Ye. P., Melnikova E. A., Tolstik A. L.* Switchable diffraction grating based on a two-dimensional array of liquid crystal domains..... 66

- Indicative abstracts of the papers deposited in BSU..... 77

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.
№ 1. 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).

Редактор *О. А. Семенец*
Технический редактор *В. В. Пижикова*
Корректор *Л. А. Меркуль*

© БГУ, 2025

**Journal
of the Belarusian State University. Physics.
No. 1. 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).

Editor *O. A. Semenets*
Technical editor *V. V. Pishkova*
Proofreader *L. A. Merkul'*

© BSU, 2025