



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

2

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>Хайнццманн Р.</i>	Институт физической химии Йенского университета, Йена, Германия.
<i>Чалов В. Н.</i>	Имперский колледж Лондона, Лондон, Великобритания.
<i>Шандаров С. М.</i>	Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия.

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

EDITORIAL COUNCIL

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

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

RESEARCH INSTRUMENTS AND METHODS

УДК 532.783, 535.42

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ НЕИЗВЕСТНОГО КОСМИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ НАКЛОННОЙ ДАЛЬНОСТИ В ЗАДАЧАХ ВЫЧИСЛЕНИЯ ОРБИТ ПО УГЛОВЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

В. С. БАРАНОВА¹⁾, А. А. СПИРИДОНОВ¹⁾, В. Л. КОЗЛОВ¹⁾,
Д. В. УШАКОВ¹⁾, В. А. САЕЧНИКОВ¹⁾

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

Аннотация. Представлен метод оценки высоты неизвестного космического объекта в приближении околокругового орбитального движения, который применен для корректирующего расчета параметра наклонной дальности и определения двух радиус-векторов положения на основе оптических угловых измерений. В методе начального определения орбиты использованы два радиус-вектора двух областей обнаружения неизвестного спутника по опорному спутнику-маске. Высота орбиты для двух областей угловых измерений обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* определена с ошибкой 2,1 и 2,2 км соответственно при расчетном значении высоты в упрощенной модели общих возмущений (SGP), равном 752,2 км. В результате вычислений корректирующих значений на основе данных высоты ошибка наклонной дальности не превысила 3 км. Проведен сравнительный анализ результатов начального определения орбиты обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* на основе оценки наклонной дальности через величину проекции линейной скорости на плоскость кадра, а также с использованием проекции наклонной дальности через оценку высоты орбиты космического объекта.

Ключевые слова: космический объект; оптические измерения; орбитальные параметры.

Образец цитирования:

Баранова ВС, Спиридонов АА, Козлов ВЛ, Ушаков ДВ, Саечников ВА. Метод определения высоты неизвестного космического объекта для оценки величины наклонной дальности в задачах вычисления орбит по угловым оптическим измерениям. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;2:4–18.
EDN: VZRRQL

For citation:

Baranova VS, Spiridonov AA, Kozlov VL, Ushakov DV, Saetchnikov VA. Method for determining the altitude of an unknown space object to estimate the slant range in problems of orbit calculation from angular optical measurements. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;2:4–18. Russian.
EDN: VZRRQL

Сведения об авторах см. на с. 17–18.

Information about the authors see p. 17–18.

METHOD FOR DETERMINING THE ALTITUDE OF AN UNKNOWN SPACE OBJECT TO ESTIMATE THE SLANT RANGE IN PROBLEMS OF ORBIT CALCULATION FROM ANGULAR OPTICAL MEASUREMENTS

V. S. BARANOVA^a, A. A. SPIRIDONOV^a, V. L. KOZLOV^a,
D. V. USHAKOV^a, V. A. SAETCHNIKOV^a

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

Corresponding author: V. S. Baranova (vbaranova@bsu.by)

Abstract. A method for estimating the altitude of an unknown space object, assuming near-circular orbital motion, is presented. This technique is applied to adjust the slant range parameter and determine two position radius vectors based on optical angular measurements. The initial orbit determination approach utilises two radius vectors from correlated detection regions of the unknown satellite relative to a reference mask satellite. The orbital altitude for the two angular measurement regions of the detected *Indefix/Ariane 42p* satellite was determined with errors of 2.1 and 2.2 km respectively, compared to the calculated altitude of 752.2 km in the model of simplified general perturbations. By incorporating altitude-based corrections, the slant range error did not exceed 3 km. A comparative analysis was conducted on the initial orbit determination results for the *Indefix/Ariane 42p* satellite, evaluating the slant range through the projection of linear velocity onto the frame plane and using altitude-based corrections for slant range estimation.

Keywords: space object; optical measurements; orbital parameters.

Введение

Данные угловых измерений орбит космических объектов с использованием оптических датчиков обладают высокой точностью, но ограничены отсутствием информации о дальности до объекта [1]. Классические методы начального определения орбиты на основе только угловых измерений и их всевозможные модификации позволяют решать проблему отсутствия информации о дальности до объекта посредством итерационной обработки [2]. Наиболее устойчивое решение начального определения орбиты предоставляет метод Гаусса [1–3], в котором используется полином восьмой степени для итерационного поиска значения наклонной дальности. Метод Гудинга [1] и метод двойной r -итерации [3] для расчета орбитальных параметров требуют корректного начального приближения о дальности до объекта, иначе процесс сходимости метода усложнится и окажется неустойчивым. Кроме того, каждый из указанных классических методов ограничен условиями применимости [4; 5]. Основные ограничения накладываются на угловую и временную разницу между измерениями. Поэтому развивается тенденция поиска универсальных методов начальной оценки орбиты по угловым оптическим измерениям, наиболее практически значимые из которых используют различные геометрические соотношения [6] с детальным вероятностным анализом [7–9]. Большинство из подобных методов ориентируются на решение проблемы расчета орбиты по угловым оптическим измерениям для условий ограниченного количества данных [10–12], но проблема отсутствия информации о дальности до объекта остается неисследованной. Условия ограниченных данных характерны для работы с астероидами [13], а в последнее время предельно важны в наблюдениях за космическим мусором [14]. Одно из возможных решений задачи определения дальности до объекта по угловым оптическим измерениям было предложено в работе [15], где рассматривалась оценка высоты орбиты космического объекта с применением данных оптической системы наблюдения и геометрического соотношения между наклонной дальностью и скоростью смещения космического объекта в плоскости кадра. Предложенный метод расчета высоты орбиты космического объекта позволяет оценить наклонную дальность, что может использоваться как в качестве начального приближения, так и в качестве коррекции наклонной дальности в методах начального определения орбиты по угловым оптическим измерениям. В статье [16] авторами описан метод обнаружения неизвестных космических объектов в видеоданных оптической системы наблюдения, который позволяет рассчитать величину наклонной дальности неизвестного орбитального объекта на основе оценки величины проекции линейной скорости на плоскость кадра. Дальнейшее развитие указанного метода обнаружения и оценки наклонной дальности заключалось в разработке метода начального определения орбиты на его основе, при использовании которого можно однозначно рассчитать вектор положения и скорости неизвестного космического объекта.

В настоящей работе представлен метод определения высоты и коррекции наклонной дальности для расчета двух радиус-векторов положения на основе оптических угловых измерений в двух областях

обнаружения неизвестного космического объекта. Этот метод позволяет, используя решение Гаусса задачи Ламберта [1–3] по двум известным радиус-векторам положения, найти вектор скорости и определить орбитальные параметры обнаруженного неизвестного космического объекта.

Метод оценки высоты орбиты космического объекта по угловым оптическим измерениям

В приближении околосферического орбитального движения ($e \ll 1$) проблему отсутствия информации о дальности до космического объекта для оптических угловых измерений можно решить через оценку высоты орбиты H [15]. Оценка высоты возможна с использованием данных угловых измерений пассивной оптической системы наблюдения и геометрического соотношения между высотой орбиты и скоростью смещения космического объекта в плоскости кадра. Измерения пассивной оптической системы проводятся в топоцентрической экваториальной системе координат, связанной с плоскостью местного горизонта [17]. Геометрия орбитального движения космического объекта относительно пункта наблюдения (ПН) представлена на рис. 1.

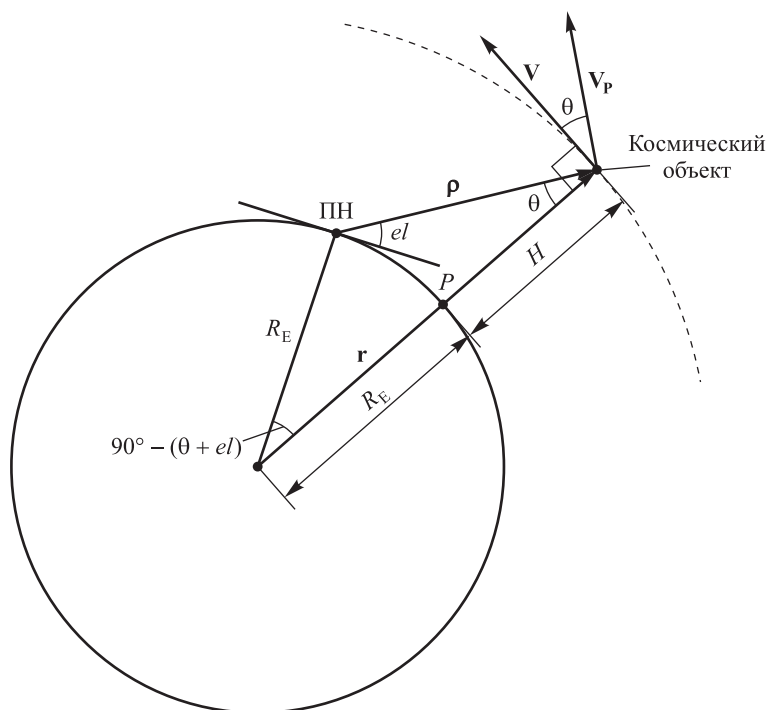


Рис. 1. Геометрия измерений пассивной оптической системы

Fig. 1. Measurement geometry of a passive optical system

Для угловых измерений оптическими датчиками орбитальное положение космического объекта в каждый момент времени t_m относительно плоскости кадра описывается следующими пространственными параметрами: вектором наклонной дальности ρ , высотой орбиты H , углом θ между наклонной дальностью и направлением на подспутниковую точку P , орбитальной скоростью V космического объекта, нормальной к радиусу орбиты r , проекцией орбитальной скорости на плоскость кадра V_P , углом места el , а также радиусом Земли R_E .

Согласно рис. 1 соотношение между наклонной дальностью ρ и высотой орбиты H для орбитального положения космического объекта относительно наземной станции наблюдения в момент времени t_m можно получить из теоремы синусов:

$$\frac{R_E}{\sin(\theta)} = \frac{\rho}{\sin(90^\circ - el - \theta)} = \frac{R_E + H}{\sin(el + 90^\circ)}. \quad (1)$$

С учетом тригонометрического упрощения соотношения (1) пространственное соотношение между орбитальным положением космического объекта и наземной станцией наблюдения в момент времени t_m принимает вид

$$\frac{R_E}{\sin(\theta)} = \frac{\rho}{\cos(el + \theta)} = \frac{R_E + H}{\cos(el)}.$$

Из фундаментальных принципов геометрической оптики для момента времени t_m величину проекции орбитальной скорости космического объекта на плоскость кадра V_p можно связать с величиной наклонной дальности ρ через параметр расстояния до приемного датчика оптической системы f . Обычно такой подход используется при расчете функций покрытия и планирования съемки земной поверхности системами космического наблюдения [18; 19]. На рис. 2 представлена упрощенная модель формирования последовательности изображений космического объекта с изменением величины расстояния до приемного датчика оптической системы f при его орбитальном движении. В данном случае рассматриваются малые временные интервалы Δt между угловыми измерениями двух последовательных орбитальных положений космического объекта, на которых скорость в плоскости кадра V_p и наклонную дальность ρ можно считать постоянными. Поэтому для малого интервала времени Δt справедливо следующее соотношение между наклонной дальностью ρ и величиной проекции орбитальной скорости на плоскость кадра V_p :

$$\frac{V_p \Delta t}{\rho} = \frac{\omega \Delta x}{f},$$

где Δt – время, за которое космический объект смещается в плоскости кадра на Δx пикселей; ω – размер пикселя; f – расстояние до приемного датчика.

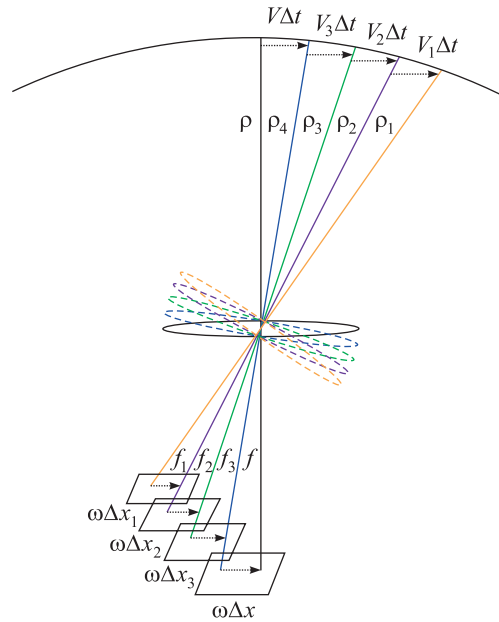


Рис. 2. Модель формирования последовательности изображений космического объекта при его орбитальном движении

Fig. 2. Imaging sequence formation model of a space object in orbital motion

Для зенитных пролетов при максимальном угле места $el > 70^\circ$ величина проекции орбитальной скорости на плоскость кадра V_p связана с углом θ между вектором наклонной дальности и направлением на подспутниковую точку P следующим соотношением:

$$V_p = V \cos \theta,$$

где $V = \sqrt{\frac{\mu}{R_E + H}}$ – орбитальная скорость космического объекта; μ – гравитационный параметр Земли.

В итоге система выражений для вывода конечного геометрического соотношения между высотой орбиты и скоростью смещения космического объекта в плоскости кадра выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \rho = \frac{(R_E + H) \cos(el + \theta)}{\cos(el)}, \\ \sin(\theta) = \frac{R_E \cos(el)}{R_E + H}, \\ \frac{V_p \Delta t}{\rho} = \frac{\omega \Delta x}{f}. \end{cases} \quad (2)$$

После соответствующих подстановок и преобразований конечное нелинейное уравнение для расчета высоты орбиты космического объекта через величину смещения его изображения в плоскости кадра и параметры угловых измерений представляется как

$$\frac{(R_E + H)^{\frac{3}{2}}}{\Delta t \sqrt{\mu}} \left[1 - \frac{R_E \sin(el)}{\left((R_E + H)^2 - (R_E \cos(el))^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right] = \frac{f}{\omega \Delta x}. \quad (3)$$

Основное ограничение, которое накладывается на предложенный метод, заключается в сделанном приближении при выводе нелинейного уравнения (3) о равенстве углов между вектором наклонной дальности и направлением на подспутниковую точку P , а также между V_P и орбитальной скоростью V (см. рис. 1, угол θ). Данное приближение справедливо и обеспечивает точное решение для измерений в любой точке витка только для пролетов над ПН с максимальным углом места $el > 70^\circ$. Для пролетов с максимальным значением угла места от 55° до 70° указанное приближение работает только в точках измерения витка, которые соответствуют областям со значением угла места менее 70 % относительно максимального значения угла места. Для углов, отличающихся от максимального угла места менее чем на 30 % ($el \geq 0,7el_{\max}$), предлагается использовать следующее приближение для расчета проекции орбитальной скорости на плоскость кадра V_P :

$$V_P = V \frac{\sin(el)}{\sin(el_{\max})}. \quad (4)$$

После подстановки выражения (4) в систему (2) конечное нелинейное уравнение для расчета высоты орбиты космического объекта через величину смещения его изображения в плоскости кадра и параметры угловых измерений для областей $el \geq 0,7el_{\max}$ представляется как

$$\frac{R_E (R_E + H)^{\frac{1}{2}} \sin(el_{\max})}{\Delta t \sqrt{\mu}} \left[\frac{\left((R_E + H)^2 - (R_E \cos(el))^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{R_E \sin(el)} - 1 \right] = \frac{f}{\omega \Delta x}. \quad (5)$$

Важно отметить, что именно точность определения параметра расстояния до приемного датчика f и величины смещения изображения космического объекта Δx в плоскости кадра между точками угловых измерений будет существенно влиять на точность конечных расчетов высоты орбиты. Действительно, из рис. 2 видно, что f будет изменяться в зависимости от величины наклонной дальности ρ , а именно от того, отдаляется или приближается объект относительно точки наблюдения. С учетом того что размер пикселя – величина постоянная, в дальнейшем вводится понятие общего оптического коэффициента вида f/ω . Стоит отметить, что оптический коэффициент f/ω является неизвестным коэффициентом и будет определяться по калибровочным значениям опорного космического объекта с известными параметрами орбиты и экспериментальными угловыми измерениями.

Согласно уравнениям (3) и (5) для численного расчета высоты орбиты используется угол места el , который не является прямым результатом измерения оптической системы наблюдения. Как упоминалось ранее, результатом пассивных оптических измерений в момент времени t_m является пара топоцентрических угловых координат – прямое восхождение $\alpha(t_m)$ и склонение $\delta(t_m)$. Исходя из этого, алгоритм численного расчета высоты орбиты включает преобразование величин прямого восхождения $\alpha(t_m)$ и склонения $\delta(t_m)$ в угол места el . Такое преобразование включает вычисление нескольких важных величин. Юлианская дата jd и гринвичское среднее звездное время θ_{GMST} используются при расчете местного звездного времени θ_{LST} для момента измерения t_m . Местное звездное время θ_{LST} позволяет вычислить местный часовой угол LHA космического объекта для момента измерения t_m и преобразовать величины прямого восхождения $\alpha(t_m)$ и склонения $\delta(t_m)$ в угол места el согласно следующему выражению:

$$el = \arcsin(\sin(\varphi) \sin(\delta(t_m)) + \cos(\varphi) \cos(\delta(t_m)) \cos(LHA)),$$

где $LHA = \theta_{\text{LST}} - \alpha(t_m)$; φ – широта точки наблюдения или расположения оптической системы.

Коррекция наклонной дальности через оценку высоты орбиты космического объекта

Оценка высоты орбиты космического объекта используется для коррекции значения наклонной дальности и уточнения параметров в методе начального определения орбиты. В данном случае для представления соотношения между высотой орбиты H и величиной наклонной дальности ρ удобнее использовать угол ψ ,

угол между вектором наклонной дальности ρ и радиус-вектором положения \mathbf{R} оптической системы наблюдения на момент измерения t_m . Геометрия оптических измерений из точки O_1 ПН для отражения связи между высотой орбиты H и величиной наклонной дальности ρ через угол α показана на рис. 3. Измерения проводятся из ПН с известными значениями широты φ , долготы λ и высоты h . Неизвестный космический объект в момент времени измерения t_m находится в точке S .

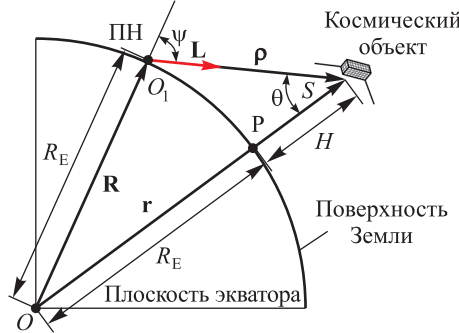


Рис. 3. Геометрия взаимосвязи между высотой орбиты H и величиной наклонной дальности ρ

Fig. 3. Geometric relationship between orbital altitude H and slant range ρ

Для данных оптических угловых измерений, в частности для топоцентрического прямого восхождения $\alpha(t_m)$ и склонения $\delta(t_m)$ в момент времени t_m , вектор наклонной дальности ρ рассчитывается через единичный радиус-вектор $\mathbf{L}(\delta, \alpha)$, направленный по вектору наклонной дальности $\rho = \rho \cdot \mathbf{L}$. Единичный радиус-вектор $\mathbf{L}(\delta, \alpha)$ выражается через данные угловых измерений следующим образом:

$$\mathbf{L}(\delta, \alpha) = \begin{pmatrix} \cos \delta(t_m) \cos \alpha(t_m) \\ \cos \delta(t_m) \sin \alpha(t_m) \\ \sin \delta(t_m) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Угол ψ между вектором наклонной дальности ρ и радиус-вектором положения \mathbf{R} оптической системы наблюдения на момент измерения t_m рассчитывается по формуле

$$\psi = \arccos \left(\frac{\mathbf{L}(\delta, \alpha) \cdot \mathbf{R}}{R} \right), \quad (7)$$

где $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_b \cos \theta_{\text{LST}} \\ r_b \sin \theta_{\text{LST}} \\ r_k \end{pmatrix}$, $r_b = (C_E + h) \cos \varphi$ и $r_k = (S_E + h) \sin \varphi$ – проекции радиус-вектора ПН на экваториальную плоскость и на ось, перпендикулярную этой плоскости; $C_E = \frac{R_E}{\sqrt{1 - e_E^2 \sin^2 \varphi}}$, $S_E = C_E (1 - e_E^2)$ – радиус

кривизны Земли на меридиане ПН и параметр, характеризующий сжатие Земли; $e_E = 0,081819221456$ – эксцентриситет Земли; $R_E = 6378,137$ км – средний экваториальный радиус Земли.

Согласно рис. 3 и теореме синусов для треугольника OO_1S величину вектора наклонной дальности ρ можно связать с высотой орбиты H и величиной геоцентрического радиус-вектора $r = R_E + H$ неизвестного космического объекта через угол ψ следующим образом:

$$\frac{R_E}{\sin(\theta)} = \frac{\rho}{\sin(\psi - \theta)} = \frac{R_E + H}{\sin(180^\circ - \psi)},$$

где θ – угол между вектором наклонной дальности ρ и геоцентрическим радиус-вектором \mathbf{r} .

С учетом известной оценки высоты H неизвестного космического объекта и рассчитанного на основе измерений угла ψ определяется угол θ :

$$\theta = \arcsin \left(\frac{R_E \sin \psi}{R_E + H} \right). \quad (8)$$

В итоге для уточнения орбитальных параметров в методе начального определения орбиты модуль наклонной дальности ρ рассчитывается согласно следующей формуле:

$$\rho = \frac{R_E \sin(\psi - \theta)}{\sin \theta}. \quad (9)$$

Метод обнаружения и определения орбиты неизвестного космического объекта

В работе [16] авторами предложен метод обнаружения, который позволяет проводить оценку наклонной дальности через величину проекции линейной скорости на плоскость кадра неизвестного космического объекта по угловым оптическим измерениям. Метод обнаружения решает задачу установления наличия или отсутствия сигнала интенсивности космического объекта и заключается в обработке видеопотока с использованием набора согласованных фильтров с экспериментальными оптическими данными и параметрами движения известных космических объектов. Наборы согласованных фильтров строятся на основе связи формы фурье-спектра разностного кадра и величины проекции линейной скорости движения на плоскость наблюдения. В данном случае точность оценки величины наклонной дальности связана с точностью совпадения величины проекции линейной скорости на плоскость кадра опорного и обнаруженного космического аппарата [16]. На основе предложенной оценки величины наклонной дальности разработан метод начального определения орбиты неизвестного космического объекта, который использует данные двух областей детектирования и угловые измерения в двух близко расположенных точках для каждой области [20]. Под областью детектирования подразумевается область наведения оптической системы. Оценка наклонной дальности через величину проекции линейной скорости в плоскости кадра дает возможность вычислить два радиус-вектора на дуге одного пролета, что достаточно для расчета вектора скорости и однозначного определения орбиты. Далее представлен метод начального определения орбиты по угловым оптическим измерениям на основе оценки наклонной дальности через величину проекции линейной скорости на плоскость кадра, а также с использованием коррекции наклонной дальности через оценку высоты орбиты космического объекта. Стоит подчеркнуть, что метод оценки высоты, как и метод обнаружения, предложенный в работе [16], позволяет проводить расчет наклонной дальности. Основное различие обоих подходов заключается в том, что в методе обнаружения наклонная дальность вычисляется через косвенную оценку проекции линейной скорости. Косвенная оценка проекции линейной скорости вносит определяющую ошибку в итоговый расчет параметров орбиты. При определении наклонной дальности через оценку высоты согласно нелинейному уравнению (3) на ошибку в большей степени могут влиять оптический коэффициент и точность локализации пиксельного смещения.

В решении задачи начального определения орбиты используются угловые измерения – прямое восхождение α_{im} и склонение δ_{im} ($i = 1, 2, 3, 4$) – в первой (в точках 1 и 2) и второй (в точках 3 и 4) области обнаружения спутника-маски, угловые измерения – прямое восхождение α_{id} и склонение δ_{id} – неизвестного космического объекта для нахождения двух радиус-векторов наклонной дальности ρ_{id} ($i = 1, 3$) в топоцентрической системе координат ПН и затем двух радиус-векторов положения \mathbf{r}_{id} в геоцентрической инерциальной системе координат. Геометрическая интерпретация технологии угловых измерений для двух областей обнаружения оптической системой наблюдения представлена на рис. 4. Наклонная дальность ρ_{id} в топоцентрической системе координат ПН определяется на основе оценки скорости неизвестного космического объекта в плоскости кадра, а также оценки высоты орбиты космического объекта по угловым оптическим измерениям.

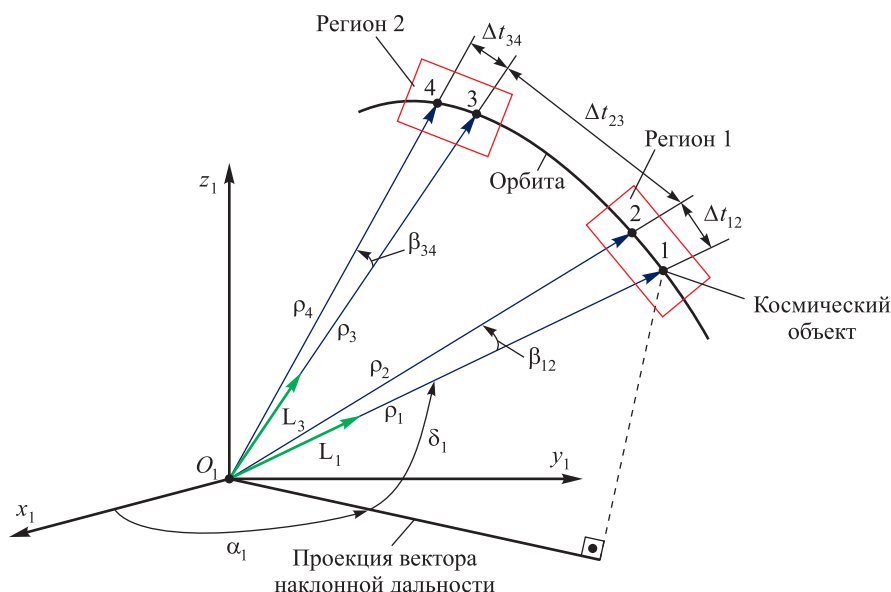


Рис. 4. Геометрическая интерпретация технологии и параметров угловых измерений для решения задачи начального определения орбиты космического объекта

Fig. 4. Geometric interpretation of measurement techniques and angular parameters for space object initial orbit determination

Метод начального определения орбиты неизвестного космического объекта по угловым оптическим измерениям на основе оценки величины вектора скорости в плоскости кадра подробно изложен в работах [15; 20] и предполагает, что в коррелируемых областях обнаружения спутника-маски и неизвестного космического объекта величины вектора скорости в плоскости кадра имеют близкие значения:

$$(V_{Pj})_d \approx (V_{Pj})_m,$$

где $j = 1, 2$ – номер области обнаружения.

Величина вектора скорости спутника-маски в плоскости кадра для первой области обнаружения $(V_{P1})_m$ определяется через угловые измерения топоцентрического прямого восхождения α_{1m} , α_{2m} и склонения δ_{1m} , δ_{2m} в точках 1 и 2 в моменты времени t_{1m} , t_{2m} :

$$(V_{P1})_m = \frac{\rho_{1SGP}(\beta_{12})_m}{(\Delta t_{12})_m},$$

где ρ_{1SGP} – величина вектора наклонной дальности спутника-маски в топоцентрической системе координат $Ox_1y_1z_1$ в точке 1, полученная в SGP модели движения (для начального вектора состояния в формате двухстрочного набора элементов (*two-line elements*, TLE)); $(\beta_{12})_m = \arccos(\mathbf{L}_{1m} \cdot \mathbf{L}_{2m})$ – угол между векторами наклонной дальности ρ_{1m} и ρ_{2m} спутника-маски в точках 1 и 2; $\mathbf{L}_{1m}(\delta_{1m}, \alpha_{1m})$ и $\mathbf{L}_{2m}(\delta_{2m}, \alpha_{2m})$ – единичные векторы, направленные вдоль векторов наклонной дальности и рассчитанные по формуле (6) через угловые измерения в точках 1 и 2; $(\Delta t_{12})_m = t_{2m} - t_{1m}$ ($t_{2m} > t_{1m}$) – интервал времени между угловыми измерениями спутника-маски в точках 1 и 2.

Используя угловые измерения топоцентрического прямого восхождения α_{1d} , α_{2d} и склонения δ_{1d} , δ_{2d} неизвестного космического объекта в точках 1 и 2 первой области обнаружения в моменты времени t_{1d} , t_{2d} и величину вектора скорости в плоскости кадра неизвестного космического объекта $(V_{P1})_d$, определяется величина вектора наклонной дальности ρ_{1d} в точке 1 первой области обнаружения:

$$\rho_{1d} = \frac{(V_{P1})_d (\Delta t_{12})_d}{(\beta_{12})_d},$$

где $(\beta_{12})_d = \arccos(\mathbf{L}_{1d} \cdot \mathbf{L}_{2d})$ – угол между векторами наклонной дальности ρ_{1d} и ρ_{2d} неизвестного космического объекта в точках 1 и 2; $\mathbf{L}_{1d}(\delta_{1d}, \alpha_{1d})$ и $\mathbf{L}_{2d}(\delta_{2d}, \alpha_{2d})$ – единичные векторы, направленные вдоль векторов наклонной дальности и рассчитанные по формуле (6) через угловые измерения в точках 1 и 2; $(\Delta t_{12})_d = t_{2d} - t_{1d}$ ($t_{2d} > t_{1d}$) – интервал времени между угловыми измерениями неизвестного космического объекта в точках 1 и 2.

Аналогично проводим вычисления величины вектора наклонной дальности ρ_{3d} в точке 3 второй области обнаружения.

Метод начального определения орбиты неизвестного космического объекта на основе оценки высоты орбиты позволяет по измерениям топоцентрического прямого восхождения и склонения (α_{1d} , δ_{1d}) и (α_{3d} , δ_{3d}) в точке 1 первой области обнаружения и точке 3 второй области обнаружения определить величины векторов наклонной дальности ρ_{1d} и ρ_{3d} . Рассмотрим определение наклонной дальности ρ_{1d} . Сначала по данным угловых измерений (α_{1d} , δ_{1d}) и известным координатам (широта φ , долгота λ и высота h) оптической системы наблюдения определяем угол ψ_1 между вектором наклонной дальности ρ_{1d} и радиус-вектором положения \mathbf{R}_{1d} оптической системы наблюдения в момент времени t_{1d} (формула (7)). Затем с использованием оценки высоты H неизвестного космического объекта рассчитываем угол θ_1 – угол между вектором наклонной дальности ρ_{1d} и геоцентрическим радиус-вектором \mathbf{r}_{1d} (формула (8)). Окончательно по формуле (9) определяем модуль наклонной дальности ρ_{1d} . Аналогично проводим вычисления модуля наклонной дальности ρ_{3d} в точке 3 второй области обнаружения.

Дальнейший расчет орбитальных параметров в двух методах проводится по следующему алгоритму. Рассчитываем векторы наклонной дальности ρ_{id} ($i = 1, 3$) в точке 1 первой области обнаружения и точке 3 второй области обнаружения:

$$\rho_{id} = \rho_{id} \cdot \mathbf{L}_{id} = \begin{pmatrix} \rho_{id} \cos \delta_{id} \cos \alpha_{id} \\ \rho_{id} \cos \delta_{id} \sin \alpha_{id} \\ \rho_{id} \sin \delta_{id} \end{pmatrix}.$$

Определяем радиус-векторы положения космического объекта в геоцентрической инерциальной системе координат $\mathbf{r}_{id}(x_{id}, y_{id}, z_{id})$ ($i = 1, 3$):

$$\mathbf{r}_{id} = \begin{pmatrix} x_{id} \\ y_{id} \\ z_{id} \end{pmatrix} = \rho_{id} + \mathbf{R}_{id} = \begin{pmatrix} \rho_{id} \cos \delta_{id} \cos \alpha_{id} \\ \rho_{id} \cos \delta_{id} \sin \alpha_{id} \\ \rho_{id} \sin \delta_{id} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_{\delta} \cos(\theta_{LSTi}) \\ r_{\delta} \sin(\theta_{LSTi}) \\ r_k \end{pmatrix}.$$

Окончательно с использованием метода Гаусса [1–3] решается задача Ламберта о нахождении орбиты детектированного спутника (вектора скорости и орбитальных параметров) по двум известным радиус-векторам положения \mathbf{r}_{1d} и \mathbf{r}_{3d} в моменты времени t_{1d} и t_{3d} .

**Результаты определения высоты, коррекции наклонной дальности
и уточнения параметров орбиты неизвестного космического объекта**

С использованием мобильной оптической системы наблюдения Белорусского государственного университета [21] и метода обнаружения, рассмотренного выше и подробно описанного в работе [16], 25 августа 2024 г. были получены данные детектирования спутника *Indefix/Ariane 42p* (North American Aerospace Defense Command (NORAD): 27422) на основе согласованного фильтра с параметрами опорного спутника-маски *Seasat-1* (NORAD: 10967). В каждой области обнаружения были измерены две пары угловых топоцентрических координат – прямое восхождение и склонение с интервалом между измерениями $\Delta t_{12} \approx \Delta t_{34} = 0,1$ с и $\Delta t_{12} \approx \Delta t_{34} = 0,6$ с (рис. 4). Значения угловых измерений спутника *Indefix/Ariane 42p*, а также спутника-маски *Seasat-1* в областях обнаружения представлены в табл. 1.

Согласно методу, описанному выше, для оценки высоты орбиты обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* использовались как значения угловых координат точек детектирования α_{1d} , α_{2d} и δ_{1d} , δ_{2d} (см. табл. 1), так и значения смещения спутника в плоскости кадра Δx между этими точками для каждой области. Исходными значениями неизвестного оптического коэффициента f/ω для численного решения нелинейного уравнения (3) и оценки высоты орбиты обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* являлись предварительно полученные значения оптического коэффициента f/ω опорного спутника *Seasat-1*. Значения оптического коэффициента f/ω опорного спутника *Seasat-1* были рассчитаны для соответствующих экспериментальных данных угловых измерений. На рис. 5 представлена кривая зависимости угла места el и оптического коэффициента f/ω от времени пролета 25 августа 2024 г. для опорного спутника *Seasat-1*, где для расчета оптического коэффициента f/ω использовалось значение высоты $H = 752,18$ км, вычисленное согласно модели прогнозирования SGP.

Таблица 1

**Значения угловых оптических измерений от 25 августа 2024 г.
для двух областей обнаружения спутника *Indefix/Ariane 42p***

Table 1

**Angular optical measurement values for the two detection regions
of the *Indefix/Ariane 42p* satellite on 25 August 2024**

Область	Точка	t_m	α_m	δ_m
Спутник-маска <i>Seasat-1</i> , NORAD: 10967, интервал 0,6 с				
1	$i = 1$	23:42:44,710 9	2 ч 48 мин 54,79 с	45 дн. 48 мин 25,84 с
	$i = 2$	23:42:45,315 2	2 ч 48 мин 54,56 с	45 дн. 30 мин 30,30 с
2	$i = 3$	23:44:45,272 0	14 ч 32 мин 0,15 с	77 дн. 6 мин 43,04 с
	$i = 4$	23:44:45,876 3	14 ч 32 мин 7,74 с	76 дн. 54 мин 18,18 с
Детектированный спутник <i>Indefix/Ariane 42p</i> , NORAD: 27422, интервал 0,6 с				
1	$i = 1$	23:54:5,171 0	4 ч 6 мин 28,49 с	51 дн. 26 мин 48,59 с
	$i = 2$	23:54:5,775 4	4 ч 5 мин 4,20 с	51 дн. 18 мин 25,90 с
2	$i = 3$	23:56:17,214 1	1 ч 10 мин 38,42 с	8 дн. 2 мин 49,13 с
	$i = 4$	23:56:17,818 4	1 ч 10 мин 15,62 с	7 дн. 52 мин 37,64 с
Спутник-маска <i>Seasat-1</i> , NORAD: 10967, интервал 0,1 с				
1	$i = 1$	23:42:44,710 9	2 ч 48 мин 54,56 с	45 дн. 30 мин 30,30 с
	$i = 2$	23:42:44,811 7	2 ч 48 мин 54,63 с	45 дн. 33 мин 28,76 с
2	$i = 3$	23:44:45,473 5	14 ч 32 мин 1,30 с	77 дн. 2 мин 29,72 с
	$i = 4$	23:44:45,574 2	14 ч 32 мин 3,27 с	77 дн. 0 мин 28,97 с
Детектированный спутник <i>Indefix/Ariane 42p</i> , NORAD: 27422, интервал 0,1 с				
1	$i = 1$	23:54:5,674 7	4 ч 5 мин 16,44 с	51 дн. 19 мин 48,47 с
	$i = 2$	23:54:5,775 4	4 ч 5 мин 2,21 с	51 дн. 18 мин 25,90 с
2	$i = 3$	23:56:17,717 8	1 ч 10 мин 19,20 с	7 дн. 54 мин 16,19 с
	$i = 4$	23:56:17,818 4	1 ч 10 мин 15,62 с	7 дн. 52 мин 37,64 с

Оценка высоты орбиты H обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* проводилась для двух областей обнаружения, где входной оптический коэффициент f/ω соответствовал значениям f/ω опорного спутника *Seasat-1* (см. рис. 5, зеленые маркеры): для первой области обнаружения $(f/\omega)_1 = 46,609$, для второй области обнаружения $(f/\omega)_2 = 45,891$. Согласно решению нелинейного уравнения (3) оценка высоты орбиты обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* показала следующие результаты: для исходных данных первой области обнаружения (угловые координаты первой области α_m и δ_m представлены в табл. 1, $(f/\omega)_1 = 46,609$) значение H составило 800,39 км с ошибкой $\sim 2,14$ км относительно теоретического значения SGP-модели $H = 798,25$ км; для исходных данных второй области обнаружения (угловые координаты второй области α_m и δ_m представлены в табл. 1, $(f/\omega)_2 = 45,891$) значение H составило 796,07 км с ошибкой $\sim 2,18$ км.

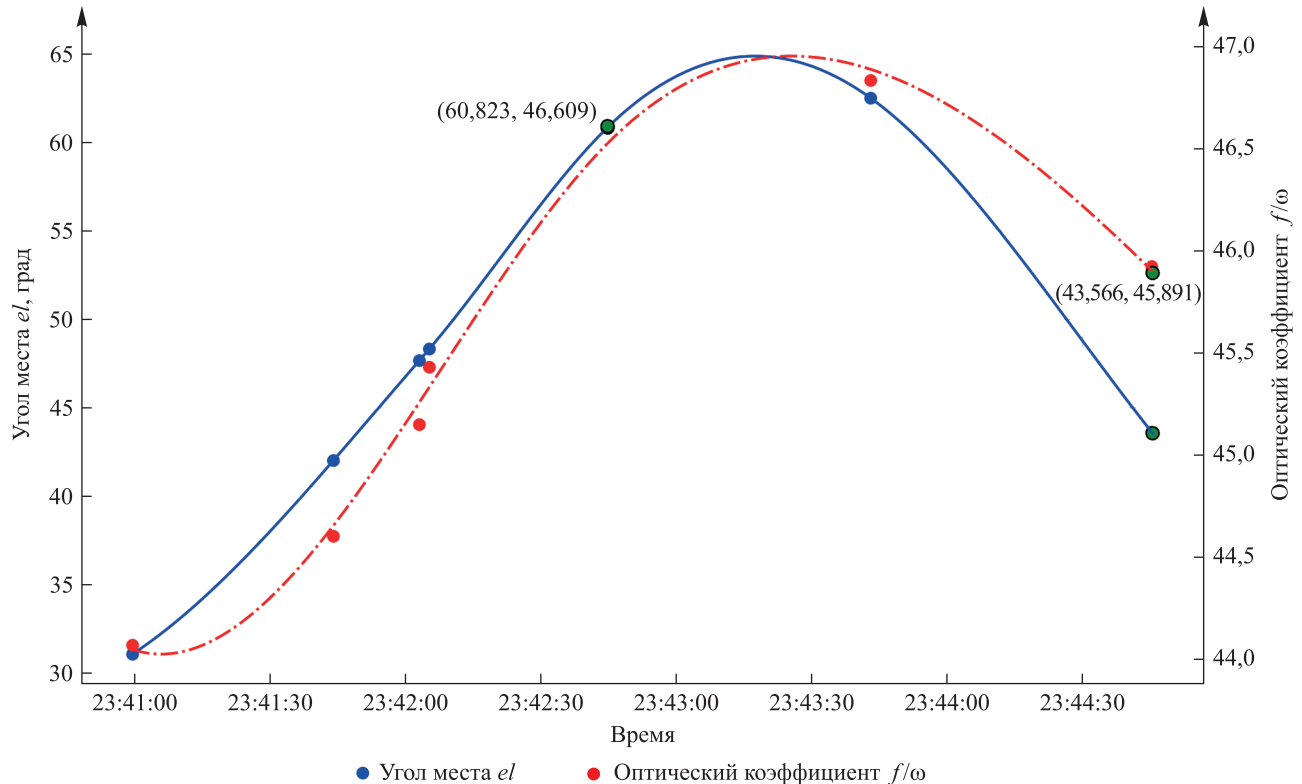


Рис. 5. Кривая зависимости угла места el и оптического коэффициента f/ω от времени пролета 25 августа 2024 г. для опорного спутника *Seasat-1*

Fig. 5. Curve of the dependence of elevation angle el and optical coefficient f/ω on the pass time of the reference satellite *Seasat-1* on 25 August 2024

Согласно полученным результатам оценки высоты обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* были рассчитаны скорректированные значения наклонной дальности. Для первой и второй области обнаружения с интервалом между точками измерения 0,1 с ошибки ρ_{1d} и ρ_{3d} до корректировки составили 8,75 и $-1,17$ км, а скорректированные значения позволили снизить ошибки ρ_{1d} и ρ_{3d} до 2,78 и 0,74 км соответственно. Для первой и второй области обнаружения с интервалом между точками измерения 0,6 с значения ошибки до корректировки составили 18,27 и $-14,89$ км, после корректировки значения ошибки уменьшились до 2,83 и $-4,16$ км соответственно.

Далее проводился анализ влияния коррекции наклонной дальности через оценку высоты орбиты космического объекта на значение ошибки при определении параметров орбиты космического объекта. В табл. 2 и 3 представлены ошибки определения радиус-вектора положения, а также вектора скорости спутника *Indefix/Ariane 42p* относительно результатов, полученных в модели прогнозирования SGP, для первой и второй области обнаружения с интервалами между точками измерения 0,6 и 0,1 с без учета коррекции наклонной дальности (методом начального определения орбиты неизвестного космического объекта по угловым оптическим измерениям на основе оценки величины вектора скорости в плоскости кадра) и с учетом коррекции наклонной дальности (методом начального определения орбиты по угловым оптическим измерениям на основе оценки высоты неизвестного космического объекта).

Таблица 2

Результат определения радиус-вектора положения и вектора скорости
обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p*

Table 2

Results of determining the position radius vector and velocity vector
of the detected satellite *Indefix/Ariane 42p*

Параметр	Значение	Параметр	Значение
<i>Интервал 0,6 с (без коррекции)</i>		<i>Интервал 0,6 с (с коррекцией)</i>	
$\mathbf{r}_{1d}(x_{1d}, y_{1d}, z_{1d})$, км	(4028,24, 567,72, 5913,52)	$\mathbf{r}_{1d}(x_{1d}, y_{1d}, z_{1d})$, км	(4023,66, 559,26, 5901,45)
$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км	(5,72, 10,52, 13,82)	$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км	(1,14, 2,06, 1,75)
$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{rel}}^{\text{error}}$, %	(0,08, 0,15, 0,19)	$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{rel}}^{\text{error}}$, %	(0,02, 0,03, 0,02)
$\mathbf{r}_{3d}(x_{3d}, y_{3d}, z_{3d})$, км	(4780,67, 400,23, 5304,73)	$\mathbf{r}_{3d}(x_{3d}, y_{3d}, z_{3d})$, км	(4790,80, 403,46, 5306,24)
$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км	(-13,79, -4,54, -3,71)	$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км	(-3,66, -1,31, -2,20)
$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{rel}}^{\text{error}}$, %	(0,19, 0,06, 0,05)	$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{rel}}^{\text{error}}$, %	(0,05, 0,02, 0,03)
$\mathbf{V}_1(V_{1x}, V_{1y}, V_{1z})$, км/с	(6,005, -1,232, -4,202)	$\mathbf{V}_1(V_{1x}, V_{1y}, V_{1z})$, км/с	(6,117, -1,144, -4,099)
$(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км/с	(-0,148, -0,113, -0,129)	$(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}}$, км/с	(-0,036, -0,025, 0,026)

Как видно из табл. 2, измерения с интервалом 0,6 с показывают абсолютные ошибки компонент радиус-вектора положения без коррекции наклонной дальности: они составили $(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (5,72, 10,52, 13,82)$ км в первой области обнаружения и $(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-13,79, -4,54, -3,71)$ км во второй области обнаружения (эквивалентно ошибке в величине радиус-вектора положения 18,29 км для первой области обнаружения и 14,49 км для второй области обнаружения). Напротив, как видно из табл. 2, для того же интервала измерений абсолютные ошибки компонент радиус-вектора положения с коррекцией наклонной дальности составили $(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (1,14, 2,06, 1,75)$ км в первой области обнаружения и $(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-3,66, -1,31, -2,20)$ км во второй области обнаружения, что соответствует уменьшению ошибок в величине радиус-вектора положения до 2,93 км для первой области обнаружения и до 4,47 км для второй области обнаружения.

В свою очередь, абсолютная ошибка определения вектора скорости обнаруженного спутника *Indefix/Ariane42p* без коррекции наклонной дальности составила $(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-0,148, -0,113, -0,129)$ км/с (эквивалентно ошибке в величине скорости 0,227 км/с), что также уступает в точности определения вектора скорости для измерений с коррекцией наклонной дальности, где абсолютная ошибка уменьшилась (с общим уменьшением ошибки в величине скорости до 0,051 км/с) и составила $(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-0,036, -0,025, 0,026)$ км/с. Как видно из табл. 3, если использовать измерения с интервалом 0,1 с без коррекции наклонной дальности в первой и второй области обнаружения, то абсолютные ошибки компонент радиус-вектора положения составили $(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (2,99, 5,25, 6,36)$ км в первой области обнаружения и $(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-0,84, -0,42, -1,80)$ км во второй области обнаружения (эквивалентно ошибке в величине радиус-вектора положения 8,79 км для первой области обнаружения и 2,03 км для второй области обнаружения). Напротив, с коррекцией наклонной дальности абсолютные ошибки компонент радиус-вектора положения для интервала измерений 0,1 с составили $(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (1,20, 1,98, 1,71)$ км в первой области обнаружения и $(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (0,96, 0,15, -1,55)$ км во второй области обнаружения (эквивалентно уменьшению ошибок в величине радиус-вектора положения до 2,88 км для первой области обнаружения и до 1,82 км для второй области обнаружения).

Абсолютная ошибка определения вектора скорости обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* без коррекции наклонной дальности для интервала измерения 0,1 с составила $(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-0,030, -0,042, -0,058)$ км/с (эквивалентно ошибке в величине скорости 0,078 км/с), что также усту-

пает в точности определения вектора скорости для измерений с коррекцией наклонной дальности, где абсолютная ошибка уменьшилась и составила $(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}} = (-0,002, 0,013, 0,021)$ км/с (эквивалентно уменьшению ошибки в величине скорости 0,024 км/с).

Результаты начального определения орбиты спутника *Indefix/Ariane 42p* в виде орбитальных параметров для интервалов измерения 0,6 и 0,1 с без коррекции наклонной дальности и с коррекцией наклонной дальности представлены в табл. 4.

Таблица 3

Результат определения радиус-вектора положения и вектора скорости
обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p*

Table 3

Results of determining the position radius vector and velocity vector
of the detected satellite *Indefix/Ariane 42p*

Параметр	Значение	Параметр	Значение
<i>Интервал 0,1 с (без коррекции)</i>		<i>Интервал 0,1 с (с коррекцией)</i>	
$\mathbf{r}_{1d}(x_{1d}, y_{1d}, z_{1d}), \text{ км}$	(4028,61, 561,89, 5904,01)	$\mathbf{r}_{1d}(x_{1d}, y_{1d}, z_{1d}), \text{ км}$	(4026,82, 558,62, 5899,36)
$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км}$	(2,99, 5,25, 6,36)	$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км}$	(1,20, 1,98, 1,71)
$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{rel}}^{\text{error}}, \%$	(0,04, 0,07, 0,09)	$(\Delta x_{1d}, \Delta y_{1d}, \Delta z_{1d})_{\text{rel}}^{\text{error}}, \%$	(0,02, 0,03, 0,02)
$\mathbf{r}_{3d}(x_{3d}, y_{3d}, z_{3d}), \text{ км}$	(4796,40, 403,75, 5304,19)	$\mathbf{r}_{3d}(x_{3d}, y_{3d}, z_{3d}), \text{ км}$	(4798,20, 404,32, 5304,44)
$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км}$	(-0,84, -0,42, -1,80)	$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км}$	(0,96, 0,15, -1,55)
$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{rel}}^{\text{error}}, \%$	(0,01, 0,01, 0,03)	$(\Delta x_{3d}, \Delta y_{3d}, \Delta z_{3d})_{\text{rel}}^{\text{error}}, \%$	(0,01, 0,002, 0,02)
$\mathbf{V}_1(V_{1x}, V_{1y}, V_{1z}), \text{ км/с}$	(6,121, -1,161, -4,134)	$\mathbf{V}_1(V_{1x}, V_{1y}, V_{1z}), \text{ км/с}$	(6,149, -1,132, -4,097)
$(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км/с}$	(-0,030, -0,042, -0,058)	$(\Delta V_{1x}, \Delta V_{1y}, \Delta V_{1z})_{\text{abs}}^{\text{error}}, \text{ км/с}$	(-0,002, 0,013, 0,021)

Таблица 4

Орбитальные параметры обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p*

Table 4

Orbital parameters of the detected satellite *Indefix/Ariane 42p*

Оценка	Интервал, с	a , км	i , град	e	Ω , град	u , град
IOD	0,6 (без коррекции)	7138,53	99,032	0,026 1	174,662	123,465
	0,6 (с коррекцией)	7149,71	98,643	0,004 5	175,156	123,574
	0,1 (без коррекции)	7210,76	98,709	0,009 4	175,093	123,583
	0,1 (с коррекцией)	7195,53	98,585	0,004 4	175,244	123,618
$\Delta_{\text{abs}}^{\text{error}}$	0,6 (без коррекции)	-30,78	0,501	0,024 0	-0,638	0,133
	0,6 (с коррекцией)	-19,60	0,112	0,002 4	-0,144	0,024
	0,1 (без коррекции)	41,45	0,179	0,007 3	-0,207	-0,045
	0,1 (с коррекцией)	26,22	0,054	0,002 3	-0,056	-0,010
$\Delta_{\text{rel}}^{\text{error}}, \%$	0,6 (без коррекции)	0,43	0,51	—	0,36	0,11
	0,6 (с коррекцией)	0,27	0,11	—	0,08	0,02
	0,1 (без коррекции)	0,58	0,18	—	0,12	0,04
	0,1 (с коррекцией)	0,37	0,05	—	0,03	0,01

Как видно из табл. 4, результаты определения всех орбитальных параметров большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона орбиты i , долготы восходящего узла Ω и аргумента широты u для двух интервалов измерений (0,1 и 0,6 с) показывают наименьшее значение абсолютных ошибок при проведении коррекции наклонной дальности из оценки высоты. В частности, для интервала 0,6 с с коррекцией наклонной дальности абсолютная ошибка составила $-19,60$ км в значении большой полуоси, $0,0024$ в значении эксцентриситета, $0,112^\circ$ в значении наклона, $-0,144^\circ$ в значении долготы восходящего узла и $0,024^\circ$ в значении аргумента широты, что меньше в соответствующих параметрах на $11,18$ км, $0,0216$, $0,389^\circ$, $0,494^\circ$ и $0,109^\circ$, чем для решения без использования коррекции наклонной дальности. Аналогично, как видно из табл. 4, для интервала 0,1 с с коррекцией наклонной дальности абсолютная ошибка составила $26,22$ км в значении a , $0,0023$ в значении e , $0,054^\circ$ в значении i , $-0,056^\circ$ в значении Ω и $-0,010^\circ$ в значении u , что меньше в соответствующих параметрах на $15,23$ км, $0,005$, $0,125^\circ$, $0,151^\circ$ и $0,035^\circ$, чем для решения без использования коррекции наклонной дальности.

Заключение

В работе представлен метод оценки высоты и коррекции величины наклонной дальности для решения задач определения орбит неизвестных космических объектов с использованием данных оптических датчиков. Предложенный метод позволяет определить высоту космического объекта в приближении круговой орбиты на основе данных угловых измерений и геометрического соотношения между высотой орбиты и скоростью смещения космического объекта в плоскости кадра. Оценка высоты решает проблему отсутствия информации о дальности до космического объекта в угловых оптических измерениях и используется для корректирующего расчета наклонной дальности в методе начального определения орбиты по двум радиус-векторам. Входными данными для начального определения орбиты и оценки высоты являются угловые измерения в двух областях обнаружения космического объекта, которые получены методом согласованной фильтрации на основе связи формы фурье-спектра разностного кадра и величины проекции линейной скорости движения на плоскость кадра [15]. Данный метод обнаружения обеспечивает оценку величины проекции линейной скорости в плоскости кадра неизвестного космического объекта по опорному спутнику с известными орбитальными параметрами. Проекция линейной скорости на плоскость кадра используется для расчета величины наклонной дальности в методе определения орбиты по двум областям обнаружения [20], для которого оценка высоты позволяет скорректировать соответствующие значения дальности и уменьшить ошибку в значениях орбитальных параметров.

Согласно полученным результатам для обнаруженного спутника *Indefix/Ariane 42p* метод определения высоты позволил рассчитать параметр орбиты H с ошибкой $2,141$ км для первой области обнаружения и с ошибкой $2,180$ км для второй области обнаружения. На основе данных высоты получены корректирующие значения наклонной дальности для угловых измерений с интервалом 0,1 и 0,6 с в первой и второй области обнаружения, которые обеспечили уменьшение ошибки ρ_{1d} и ρ_{3d} с $8,75$ и $-1,17$ км (при расчете наклонной дальности через оценку проекции линейной скорости на плоскость кадра) до $2,78$ и $0,74$ км соответственно для измерений с интервалом 0,1 с, а также с $18,27$ и $-14,89$ км до $2,83$ и $-4,16$ км соответственно для измерений с интервалом 0,6 с. Стоит заметить, что использование нелинейной зависимости уравнения (3) для определения высоты справедливо только для зенитных пролетов при максимальном угле места $el > 70$. Данное утверждение объясняется тем, что при выводе уравнения (3) допущено приближение о равенстве углов между радиус-вектором и наклонной дальностью и между радиальной скоростью и проекцией линейной скорости на плоскость кадра, что является корректным только для зенитной области и указывает на основное ограничение рассмотренного метода. Поэтому для незенитных пролетов дополнительно получено нелинейное уравнение (5) оценки высоты орбиты неизвестного космического объекта по угловым оптическим измерениям.

Коррекция наклонной дальности позволила уменьшить ошибки в определении орбитальных параметров большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона орбиты i , долготы восходящего узла Ω и аргумента широты u для интервала измерения 0,1 с на следующие значения: абсолютная ошибка составила $26,22$ км в значении a , $0,0023$ в значении e , $0,054^\circ$ в значении i , $-0,056^\circ$ в значении Ω и $-0,010^\circ$ в значении u , что уменьшено на $15,23$ км, $0,005$, $0,125^\circ$, $0,151^\circ$ и $0,035^\circ$ в соответствующих параметрах до корректировки. Аналогично для интервала измерения 0,6 с абсолютная ошибка составила $-19,60$ км в значении a , $0,0024$ в значении e , $0,112^\circ$ в значении i , $-0,144^\circ$ в значении Ω и $0,024^\circ$ в значении u , что было уменьшено в соответствующих параметрах на $11,18$ км, $0,0216$, $0,389^\circ$, $0,494^\circ$ и $0,109^\circ$ до корректировки.

Предложенный метод прямого расчета высоты орбиты космического объекта по угловым оптическим измерениям имеет общий характер и может применяться в условиях ограниченных данных для решения задач наблюдения и начального определения орбит как астероидов, так и техногенного космического мусора, образовавшегося в результате столкновения, распада или взрыва. Кроме того, данный метод актуален для оперативного поиска и обнаружения запущенных космических аппаратов в первые сутки полета, а также для поиска и обнаружения группировок малых спутников [22].

Библиографические ссылки

1. Vallado DA. *Fundamentals of astrodynamics and applications*. 4th edition. Hawthorne: Microcosm Press; 2013. XXII, 1106 p. (Space technology library).
2. Herrick S. *Astrodynamics. Volume 1, Orbit determination, space navigation, celestial mechanics*. London: Van Nostrand Reinhold Company; 1971. XXVI, 540 p.
3. Escobal PR. *Methods of orbit determination*. Huntington: R. E. Krieger; 1976. XIX, 479 p.
4. Battin RH. *An introduction to the mathematics and methods of astrodynamics*. Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics; 1999. XXXII, 799 p. (Przemieniecki JS, editor. AIAA education series).
5. Bate RR, Mueller DD, White JE. *Fundamentals of astrodynamics*. New York: Dover Publications; 1971. XII, 455 p.
6. Christian JA. Initial orbit determination from only heading measurements. *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2023;60(4): 1169–1175. DOI: 10.2514/1.A35593.
7. Kazemi S, Azad NL, Scott KA, Oqab HB, Dietrich GB. Orbit determination for space situational awareness: a survey. *Acta Astronautica*. 2024;222:272–295. DOI: 10.1016/j.actaastro.2024.06.015.
8. Lei X, Wang K, Zhang P, Pan T, Li H, Sang J, et al. A geometrical approach to association of space-based very short-arc LEO tracks. *Advances in Space Research*. 2018;62(3):542–553. DOI: 10.1016/j.asr.2018.04.044.
9. Fossà A, Armellini R, Delande E, Losacco M, Sanfedino F. A multifidelity approach to robust orbit determination. *Acta Astronautica*. 2024;214:277–292. DOI: 10.1016/j.actaastro.2023.10.040.
10. Gronchi GF, Dimare L, Milani A. Orbit determination with the two-body integrals. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2010;107(3):299–318. DOI: 10.1007/s10569-010-9271-9.
11. Milani A, Gronchi GF, Vitturi MDM, Knežević Z. Orbit determination with very short arcs. I admissible regions. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2004;90(1–2):57–85. DOI: 10.1007/s10569-004-6593-5.
12. Cai H, Yang Y, Gehly S, Wu S, Zhang K. Improved tracklet association for space objects using short-arc optical measurements. *Acta Astronautica*. 2018;151:836–847. DOI: 10.1016/j.actaastro.2018.07.024.
13. Bakhshiyar BT, Sukhanov AA, Fedyaev KS. Estimation of the determination accuracy of orbit parameters of the Apophis asteroid from measurement results. *Cosmic Research*. 2010;48(5):417–423. DOI: 10.1134/S0010952510050072.
14. Mironov VV. A technique for estimating the space debris density from the data of onboard recording systems. *Cosmic Research*. 2003;41(3):204–208. DOI: 10.1023/A:1023395300193.
15. Baranova V, Spiridonov A, Ushakov D, Kozlov V, Cherny V, Saetchnikov V. Geometric approach to determining the space object orbit altitude using angles-only measurements. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *Proceedings of 11th International workshop on metrology for aerospace; 2024 June 3–5; Lublin, Poland*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2024. p. 173–177. DOI: 10.1109/MetroAeroSpace61015.2024.10591574.
16. Baranova V, Spiridonov A, Ushakov D, Saetchnikov V. The resident space object detection method based on the connection between the Fourier domain image of the video data difference frame and the orbital velocity projection. *Journal of Astronomy and Space Sciences*. 2024;41(3):159–170. DOI: 10.5140/JASS.2024.41.3.159.
17. Kovalevsky J, Seidelmann PK. *Fundamentals of astrometry*. Cambridge: Cambridge University Press; 2004. 422 p.
18. Zhi Z, Qu H, Tao S, Zheng L, Ying Sh, Zhu H. The design of cone and pendulum scanning mode using dual-camera with multi-dimensional motion imaging micro-nanosatellite. *Remote Sensing*. 2022;14(18):4613–4641. DOI: 10.3390/rs14184613.
19. Pineau D, Felicetti L. Design of an optical system for a Multi-CubeSats debris surveillance mission. *Acta Astronautica*. 2023; 210:535–546. DOI: 10.1016/j.actaastro.2023.04.027.
20. Баранова ВС, Спиридонов АА, Ушаков ДВ, Саечников ВА. Метод начального определения орбиты космического объекта по ограниченными данным угловых оптических измерений. *Приборы и методы измерений*. 2025;16(2):121–132. DOI: 10.21122/2220-9506-2025-16-2-121-132.
21. Spiridonov A, Baranova V, Ushakov D, Saetchnikov V, Kenko Z, Zasmuzhats D, et al. University mobile optical surveillance system for low-Earth space object orbit determination. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *Proceedings of 9th International workshop on metrology for aerospace; 2022 June 27–29; Pisa, Italy*. [S. l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2022. p. 566–570. DOI: 10.1109/MetroAeroSpace54187.2022.9855955.
22. Спиридонов АА, Баранова ВС, Саечников ВА, Ушаков ДВ. Моделирование построения региональной группировки наноспутников путем попутного запуска с различных космодромов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2022;2:50–59. DOI: 10.33581/2520-2243-2022-2-50-59.

Получена 16.05.2025 / исправлена 18.05.2025 / принята 19.05.2025.
Received 16.05.2025 / revised 18.05.2025 / accepted 19.05.2025.

Авторы:

Василина Сергеевна Баранова – научный сотрудник кафедры физики и аэрокосмических технологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.
Александр Александрович Спиридонов – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры физики и аэрокосмических технологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Authors:

Vasilina S. Baranova, researcher at the department of the physics and aerospace technologies, faculty of radiophysics and computer technology.
vbaranova@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0002-8060-6015>
Alexander A. Spiridonov, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of physics and aerospace technologies, faculty of radiophysics and computer technology.
spirid@bsu.by
<https://orcid.org/0000-0003-2047-2147>

Владимир Леонидович Козлов – доктор технических наук, профессор; профессор кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Дмитрий Владимирович Ушаков – доктор физико-математических наук, доцент; декан факультета радиофизики и компьютерных технологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Владимир Алексеевич Саечников – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой физики и аэрокосмических технологий факультета радиофизики и компьютерных технологий.

Vladimir L. Kozlov, doctor of science (engineering), full professor; professor at the department of quantum radiophysics and optoelectronics, faculty of radiophysics and computer technology. kozlovvl@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-3309-7470>

Dmitrii V. Ushakov, doctor of science (physics and mathematics), docent; dean of the faculty of radiophysics and computer technology.

ushakovdv@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0002-2108-7024>

Vladimir A. Saetchnikov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of physics and aerospace technologies, faculty of radiophysics and computer technology.

saetchnikov@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0001-9064-4384>

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ПОЛЮСНОГО НАКОНЕЧНИКА НА СРОК СЛУЖБЫ СТОЯНОЧНОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ

С. Г. ШАРИНА¹⁾, М. С. КРАКОВ^{1), 2)}

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

²⁾Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Представлены результаты численного моделирования задачи об изменении концентрации магнитных частиц во времени в магнитоожидкостном уплотнении (МЖУ), работающем в стояночном режиме. Отмечено, что процесс переконцентрации определяется балансом магнитофореза и концентрационной диффузии. Расчеты проведены для двух наиболее распространенных геометрий полюсного наконечника – треугольной и прямоугольной. В вычислениях использованы коэффициент диффузии, зависящий от концентрации магнитных частиц, и модифицированное выражение для описания подвижности магнитных частиц. Выполнено сравнение влияния геометрий полюсного наконечника на срок службы МЖУ. Под действием высокоградиентного магнитного поля в МЖУ магнитные частицы стремятся в область большей напряженности магнитного поля. В результате этого в зазоре МЖУ концентрация магнитных частиц существенно возрастает, что влечет за собой увеличение вязкости магнитной жидкости. Чрезмерное увеличение вязкости магнитной жидкости может привести к невозможности вращения вала, т. е. выходу уплотнения из строя. Сроком службы МЖУ считается то время, за которое магнитная жидкость в зазоре МЖУ теряет текучесть. Определено, что срок службы МЖУ с треугольной геометрией полюсного наконечника превышает срок службы МЖУ с прямоугольной геометрией полюсного наконечника. При использовании вакуумного масла в качестве жидкостно-основы время безотказной работы МЖУ в зависимости от его параметров может составлять от месяца до нескольких лет.

Ключевые слова: диффузия; магнитофорез; магнитная жидкость; численные методы; компьютерное моделирование.

Благодарность. Исследование выполнено в рамках научно-исследовательской работы «Динамика процессов тепло- и массопереноса в коллоидах магнитных наночастиц» (государственная программа научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии», подпрограмма «Энергетические процессы и технологии», задание 2.21 «Развитие теории массопереноса в коллоидах и суспензиях для определения режимов магнитореологической обработки, обеспечивающей повышение лучевой стойкости поверхностей элементов мощных лазерных систем»).

Образец цитирования:

Шарина СГ, Краков МС. Влияние геометрии полюсного наконечника на срок службы стояночного магнитоожидкостного уплотнения. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;2:19–30.
EDN: PYCLKV

For citation:

Sharyna SG, Krakov MS. The influence of pole piece geometry on the lifespan of the stationary magnetic fluid seal. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;2:19–30. Russian.
EDN: PYCLKV

Авторы:

Софья Григорьевна Шарина – ассистент кафедры компьютерного моделирования физического факультета.
Михаил Самуилович Краков – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры компьютерного моделирования физического факультета¹⁾, профессор кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» факультета технологий управления и гуманитаризации²⁾.

Authors:

Sofiya G. Sharyna, assistant at the department of computer modelling, faculty of physics.
sharynasg@bsu.by
<https://orcid.org/0009-0009-2939-6145>
Mikhail S. Krakov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of computer modelling, faculty of physics^a, and professor at the UNESCO department «Energy saving and renewable energy sources», faculty of management technologies and humanities^b.
krakov@bntu.by
<https://orcid.org/0000-0001-8458-5138>

THE INFLUENCE OF POLE PIECE GEOMETRY ON THE LIFESPAN OF THE STATIONARY MAGNETIC FLUID SEAL

S. G. SHARYNA^a, M. S. KRAKOV^{a, b}

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

^bBelarusian National Technical University, 65 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220013, Belarus

Corresponding author: S. G. Sharyna (sharynasg@bsu.by)

Abstract. The paper presents the results of a numerical simulation of the problem of changing the concentration of magnetic particles over time in a magnetic fluid seal (MFS) operating in the standby mode. It is noted that the process of reconcentration is determined by the balance of magnetophoresis and concentration diffusion. The study was performed for the two most common pole piece geometries – triangular and rectangular. The governing equations take into account the diffusion coefficient's dependence on the concentration of magnetic particles and a modified expression for the mobility of magnetic particles. A comparison of the influence of pole piece geometry on the MFS lifespan was carried out. Under the influence of a high-gradient magnetic field in the MFS, magnetic particles tend to the region of higher magnetic field strength. As a result, the concentration of magnetic particles in the gap of the MFS increases significantly, which leads to an increase the viscosity of the magnetic fluid. Excessive increase in the viscosity of the magnetic fluid may result in the shaft not being able to rotate, i. e., seal failure. The lifespan of the MFS is considered to be the time during which the magnetic fluid in the gap of the MFS loses its fluidity. It was determined that the lifespan of the MFS with a triangular pole piece geometry exceeds the lifespan of the MFS with a rectangular pole piece geometry. When using vacuum oil as the base fluid, the failure-free operation time of the MFS, depending on its parameters, can range from a month to several years.

Keywords: diffusion; magnetophoresis; magnetic fluid; numerical methods; computer simulation.

Acknowledgements. The study was carried out within the framework of the research work «Dynamics of heat and mass transfer processes in colloids of magnetic nanoparticles» (state programme of scientific research «Energy and nuclear processes and technologies», subprogramme «Energy processes and technologies», assignment 2.21 «Development of the theory of mass transfer in colloids and suspensions to determine the modes of magnetorheological processing, ensuring the radiation resistance of elements of powerful laser systems»).

Введение

Магнитожидкостные уплотнения (МЖУ) используются в различных областях промышленности, где необходимо обеспечить герметизацию подвижных частей механизмов [1]. МЖУ обладают большей надежностью по сравнению с механическими или сальниковыми уплотнениями. Они формируют герметичный жидкий барьер между разделяемыми средами и обеспечивают низкое трение между подвижными частями механизмов. МЖУ могут применяться для разделения таких сред, как жидкость [2], газ [3] или вакуум [4].

Схематически конструкция МЖУ представлена на рис. 1. Внутри корпуса, изготовленного из немагнитного материала, находятся полюс, состоящий из постоянного магнита и полюсных наконечников, магнитопроводящий вал и магнитная жидкость, являющаяся основным рабочим веществом (уплотняющим агентом) в МЖУ. Магнитная жидкость располагается в зазоре между полюсными наконечниками и валом и удерживается в нем высокоградиентным магнитным полем. Основными компонентами магнитной жидкости являются жидкость-основа и магнитные частицы, покрытые слоем стабилизатора для предотвращения их агрегации [5].

МЖУ способны работать в стояночном, низкоскоростном и высокоскоростном режимах [5]. Основным режимом работы МЖУ является низкоскоростной режим, при котором скорость поверхности вала составляет величину $u \leq 5$ м/с. При больших скоростях (высокоскоростной режим) на характеристики МЖУ начинают влиять тепловыделение из-за вязкого трения и центробежные силы, которые стремятся выбросить магнитную жидкость из рабочего зазора. Особенностью стояночного режима, рассматриваемого в настоящей работе, является отсутствие движения магнитной жидкости в зазоре на протяжении длительного периода, что приводит к изменению характеристик магнитной жидкости во времени.

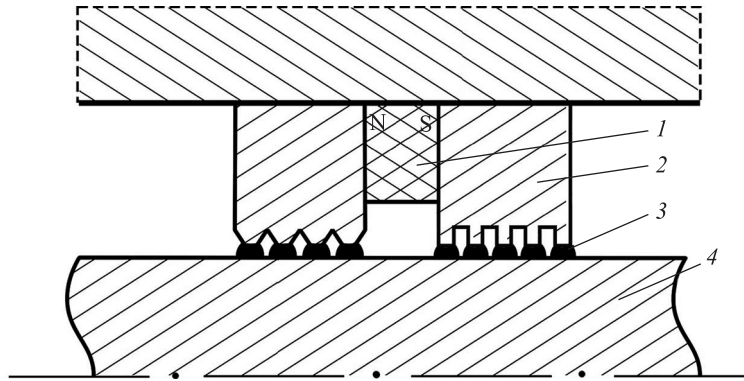


Рис. 1. Схема МЖУ: 1 – постоянный магнит; 2 – полюсные наконечники; 3 – магнитная жидкость; 4 – вал
Fig. 1. Sketch of a magnetic fluid seal: 1 – permanent magnet; 2 – pole pieces; 3 – magnetic fluid; 4 – shaft

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитная жидкость представляет собой устойчивый коллоидный раствор. Однако в реальных МЖУ под полюсным наконечником на магнитную жидкость действует высокоградиентное неоднородное магнитное поле, под влиянием которого магнитные частицы стремятся в область с наибольшей напряженностью магнитного поля. Как следствие, в зазоре под полюсным наконечником концентрация магнитных частиц увеличивается, а в области с меньшей напряженностью магнитного поля уменьшается. Противоположно магнитофорезу действует концентрационная диффузия, стремящаяся равномерно распределить магнитные частицы в объеме магнитной жидкости [6]. Одновременно с изменением концентрации магнитных частиц изменяется вязкость магнитной жидкости, что оказывает влияние на интенсивность как магнитофореза, так и концентрационной диффузии. Кроме того, рост вязкости магнитной жидкости при высокой концентрации магнитных частиц может привести к потере текучести магнитной жидкостью, что означает выход МЖУ из строя.

В предыдущих публикациях (см. [7–9]) коэффициент диффузии полагался постоянным. В работе [10] исследовалась диффузия магнитных частиц в МЖУ с треугольной геометрией полюсного наконечника до образования плотной упаковки частиц в зазоре. При вычислении коэффициента диффузии использовалась его зависимость от концентрации магнитных частиц, предложенная в статье [11]. Данная зависимость основывается в том числе на предположении Рассела о зависимости относительной подвижности магнитных частиц от их концентрации вида $K(c) = (1 - c)^{6,55}$, где c – безразмерная объемная концентрация магнитных частиц вместе с оболочкой ПАВ в суспензии, определяемая как отношение объема частиц в суспензии к объему самой суспензии. Однако это предположение является справедливым при небольших концентрациях магнитных частиц, но, очевидно, не работает при концентрациях, близких к плотной упаковке, когда подвижность частиц стремится к нулю. В работе [12] исследовалась диффузия магнитных частиц в МЖУ с прямоугольной геометрией полюсного наконечника. При вычислении коэффициента диффузии в этом случае использовалось модифицированное выражение для описания подвижности магнитных частиц. Данное выражение основывается на предположении о том, что магнитная жидкость теряет текучесть при нулевой подвижности магнитных частиц, которая, в свою очередь, достигается при концентрации частиц,

близкой к плотной упаковке, и имеет вид $K(c) = \left(1 - \frac{c}{0,605}\right)^{6,55 \cdot 0,605}$, где $c = 0,605$ – экспериментальное

значение концентрации магнитных частиц, при которой магнитная жидкость теряет текучесть [13].

Важным элементом МЖУ является полюсный наконечник. Геометрия полюсного наконечника влияет на степень неоднородности магнитного поля, от которой зависят интенсивность магнитофореза в зазоре и, следовательно, срок службы МЖУ. Как отмечено выше, в работах [10; 12] проведены расчеты для разных геометрий полюсного наконечника с использованием различных выражений для вычисления коэффициента диффузии. Выполненное ранее сравнение влияния геометрий полюсного наконечника на характеристики стояночного МЖУ [14] было неполным и не учитывало модифицированное выражение для описания подвижности магнитных частиц.

Целью настоящей работы является объединение и обобщение результатов расчетов критической концентрации, при которой магнитная жидкость теряет текучесть, а также срока службы МЖУ в зависимости от величины напряженности магнитного поля под полюсным наконечником. В статье сравниваются две геометрии полюсного наконечника при использовании модифицированного выражения для описания подвижности магнитных частиц. Выполненное сравнение позволит определить, как геометрия полюсного наконечника влияет на срок службы МЖУ, и выявить, при какой геометрии полюсного наконечника срок службы МЖУ будет максимальным.

Формулировка задачи

Геометрия полюсного наконечника. Расчетная область представляет собой участок под многозубым полюсом МЖУ, выбранный с учетом симметрии (рис. 2). В работе рассмотрены две наиболее распространенные геометрии полюсного наконечника – треугольная и прямоугольная. Для треугольного полюсного наконечника угол между горизонтальной и наклонной частями принят равным 45° (наиболее распространенный вариант). Изменение угла влияет на величину напряженности магнитного поля под полюсным наконечником. Граница раздела между магнитной жидкостью и окружающей средой определена по изолинии постоянного значения напряженности магнитного поля под полюсным наконечником, исходя из заданного объема магнитной жидкости.

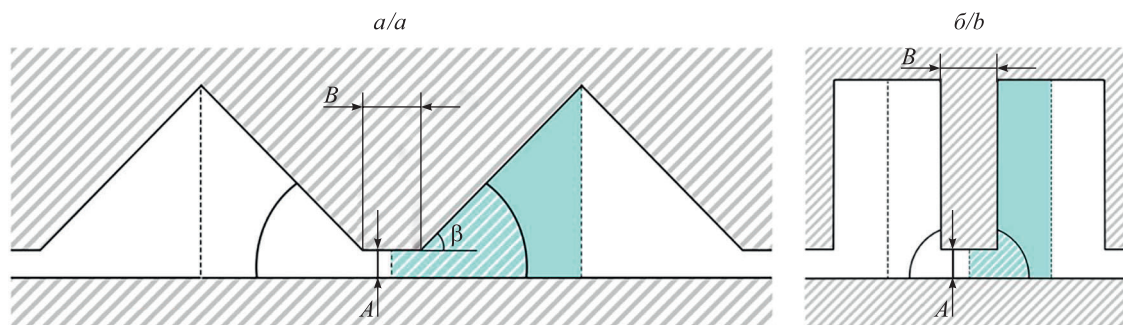


Рис. 2. Расчетная область для треугольной (а) и прямоугольной (б) геометрий полюсного наконечника (А – зазор между полюсным наконечником и валом; В – ширина основания полюсного наконечника; $\beta = 45^\circ$ – угол между горизонтальной и наклонной частями полюсного наконечника)

Fig. 2. Calculation domain for a triangular (a) and rectangular (b) pole piece geometries (A – the gap between the pole piece and the shaft; B – the width of the pole piece base; $\beta = 45^\circ$ – the angle between the horizontal and inclined parts of the pole piece)

Уравнение диффузии. Уравнение, описывающее диффузию броуновских частиц через их объемную концентрацию¹, имеет вид

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad (1)$$

где ρ – плотность; \mathbf{j} – поток массы; t – время.

Поток массы определим по формуле, предложенной в статье [11], с учетом приближений согласно работе [10], где используется коэффициент диффузии в приближении твердых сфер для идеальной магнитной жидкости. Тогда второй член уравнения (1) может быть записан в виде

$$\text{div} \mathbf{j} = \rho D_0 K(c) \left[c \frac{\mu_0 m_p}{kT} \nabla H - \left(1 + \frac{2c(4-c)}{(1-c)^4} \right) \nabla c \right], \quad (2)$$

где $D_0 = \frac{kT}{6\pi\eta_0 R}$ – эйнштейновский коэффициент диффузии для разбавленных растворов; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$ – постоянная Больцмана; T – температура; η_0 – динамическая вязкость магнитной жидкости при отсутствии магнитных частиц; R – радиус частицы вместе с оболочкой ПАВ; $K(c) = \frac{b}{b_0} - \frac{b}{b_0}$ – относительная подвижность частиц в магнитной жидкости; b – подвижность частиц в суспензии; b_0 – подвижность частиц в чистом растворе; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная; m_p – магнитный момент частицы; H – напряженность магнитного поля. Члены в квадратных скобках описывают магнитофорез и броуновскую концентрационную диффузию соответственно.

Для рассматриваемой задачи относительную подвижность магнитных частиц можно описать выражением Рассела (см. [15; 16]), модифицированным в предположении, что магнитная жидкость теряет текучесть при достижении концентрации $c = 0,605$ [12], в соответствии с формулой Чонга [13]:

$$K(c) = \left(1 - \frac{c}{0,605} \right)^{3,963}. \quad (3)$$

¹Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика : учеб. пособие. 3-е изд., перераб. М. : Наука, 1986. 736 с. (Теоретическая физика : в 10 т. ; т. 6).

Окончательно уравнение переноса (1) с учетом выражений для потока массы (2) и относительной подвижности магнитных частиц (3) принимает вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_0 \nabla \left[K(c) \left(G(c) \nabla c - c \frac{\mu_0 m_p}{kT} \nabla H \right) \right], \quad (4)$$

где $K(c) = \left(1 - \frac{c}{0,605} \right)^{3,963}$; $G(c) = \left(1 + \frac{2c(4-c)}{(1-c)^4} \right)$.

Уравнения, описывающие магнитное поле. Для описания магнитного поля под полюсным наконечником, как и в работах [10; 12], использованы статические уравнения Максвелла. Введен потенциал напряженности магнитного поля φ . Напряженность магнитного поля вычислена с использованием уравнений

$$H = \nabla \varphi, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (5)$$

Граничные условия. Граничные условия заданы аналогично работам [10; 12], где, исходя из симметричности задачи на правой и левой границах, производная по нормали от потенциала равна нулю ($\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$), потенциал напряженности магнитного поля на поверхности вала равен нулю ($\varphi = 0$), а потенциал напряженности магнитного поля на поверхности полюса составляет величину $\varphi = H_0 A$, где H_0 – напряженность магнитного поля на оси симметрии полюсного наконечника ($x = 0$).

Граничным условием для уравнения (4) является равенство потока массы нулю на всех границах магнитной жидкости:

$$\mathbf{j} = K(c) \left(G(c) \nabla c - c \frac{\mu_0 m_p}{kT} \nabla H \right) = 0.$$

Безразмерные уравнения. В безразмерном виде уравнения (5) остаются неизменными, а уравнение (4) записывается следующим образом:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \nabla \left[K(c) \left(G(c) \nabla c - c U \nabla H \right) \right], \quad U = \frac{\mu_0 m_p H_0}{kT}, \quad (6)$$

где в качестве характерных величин определены масштабы расстояния (A) и времени ($\frac{A^2}{D_0}$). Размерные

и безразмерные величины связаны следующими соотношениями: $x = A \hat{x}$, $y = A \hat{y}$, $t = \frac{A^2}{D_0} \hat{t}$, $H = H_0 \hat{H}$, $\varphi = H_0 A \hat{\varphi}$, $\nabla = \frac{1}{A} \hat{\nabla}$. В уравнении (6) крышечки над безразмерными величинами убраны для удобства.

Численный метод

Решение диффузионной задачи осуществляется с помощью численного метода контрольных объемов [17; 18] на треугольной структурированной сетке. Пример сетки для двух геометрий полюсного наконечника приведен на рис. 3. Данный метод аналогичен методу, использованному в работах [10; 12].

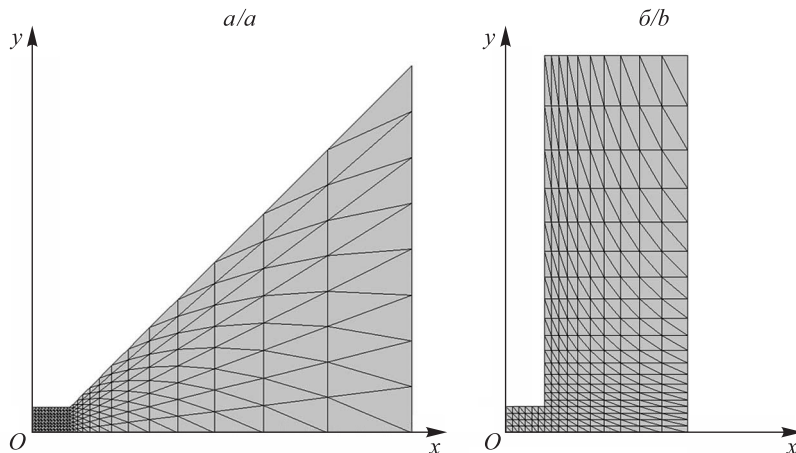


Рис. 3. Сетка для треугольной (а) и прямоугольной (б) геометрий полюсного наконечника

Fig. 3. Mesh for a triangular (a) and rectangular (b) pole piece geometries

В выбранном численном методе для вычисления потенциала напряженности магнитного поля и концентрации магнитных частиц используется линейное распределение величины на треугольном элементе. Для нахождения напряженности и градиента напряженности магнитного поля в зазоре применяется метод обратных расстояний [19]. Численно нестационарная задача решается с использованием явной схемы Эйлера. Условием прекращения счета принимается увеличение вязкости магнитной жидкости на поверхности вала в 40 раз по сравнению с первоначальной вязкостью. Наиболее распространенной магнитной жидкостью для вакуумных уплотнений является жидкость на основе вакуумного масла, динамическая вязкость которого составляет величину $\eta_0 = 0,08 \text{ Па} \cdot \text{с}$. При начальной объемной концентрации магнитных частиц $c_0 = 0,3$ вязкость магнитной жидкости в соответствии с формулой Чонга [13] равна $0,25 \text{ Па} \cdot \text{с}$. Увеличение вязкости в 40 раз означает, что она достигает величины $\eta = 10 \text{ Па} \cdot \text{с}$ (соответствует вязкости битума). При такой вязкости вращение вала становится практически невозможным, т. е. уплотнение выходит из строя. Компьютерный код для решения задачи реализован на языке C++.

Результаты и их обсуждение

Решение задачи диффузии магнитной жидкости в МЖУ осуществлялось для двух геометрий полюсного наконечника. Поскольку размер области, занимаемой магнитной жидкостью, значительно меньше радиуса вала, задача считалась двумерной. В качестве величины, характеризующей объем магнитной жидкости в зазоре, была выбрана площадь сечения в расчетной области, занятая магнитной жидкостью. Для всех расчетов эта величина составляла $2,39 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$, что соответствует размеру области вдоль вала, занятой магнитной жидкостью, около 0,45 мм при ширине рабочего зазора 0,1 мм. Этот размер оставался неизменным для всех вариантов расчетов, т. е. сохранялась площадь контакта с валом. Для вычислений использовались сетки, выбранные как оптимальные в предыдущих исследованиях: сетка для треугольной геометрии полюсного наконечника состояла из 55 056 узлов [10], а сетка для прямоугольной геометрии полюсного наконечника – из 50 941 узлов [12]. Поскольку целью работы являлось определение лучшей геометрии полюсного наконечника с точки зрения срока службы МЖУ, то расчеты для двух геометрий проводились при оптимальных значениях параметров, установленных в предыдущих работах: $c_0 = 0,3$, $A = 0,1 \text{ мм}$, $B = 0,3 \text{ мм}$.

В процессе счета контролировалось среднее значение концентрации магнитных частиц в объеме магнитной жидкости. Эта величина изменялась в пределах лишь около 0,001 % на протяжении 10^6 шагов по времени (величина одного шага по времени составляла $\tau = 2 \cdot 10^{-5}$), что свидетельствует о выполнении закона сохранения массы, т. е. численная схема является консервативной.

Вначале были рассчитаны напряженность и градиент напряженности магнитного поля под полюсным наконечником. Для обеих геометрий полюсного наконечника максимальная напряженность магнитного поля достигается в зазоре под горизонтальной площадкой полюсного наконечника (рис. 4, а и б). Максимальный градиент напряженности магнитного поля достигается в угле между горизонтальной и наклонной (при треугольной геометрии) или вертикальной (при прямоугольной геометрии) частями полюсного наконечника МЖУ (рис. 4, в и г).

Сравнение зависимости размерного градиента напряженности магнитного поля от координаты вдоль вала для двух геометрий полюсного наконечника при одинаковых параметрах показывает, что при прямоугольной геометрии градиент напряженности магнитного поля вдоль вала больше, чем при треугольной геометрии (рис. 5).

При $c_0 = 0,3$, $A = 0,1 \text{ мм}$, $B = 0,3 \text{ мм}$, $H_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ А/м}$ максимальный размерный градиент напряженности магнитного поля на поверхности вала для прямоугольной геометрии полюсного наконечника составляет $4,05 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$, а для треугольной геометрии полюсного наконечника – $3,12 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$ [12].

Под действием высокоградиентного магнитного поля магнитные частицы смещаются в область наибольшей напряженности магнитного поля. С течением времени концентрация магнитных частиц у вершины полюса увеличивается, а вместе с ней увеличивается вязкость магнитной жидкости. В зависимости от начальных параметров концентрация магнитных частиц может достигнуть значений кубической ($c = 0,52$) или случайной ($c = 0,64$) плотной упаковки [10]. При таких значениях концентрации магнитных частиц текучесть магнитной жидкости уменьшается. Так как в настоящей работе используется выражение (3), то максимальное значение концентрации магнитных частиц, которое может быть достигнуто, составляет $c_p = 0,605$. Авторы полагают, что с практической точки зрения магнитная жидкость теряет текучесть и уплотнение выходит из строя, когда вязкость магнитной жидкости вблизи поверхности вала увеличивается в 40 раз [12]. Соответственно, при достижении этой величины счет останавливался.

На рис. 6 показано распределение концентрации магнитных частиц и вязкости магнитной жидкости в момент потери текучести магнитной жидкостью при напряженности магнитного поля $H_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ А/м}$. Максимальная концентрация магнитных частиц на поверхности вала равна $c_{\text{max}} = 0,563$, а максимальная безразмерная динамическая вязкость магнитной жидкости на поверхности вала составляет величину $\hat{\eta}_{\text{max}} = 122$, тогда как безразмерная вязкость исходной магнитной жидкости с концентрацией магнитных частиц $c_0 = 0,3$ равна $\hat{\eta} = 3$.

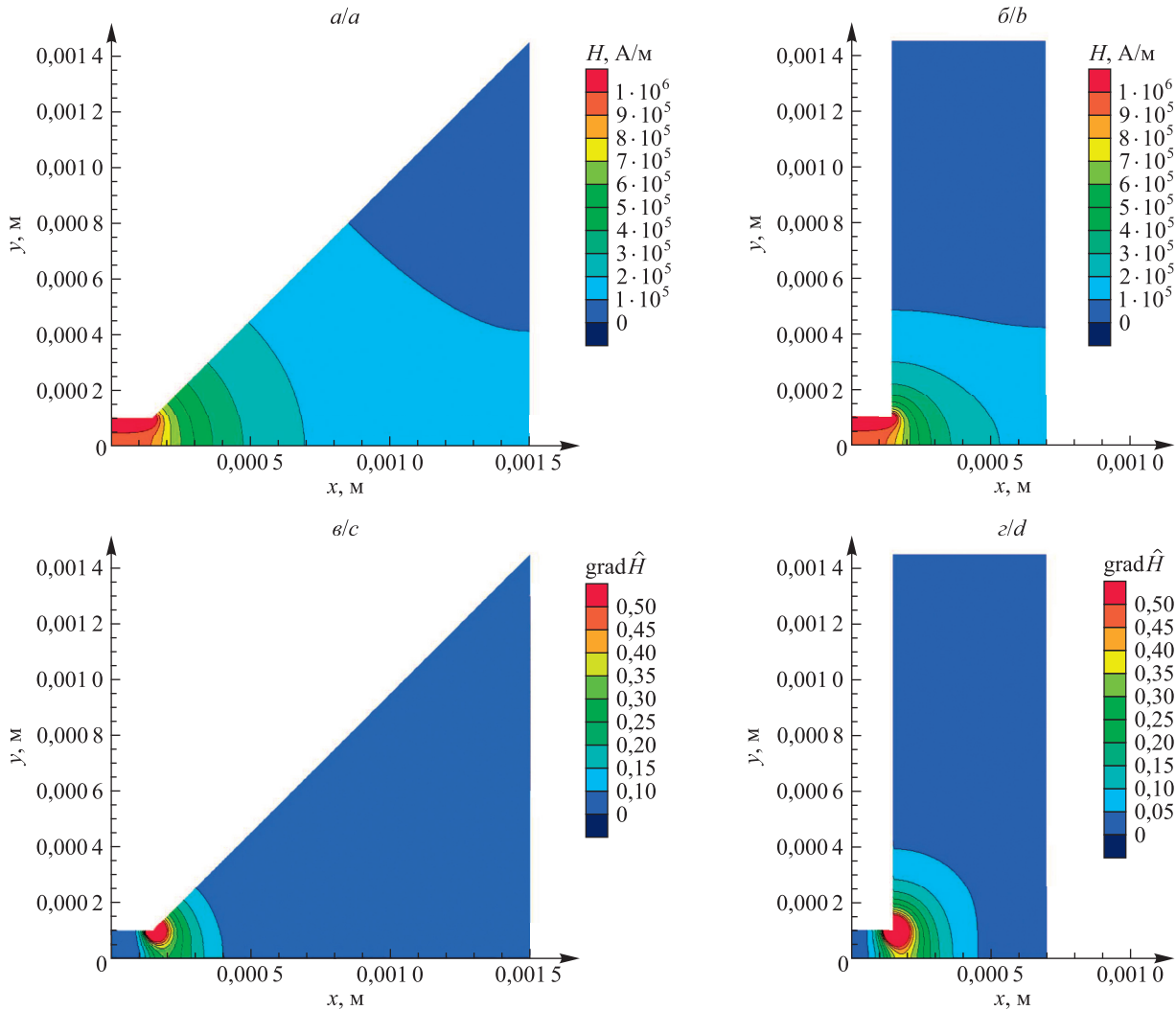


Рис. 4. Распределение напряженности и градиента напряженности магнитного поля под треугольным (а, в) и прямоугольным (б, г) полюсными наконечниками при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ А/м

Fig. 4. Distribution of magnetic field strength and magnetic field strength gradient under triangular (a, c) and rectangular (b, d) pole pieces at $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ mm, $B = 0,3$ mm, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ A/m

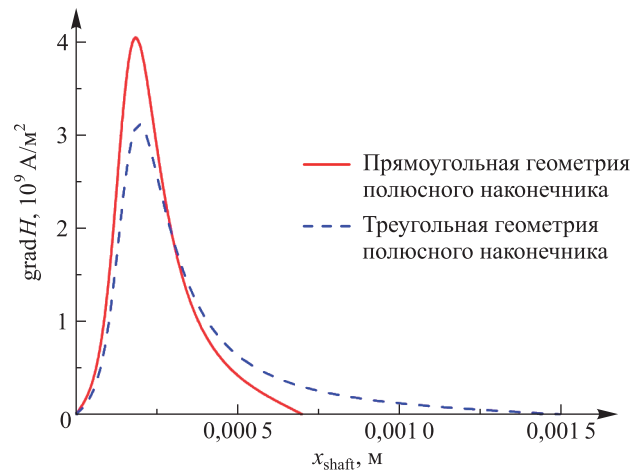


Рис. 5. Зависимость размерного градиента напряженности магнитного поля от координаты вдоль вала для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ А/м

Fig. 5. Dependence of the dimensional magnetic field strength gradient on the coordinate along the shaft for triangular and rectangular pole piece geometries at $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ mm, $B = 0,3$ mm, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ A/m

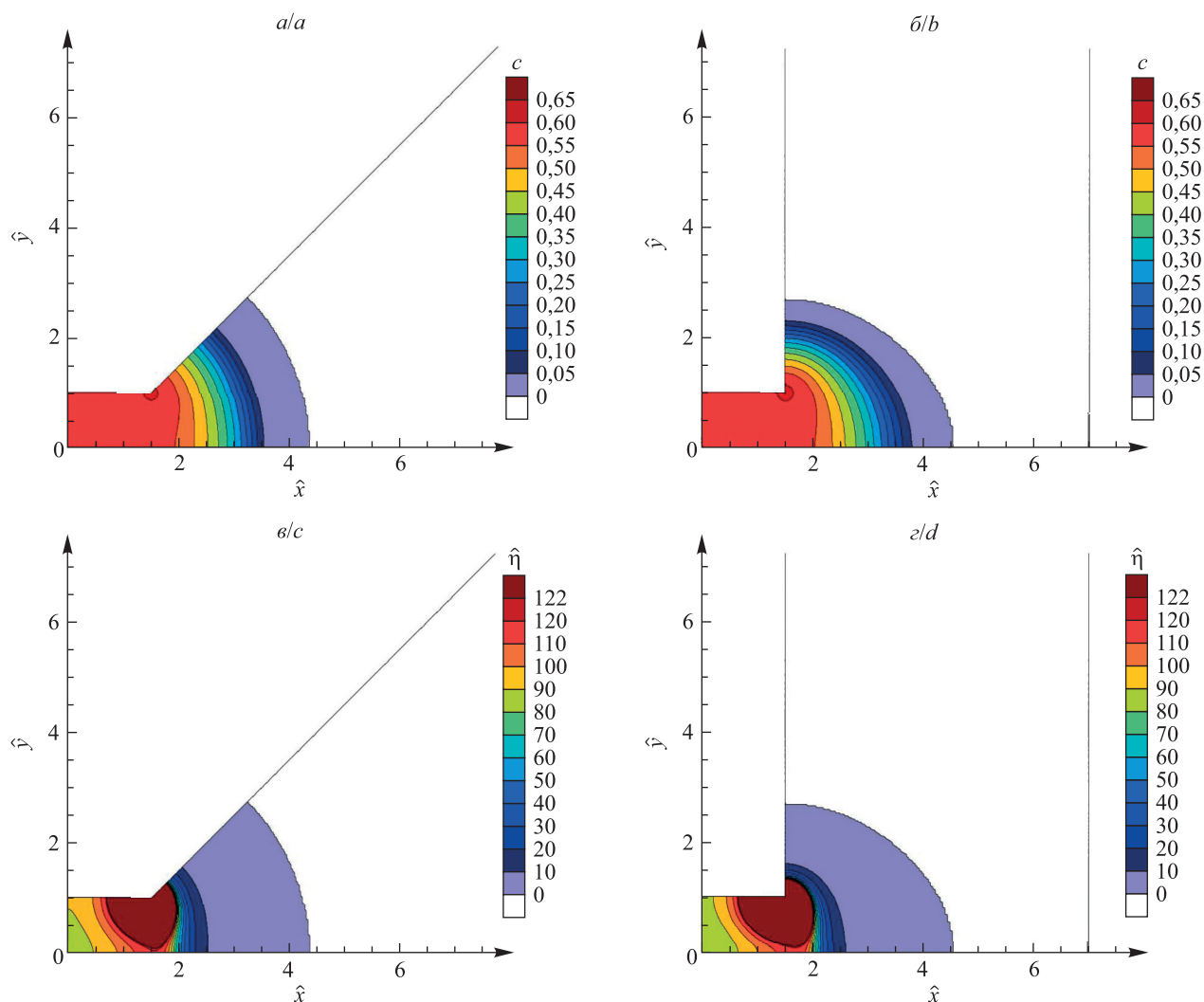


Рис. 6. Распределение концентрации магнитных частиц и вязкости магнитной жидкости под треугольным (а, в) и прямоугольным (б, г) полюсными наконечниками при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ А/м

Fig. 6. Distribution of concentration of magnetic particles and viscosity of the magnetic fluid under triangular (a, c) and rectangular (b, d) pole pieces at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ A/m

В процессе роста концентрации максимальное значение сначала достигается в области максимального градиента, а затем смещается к области симметрии (рис. 7, а и б). Вязкость магнитной жидкости также растет со временем и достигает максимального значения в области максимального градиента (рис. 7, в и г). Характер роста обеих величин одинаков для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника.

В зависимости от величины напряженности магнитного поля в зазоре устанавливается различное значение концентрации магнитных частиц. Как при треугольной, так и при прямоугольной геометрии полюсного наконечника в малом зазоре, равном 0,1 мм, потеря текучести магнитной жидкостью (т. е. достижение значения концентрации $c = 0,563$) происходит только при достаточно большой напряженности магнитного поля (рис. 8). При напряженности магнитного поля в зазоре, меньшей чем $1 \cdot 10^6$ А/м, магнитная жидкость остается текучей.

Так как размерная вязкость магнитной жидкости зависит от вязкости жидкости-основы ($\eta = \eta_0 \hat{\eta}$), то для наиболее распространенной жидкости-основы (вакуумное масло, динамическая вязкость которой равна $\eta_0 = 0,08$ Па · с) размерная вязкость магнитной жидкости будет составлять величину $\eta \approx 122 \cdot 0,08 = 10$ Па · с, что соответствует вязкости битума. При такой вязкости вращение вала МЖУ становится невозможным, т. е. уплотнение утрачивает работоспособность [12].

Сравнивая две геометрии полюсного наконечника при одинаковых параметрах, можно заметить, что предельная концентрация магнитных частиц на поверхности вала при одних и тех же значениях напряженности магнитного поля, меньших чем $6 \cdot 10^6$ А/м, для прямоугольной геометрии больше, чем для треугольной геометрии (см. рис. 8, а). Аналогично и предельная вязкость магнитной жидкости больше для прямоугольной геометрии (см. рис. 8, б).

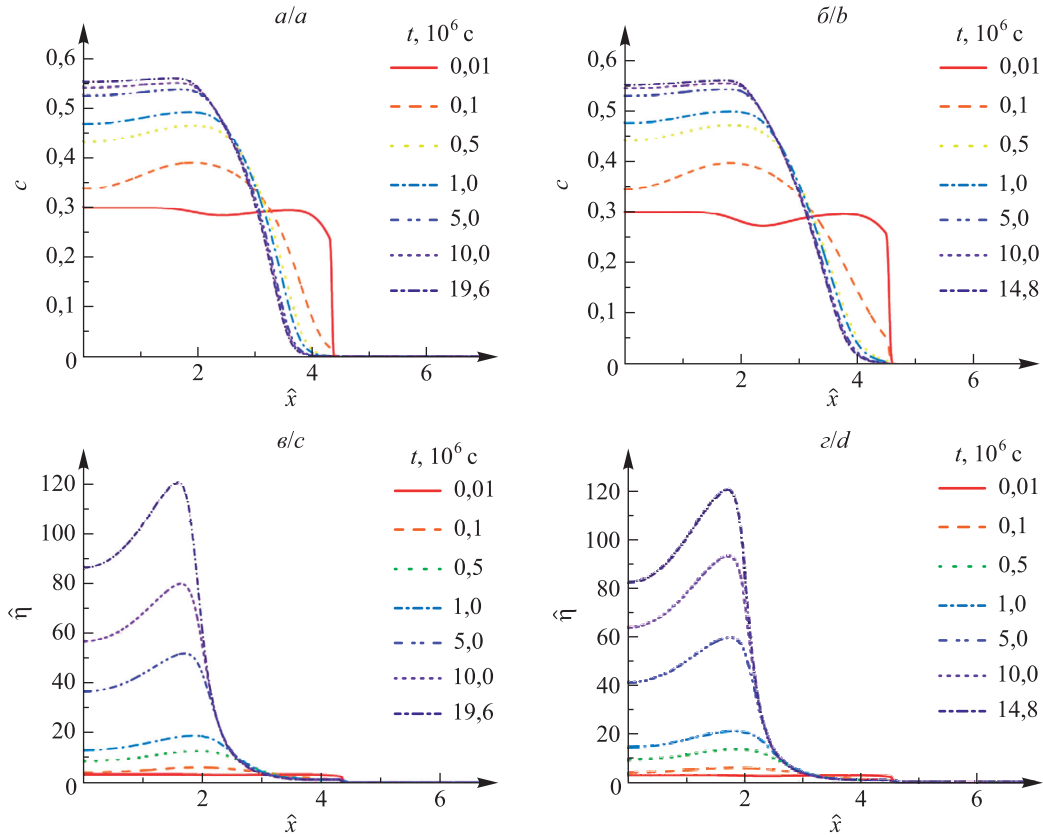


Рис. 7. Зависимость концентрации магнитных частиц и вязкости магнитной жидкости от безразмерной координаты вдоль вала с течением времени для треугольной (а, в) и прямоугольной (б, г) геометрий полюсного наконечника при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ А/м

Fig. 7. Dependence of the concentration of magnetic particles and the viscosity of the magnetic fluid on the dimensionless coordinate along the shaft over time for triangular (a, c) and rectangular (b, d) pole piece geometries at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm, $H_0 = 1 \cdot 10^6$ A/m

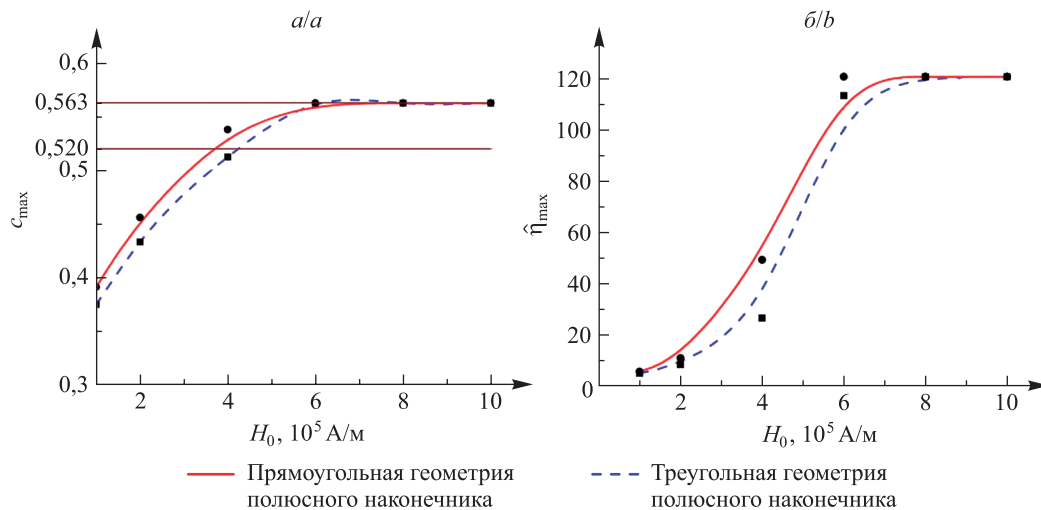


Рис. 8. Зависимость предельной концентрации магнитных частиц (а) и предельной вязкости магнитной жидкости (б) на поверхности вала от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм

Fig. 8. Dependence of the maximum concentration of magnetic particles (a) and the maximum viscosity of the magnetic fluid (b) on the shaft surface on the magnetic field strength under the pole piece for triangular and rectangular pole piece geometries at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm

Рассчитано интегральное (среднее) значение вязкости магнитной жидкости вдоль вала, определяющей величину трения: $\eta_{\text{int}} = \int_0^L \frac{\eta(x) dx}{L}$, где L – протяженность объема магнитной жидкости вдоль вала. Момент силы трения, действующей на вал, пропорционален средней вязкости магнитной жидкости вдоль вала. Таким образом, как видно из рис. 9, трение возрастает с увеличением напряженности магнитного поля, причем трение при прямоугольной геометрии полюсного наконечника с увеличением напряженности магнитного поля превосходит трение при треугольной геометрии полюсного наконечника. Чем больше трение, тем больше момент вращения вала МЖУ.

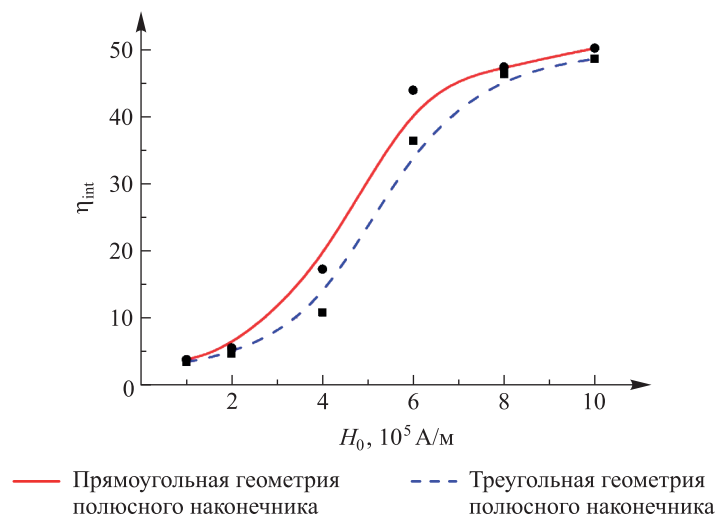


Рис. 9. Зависимость интегральной вязкости от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм
Fig. 9. Dependence of the integral viscosity of the magnetic fluid on the magnetic field strength under the pole piece for triangular and rectangular pole piece geometries at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm

Определить, как долго прослужит уплотнение, можно, рассчитав время достижения предельной концентрации магнитных частиц на поверхности вала, при которой магнитная жидкость теряет текучесть.

Это время зависит от размера зазора и коэффициента диффузии ($t = \frac{A^2}{D_0} \hat{t}$). Расчеты проведены для магнитной жидкости с вакуумным маслом в качестве жидкости-основы, коэффициент диффузии в котором составляет величину $D_0 = 10^{-13} \text{ м}^2/\text{с}$.

С увеличением напряженности магнитного поля под полюсным наконечником время достижения установившейся концентрации магнитных частиц в зазоре растет как для треугольной, так и для прямоугольной геометрии полюсного наконечника (табл. 1). Оно может составлять от месяца до двух лет. Предельное значение концентрации магнитных частиц для не очень сильных полей не достигает величины $c = 0,563$. Однако при напряженности магнитного поля $H_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ установившееся предельное значение концентрации магнитных частиц равно $c = 0,561$, а время его достижения составляет около двух лет. Сравнивая две геометрии полюсного наконечника, можно заметить, что при одном и том же значении напряженности магнитного поля время достижения установившейся концентрации магнитных частиц для треугольной геометрии полюсного наконечника меньше, чем для прямоугольной геометрии, но и само значение концентрации меньше. Такое поведение можно объяснить тем, что градиент напряженности магнитного поля в зазоре при прямоугольной геометрии полюсного наконечника превосходит градиент напряженности магнитного поля в зазоре при треугольной геометрии полюсного наконечника (см. рис. 5). По этой причине под прямоугольным полюсным наконечником концентрируется большее количество магнитных частиц, чем под треугольным полюсным наконечником. Соответственно, установившиеся предельные значения концентрации магнитных частиц для прямоугольной геометрии больше, чем для треугольной геометрии, равно как и время достижения этих значений.

Таблица 1

**Зависимость предельной концентрации магнитных частиц
и времени достижения установившейся концентрации
от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником
для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника
при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм**

Table 1

**Dependence of the maximum concentration of magnetic particles
and the time to reach steady-state concentration
on the magnetic field strength under the pole piece
for triangular and rectangular pole piece geometries
at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm**

$H_0, 10^5$ А/м	Треугольная геометрия полюсного наконечника		Прямоугольная геометрия полюсного наконечника	
	c_{\max}	t , сут	c_{\max}	t , сут
1	0,375	20,2	0,391	21,9
2	0,433	33,7	0,456	42,4
4	0,512	121,0	0,538	246,0
6	0,561	763,0	—	—

Как говорилось ранее, концентрация магнитных частиц, при которой магнитная жидкость теряет текучесть, полагается равной $c = 0,563$. Время достижения этой концентрации может составлять от полугода до года в зависимости от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником (табл. 2). Для треугольной геометрии полюсного наконечника время достижения предельной концентрации магнитных частиц больше, чем для прямоугольной геометрии. Следовательно, при использовании треугольного полюсного наконечника срок службы МЖУ будет больше.

Таблица 2

**Зависимость времени достижения предельной концентрации магнитных частиц
от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником
для треугольной и прямоугольной геометрий полюсного наконечника
при $c_0 = 0,3$, $A = 0,1$ мм, $B = 0,3$ мм**

Table 2

**Dependence of the time to reach the maximum concentration of magnetic particles
on the magnetic field strength under the pole piece
for triangular and rectangular pole piece geometries
at $c_0 = 0.3$, $A = 0.1$ mm, $B = 0.3$ mm**

$H_0, 10^5$ А/м	t , сут	
	Треугольная геометрия полюсного наконечника	Прямоугольная геометрия полюсного наконечника
6	—	337
8	309	215
10	227	173

Так как предельное значение концентрации магнитных частиц ограничено, а счет согласно условию прекращается, когда магнитная жидкость теряет текучесть, то меньший градиент напряженности магнитного поля под треугольным полюсным наконечником приводит к тому, что в этом случае частицы медленнее концентрируются в зазоре, чем при использовании прямоугольного полюсного наконечника.

Заключение

Проведено численное исследование влияния геометрии полюсного наконечника МЖУ на срок службы уплотнения в стояночном режиме работы. Рассмотрены две наиболее распространенные геометрии полюсного наконечника – треугольная и прямоугольная.

В результате выполнения расчетов для двух геометрий получено распределение концентрации магнитных частиц и вязкости магнитной жидкости под полюсным наконечником. Определено время, за

которое концентрация магнитных частиц на поверхности вала МЖУ достигает установившегося значения, в зависимости от напряженности магнитного поля под полюсным наконечником при использовании в качестве жидкости-основы вакуумного масла с коэффициентом диффузии $D_0 = 10^{-13} \text{ м}^2/\text{с}$. Это время может составлять от месяца до нескольких лет. Для треугольной геометрии полюсного наконечника в промежутке напряженности магнитного поля от $H_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ до $H_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ предельное значение концентрации магнитных частиц не достигает величины $c = 0,563$, при которой магнитная жидкость теряет текучесть. Однако при напряженности магнитного поля $H_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ установившееся предельное значение концентрации равно $c = 0,561$, а время его достижения составляет около двух лет. Для прямоугольной геометрии полюсного наконечника этот промежуток составляет от $H_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ до $H_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ А/м}$. При больших, чем указанные, значениях напряженности магнитного поля текучесть магнитной жидкости может быть потеряна, и тогда МЖУ выйдет из строя.

Сравнение геометрий полюсного наконечника показывает, что время достижения концентрации, при которой магнитная жидкость теряет текучесть, для треугольной геометрии больше, чем для прямоугольной геометрии, следовательно, срок службы МЖУ при использовании треугольного полюсного наконечника будет больше.

Библиографические ссылки

1. Kole M, Khandekar S. Engineering applications of ferrofluids: a review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2021; 537:168222. DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168222.
2. Bolotov A, Burdo G. Magnetic fluid method for sealing liquid media. In: Bieliatynskiy A, Guda AN, editors. *Transport technologies in the 21st century (TT21C-2023). Actual problems of decarbonization of transport and power engineering: ways of their innovative solution. International scientific conference; 2023 April 5–7; Rostov-on-Don, Russia*. [S. l.]: [s. n.]; 2023. Article No.: 04081 (E3S web of conferences; volume 383). DOI: 10.1051/e3sconf/202338304081.
3. Rao Y, Yan X, Luo L, Hao F, Shen C, Lei C, et al. Magnetic fluid seal for switchgear. In: CIRED. *25th International conference on electricity distribution; 2019 June 3–6; Madrid, Spain*. Liège: AIM; 2019. Paper No.: 1035.
4. Liu S, Li D, He X, Zhang Z. Structure design study of vacuum magnetic fluid seal. *Frontiers in Materials*. 2022;9:932697. DOI: 10.3389/fmats.2022.932697.
5. Berkovsky BM, Medvedev VF, Krakov MS. *Magnetic fluids: engineering applications*. Oxford: Oxford University Press; 1993. XII, 243 p.
6. Bashtovoi VG, Pogiritskaya SG, Kuzhir R, Polunin VM, Ryapolov PA, Shabanova IA, et al. Influence of mass transfer processes on Couette flow of magnetic fluid. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2013;5(4):04011.
7. Taketomi S. Motion of ferrite particles under a high gradient magnetic field in a magnetic fluid shaft seal. *Japanese Journal of Applied Physics*. 1980;19(10):1929–1936. DOI: 10.1143/JJAP.19.1929.
8. Odenbach S. Forced diffusion in magnetic fluids under the influence of a strong magnetic field gradient. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*. 1994;94:331–334. DOI: 10.1007/BF01320686.
9. Krakov MS, Nikiforov IV. Regarding the influence of heating and the Soret effect on a magnetic fluid seal. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2017;431:255–261. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.07.054.
10. Sharyna SG, Krakov MS. Effect of a high-gradient magnetic field on particle concentration distribution in a magnetic fluid seal: rivalry of the diffusion and magnetophoresis. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2024;599:172095. DOI: 10.1016/j.jmmm.2024.172095.
11. Pshenichnikov AF, Elfimova EA, Ivanov AO. Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids. *The Journal of Chemical Physics*. 2011;134(18):184508. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3586806>.
12. Sharyna S, Krakov M. Interplay between magnetophoresis and diffusion in magnetic fluid seals for vacuum devices and their lifespan. *Vacuum*. 2025;234:114122. DOI: 10.1016/j.vacuum.2025.114122.
13. Chong JS, Christiansen EB, Baer AD. Rheology of concentrated suspensions. *Journal of Applied Polymer Science*. 1971;15(8): 2007–2021. DOI: 10.1002/app.1971.070150818.
14. Шарина СГ, Краков МС. Влияние формы полюсного наконечника на характеристики стояночного магнитожидкостного уплотнения. В: Диканский ЮИ, Ерин КВ, Закиян АР, Куникин СА, редакторы. *Сборник научных трудов VIII Международной Ставропольской конференции по магнитным коллоидам (ISCMC2023); 10–14 сентября 2023 г.; Ставрополь, Россия*. Ставрополь: Издательство Северо-Кавказского федерального университета; 2023. с. 152–156.
15. Buyevich YuA, Ivanov AO. Kinetics of phase separation in colloids: I. Formation of initial aggregates. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 1993;192(3):375–390. DOI: 10.1016/0378-4371(93)90044-5.
16. Russel WB. *The dynamics of colloidal systems*. Madison: University of Wisconsin Press; 1987. XIV, 119 p.
17. Krakov MS. Control volume finite-element method for Navier – Stokes equations in vortex-streamfunction formulation. *Numerical Heat Transfer. Part B, Fundamentals*. 1992;21(2):125–145. DOI: 10.1080/10407799208944913.
18. Patankar SV. *Numerical heat transfer and fluid flow*. [S. l.]: Hemisphere Publishing Corporation; 1980. XVI, 197 p. (Minkowycz WJ, Sparrow EM, editors. Series in computational and physical processes in mechanics and thermal sciences).
19. Shepard D. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data. In: Blue RB, Rosenberg AM, editors. *ACM'68. Proceedings of the 23rd ACM national conference; 1968 August 27–29; Las Vegas, USA*. New York: Association for Computing Machinery; 1968. p. 517–524.

УДК 53.082.5, 681.7.068

КВАЗИРАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ДЛЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

М. А. КСЕНОФОНТОВ¹⁾, А. В. ПОЛЯКОВ²⁾

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

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

Аннотация. Для контроля высоковольтного напряжения применяется рециркуляционный метод измерений. Квазираспределенный волоконно-оптический датчик выполнен в виде замкнутого оптоэлектронного контура, образованного перестраиваемым источником излучения, чувствительными элементами, разделенными спектральными отражательными элементами, лавинными фотодиодами и блоком регенерации. В качестве источника излучения использовался двухволновой перестраиваемый волоконный кольцевой лазер, который имел выходную мощность излучения 4,5 мВт, спектральный интервал между линиями генерации 200 ГГц и спектральную ширину 22,8 ГГц. Чувствительным элементом данного прибора является одномодовое оптическое волокно, намотанное на пьезокерамическую трубку. Принцип измерения основан на обратном поперечном пьезоэффекте, в результате которого приложенное электрическое напряжение вызывает изменение размеров пьезокерамической трубки и длины намотанного волоконного световода. С применением теории связанных мод проведено моделирование спектрально-энергетических параметров пяти соседних по спектру волоконных решеток Брэгга и установлены характеристики решеток, позволяющие использовать их в качестве спектрально-селективных элементов. Изменение частоты рециркуляции на разных длинах волн дало возможность осуществлять контроль электрического напряжения в разных точках с высокой точностью. Оценена разрешающая способность таких датчиков, равная 4,3 Гц/kV

Образец цитирования:

Ксенофонов МА, Поляков АВ. Квазираспределенный волоконно-оптический датчик для высоковольтных измерений. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;2:31–40 (на англ.).
EDN: DAXFHY

For citation:

Ksenofontov MA, Polyakov AV. Quasi-distributed fibre-optic sensor for high-voltage measurements. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;2:31–40.
EDN: DAXFHY

Авторы:

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

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

Authors:

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

lab_dozator@mail.ru

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

polyakov@bsu.by

для радиуса пьезокерамической трубки 12 см. Установлено, что при многоточечных измерениях для PZT-5H достигается относительная погрешность 0,30–0,45 % в диапазоне напряжений 20–150 кВ. Система предназначена для автоматизированного измерения электрического напряжения на распределительных трансформаторных станциях и высоковольтных линиях электропередач.

Ключевые слова: квазираспределенный волоконно-оптический датчик; пьезоэлектрический эффект; частота рециркуляции; спектральное мультиплексирование; высоковольтные измерения; погрешность.

QUASI-DISTRIBUTED FIBRE-OPTIC SENSOR FOR HIGH-VOLTAGE MEASUREMENTS

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

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

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

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

Abstract. The recirculation measurement method is used to control high voltage. The quasi-distributed fibre-optic sensor was constructed as a closed optoelectronic circuit formed by a tunable radiation source, sensitive elements separated by spectral reflective elements, avalanche photodiodes and a regeneration block. A dual-wavelength tunable fibre ring laser was used as a radiation source had an output radiation power of 4.5 mW, two generated wavelengths separated by 200 GHz with a line width of 22.8 GHz. The sensitive element of this device was the single mode optical fibre, wound onto the piezoceramic tube. The measurement principle is based on the inverse transverse piezoelectric effect, as a result of which the applied electric voltage causes a change in the dimensions of the piezoceramic tube and the length of the wound optical fibre. Based on the theory of coupled modes, the spectral-energy parameters of five adjacent fibre Bragg gratings in the spectrum were simulated and the characteristics of the gratings were established, allowing them to be used as spectral-selective elements. Changing the recirculation frequency at different wavelengths allowed the electric voltage to be monitored at different points with high accuracy. The resolution of these sensors is estimated to be 4.3 Hz/kV for a piezoelectric ceramic tube radius of 12 cm. Relative accuracy of 0.30–0.45 % for the PZT-5H at the multi-point measurements is achieved in the voltage range of 20–150 kV. The system is designed for automated measurement of electrical voltage at distribution transformer stations and high-voltage power lines.

Keywords: quasi-distributed fibre-optic sensor; piezoelectric effect; recirculation frequency; spectral multiplexing; high-voltage measurements; accuracy.

Introduction

In the last three decades, with the development of optoelectronics and fibre optics, fibre-optic sensors (FOS) began to stand out among measuring devices due to such advantages as: fire, explosion, spark safety; resistance to chemical, mechanical, corrosive effects; insensitivity to electromagnetic interference; long length with low weight; provision of multiplexing of individual sensors into complex measuring systems; the possibility of easy interfacing with existing fibre-optic networks and, as a result, the possibility of transmitting information over long distances.

The problem of long-distance electric power transmission is associated with the use of high voltages, which requires solving complex technical problems related to reducing the cost of electric energy and ensuring high reliability of power supply. The difficulty of measuring high voltages is due to the fact that the accuracy of measurement is affected by factors that have intricate and random dependencies on electromagnetic interference, temperature and other external conditions. High-voltage monitoring is impossible without the use of special measuring equipment.

Most optical high-voltage sensors are based on the electro-optic Kerr effect and the Pockels effect [1–5]. Birefringence, which occurs in the Pockels cell under the influence of an electric field, is the physical basis for the operation of such optical voltage sensors. In this case, the optical fibre is used as a channel for transmitting information. In this scheme, the Pockels effect retains linearity only in a limited range. Electrostrictive [6] and piezoelectric materials [7–9], rigidly connected to the optical fibre, have been successfully used as a voltage

conversion element. The linear piezoelectric effect for voltage is converted into a change in the length of the optical fiber and causes a change in the phase of the light wave propagating in the fibre, which is detected using interferometric methods [10]. The sensor consists of a section of single-mode optical fibre wound on a piezoelectric ceramic tube and a Mach – Zehnder interferometer [11] or Michelson interferometer [12]. It was shown [13] for the prototype after temperature and wavelength correction the accuracy reaches of 0.2 % for 110 kV.

The highest measurement accuracy is achieved by phase interference type FOSs, however, the results of their measurements are highly dependent on the influence of mechanical impacts, vibration, differential zero drift under the influence of temperature and pressure fluctuations, and polarisation control.

The design of the sensing element of the fibre-optic voltage sensors (FOVS), reported [14; 15], consists of an optical fibre Bragg grating, fixed along the diameter of the piezoelectric ceramic tube (PZT). The deformation caused on the PZT, when a voltage is applied, is transduced to the fibre grating as an axial strain, which results in a shift in the resonance frequency of the grating is affected by any strain applied along its length.

To obtain a linear measurement dependence without hysteresis, it is necessary to use an appropriate piezoelectric material, considering that the deformation of PZT depends on its shape, composition and polarisation process. Elimination of hysteresis in PZT materials is of primary importance for sensor applications. The PZT-4, manufactured by *Sparkle Ceramics* (United Kingdom), is known as hard type and is recommended for medium- and high-voltage applications. It has a low piezoelectric charge constant and a high resonance frequency, which guarantees that the set will not resonate close to the normal working frequency of 50 Hz [16]. For PZT-4, the sensitivity value of FOVS with fibre Bragg grating was 232 pm/kV [16]. Better sensitivities can be achieved by choosing a different PZT type with a higher piezoelectric charge constant, for instance, PZT-5A or PZT-5H. A prototype [17] was tested in the laboratory and showed a maximum linearity error of less than 3 % of full-scale range (FSR) for input voltages up to 14 kVrms with a signal-to-noise ratio of 55 dB, allowing measurements with a resolution of less than 0.2–0.5 % of FSR. The accuracy of FOVS measurements based on fibre Bragg grating is limited by the width of the reflection spectral line, as well as the resolution of the optical spectrum analyser.

To avoid the mentioned imperfections, in this paper we offered to measure voltage by fibre-optic recirculation sensor (FORS), with may be used for the telemetric monitoring of high-power distribution lines [18].

Quasi-distributed high-voltage sensor

Operation principles. In given paper it is offered one of updating of FORS. This device represents quasi-distributed sensor. The optical fibre sensors with temporary representation of the information alongside with cheapness and high accuracy have also other advantages: allow to exclude or strongly reduce instability and drift of signals; there is no problem of an establishment and maintenance of a zero basic level; the data on a position and duration of pulses, and also frequency of the following once are transferred practically without easing of a signal; the ambiguity of received results inherent to interferometrical measuring converters is excluded; the function of transformation is linear in wide range [19].

Based on the generalisation of theoretical and experimental data, a new method for high-voltage measuring by fibre optic sensors has been developed. It is based on recording the recirculation frequency of single optical pulses with their restoration by amplitude, shape and duration at each recirculation cycle in a closed fibre-optic system. In this case, the optical fibre is both a sensitive element and a channel for transmitting information. While maintaining the simplicity and reliability of the design inherent in amplitude FOSs, in recirculation FOSs there is no need to measure minor changes in the amplitude of signals against the background of noise, which increases the resolution of such systems.

The schematic of the sensor is shown in fig. 1. The operating principle of the measuring system is as follows. A dual-wavelength tunable fibre ring laser (TFRL) generates radiation pulses at two wavelengths. Fibre Bragg gratings (FBG) with different periods, installed at the beginning and at the end of the sensing element, provide reflection of these pulses. The optical fibre (OF) with reflecting mirror (RM) at the end, together with the FBG, directional coupler (DC), photodiode (PD), threshold device (TD), commutator (COM), regeneration block (RB), tunable electronic delay-line (TEDL) and TFRL form a closed recirculation loop. Two recirculation frequencies corresponding to two wavelengths are recorded by a dual-channel frequency counter (FC) and the difference frequency in the microprocessor (CPU) is converted into a measured value. The microprocessor also performs general control of the measuring system. The sensing element is PZT with a tightly wound single-mode OF. At the beginning and end of the sensitive element, FBGs with different Bragg reflection wavelengths are located. The measurement principle is based on the inverse transverse piezoelectric effect. If an electric voltage is applied to the PZT, its transverse dimensions will change and, consequently, the OF length will change, which will lead to a change in the recirculation frequency. High-speed germanium or InGaAs avalanche photodiode (APD) can be used as a photodetector.

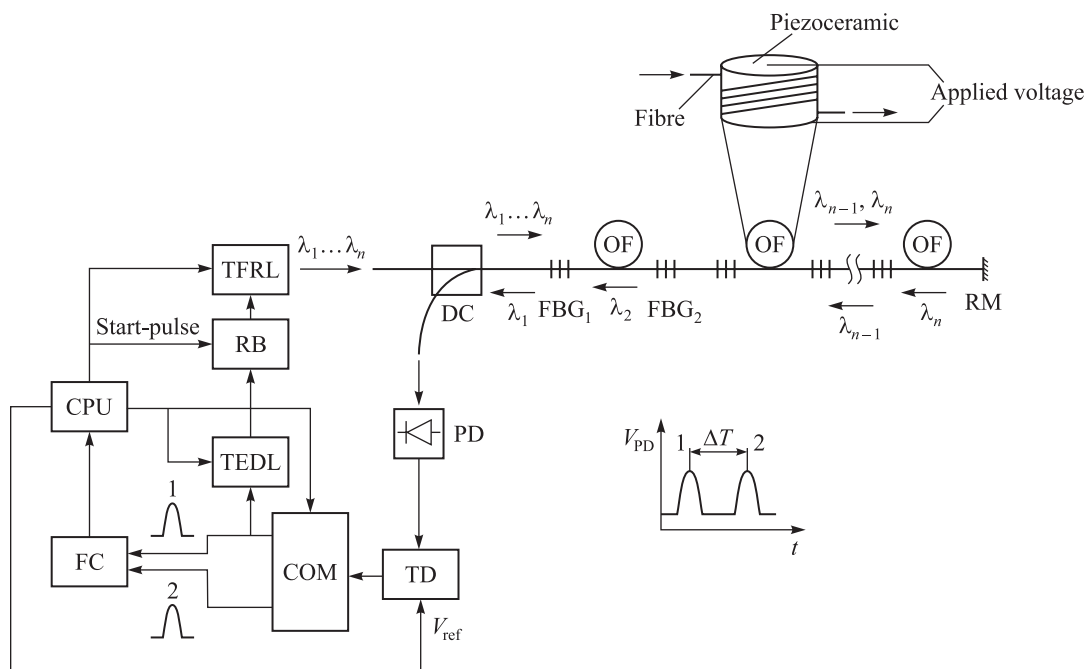


Fig. 1. Schematic of the quasi-distributed fibre-optic recirculating high-voltage sensor TFRL

For example, TFRL generates radiation pulses on wavelengths λ_1 and λ_2 . The pulse in wavelength λ_1 is reflected from FBG₁ and the pulse in wavelength λ_2 is reflected from FBG₂ and its delay concerning the first pulse is determined by the double length of the first OF section. These pulses are detected by PD and get on the threshold device. The threshold device on the basis of comparator Am685 is necessary to exclude malfunction on noise pulses. The pulses from TD output are divided by the switchboard. The first pulse through a turning electronic delay-line and RB moves again on TFRL which generates new two pulses and thus recirculating process is formed. The two channels digital frequency counter measure recirculating frequency of the first pulse f_1 and second pulse f_2 at wavelengths λ_1 and λ_2 respectively. The microprocessor calculates a difference of these frequencies $\Delta f = f_1 - f_2$. The deviation δf of the difference Δf due to a change in the OF length under the influence of the applied voltage is the object of measurements. For measurement of a voltage in other spatial point for $\frac{i}{2}$ OF section CPU retunes TFRL generation wavelengths on λ_{i-1} and λ_i . The length of each fibre-optical section wound on PZT is equal 100 m.

Dual-wavelength tunable fibre ring laser. A schematic of dual-wavelength TFRL like [20] is shown in fig. 2. Ring-1 is composed of an erbium-doped fibre amplifier (EDFA), semiconductor optical amplifier (SOA), a 50 : 50 optical coupler (OC), two polarisation controllers (PCs), a tunable optical bandpass filter (TOBPF), and an fibre Fabry – Perot filter (FFPF).

The driven current of SOA must be properly selected. If it is too low, the SOA cannot offer sufficient inhomogeneous gain. Then, gain competition would dominate the dual-wavelength laser and make it unstable. Otherwise, if the SOA supplies too much gain, high noise and undesirable nonlinear effects would further degrade the performance of the laser [20]. We used quantumwell heteroepitaxial structure SOA on the basis of InGaAsP – InP, radiating at wavelength 1530–1565 nm. The maximal signal-to-noise ratio was observed at a pump current 150 mA, thus the factor of amplification coefficient was equaled 17 dB at input signal power –15 dBm and the amplification coefficient decreased up to 8 dB at increase of input power up to –3 dBm.

The EDFA consists of two polarisation independent isolators, a section of erbium-doped fibre (EDF) with length 10 m, 980/1550 WDM coupler, 980 nm pump laser with pump power no more than 100 mW, laser diode current source (LDCS), and laser diode temperature controller (LDTTC) [21]. The EDFA gain is 16 dB and maximum output power is 12 dBm, spectral gain band is 35 nm in the wavelength range 1530–1565 nm, noise factor is 3–4 dB.

The propagation period of the signals along the main ring was 325 ns. Two fibre resonators Ring-2 and Ring-3 with a different cavity length 6 and 0.85 m respectively were connected to this ring using X-shaped optical splitters with a division ratio of 10 : 90. The lengths of the resonators were selected in such a way as to prevent beats arising among many longitudinal modes of the main ring and to increase the signal-to-noise ratio.

As a result, when 10 % of the radiation power was diverted to these resonators, the recorded signal-to-noise ratio, according to [20], was more than 30 dB.

Basic element of the FFPF is a piece of a single-mode OF with the end surface having the form of lens on which the semitransmitting mirror covering with high reflection index is sprayed. At FFPF length 0.5 mm and reflection index 0.7 the FSR is 200 GHz and 3 dB bandwidth is 22.8 GHz.

As the tunable optical bandpass filter it is used fibre interference filter manufactured by *DiCon Corporation* (USA) with following parameters: a tuning range of 1525–1565 nm, 3 nm passband width, the wavelength resolution of 0.05 nm, typical introduced losses of 1.5 dB, a maximum level of return reflection of –50 dB. The bandwidth of the tunable filter is sufficient to cover the range selected by the Fabry – Perot resonant filter, containing two wavelengths. Thus, two wavelengths, separated by 200 GHz (1.6 nm), were generated in the fibre ring laser. By tuning the bandpass filter, the required pair of Fabry – Perot resonator modes was selected, which was then generated. The tuning was stepwise with a step of 3 nm within the spectral range of 40 nm. The input of radiation pulses from the TFRL into the fibre-optic loop was carried out through an optical directional coupler (ODC).

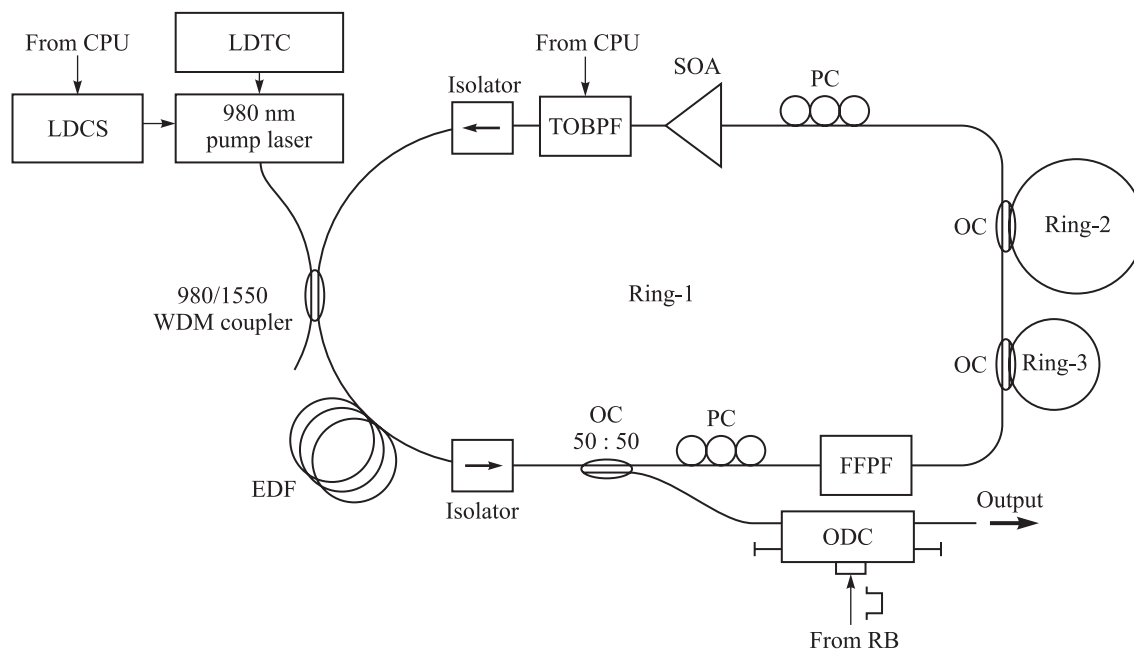


Fig. 2. Schematic diagram of the dual-wavelength TOBPF

Thus, two wavelengths were generated in the fibre ring laser, separated by 200 GHz (1.6 nm) with a generation line width of 22.8 GHz at a level of –3 dB. As a result, the laser radiation wavelength was tuned in the range of 40 nm within the wavelengths from 1525 to 1565 nm with a step of 3 nm, while the power fluctuations in the entire range did not exceed 0.9 dBm (fig. 3). The output radiation power of the ring fibre laser was 4.5 mW (6.5 dBm). The fibre laser was connected to the measuring section via a LiNbO_3 directional coupler with a switching loss of 3 dB.

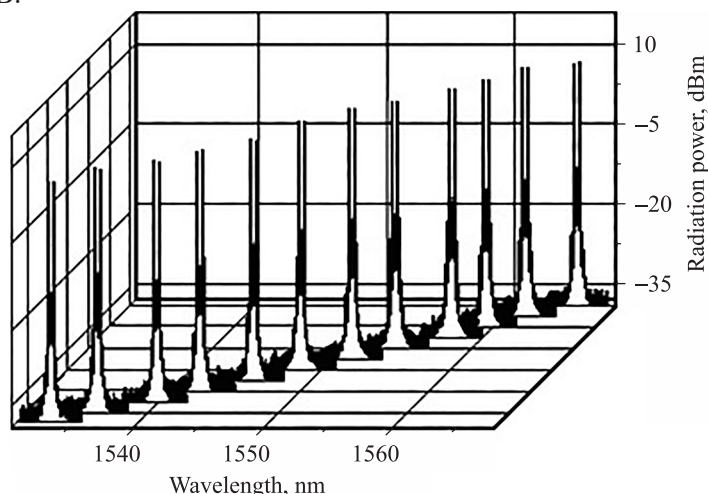


Fig. 3. Spectral tuning range of a ring fiber laser

Fibre Bragg gratings. In the developed quasi-distributed fibre-optic measuring systems, FBGs were used as spectrally selective elements. These gratings are sections formed in the fibre with a periodic change in the refractive index. The peculiarity of such gratings is that, depending on the period value, reflection occurs at one specific wavelength, while for other wavelengths the grating is transparent. The conditions for amplifying reflected light at a specific wavelength are called Bragg conditions, and the wavelength at which this occurs is called the Bragg wavelength:

$$\lambda_B = 2n_e \Lambda,$$

where n_e is effective refraction index of a fibre core.

To find the field distribution in OF, the following assumptions were used: the optical fibre had no losses; the refractive index profile was stepwise and described by circ-functions whose centers coincided; the material was optically isotropic; the fibre was weakly guiding. With such assumptions, based on the coupled mode theory of D. K. W. Lam and B. K. Garside [22], the relative spectral reflectivity of the FBG with a constant amplitude and period of refractive index changes was described by the expression [23]

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)},$$

where $R(l, \lambda)$ is function dependent on grating length l and radiation wavelength λ ; Ω is connection factor;

$k = \frac{2\pi n_e}{\lambda_B}$ is wave vector of a Bragg grating; $\Delta k = k - \frac{2\pi n_0}{\lambda}$ is detuning factor of a wave vector; $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$.

Connection factor Ω for Bragg structure with sinusoidal change of a refraction index is described by the equation

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 d_c^2 (n_0^2 - n_{cv}^2)} \right),$$

where d_c is diameter of a fibre core; n_0 is average refraction index of a core; n_{cv} is refraction index of an OF cover; Δn is the modulation amplitude of the induced refraction index for FBG (is usual Δn value makes 10^{-5} – 10^{-3}).

Profile of a refraction index of homogeneous Bragg grating can be submitted as

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos \frac{2\pi z}{\Lambda},$$

where z is distance along an fibre axis.

Figure 4 shows the results of calculating the relative spectral reflectance of five adjacent spectra FBG with the following values: $l = 4$ mm; $\Delta n = 3 \cdot 10^{-4}$; $d_c = 9$ μ m; $n_0 = 1.468$; $n_{cv} = 1.4638$; $n_e = 1.4682$; $\Lambda = 0.5276$ – 0.5298 μ m. The values of the reflection spectrum width for the central grating at half-height $\Delta\lambda_{1/2} = 0.37$ nm (~ 50 GHz) were obtained, while the central lines of the Bragg reflection wavelengths were separated by 1.6 nm (200 GHz). The side lobe suppression level is -8 dB.

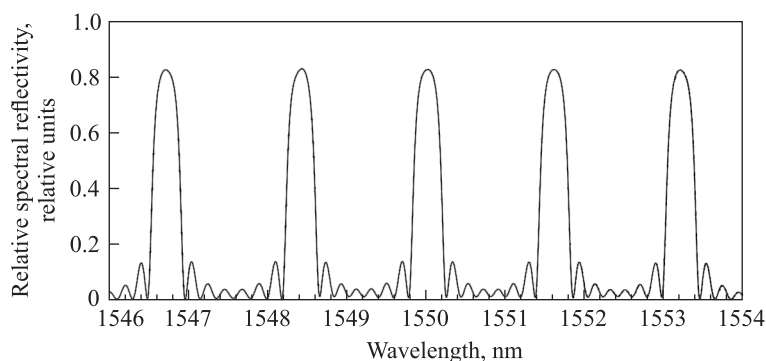


Fig. 4. The result of modelling the five FBGs relative spectral reflectance for a single-mode fibre at $\Delta\lambda = 1.6$ nm

The spectral parameters of Bragg gratings correspond to the parameters of a dual-wavelength tunable fibre ring laser and FBGs with these characteristics can serve as spectrally selective elements.

Results of numerical simulation and discussion

Measurement accuracy of sensor is defined the stability of recirculation frequency. The size of relative long-term instability of recirculation frequency χ (RLTI) is one of the major factors defining metrological characteris-

tics of fibre-optical recirculating sensors. The measurement error of FOS recirculation is defined by a condition that the additional increment (reduction) of circulating pulse delay time under the influence of voltage should exceed the maximum size of recirculation frequency instability χ_{\max} , caused by the independency of measured voltage external and internal destabilising factors [24]. Minimum value of the voltage change ΔU_{\min} , which can register the sensor, must exceed long-term instability of recirculating frequencies difference δf_{\min} of two pulses in closed optoelectronic contour:

$$\delta f_{\min} \geq \sqrt{2} \chi_{\max} \Delta f.$$

Based on the inverse piezoelectric effect reached under an applied voltage, a radial deformation is produced in the ceramic disc. The radial response of the piezoceramic under the influence of an applied voltage U is given by $\frac{\Delta r}{r} = \frac{2\beta_{31}U}{h}$, where r is the disc radius and h is its thickness.

The expression for the resolution of the measurement method for the i measuring section is

$$\Delta U_{\min} = \frac{\sqrt{2} \chi_{\max} (L_0 d_f + 2\pi \xi \gamma i r h)}{4\pi \xi \gamma (1 - \sqrt{2} \chi_{\max}) \beta_{31} r}, \quad (1)$$

where L_0 is the length of the undeformed fibre ($L_0 = 20$ m); ξ is the coefficient considering the photoelasticity effect in the stretched part of the fibre (for quartz fibres, $\xi = 0.78$); γ is the coupling coefficient characterising the degree of transmission of the tube deformation to the fibre (when they are rigidly coupled, $\gamma \approx 0.8-0.9$); r and h are the radius and thickness of the tube respectively; i is the number of the measuring tube; $d_f = 250$ μm is the fibre diameter [25].

For PZT-4D-type piezoceramics based on titanium and lead zirconate, the maximum electric field strength $E_v = 14.4$ kV/cm; therefore, to measure voltages, for example, up to 20–150 kV, the tube thickness h must be at least 1.5–10.5 cm. The most common PZT-4D and PZT-5H piezoceramic have a constant $\beta_{31} = 1.35 \cdot 10^{-10}$ m/V and $2.74 \cdot 10^{-10}$ m/V respectively. This types of piezoceramic tube are selected due to its linear characteristic in a wide range of measured voltages and the absence of a hysteresis loop [25].

Resulting value of RLTI grows out of imposing of variety both connected among themselves, and not connected fundamental (caused by physical principles of optoelectronic elements functioning) and technical (instability of feeding voltage, environment temperatures, etc.) sources of fluctuations [24]. Experimental researches of RLTI dependence from operating modes of sensor elements have been carried out [26]. Results of researches are presented on fig. 5. The photodetector consisted from InGaAs-APD with spectral sensitivity 8.8–9.4 A/W for a frequency band 1 GHz (NEC NR4210 and EG & G Optoelectronics C30645E type) and photodiode loading resistance $R = 50$ Ω . Losses in a fibre was 0.2 dB/km (singlemode fibres of Corning SMF-28 9/125 and Fujikura SM type). As the counter it was used two 225 MHz channels Agilent 53132A/010 universal frequency counter with high-stability timebase. The analysis of dependences $\chi(U_{\text{ref}})$ has shown, that in interval $U_{\text{ref}} = (0.3-0.8)U_{\text{PD}}$ the χ magnitude practically does not change as the threshold of operation corresponded to a linear site of the pulse front. Degradation of RLTI at the further increase in a reference it is caused by an increasing influence of fluctuations of circulation pulse amplitude on the operation moments of TD on a non-linear site of a pulse front. Reduction of U_{ref} magnitude led to effect of self-excitation of TD and recirculation breakup. Experimental values shown on fig. 5 started to be fixed through 15 min from the moment of start of circulation when the system was included into rather stable condition, at following parameters: $P = 4$ mW and $U_{\text{ref}} = 0.5U_{\text{PD}}$. At all measurements gate time is 1 s. According to fig. 5 at $L > 100$ m $\chi_{\max} < 2 \cdot 10^{-6}$. Carried out researches have shown, that increase gate time upto 10 s and increase fibre length upto 500 m and more slightly reduce χ value. It states confirms that recirculation FOS possess property to accumulate fluctuation in the course of circulation. The relative long-term instability of the recirculation frequency was experimentally determined in the absence of applied voltage in order to establish the influence of destabilising factors unrelated to the measured physical quantity on the measurement accuracy of recirculation fibre-optic sensors.

Continuous monitoring of the following conditions according to fig. 5 is required:

$$\begin{aligned} &\text{if } 2 \left(L_0 + \frac{2\pi i r h}{d_f} \right) < 100 \text{ m, then } \chi_{\max} = 5 \cdot 10^{-6}, \\ &\text{if } 2 \left(L_0 + \frac{2\pi i r h}{d_f} \right) \geq 100 \text{ m, then } \chi_{\max} = 2 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

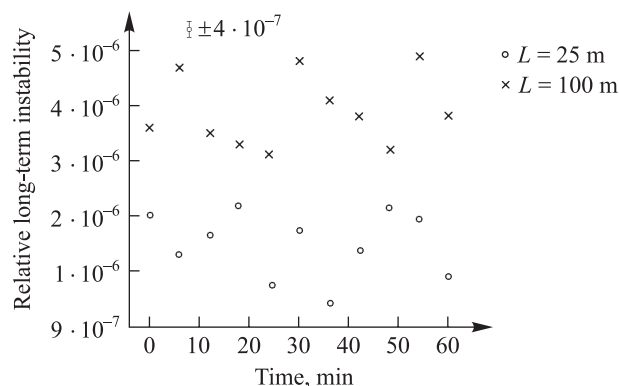


Fig. 5. Dynamics of relative long-term instability change of recirculating frequency

The change δf of the difference Δf due to a change in the length of the optical fibre under the influence of the applied voltage on the $i = 1$ sensitive element was found according to the formula

$$\delta f = \frac{c}{2} \left[\frac{1}{L_0 n_e + n_e \xi \gamma \frac{2\pi r h}{d_f}} - \frac{1}{L_0 n_e + n_e \xi \gamma \frac{2\pi h(r + \Delta r)}{d_f}} \right]. \quad (2)$$

Figure 6 shows the dependences of the change in the recirculation frequency on the measured electrical voltage at different PZTs radii (r) calculated according to equation (2). These dependences were approximated by a straight line of the form $\delta f = bU$, where b is the sensitivity of the sensor. The sensitivity of the fibre-optic voltage sensor increased for piezoceramic tubes with radii up to 12–15 cm, a further increase in the radius of the tubes did not improve the metrological characteristics of the sensor, while its sensitivity reached 4.3 Hz/kV.

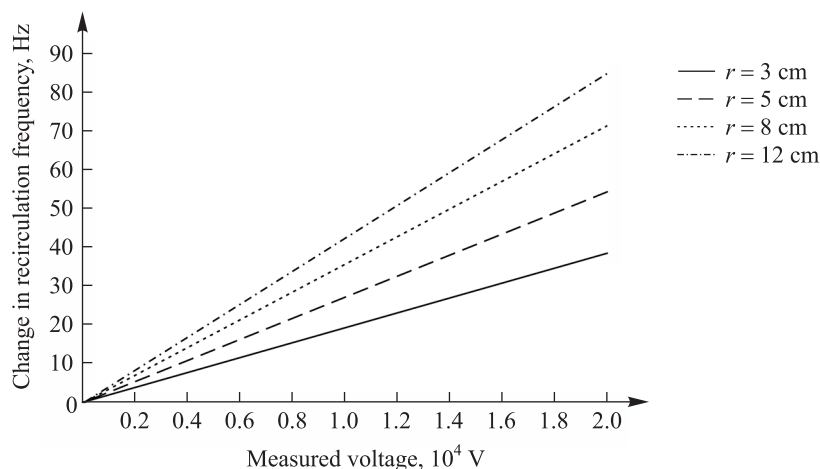


Fig. 6. Dependences of the change in recirculation frequency on the measured voltage

In practice, there are often cases when several high-voltage lines with different voltages have to be controlled simultaneously. Let us consider the monitoring variant at the distribution station, where there are lines of various voltages: $U_1 = 20$ kV, $U_2 = 35$ kV, $U_3 = 50$ kV, $U_4 = 110$ kV, and $U_5 = 150$ kV. In this case, equation (1) becomes

$$\Delta U_{\min} = \frac{\sqrt{2}\chi_{\max}(Ld_f + 2\pi\xi\gamma r_i h_i)}{4\pi\xi\gamma(1 - \sqrt{2}\chi_{\max})\beta_{31}r_i}, \quad (3)$$

where

$$L = L_0 + \sum_{j=0}^{i-1} 2\pi \left(r_j + 2\beta_{31} U_j \frac{r_j}{h_j} \right) \frac{h_j}{d_f}. \quad (4)$$

Thus, the tubes should be of different thicknesses: $h_1 = 1.5$ cm, $h_2 = 2.4$ cm, $h_3 = 3.5$ cm, $h_4 = 7.6$ cm, and $h_5 = 10.4$ cm.

Since, according to equation (3), the error increases with an increase in the total beam waveguide length, to reduce the error, it is reasonable to use fibre beam waveguides of the same length equal to, for example, the length of the fibre for winding the tube of the smallest height for winding each piezoceramic tube. In this case, equation (4) becomes

$$L = L_0 + \sum_{j=0}^{i-1} 2\pi \left(r_j + 2\beta_{31} U_j \frac{r_j}{h_j} \right) \frac{h_1}{d_f}. \quad (5)$$

To determine the measurement with minimum error, two PZT tubes of the measuring system were investigated. Electric networks with a voltage of 20–150 kV are the most widespread and mass high-voltage distribution lines intended for power supply inside cities, district settlements, large enterprises, the monitoring of which is of the greatest practical interest. The maximum voltage that can be measured by the developed fibre-optic sensor is limited by the condition that the relative elongation of the quartz fibre light guide should not exceed 0.36 %. This ensures a service life of more than 10 years. For the investigation voltage range, the relative longitudinal deformation of the fibre did not exceed 0.1 %. The results of calculations by equations (3), (5) for tubes made of ceramics PZT-4D and PZT-5H are presented in fig. 7 ($i = 1, U_1 = 20$ kV; $i = 2, U_2 = 35$ kV; $i = 3, U_3 = 50$ kV; $i = 4, U_4 = 110$ kV; $i = 5, U_5 = 150$ kV). With an increase in the controlled voltage, the relative accuracy of the sensors with PZT-5H tubes equalise substantially over the entire range of high voltages and are in the range of 0.30–0.45 %, which is preferable for practical use. In the case of PZT-4D, this range is 0.6–0.9 %.

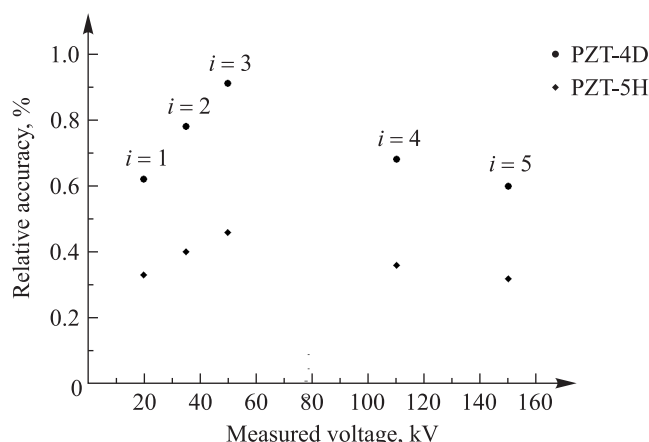


Fig. 7. Dependences of the sensor relative accuracy on the measured voltage for fibre sections of equal lengths for two different PZT tubes

Conclusions

The design of the quasi-distributed piezoelectrically modulated fibre-optic high-voltage sensor has been investigated. The sensitive elements of this device were the OF sections, divided by spectral reflective elements. Radiation source is dual-wavelength tunable fibre ring laser, which is tunable in a C-range $\lambda = 1535$ – 1565 nm, has output power $P = 4.5 \cdot 10^{-3}$ W and two wavelengths were generated simultaneously, separated by 200 GHz (1.6 nm) with a generation line width of 22.8 GHz at a level of -3 dB. Spectral reflective elements are FBGs with different grating period. The measurement principle is based on recirculating frequency registration of a single pulse with its periodic 2R-regeneration on different wavelengths. Piezoelectric ceramic PZT-4D and PZT-5H types were found to be appropriate for this application. Sensor sensitivity reached 4.3 Hz/kV for the PZT radius $r = 12$ cm. This frequency-output sensor has the relative accuracy not exceeding 0.30–0.45 % for PZT-5H at the multi-point measurements in the voltage range of 20–150 kV.

References

1. Rajkumar N, Jagadeesh Kumar V, Sankaran P. Fibre sensor for the simultaneous measurement of current and voltage in a high-voltage system. *Applied Optics*. 1993;32(7):1225–1233. DOI: 10.1364/AO.32.001225.
2. Filippov VN, Starodumov AN, Minkovich VP, Barmenkov YO. Optically controlled fibre voltage sensor. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2000;12(7):870–872. DOI: 10.1109/68.853530.
3. Feng Pan, Xia Xiao, Yan Xu, Shiyen Ren. An optical AC voltage sensor based on the transverse Pockels effect. *Sensors*. 2011; 11(7):6593–6602. DOI: 10.3390/s110706593.

4. Kumada A, Hidaka K. Directly high-voltage measuring system based on Pockels effect. *IEEE Transactions on Power Delivery*. 2013;28(3):1306–1313. DOI: 10.1109/TPWRD.2013.2250315.
5. Rui Han, Quing Yang, Wenxia Sima, Yu Zhang, Shangpeng Sun, Tong Liu, et al. Non-contact measurement of lightning and switching transient overvoltage based on capacitive coupling and Pockels effects. *Electric Power Systems Research*. 2016;139:93–100. DOI: 10.1016/j.epsr.2015.11.037.
6. Vohra ST, Bucholtz F, Kersey DA. Fibre-optic dc and low-frequency electric-field sensor. *Optics Letters*. 1991;16(18):1445–1447. DOI: 10.1364/ol.16.001445.
7. Bohnert K, Nehring J. Fibre-optic sensing of voltages by line interrogation of the electric field. *Optics Letters*. 1989;14(5):290–292. DOI: 10.1364/ol.14.000290.
8. Yoshino T, Kurosawa K, Itoh K, Ose T. Fibre-optic Fabry – Perot interferometer and its sensor applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1982;18(10):1624–1633. DOI: 10.1109/JQE.1982.1071445.
9. Islam MdR, Ali MM, Lai M-H, Lim K-S, Ahmad H. Chronology of Fabry – Perot interferometer fibre-optic sensors and their applications: a review. *Sensors*. 2014;14(4):7451–7488. DOI: 10.3390/s140407451.
10. Martinez-Leon LI, Diez A, Cruz JL, Andres MV. Frequency-output fibre-optic voltage sensor. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2001;13(9):996–998. DOI: 10.1117/12.437194.
11. Martinez-Leon LI, Diez A, Cruz JL, Andres MV. Frequency-output fibre-optic voltage sensor with temperature compensation for power systems. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2003; 102(3):210–215. DOI: 10.1016/S0924-4247(02)00397-7.
12. Chen X, He S, Li D, Wang K, Fan Y, Wu S. Optical fibre voltage sensor based on Michelson interferometer using phase generated carrier demodulation algorithm. *IEEE Sensors Journal*. 2016;16(2):349–354. DOI: 10.1109/JSEN.2015.2479921.
13. Jun Zhao, Min Yan, Shenguo Xu, Xiaohan Sun. Fibre-optic voltage sensor based on capacitance current measurement with temperature and wavelength error correction capability. *IEEE Sensors Journal*. 2022;22(24):23829–23836. DOI: 10.1109/JSEN.2022.3218698.
14. Pacheco M, Mendoza-Santoyo F, Mendez A, Zenteno LA. Piezoelectric-modulated optical fibre Bragg grating high-voltage sensor. *Measurement Science and Technology*. 1999;10(9):777–782. DOI: 10.1088/0957-0233/10/9/303.
15. Qing Yang, Yanxiao He, Shangpeng Sun, Mandan Luo, Rui Han. An optical fibre Bragg grating and piezoelectric ceramic voltage sensor. *Review of Scientific Instruments*. 2017;88(10):105005. DOI: 10.1063/1.4986046.
16. Gonçalves MN, Werneck MM. Optical voltage transformer based on FBG-PZT for power quality measurement. *Sensors*. 2021; 21(8):2699. DOI: 10.3390/s21082699.
17. Dante A, Bacurau RM, Carvalho CC, Allil RCSB, Werneck MM, Ferreira EC. Optical high-voltage sensor based on fibre Bragg gratings and stacked piezoelectric actuators for a. c. measurements. *Applied Optics*. 2019;58(30):8322–8330. DOI: 10.1364/AO.58.008322.
18. Poliakov AV. Frequency fibre-optical sensor system with wavelength division multiplexing. *Proceedings of SPIE*. 2009;7356:3561X. DOI: 10.1117/12.820707.
19. Poliakov AV. Monitoring of physical parameters by fibre-optic recirculation sensor. *Proceedings of SPIE*. 2008;7009:70091A. DOI: 10.1117/12.793874.
20. Shilong Pan, Xiaofan Zhao, Caiyun Lou. Switchable single-longitudinal-mode dual-wavelength erbium-doped fibre ring laser incorporating a semiconductor optical amplifier. *Optics Letters*. 2008;33(8):764–766. DOI: 10.1364/OL.33.000764.
21. Bo L. Microwave generation based on fibre Bragg grating [dissertation]. Singapore: Nanyang Technological University; 2011. 172 p.
22. Lam DKW, Garside BK. Characterization of single-mode optical fibre filters. *Applied Optics*. 1981;20(3):440–445. DOI: 10.1364/AO.20.000440.
23. Othonos A. Fibre Bragg gratings. *Review of Scientific Instruments*. 1997;68(12):4309–4341. DOI: 10.1063/1.1148392.
24. Polyakov AV, Ksenofontov MA. Quasi-distributed recirculation fibre-optic temperature sensor. *Optical Memory and Neural Networks*. 2009;18:271–277. DOI: 10.3103/S1060992X09040043.
25. Polyakov AV, Ksenofontov MA. High-voltage monitoring with a fibre-optic recirculation measuring system. *Measurement Techniques*. 2020;63:117–124. DOI: 10.1007/s11018-020-01759-3.
26. Kuz'min KG, Polyakov AV, Chubarov SI. Metrological analysis of recirculation-type fibre-optic sensors. *Measurement Techniques*. 2001;44:146–151. DOI: 10.1023/A:1010957123435.

Received 04.03.2025 / revised 19.03.2025 / accepted 25.03.2025.

ОРИЕНТАЦИОННОЕ УПРАВЛЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ СВЕТА В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

С. С. СЛЮСАРЕНКО¹⁾, Е. А. МЕЛЬНИКОВА¹⁾, О. С. КАБАНОВА¹⁾,
И. И. РУШНОВА¹⁾, А. Л. ТОЛСТИК¹⁾

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

Аннотация. Рассмотрены методы контролируемого возбуждения волноводного распространения света в планарных нематических жидкокристаллических элементах. Продемонстрированы два метода реализации управляемого волноводного режима в нематическом слое жидкого кристалла: 1) электрически контролируемый поляризационно зависимый волноводный режим распространения света в жидкокристаллических элементах с начальной твист-планарной ориентацией директора; 2) индуцированная светом переориентация директора жидкого кристалла, легированного красителем метиловым красным.

Ключевые слова: жидкие кристаллы; волноводы; управление светом.

Образец цитирования:

Слюсаренко СС, Мельникова ЕА, Кабанова ОС, Рушнова ИИ, Толстик АЛ. Ориентационное управление распространением света в жидкокристаллических волноводах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;2:41–48.
EDN: DTSEXE

For citation:

Slussarenko SS, Melnikova EA, Kabanova OS, Rushnova II, Tolstik AL. Orientation control of light propagation in liquid crystal waveguides. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;2:41–48. Russian.
EDN: DTSEXE

Авторы:

Сергей Сергеевич Слюсаренко – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры ядерной физики физического факультета.

Елена Александровна Мельникова – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

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.

Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:

Sergei S. Slussarenko, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of nuclear physics, faculty of physics.

slussarenko@yahoo.com

<https://orcid.org/0000-0002-0583-4632>

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>

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.

rushnovabsu@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0002-1049-1953>

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>

ORIENTATION CONTROL OF LIGHT PROPAGATION IN LIQUID CRYSTAL WAVEGUIDES

S. S. SLUSSARENKO^a, E. A. MELNIKOVA^a, O. S. KABANOVA^a,
I. I. RUSHNOVA^a, A. L. TOLSTIK^a

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

Corresponding author: S. S. Slussarenko (slussarenko@yahoo.com)

Abstract. Methods to control the light beams in planar nematic liquid crystal elements have been considered. The two methods for realisation of the controlled wave-guide mode in a nematic layer of the liquid crystal have been demonstrated. The first method enables one to control the wave-guide light propagation mode in liquid crystal elements with the initial twist-planar orientation of the director. Such orientation makes it possible to realise the polarisation-sensitive mode of the radiation wave-guide propagation in the visible spectral range. The excitation and electric control conditions for the wave-guide mode in the case of polarised laser radiation have been analysed theoretically and tested experimentally. By the second method the wave-guide mode is due to the light-induced director reorientation in the liquid crystal doped with the methyl red dye. The method is based on processes of the anisotropic dye adsorption on one of the bounding surfaces in a liquid crystal cell and on the molecular orientation of the dye under the effect of polarised radiation. The dye molecules act as an orientant for the molecules of the liquid crystal, making it possible to form the local twist-structures whose refractive index for the specific light polarisation is different from that for the nonilluminated region.

Keywords: liquid crystals; waveguides; light control.

Введение

Широкое использование оптических методов передачи информации требует разработки компактных оптоэлектронных переключателей для оптических сигналов [1–3]. Нематические жидкие кристаллы (НЖК) с высокой величиной анизотропии показателя преломления ($\Delta n \sim 0,10\text{--}0,25$) и возможностью ее изменения под действием внешних электрических и световых полей позволили применить их в качестве функциональной электрооптической среды в управляемых переключателях света.

В последнее время отмечается интерес ведущих научных групп к исследованию распространения света в планарной геометрии в жидкокристаллическом слое с рефрактивной границей доменных областей, различающихся направлением ориентации директора НЖК. Новый подход, который предлагает управление светом в плоскости жидкокристаллического слоя, считается значительным достижением в технологии устройств управления лазерными пучками. По сравнению с объемными пропускающими жидкокристаллическими управляющими устройствами основным преимуществом этого подхода является значительное увеличение длины взаимодействия между жидкокристаллической средой и световыми пучками. В случае распространения пучка в плоскости элемента длина взаимодействия не ограничивается толщиной жидкокристаллического слоя и свет не проходит через электроды. Использование планарной геометрии распространения светового пучка в НЖК позволило разработать и успешно продемонстрировать жидкокристаллические устройства на основе полного внутреннего отражения (ПВО) для управления лазерным пучком в плоскости жидкокристаллического элемента. Принцип действия таких устройств основан на ПВО световых лучей на рефрактивной границе в жидкокристаллическом слое, которая разделяет домены с различной ориентацией директора. На границе двух таких ориентационных доменов можно реализовать отражение и преломление лазерного излучения [4–7].

В упомянутых работах экспериментальная реализация эффекта ПВО на рефрактивной границе смежных доменных областей НЖК осуществлялась в условиях электрического перехода Фредерикса, который проявлялся в области узкого (около 100 мкм) электрода либо в области электрода сложной формы.

В настоящей статье предложен и апробирован принципиально новый метод создания в слое НЖК условия формирования волноводного распространения линейно поляризованного света, не требующий нанесения на одну из поверхностей элемента электрода заданной конфигурации, что намного упрощает технологию изготовления волноводного элемента.

Для реализации управляемого волноводного режима распространения электромагнитного излучения в объеме НЖК различными способами формировались периодически ориентированные микрообласти. В первом случае необходимая топология ориентации жидких кристаллов в электрически управляемых элементах осуществлялась на основе метода текстурированной фотоориентации. Данный метод заключается в том, что наведенная в ориентирующем светочувствительном слое элемента НЖК поверхностная анизотропия позволяет создать в объеме жидкокристаллического слоя начальную микропериодическую

твист-планарную ориентацию директора, обеспечивающую условие формирования волноводных каналов для линейно поляризованного электромагнитного излучения.

Разработанные электрически управляемые волноводные анизотропные элементы представляют собой жидкокристаллическую ячейку типа «сэндвич» [8]. Толщина слоя НЖК составляла $d = 20$ мкм. Использовался НЖК ВИН-9 с анизотропией показателя преломления $\Delta n = 0,18$, $n_e = 1,67$, $n_o = 1,49$ на длине волны $\lambda = 632,8$ нм.

На рис. 1 показана твист-планарная ориентация директора жидкокристаллического слоя и преломляющие свойства структуры НЖК для распространения линейно поляризованной ($\vec{E} \parallel y$) электромагнитной волны, волновой вектор которой (\vec{k}) направлен по оси z .

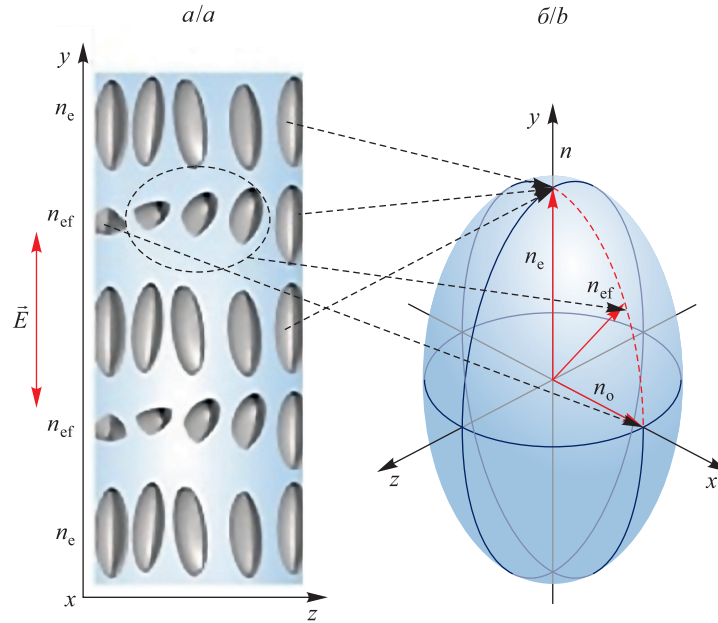


Рис. 1. Ориентация директора жидкого кристалла в волноводной структуре и ее оптические свойства: а – чередование планарных и твист-ориентаций директора; б – оптическая индикатриса НЖК

Fig. 1. Orientation of the liquid crystal director in the waveguide structure and its optical properties: а – alternation of planar and twist structures of the director orientation; б – optical indicatrix of the nematic liquid crystal

Как видно из рис. 1, для линейно поляризованного света эффективный показатель преломления $n_{ef}(x)$ в твист-областях жидкокристаллического слоя определяется азимутальным углом закрутки директора $\Psi(x)$ по толщине жидкокристаллического слоя, а для рассматриваемой геометрии ($\vec{E} \parallel y$, $\vec{k} \parallel z$) этот показатель совпадает с углом между векторами \vec{E} и \vec{n} и согласно выражению [9] рассчитывается как

$$n_{ef}(x) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \psi(x) + n_e^2 \sin^2 \psi(x)}},$$

где $\psi(x) = \frac{\pi x}{2d}$ – распределение азимутального угла ориентации директора жидкого кристалла по толщине жидкокристаллического слоя d .

На рис. 2 представлен график зависимости эффективного показателя преломления $n_{ef}(x)$ для твист-области по толщине жидкокристаллического слоя ($d = 20$ мкм). Из рис. 2 видно, что твист-домен имеет градиент показателя преломления по координате x .

Таким образом, в области твист-доменов для волны с s -поляризацией значение показателя преломления по толщине жидкокристаллического слоя $n_{ef}(x)$ составляет от $n_e = 1,67$ до $n_o = 1,49$, что определяет возможность реализации волноводного НЖК-канала при использовании твист-домена в качестве оболочки, а также при использовании планарно ориентированного жидкокристаллического домена в качестве сердцевины жидкокристаллического волноводного канала ($n_{серцевина} = n_e = 1,67$).

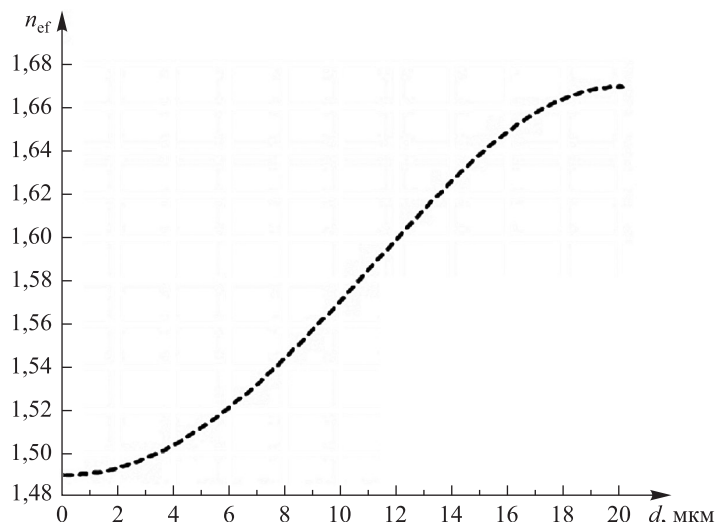


Рис. 2. График зависимости эффективного показателя преломления твист-области от толщины жидкокристаллического слоя

Fig. 2. Graph of the dependence of the effective refractive index of the twist region on the thickness of the liquid crystal layer

Выражение для оценки числовой апертуры жидкокристаллического волноводного канала NA имеет вид

$$NA(x) = \frac{1}{n_{\text{воздух}}} \sqrt{n_e^2 - \frac{n_e^2 n_o^2}{n_o^2 \cos^2 \psi(x) + n_e^2 \sin^2 \psi(x)}}.$$

Приведенная зависимость указывает на изменение оптических параметров сформированной волноводной структуры по толщине НЖК-слоя. Для оценки эффективности ввода излучения в данную структуру мы ограничились рассмотрением сформированного волноводного канала как волновода со средним показателем преломления оболочки ($n_{\text{оболочка}} = \langle n_{\text{ef}}(x) \rangle$). Средний эффективный показатель преломления по толщине НЖК-слоя x составляет величину $\langle n_{\text{ef}}(x) \rangle = 1,58$. Оценка проводилась по формуле [9]

$$\langle n_{\text{ef}}(x) \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \psi(x) + n_e^2 \sin^2 \psi(x)}} dx. \quad (1)$$

При данной оценке показателя преломления оболочки волноводного канала числовая апертура жидкокристаллического волновода принимает значение $NA = 0,54$. Для условий эксперимента (длина волны $0,63$ мкм, радиус перетяжки вводимого в волновод излучения $r_0 = 5$ мкм, толщина волноводного слоя 10 мкм) эффективность ввода излучения в волокно без учета френелевского отражения, оцененная как квадрат отношения величины числовой апертуры жидкокристаллического волновода и половины угла конуса фокусировки излучения, составляет величину, близкую к 100% .

На рис. 3 представлена методика подготовки подложек при создании волноводного элемента НЖК. Подготовка ориентирующих покрытий 2, нанесенных на стеклянные подложки 3 с электропроводящим слоем ИТО 4, осуществлялась путем экспонирования фотополимерных слоев серии Б линейно поляризованным ультрафиолетовым излучением на длине волны $\lambda = 254$ нм [10].

Поляризатор I обеспечивал необходимое направление плоскости поляризации активирующего излучения, плотность оптической мощности которого после прохождения поляризатора составляла величину $I = 4$ мВт/см². Время экспозиции фотополимерных слоев составляло $t = 25$ с, что обеспечивало достаточную дозу облучения ($D = 100$ мДж · см⁻²) для достижения величины энергии сцепления жидкого кристалла с ориентирующим полимерным слоем $E_{\phi} = 1,4 \cdot 10^{-5}$ Дж · м⁻².

Создание эффективной рефрактивной границы твист-планарной ориентации директора жидкого кристалла позволяет реализовать волноводный режим распространения линейно поляризованного света. Средний эффективный показатель преломления в твист-домене для p -поляризационной моды составляет $1,58$, что дает возможность использовать его как сердцевину волноводного канала с планарным доменом в качестве оболочки с показателем преломления $1,49$ на длине волны генерации гелий-неонового лазера.

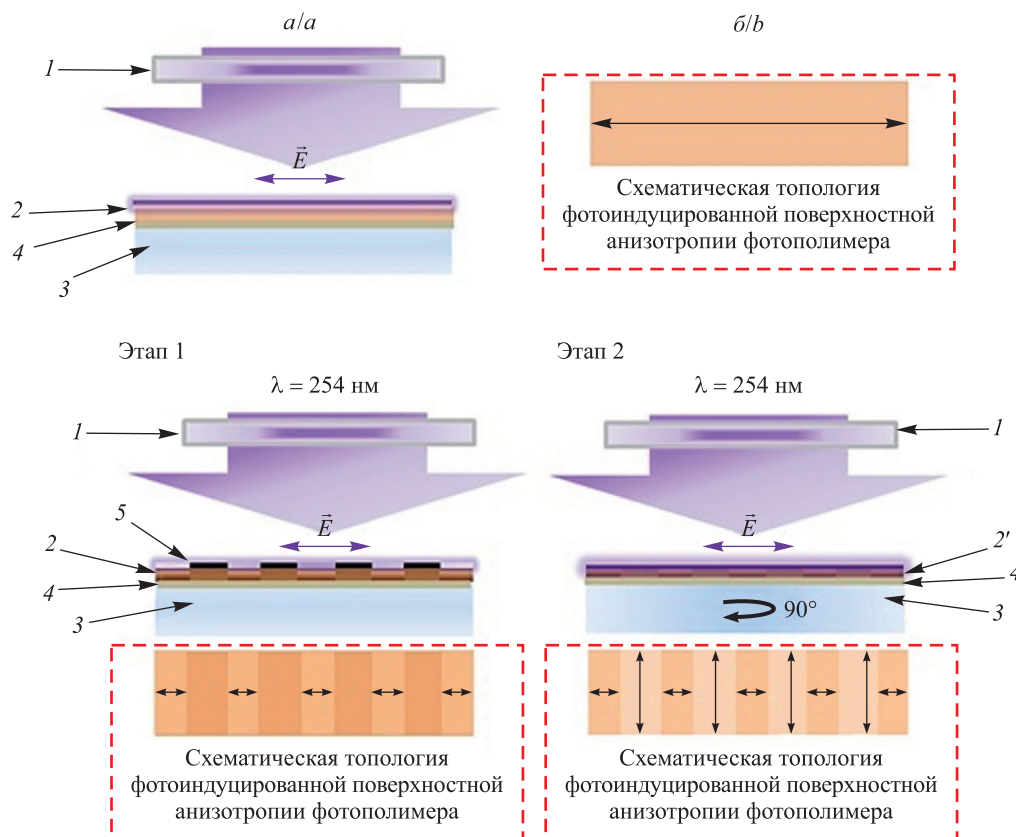


Рис. 3. Методика подготовки подложек волноводного элемента НЖК: *a* – подготовка подложки 1 для формирования однородной поверхностной анизотропии фотополимерного слоя, *б* – подготовка подложки 2 для формирования микроструктурированной двухдоменной поверхностной анизотропии фотополимерного слоя; 1 – поляризатор, 2, 2' – фотополимерный слой, 3 – стеклянная подложка, 4 – прозрачный электрод (ITO), 5 – амплитудный кварцевый транспарант ($\Lambda = 20$ мкм)

Fig. 3. Method for preparing cladding of a nematic liquid crystal waveguide element: *a* – preparation of cladding 1 for the formation of uniform surface anisotropy of the photopolymer layer, *b* – preparation of cladding 2 for the formation of microstructured two-domain surface anisotropy of the photopolymer layer; 1 – polariser, 2, 2' – photopolymer layer, 3 – glass substrate, 4 – transparent electrode (ITO), 5 – amplitude quartz transparency ($\Lambda = 20$ μm)

На рис. 4 представлены результаты экспериментального исследования по реализации электрически управляемого волноводного распространения излучения в описанной волноводной структуре. Излучение гелий-неонового лазера с расходимостью пучка 1,2 мрад вводилось планарно в торец жидкокристаллического волноводного элемента толщиной $d = 20$ мкм. Для согласования диаметра пучка с размерами жидкокристаллического волновода использовался объектив с увеличением $\times 20$. Диаметр перетяжки световых пучков на входе в жидкокристаллическую ячейку составлял $2r_0 \approx 8-10$ мкм. Картина распространения лазерного излучения в жидком кристалле регистрировалась по рассеянному в жидкокристаллическом слое световому сигналу ПЗС-матрицей с пространственным разрешением 1280×960 пк.

Как видно из рис. 4, электрическое поле позволяет управлять характером распространения лазерного излучения в жидкокристаллическом слое и переключать режим волноводного распространения светового сигнала в режим оптического ослабления, при котором исчезает волноводный канал и пучок испытывает дифракционное расплывание. Подобная ситуация имеет место при напряжениях, превышающих 3 В. При таких значениях напряжения происходит заметная переориентация директора жидкого кристалла.

Отметим, что реализацию микроструктурированных областей ориентации директора можно создать не только задавая начальные условия ориентации на подложках, но и используя микроструктурированный электрод на одной из подложек элемента, как было показано в работах [11–14].

Еще одним методом создания волноводного канала в жидкокристаллическом слое является изменение начальной ориентации директора посредством экспозиции линейно поляризованным излучением композита НЖК – азокраситель в уже собранной жидкокристаллической ячейке с планарно ориентированным директором жидкого кристалла [15]. Этот метод использовали для возбуждения волноводного режима распространения света в жидкокристаллической ячейке. Изготовленный волноводный жидкокристаллический элемент на одной из подложек имеет слабую энергию сцепления (поверхность изотропна для директора

жидкого кристалла). При освещении поляризованным светом со стороны этой подложки происходит ряд процессов, связанных с адсорбцией красителя на поверхности [16] и приводящих к изменению ориентации директора на исходно изотропной поверхности. По мере трансляции по толщине жидкокристаллического слоя угол переориентации директора относительно начальной ориентации уменьшается и становится равным нулю на подложке с большой энергией сцепления. Таким образом, в активированных областях создается твист-ориентация жидкого кристалла.

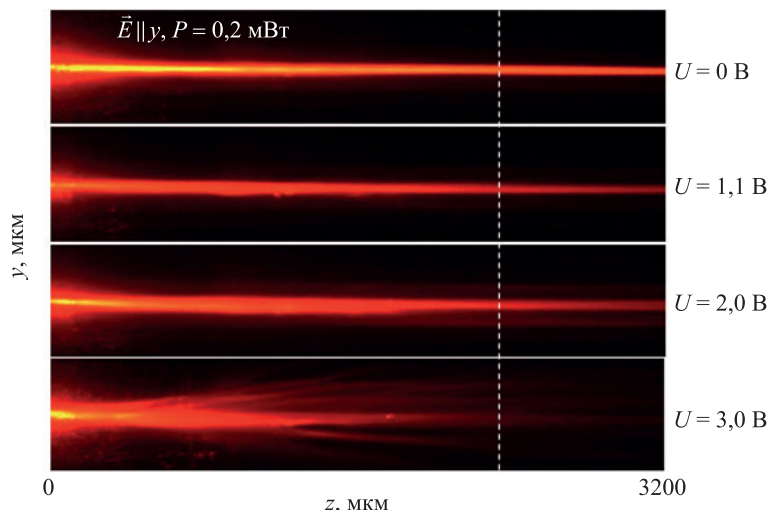


Рис. 4. Распространение света в электрически управляемом микроструктурированном жидкокристаллическом элементе при различной величине управляющего напряжения на волноводном элементе НЖК

Fig. 4. Light propagation in an electrically controlled microstructured liquid crystal element with different values of control voltage on the nematic liquid crystal waveguide element

Эксперимент проводился с ячейками, заполненными нематиком 5СВ (от $n_e = 1,71$ до $n_o = 1,53$), легированным красителем метиловым красным (0,5 %). Одна из ограничивающих подложек была сделана с малой энергией сцепления (на покрытое ИТО стекло наносился поли(винил)циннамат без дополнительного изменения поверхностной энергии сцепления). Вторая пластина была подготовлена для стандартной планарной ориентации (нанесение полиимида центрифугированием – отверждение – натирание) на покрытом ИТО стекле. Толщина ячейки составляла около 25 мкм. Создание переориентированной области достигалось экспозицией с помощью Ag^+ -лазера (514,5 нм, 5 мВт), сфокусированного цилиндрической линзой ($f = 3$ см). Поляризация лазерного луча была параллельна длинной оси фокусного пятна, ориентированного под 45° относительно направления начальной планарной ориентации директора. Таким образом, в области активации ориентация директора имела твист-характер с величиной закрутки директора $\frac{\pi}{4}$. Время экспозиции составляло около 5 мин. На рис. 5 представлена фотография в скрещенных поляризаторах сформированной переориентированной области жидкокристаллического слоя.

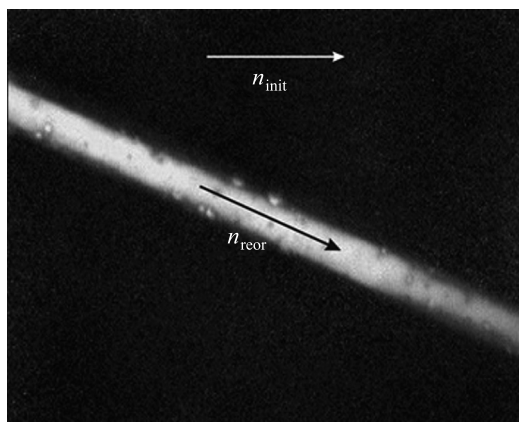


Рис. 5. Фотография в скрещенных поляризаторах сформированной переориентированной области жидкокристаллического слоя

Fig. 5. Photograph of the formed reoriented region of the liquid crystal layer in crossed polarisers

Волноводные моды возбуждались аналогично вышеописанному способу при фокусировке излучения гелий-неонового лазера с помощью линзы ($f = 5$ см) в торец жидкокристаллического элемента (рис. 6). Диаметр перетяжки сфокусированного на торце элемента лазерного излучения с расходимостью пучка 1 мрад составлял 20 мкм. Вектор поляризации вводимого в элемент излучения ориентирован перпендикулярно направлению директора планарно ориентированного жидкокристаллического слоя, заданному при изготовлении элемента. Показатель преломления света при такой геометрии в области жидкокристаллического слоя соответствует показателю преломления для обыкновенной волны, который для использованного НЖК имеет величину $n_o = 1,53$. В области жидкого кристалла, где присутствует изменение ориентации жидкого кристалла по глубине (твист-структура), показатель преломления определяется средним эффективным показателем, величина которого согласно формуле (1) составляет $\langle n_{\text{ef}}(x) \rangle = 1,57$. Таким образом, для данной геометрии ориентации директора область твист-ориентации служит сердцевиной, а внешняя часть жидкокристаллического слоя – оболочкой оптического волновода.

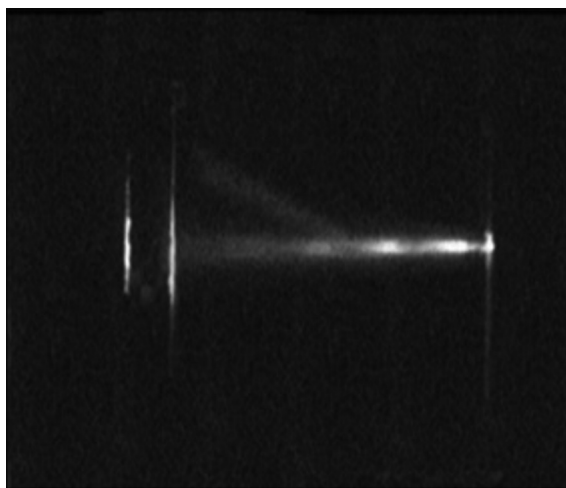


Рис. 6. Изменение распространения света в планарном волноводе в случае наличия зоны с твист-структурой

Fig. 6. Change in light propagation in a planar waveguide in the presence of a zone with a changed orientation (twist structure)

В точке входа излучения в волновод диаметр пучка составил 100 мкм. На рис. 6 видно, что при такой геометрии распространения часть пучка, попадающая в условия ПВО, захватывается оптически наведенным волноводным каналом. При этом первоначально прямолинейное распространение светового пучка в плоском жидкокристаллическом слое меняется при воздействии излучения аргонового лазера, переориентирующего директор жидкого кристалла в освещенной области и создающего волноводную структуру.

Заключение

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность управления волноводным режимом распространения света в жидкокристаллическом слое. Предложены два метода возбуждения волноводных режимов распространения световых пучков. Один метод основан на формировании оптических волноводов за счет пространственно модулированной ориентации директора жидкого кристалла с возможностью электрического управления. Второй метод использует фотостимулированную переориентацию директора жидкого кристалла, активированного красителем метиловым красным, позволяя оптически переключать волноводный режим распространения светового пучка. Предложенные методы могут быть использованы при разработке интегральных фотонных схем для связи между различными функциональными компонентами в качестве реконфигурируемых волноводных каналов.

Библиографические ссылки

1. Papadimitriou GI, Papazoglou C, Pomportsis AS. Optical switching: switch fabrics, techniques, and architectures. *Journal of Lightwave Technology*. 2003;21(2):384–405. DOI: 10.1109/JLT.2003.808766.
2. Kwok H-S, Naemura S, Ong HL, editors. *Progress in liquid crystal science and technology: in honor of Shunsuke Kobayashi's 80th birthday*. Singapore: World Scientific; 2013. XII, 704 p. (Ong HL, editor. Series on liquid crystals; volume 4). DOI: 10.1142/8571.
3. Chigrinov VG. *Liquid crystal photonics: engineering tools, techniques and tables*. New York: Nova Science Publishers; 2014. 204 p.

4. Peccianti M, Dyadyusha A, Kaczmarek M, Assanto G. Tunable refraction and reflection of self-confined light beams. *Nature Physics*. 2006;2(11):737–742. DOI: 10.1038/nphys427.
5. Piccardi A, Alberucci A, Assanto G. Nematicons and their electro-optic control: light localization and signal readdressing via reorientation in liquid crystals. *International Journal of Molecular Sciences*. 2013;14(10):19932–19950. DOI: 10.3390/ijms141019932.
6. Maksimochkin AG, Pasechnik SV, Tsvetkov VA, Yakovlev DA, Maksimochkin GI, Chigrinov VG. Electrically controlled switching of light beams in the plane of liquid crystal layer. *Optics Communications*. 2007;270(2):273–279. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.09.014.
7. Melnikova EA, Tolstik AL, Rushnova II, Kabanova OS, Muravsky AA. Electrically controlled spatial-polarization switch based on patterned photoalignment of nematic liquid crystals. *Applied Optics*. 2016;55(23):6491–6495. DOI: 10.1364/AO.55.006491.
8. Томилини МГ, Невская ГЕ. *Фотоника жидких кристаллов*. Санкт-Петербург: Издательство Политехнического университета; 2011. 741 с.
9. Блинов ЛМ. *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*. Москва: Наука; 1978. 384 с.
10. Mahilny UV, Stankevich AI, Trofimova AV, Muravsky AA, Murauski AA. Photosensitive polymers for liquid crystal alignment. *Physics Procedia*. 2015;73:121–125. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.131.
11. Кabanova OC, Мельникова ЕА, Оленская ИИ, Толстик АЛ. Электрически управляемые волноводные жидкокристаллические элементы. *Письма в Журнал технической физики*. 2014;40(14):30–35. EDN: SNWFSX.
12. Оленская ИИ, Кabanova OC, Мельникова ЕА. Жидкокристаллические волноводные элементы с различной топологией модуляции границы раздела рефрактивных областей. *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*. 2015;17(2):87–91. EDN: UHLMIB.
13. Rushnova II, Kabanova OS, Melnikova EA, Tolstik AL. Integrated-optical nematic liquid crystal switches: designing and operation features. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2018;21(3):206–219. EDN: YOEHFR.
14. Rushnova II, Melnikova EA, Kabanova OS, Tolstik AL, Muravsky AA. Fringe field-tunable LC refractive index interface for in-plane beam steering applications. *Applied Optics*. 2020;59(34):10695–10699. DOI: 10.1364/AO.409688.
15. Simoni F, Francescangeli O, Reznikov Y, Slussarenko S. Dye-doped liquid crystals as high-resolution recording media. *Optics Letters*. 1997;22(8):549–551. DOI: 10.1364/OL.22.000549.
16. Slussarenko S, Melnikova E, Tolstik A. Dynamics of light-induced reorientation in planar cell filled with the azo-dye doped nematic liquid crystal. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2024;27(4):335–340. DOI: 10.5281/zenodo.14508724.

Получена 04.03.2025 / исправлена 07.03.2025 / принята 25.03.2025.

Received 04.03.2025 / revised 07.03.2025 / accepted 25.03.2025.

УДК 621.382

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИРОДНЫХ И СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗОВ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ИЗДЕЛИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Е. Б. ШЕРШНЕВ¹⁾

¹⁾Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,
ул. Советская, 104, 246019, г. Гомель, Беларусь

Аннотация. Проведен анализ зависимостей тепло- и электрофизических характеристик природных и синтетических алмазов типов Ia, Ib, Pa и Pb от специфики строения их кристаллической решетки. Описаны физико-химические и технологические особенности обработки алмаза импульсным лазерным излучением при использовании коротких и ультракоротких лазерных импульсов в широком диапазоне длин волн и интенсивностей лазерного излучения. Показано, что при варьировании параметров лазерного излучения, таких как длительность импульса, частота следования импульсов и интенсивность лазерного излучения, могут быть реализованы различные механизмы управляемого удаления материала для формирования объемных микроструктур. Представлены основные перспективные области применения алмазных и алмазосодержащих компонентов в производстве изделий электронной техники.

Ключевые слова: применение алмазов в микроэлектронике; теплофизические характеристики алмаза; хрупкое разделение алмаза лазерным излучением; ультракороткие лазерные импульсы.

Образец цитирования:

Шершнев ЕБ. Использование природных и синтетических алмазов при проектировании изделий электронной техники. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;2:49–59.
EDN: HZQOYZ

For citation:

Shershnev EB. Use of natural and synthetic diamonds in the design of electronic equipment products. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;2:49–59. Russian.
EDN: HZQOYZ

Автор:

Евгений Борисович Шершнев – доктор технических наук, доцент; заведующий кафедрой общей физики факультета физики и информационных технологий.

Author:

Evgeniy B. Shershnev, doctor of science (engineering), docent; head of the department of general physics, faculty of physics and information technologies.
eshershnev@gsu.by
<https://orcid.org/0000-0002-9783-1008>

USE OF NATURAL AND SYNTHETIC DIAMONDS IN THE DESIGN OF ELECTRONIC EQUIPMENT PRODUCTS

E. B. SHERSHNEV^a

^aFrancisk Skorina Gomel State University, 104 Savieckaja Street, Gomel 246019, Belarus

Abstract. An analysis of the dependencies of the thermal and electrophysical characteristics of natural and synthetic diamonds of types Ia, Ib, IIa and IIb on the specifics of their crystal lattice structure was conducted. The physicochemical and technological features of diamond processing by pulsed laser radiation using short and ultrashort laser pulses in a wide range of wavelengths and intensities of laser radiation are described. It is shown that by varying laser radiation parameters such as pulse duration, pulse repetition frequency and intensity of laser radiation, various mechanisms of controlled material removal can be implemented to form volumetric microstructures. The main promising areas of application of diamond and diamond-containing components in the manufacturing of electronic products are presented.

Keywords: application of diamonds in microelectronics; thermophysical characteristics of diamond; brittle separation of diamond by laser radiation; ultrashort laser pulses.

Введение

По сочетанию важнейших параметров, необходимых для создания электронных приборов, самым перспективным материалом можно считать алмаз [1]. Специфика кристаллической решетки алмаза с ее ковалентными связями предопределяет ряд особенностей этого материала. При ширине запрещенной зоны 5,45 эВ удельное сопротивление нелегированного алмаза составляет 10^{13} – 10^{14} Ом · см, напряженность электрического поля, при котором возникает его пробой, достигает 10^7 В/см. Алмаз является чрезвычайно химически устойчивым материалом. В присутствии кислорода он окисляется при температурах выше 900 К, в условиях высокого вакуума его поверхностная графитизация наблюдается при температуре около 1700 К. Алмаз имеет наивысшую теплопроводность (20–24 Вт/(см · К) при температуре 300 К), что связано с его рекордно высокой температурой Дебая (1860 К), по сравнению с которой комнатная температура является относительно низкой. Следовательно, алмаз выступает оптимальной теплоотводящей диэлектрической подложкой. Более того, в очищенном от изотопов алмазе теплопроводность может достигать 33 Вт/(см · К) [2].

Также алмаз представляет собой радиационно стойкий материал. Он является прозрачным в широком диапазоне спектра (от ультрафиолетового до радиоволнового), имеет высокую твердость (81–100 ГПа), рекордно высокую скорость распространения звука (18 км/с), низкую диэлектрическую проницаемость (5,7). Благодаря таким уникальным свойствам алмазы используются в качестве теплоотводящих пластин в СВЧ-транзисторах, мощных мультичиповых модулях и линейках полупроводниковых лазеров. Кроме того, алмазы могут широко применяться для изготовления окон мощных гиротронов, клистронов, CO₂-лазеров, микроэлектромеханических систем, акустоэлектронных устройств (фильтров на поверхностных акустических волнах гигагерцевого диапазона) и детекторов ионизирующего излучения [1]. Технологии химического осаждения из газовой фазы (*chemical vapour deposition*, CVD) расширили возможности создания на основе алмазных пленок СВЧ-приборов, теплопроводящих подложек для электроники, элементов конструкций в лампах бегущей волны, приборов акустоэлектроники, лазерных диодов, прототипов квантовых компьютеров, оборудования для астрономии, призм, линз, терагерцевых излучателей и радаров, проводящих наноалмазов для терапии и доставки лекарств к поврежденным органам, нанокристаллических алмазных покрытий с контролируемой проводимостью, радиационно стойких детекторов¹.

Особенности теплопроводности различных типов алмазов

Образцы природных алмазных монокристаллов средних размеров (несколько миллиметров) и синтетических алмазов размером до 1 мм представляют собой сложный объект для измерения теплопроводности. Для достижения этой цели используются особые методики. Теплопроводность крупных образцов (4–10 мм) правильной формы в виде прямого параллелепипеда в интервале температур 3–300 К измеряется с помощью классического абсолютного стационарного метода продольного теплового потока [3]. У таких же образцов при температурах 320–450 К эта характеристика может быть определена с помощью

¹Алмазные традиции меняют свою структуру: пять причин для новых инвестиций // Российский форум «Микроэлектроника»: сайт. URL: https://microelectronica.pro/news/round_table_20231008 (дата обращения: 27.11.2024).

относительного варианта стационарного метода продольного теплового потока с использованием радиационной термометрии [4]. Измерение теплопроводности природных и синтетических алмазов размером до 1 мм произвольной формы осуществляется в интервале температур 300–650 К методом стягивания теплового потока [5].

В основу физической классификации алмазов положены их спектральные особенности. В соответствии со спектрами поглощения выделяют алмазы типов I и II, в структуре кристаллов которых присутствуют примеси азота². Развитие исследований в этом направлении позволило расширить классификацию. Алмазы типа I были подразделены на алмазы типа Ia (содержат непарамагнитные азотные дефекты) и типа Ib (содержат парамагнитный дефект). Среди алмазов типа II были выделены алмазы типа IIa (изоляторы, концентрация А-дефектов не более 10^{18} см^{-3} , $\rho = 10^{10} - 10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и типа IIb (полупроводники, легированные бором до концентрации 510 см^{-3} , $\rho = 10^1 - 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Алмазы, в которых преобладают дислокационные дефекты, приводящие к росту проводимости, иногда относят к типу Ic. В зависимости от содержания примесей синтетические кристаллы относят к типу Ib (парамагнитный азот) и типу IIb (бор). Различная форма роста кристалла, определенный набор структурных дефектов и особенности их распределения в объеме кристалла послужили физическим обоснованием для выделения десяти разновидностей моно- и поликристаллических алмазов [6].

Теплофизические свойства, в частности теплопроводность и теплоемкость, позволяют квалифицировать алмаз как материал, обладающий самой высокой теплопроводностью (70–1000 К). В определенном интервале температур алмазы проводят тепло в пять раз лучше, чем, например, медь (рис. 1).

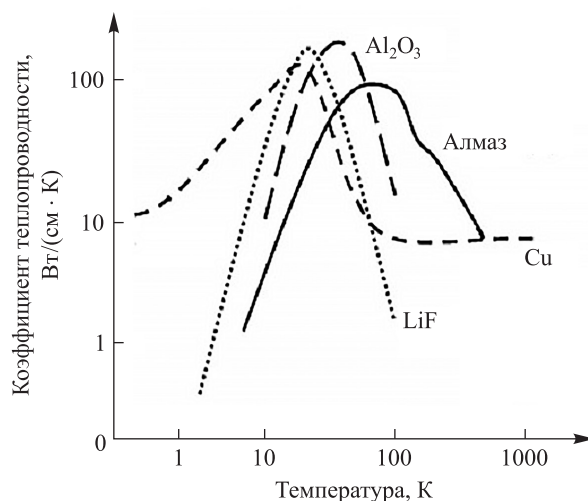


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплопроводности различных материалов электронной техники от температуры

Fig. 1. Dependence of the thermal conductivity coefficient of various materials of electronic equipment on temperature

Физические свойства различных типов алмазов

Коэффициент теплового линейного расширения алмазов рассчитывается на основе показателей постоянной решетки при нагревании и другими способами. У алмазов типа II данный показатель при температуре 800 °С равен $4,7 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, при температуре 1700 °С он составляет $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$. По данным рентгеновских исследований, линейное расширение алмазов указанного типа при нагреве от 0 до 1400 °С равно 0,58 %, значения указанного выше коэффициента при температурах 25 и 1400 °С составляют $1,3 \cdot 10^{-6}$ и $7,0 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ соответственно³.

Типичные значения теплопроводности алмазов типа Ia и типа II при температуре 293 К равны 600–1000 и 2000–2100 Вт/(м·К) соответственно [6]. Максимальные значения теплопроводности алмазов названных типов при температуре около 80 К составляют 2000–4000 и 15 000 Вт/(м·К) соответственно [6].

Высокая теплоемкость алмазов способствует поглощению ими тепловой энергии без существенного увеличения температуры, а высокая теплопроводность — хорошему теплоотводу, что особенно важно для компонентов высокотемпературной электроники.

²Алмаз : справочник / Д. В. Федосеев [и др.]. Киев : Наук. думка, 1981. 61 с.

³Там же.

Наличие разных типов алмазов связано с многообразием их зонной структуры. При температуре 0 К (для алмазов с идеальной решеткой при температуре 300 К) все разрешенные уровни энергии в валентной зоне заполнены, а зона проводимости является пустой. Обе зоны разделены запрещенной зоной шириной 6 эВ. В реальном кристалле алмаза запрещенная зона оказывается густо заселенной энергетическими уровнями, наличие которых обусловлено примесями и дефектами решетки. К наиболее важным энергетическим уровням следует отнести ближние акцепторные уровни, расположенные на расстоянии 0,1–0,3 эВ от верхней границы валентной зоны проводимости и на том же расстоянии от дна зоны проводимости, и дальние акцепторные энергетические уровни, находящиеся в середине запрещенной зоны [7].

Согласно современным представлениям различия алмазов определяются только примесями и дефектами решетки. Например, алмазы типа I содержат сравнительно большое количество азота, а следовательно, и соответствующее количество энергетических уровней внутри запрещенной зоны, но имеют высокое удельное сопротивление (около 10^6 Ом · см). Между тем высокая электропроводность таких полупроводников, как кремний и германий, обуславливается именно этими примесями. Данный контраст объясняется тем, что при формировании полупроводников в них вводится строго контролируемое количество примесей с определенными условиями закрепления в решетке.

В природных алмазах примеси располагаются хаотично и могут компенсировать друг друга (в случае одинакового количества доноров и акцепторов) или образовывать центры захвата дырок и электронов. До некоторой степени примеси выполняют свою роль. Теоретические расчеты показывают, что удельное сопротивление алмазов с идеальной решеткой должно быть примерно 10^{70} Ом · см, т. е. на несколько десятков порядков больше, чем есть на самом деле.

Алмазы типа IIa содержат относительно небольшое количество примесей, однако удельное сопротивление у них такое же, как и у алмазов типа I. Данное обстоятельство объясняется тем, что количество энергетических уровней внутри запрещенной зоны, наличие которых обусловлено примесями, компенсируется относительно большим количеством энергетических уровней, наличие которых определено дефектами решетки.

Высокая электрическая проводимость алмазов типа IIb связана с преобладающим влиянием акцепторных уровней. В отличие от алмазов типов I и IIa, обладающих диэлектрическими свойствами, алмазы типа IIb имеют полупроводниковые свойства. Таким образом, алмаз можно классифицировать как диэлектрик или широкозонный полупроводник.

Природные алмазы типов Ia и Ib, по сравнению с алмазами типов IIa и IIb, имеют значительную примесь азота, концентрация которой может изменяться в довольно широких пределах. Примесь азота в алмазах этих типов обуславливает поглощение в однофононной области инфракрасного спектра, при этом концентрация азотной примеси может быть определена по измеренному коэффициенту поглощения при полосе 1282 см^{-1} .

Пластинчатые азотные дефекты (плейтелитс), лежащие в плоскости $\{100\}$ и видимые с помощью просвечивающей электронной микроскопии, определяют появление дополнительного пика поглощения в области $1350\text{--}1380\text{ см}^{-1}$. Размеры этих дефектов превышают величину доминирующей длины волны фононов при комнатной температуре, а сами они, по-видимому, не влияют эффективно на теплопроводность. Их обозначают как B2-центры.

Существенное влияние на теплопроводность при температуре 300 К оказывает примесь азота в виде точечных дефектов, проявляющаяся в A- и B1-системах поглощения инфракрасных спектров алмазов типа Ia. В инфракрасных спектрах алмазов типа Ia дефекты в виде A-центров характеризуются основным пиком поглощения в области 1282 см^{-1} , а дефекты в виде B1-центров – максимумом поглощения между 1169 и 1175 см^{-1} .

В природных алмазах типа Ib примесь парамагнитного азота существенно уменьшает теплопроводность в максимуме. Однако при температурах около 300 К и выше эта примесь в небольшой концентрации не оказывает существенного влияния на величину теплопроводности.

Большинство синтетических алмазов содержат азот в виде атомарной примеси замещения. Концентрация парамагнитного азота в них может изменяться в широких пределах (примерно в диапазоне $10^{10}\text{--}10^{20}\text{ см}^{-3}$). Теплопроводность синтетических кристаллов в максимуме превосходит значения, полученные для самых чистых природных алмазов типа IIa. В то же время изменение концентрации азота примерно до 10^{10} см^{-3} существенно не сказывается на величине теплопроводности при температуре 300 К.

Алмаз, так же как кремний и германий, представляет собой ковалентный кристалл. Указанные элементы кристаллизуются в так называемой алмазной решетке. Высокая прочность межатомных ковалентных связей алмаза, обуславливающая наивысшую твердость и используемая до сих пор преимущественно в сфере механической обработки, оказывается определяющей в плане применения его как полупроводника. Алмаз, как полупроводник, обладает следующими уникальными свойствами: высокой рабочей температурой, радиационной и химической стойкостью, высокой теплопроводностью и электрической прочностью.

Переход от использования кремния к применению алмаза и других типов широкозонных полупроводников (SiC, GaP и др.) обеспечивает повышение рабочих температур, допустимого обратного напряжения $p-n$ -переходов и т. д., а также увеличение полезной мощности, коэффициента полезного действия и предельной рабочей частоты (для СВЧ-приборов). Эти свойства определяются параметрами полупроводников материалов: шириной запрещенной зоны, максимальной скоростью дрейфа носителей тока, напряжением лавинного пробоя, подвижностью электронов и дырок, теплопроводностью и температурой Дебая, которая в отношении алмаза довольно близка к предельной рабочей температуре. Можно считать, что для алмаза более точной границей термической стойкости является температура поверхностной графитизации (около 1700 К в вакууме), поскольку в этом случае в результате фазового перехода происходит принципиальное изменение физических свойств объекта обработки.

Алмаз имеет существенные преимущества перед кремнием и арсенидом галлия как материал оптоэлектроники. В приборах пикосекундной оптоэлектроники используется плазма носителей тока, генерируемая мощным оптическим излучением. Более высокая теплопроводность и электрическая прочность алмаза определяют большую стойкость к электрическому напряжению и импульсному току, т. е. они позволяют создать более высоковольтные и мощные приборы.

Кроме того, уникальность алмаза определяется его оптическими свойствами. Показатель преломления алмаза (n) сильно изменяется в зависимости от длины волны (например, от 2,4024 при длине волны 0,762 мкм до 2,4653 при длине волны 0,397 мкм). Среднее значение коэффициента отражения (R) при нормальном падении лучей света на кристалл составляет 0,17. Более точное значение можно вычислить по формуле Френеля

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}.$$

Оптическое поглощение в видимой зоне спектра может усиливаться за счет дефектов так называемых цветовых центров, которые изучаются методом оптической спектроскопии. В частности, установлено, что включения азота придают природным алмазам желтоватую окраску, а включения бора – голубую окраску. В общем случае наличие дефектов в кристалле алмаза обуславливает важное в практическом отношении свойство – люминесценцию. Алмазы люминесцируют в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, а также при облучении ядерными частицами и электронами.

Разнообразие картин двойного лучепреломления алмазов определяется отличием внутреннего строения кристаллов, неодинаковым распределением в них дислокаций, включений, разного рода дефектов, связанных с пластической деформацией и механическими ударами. В наиболее чистых алмазах типов Ia и Ib наблюдается край полосы собственного оптического поглощения, наличие которого обусловлено непрямыми переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Непосредственно к краю данной полосы примыкают узкие полосы экситонного поглощения, наиболее отчетливо проявляющиеся в алмазах типа Ia. В алмазах типов Ia, Ia + Ib и Ic, в которых отмечается пониженное содержание А-дефектов, наблюдаются полосы селективного поглощения, связанные с В2-, С- и D-дефектами. Эти полосы маскируются в алмазах типа Ia с повышенным содержанием А-дефектов сплошной полосой поглощения, начинающейся от края полосы вторичного поглощения вблизи 0,330 мкм. Для алмазов смешанных типов характерно наличие полосы поглощения в видимой области, связанной с N3-дефектами. В настоящее время из всех основных дефектов, определяющих тип алмаза, установлена модель только С-дефекта в виде одиночного замещающего атома азота, проявляющего парамагнитные свойства.

Таким образом, приближенно природные кристаллы алмаза можно разделить на малоазотные кристаллы с краем полосы фундаментального поглощения, которому соответствует длина волны 0,225 мкм ($E_g = 5,5$ эВ), и сильноазотные кристаллы с непрерывной плотностью состояний в запрещенной зоне и краем полосы вторичного поглощения, которому соответствует длина волны 0,310 мкм ($E_g = 4,0$ эВ). За границу раздела областей поглощения и прозрачности алмазов можно принять длину волны светового излучения, равную 0,225 или 0,310 мкм. Последний случай встречается на практике чаще. Объемное поглощение энергии в кристалле алмаза возможно только при использовании лазеров на длине волны 0,310 мкм.

В настоящее время приборы на основе полупроводниковых алмазов находят все более широкое применение, поскольку стоимость промышленно выпускаемых синтетических алмазов не превышает стоимость прочих полупроводниковых материалов.

Особенности обработки кристаллов алмаза импульсным лазерным излучением в технологиях микроэлектроники

Технологии, в основе которых лежит использование лазерного излучения с его уникальными свойствами, открыли перспективы для совершенствования выпускаемого продукта и нашли применение для сверления, резания, сварки, термообработки и легирования. Одной из важнейших характеристик лазерного излучения выступает его интенсивность. Общеизвестным является тот факт, что лазерный

луч как нельзя лучше подходит для сообщения материалу больших порций энергии при его промышленной обработке. Лазеры используются во многих областях промышленности, а именно при производстве электронных устройств и медицинских инструментов, резании листового материала, высверливании охлаждающих каналов малого диаметра, термообработке деталей в целях улучшения их поверхностных качеств. Применение лазерных устройств позволило повысить производительность этих операций, что привело к уменьшению занимаемой площади и расходов на амортизацию; снизить затраты на закупку материала, его производство и обработку; повысить качество обработки, в частности уменьшить количество деталей, подвергаемых повторной обработке или отбраковке; улучшить эксплуатационные характеристики; обеспечить лучшие условия труда, а также гибкость лазерного производства [8; 9].

Анализ литературных источников позволяет выделить наиболее важные с точки зрения лазерной обработки характеристики материала. Так как лазерное воздействие является управляемым тепловым процессом, к наиболее значимым относятся следующие характеристики материала:

- отражающая способность поверхности на используемой длине волны и коэффициент поглощения в объемном материале (прямо влияют на поглощение света материалом);
- тепловые коэффициенты проводимости и диффузии (определяют поток теплоты в материале);
- температура превращения, плотность, теплоемкость и скрытая теплота (влияют на способ преобразования энергии, необходимой для желаемого фазового перехода, например для плавления или испарения).

Оптические свойства материала будут определять длину волны, которую следует использовать для эффективного преобразования энергии падающего света в теплоту в материале. Тепловые свойства материала обуславливают режим эксплуатации лазерной установки. Чем меньше коэффициент тепловой диффузии материала, тем его труднее расплавить на любую ощутимую глубину без небольшого испарения, происходящего на поверхности. При испарении материала, имеющего относительно высокий коэффициент диффузии, остается небольшое количество конденсированной жидкой фазы, появления которой можно избежать при использовании более коротких импульсов лазерного излучения.

Из множества лазерных технологий обработки материалов, применяемых при производстве компонентов электронной техники, выделяют такие процессы, как резка, абляция и сварка. В случае применения коротких и ультракоротких импульсов лазерного излучения данные процессы могут осуществляться только в определенных условиях (например, толщина и линейный размер элемента находятся главным образом в микрометровом диапазоне). Высокая точность обработки деталей достигается за счет размера лазерного пятна на поверхности более 0,5 мкм и плотности мощности около 10^9 Вт/см², что может быть реализовано путем повышения однородности лазерного луча, управления формой импульса, выбора длины волны лазерного излучения.

В случае использования коротких и ультракоротких лазерных импульсов продолжительностью от 100 фс до 100 нс роль абляционных процессов является преобладающей. Вместе с тем скорость удаления материала из зоны воздействия лазерного излучения может быть незначительной, хотя пиковая мощность лазерного излучения может достигать 10^{12} Вт (рис. 2), что приводит к изменению в свойствах абляции от теплового до термального режима, который связан с понижением поглощательной способности.

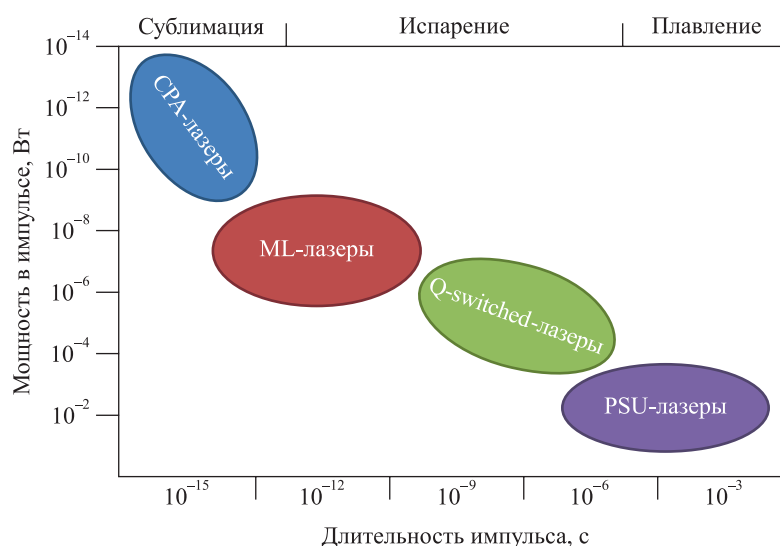


Рис. 2. Режимы работы типовых конструкций лазерных систем, характерные для доминирующих процессов обработки материала

Fig. 2. Operating modes of typical laser system designs, characteristic of dominant material processing processes

На рис. 3 проиллюстрировано то, каким образом меняется механизм воздействия лазерного излучения на материал в зависимости от длительности импульса лазерного излучения, а также то, какие физические эффекты развиваются в металлах и диэлектриках в случае использования ультракороткого лазерного импульса. После лазерного воздействия продолжительностью 1 фс инициирована электронная теплопроводность, что сопровождается релаксацией электронных колебаний в пределах 100 фс. Далее электронная теплопроводность имеет место до времени воздействия 10 пс, что все еще соответствует ультракороткому лазерному импульсу. После примерно 10 пс влияния излучения на материал резко возрастает тепловая нагрузка. В этом случае из-за нелинейного многофотонного поглощения материал становится непрозрачным, даже если он был прозрачным для данной длины волны при больших длительностях импульса. Этот механизм отражен на рис. 4.



Рис. 3. Временные рамки объемного поглощения энергии лазерного импульса материалом
Fig. 3. Time frame of volumetric absorption of laser pulse energy by material

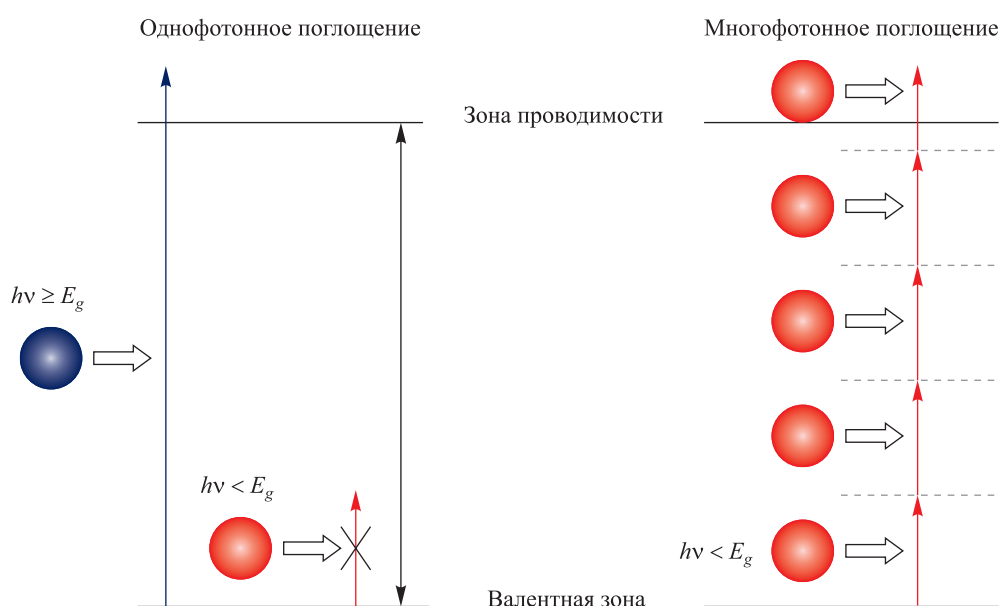


Рис. 4. Механизмы одно- и многофотонного поглощения
Fig. 4. Mechanisms of single- and multiphoton absorption

В прозрачных материалах, особенно в таких диэлектриках, как стеклянные или алмазные структуры, свободные электроны для прямого возбуждения недоступны. Чтобы достичь зоны проводимости, электроны валентной области должны преодолеть ширину запрещенной зоны. Если падающий фотон обладает достаточной энергией, чтобы переместить электрон в зону проводимости, то процесс его поглощения линеен, а энергия фотона может быть поглощена, т. е. каждый поступающий фотон может перевести по крайней мере один электрон в зону проводимости (внутренний фотоэффект). Если же энергия фотона меньше, чем ширина запрещенной зоны, то никакое непосредственное поглощение не может иметь место, но при большой объемной плотности падающих фотонов связанный электрон в диэлектрике может достичь необходимого энергетического уровня, чтобы пересечь запрещенную зону. Однако описанный процесс является нелинейным, для него требуются очень высокая пиковая мощность и соответствующее значение интенсивности (более 10^{14} Вт/м²), которая приводит к абляции на таких материалах, как полимеры, металлы и керамика.

Лазерная абляция, особенно на металлических структурах, реализуется при использовании нано-, пико- и фемтосекундных импульсов. Если значения плотности мощности лазерного излучения намного выше, чем пороговая плотность для абляции, обработка происходит при продолжительности импульса менее 150 фс с использованием длин волн в диапазоне 800–1064 нм. Особенность лазерной абляции на металлах, полупроводниках и диэлектриках заключается в уменьшении пороговой плотности потока мощности, если продолжительность импульса сокращена от наносекунды до фемтосекунды. В публикации [10] описаны механизмы разрушения в оптически прозрачных материалах при использовании ультракоротких лазерных импульсов с продолжительностью импульса от 30 до 500 фс. Представлен алгоритм вычисления порога повреждения, основанный на расчете плотности мощности лазерного излучения, а также описаны механизмы накопления энергии в материале, порождающие эффект абляции при более низких пороговых значениях плотности мощности, в случае многократного воздействия импульсов вместо единичного импульса большой мощности. С увеличением количества импульсов растет растягивающее микромеханическое напряжение в материале, которое может привести к изменению оптических свойств, что, в свою очередь, может повлечь за собой уменьшение порога повреждения обрабатываемого лазером материала. Кроме того, представлена зависимость скорости разрушения материала от продолжительности импульса для диэлектриков. В работе [11] исследовано влияние продолжительности импульса на ультрабыструю лазерную обработку кремния и нержавеющей стали. Продолжительность импульса варьируется от 110 фс до 10 пс при длинах волн 400–800 нм. Выполнен анализ кратера абляции при различной продолжительности импульса в установленном интервале. Представлены особенности плавления в зависимости от продолжительности лазерного импульса и поляризации. В исследовании [12] изучена морфология повреждения диэлектриков в широком диапазоне продолжительностей импульса (0,1–1000,0 пс). Выявлено соотношение между ультракороткой импульсной лазерной обработкой (продолжительность импульса менее 10 пс) и характеристиками термоабляции (плавление, кипение, разрушение) при продолжительности импульса более 50 пс. Кроме того, разработаны теоретические модели образования электронов посредством многофотонной ионизации Джоуля, исследованы механизм нагрева и лавинная ионизация. Лазерная обработка материалов импульсными лазерами длительностью до 10 пс может использоваться для получения высокоточных отверстий и канавок в металлах, прозрачных материалах и диэлектриках, таких как алмаз, без существенных тепловых потерь, обусловленных теплопроводностью. Представленные примеры демонстрируют возможность выбирать необходимую длительность импульса для реализации того или иного механизма удаления материала, что позволяет, варьируя характеристики лазерного излучения, создавать в объеме обрабатываемого материала не только отверстия и канавки, но и сложные трехмерные микрогеометрические формы.

Авторы работы [13] рассмотрели характеристики лазерной полировки и абляции, а также обсудили ультракороткоимпульсную обработку алмаза при длине волны 248 нм и продолжительности импульса 500 фс. В качестве методов оценки были использованы рамановская спектроскопия и сканирующая электронная микроскопия. Изучена зависимость скорости удаления материала от длительности импульса в нано- и фемтосекундном диапазонах вместе с такими побочными эффектами, как нагрев плазмы (наносекундные импульсы) и фазовый переход на алмазных материалах. Механизм графитизации свободной поверхности алмаза предложен в исследовании [14]. Рассмотрена лазерно-индуцированная графитизация в объемном алмазном материале (например, возникновение зародышей графитной фазы вызывает в структуре материала растягивающие напряжения). В расчетах оценен максимальный объемный размер графитной фазы. Механическое повреждение происходит в случае, если превышено заданное пороговое значение повреждения.

Необходимо отметить, что ученые исследовали абляцию материалов электронной техники на основной длине волны, а также на 2-й и 3-й гармониках при ультракоротких длительностях лазерного

импульса [15]. Кроме того, были обсуждены производственные аспекты многолучевых лазерных систем и особенности их использования. Также указано, что при применении лазерного импульса около 1 фс наблюдается формирование ряби в кратере абляции.

Анизотропия механических свойств алмаза не влияет на реализацию эффекта кластерного удаления материала и позволяет с использованием лазерного излучения обрабатывать поверхности любой кристаллографической ориентации. Подобный подход обеспечивает формирование параболических, сферических, цилиндрических и конусообразных поверхностей на кристаллах алмаза, что востребовано для использования современных технологий опто- и микроэлектроники. Кроме того, представленные методы позволяют производить алмазные линзы, эффективно работающие в широком диапазоне оптического спектра в оптоэлектронных приборах.

Особенности применения различных типов алмазов в микроэлектронике

Электронные компоненты на основе алмаза могут быть созданы из монокристаллов алмазов типов Ia, Ib, IIa и IIb, поликристаллов алмазов и алмазоподобных углеродных пленок. Алмазоподобные углеродные пленки (АУП) [16] осаждают из газовой плазмы, возбужденной электрическим СВЧ-разрядом, или химической реакцией горения. Плазма содержит продукты разложения углеводородов. Как рост пленок алмаза из плазмы, содержащей углерод, так и ионная имплантация представляют собой сильно неравновесные процессы.

В электронике наряду с монокристаллом алмаза находит применение поликристаллический алмаз в виде алмазной керамики. Исследования показывают, что керамика имеет основу из сросшихся алмазных зерен, поры между которыми заполнены соединениями щелочноземельных элементов. Электрическая проводимость алмазной керамики во всем практически измеряемом интервале температур обусловлена наличием монокристаллов алмаза. Удельное сопротивление составляет 10^{12} – 10^{14} Ом · см. Энергия активации ловушечных уровней равна 0,30–0,40 эВ в диапазоне температур 300–420 К и 0,80–0,95 эВ в диапазоне температур 420–620 К. Первое значение энергии соответствует акцепторному уровню бора, второе значение – акцепторному уровню, обусловленному дефектами кристаллической решетки. Достоинством поликристаллического алмаза является высокая воспроизводимость характеристик при изготовлении изделий микроэлектроники [17].

Некоторые данные о техническом применении алмазов для производства различных изделий микроэлектроники приведены в таблице. В ней содержится информация как о развитых областях микроэлектроники, так и об областях, проведение работы над которыми предвидится в ближайшем или более отдаленном будущем.

Применение алмазов для производства различных изделий микроэлектроники

The use of diamonds in the manufacture of various microelectronic products

Изделия	Типы материала
Акустоэлектроника	Поликристаллические синтетические алмазы, АУП
Теплоотводы	Природные и синтетические алмазы типов IIa и IIb, АУП, керамика
Транзисторы (в том числе полевые), диоды, интегральные схемы	Природные и синтетические алмазы типов Ia и Ib, АУП
Детекторы быстрых частиц, дозиметры	Природные алмазы типов Ia и Ib
Лавинно-пролетные диоды	Однородные природные и синтетические алмазы типа Ia
Фотоэммитеры (область ультрафиолетового излучения)	Природные и синтетические алмазы типов Ia и Ib, АУП

При производстве полупроводниковых приборов важную роль играет изготовление надежных электрических контактов полупроводника с металлическим электродом. Надежность электрических контактов к алмазу обуславливается характером взаимодействия металла с поверхностью алмаза. В качестве электрических контактов к алмазу применяют металлы, интенсивно создающие химические объединения с углеродом до образования прочных карбидов и значительно растворяющие углерод: алюминий, титан, никель, хром и т. д.

При исследовании электрических характеристик алмаза и алмазной керамики часто используют электрические контакты, изготовленные вжиганием серебряной пасты. Для промышленного производства электрических контактов можно применять метод напыления металла в вакууме на разогретый и предварительно химически очищенный образец.

Перспективы использования алмазных и алмазосодержащих компонентов в микроэлектронике

В настоящее время технология получения алмазов, используемых в электронике, с помощью CVD-метода позволяет изготавливать такие изделия размером десятки миллиметров [18], которые имеют свойства, сравнимые со свойствами алмазов. Применение алмазных структур в качестве теплоотводов значительно улучшит тепловые характеристики СВЧ-транзисторов, полупроводниковых лазеров, диодов Ганна и т. д. [19]. На основе алмаза могут быть получены основные виды радиоэлектронных устройств. По сравнению с аналогичными устройствами, созданными на базе других полупроводников, эти устройства могут работать при температурах до 800–1000 К в химически агрессивных средах и имеют на несколько порядков большую рассеиваемую мощность и радиационную стойкость.

Прогресс в применении алмазов в электронике в значительной степени зависит от решения проблемы получения высококачественных легированных монокристаллов и эпитаксиальных пленок алмаза, а также от изучения взаимодействия лазерного излучения с материалами твердотельной электроники. В частности, перспективным способом для поверхностного формообразования алмаза представляется лазерный термохимический способ обработки алмаза, в основе которого лежит процесс каталитического взаимодействия углерода, входящего в состав алмаза с водородом или смесями водорода с водяным паром и углекислым газом [20].

По совокупности параметров алмаз превосходит такие широко используемые материалы микроэлектроники, как кремний и арсенид галлия. Специалисты фирмы *IBM* (США) придумали показатель качества, отражающий пригодность материала для производства изделий электронной техники (коэффициент Кейнса). Эталоном является кремний, для которого этот показатель равен 1. Для арсенида галлия он составляет 0,46, а для алмаза – 32,0. Специалисты фирмы *RCA* (США) разработали показатель качества для оценки эффективности усиления мощных сигналов (коэффициент Джонсона). Для приборов на основе арсенида галлия этот показатель составляет 6,9, а для приборов на базе кристаллов алмаза он является равным 8206,0 [21].

Сейчас алмаз выступает одним из главных резервов развития микроэлектроники. Именно с его использованием возможен ощутимый прогресс в этой отрасли, который позволит выйти на новые технические рубежи, связанные в первую очередь с увеличением быстродействия и мощности электронных компонентов. Освоение производства крупных высококачественных синтетических кристаллов алмаза и развитие методов их обработки, обеспечивающих высочайшую точность воспроизведения форм и шероховатость на атомарном уровне, создают условия для широкого применения этого уникального материала в микроэлектронике, оптике, ядерной энергетике, космическом приборостроении.

Библиографические ссылки

1. Ральченко В, Конов В. CVD-алмазы. Применение в электронике. *Электроника: наука, технология, бизнес*. 2007;4:58–67. EDN: NXAPVR.
2. Olson JR, Pohl RO, Vandersande JW, Zoltan A, Anthony TR, Banholzer WF. Thermal conductivity of diamond between 170 and 1200 and the isotope effect. *Physical Review B*. 1993;47(22):14850–14856. DOI: 10.1103/PhysRevB.47.14850.
3. Пелецкий ВЭ. *Высокотемпературные исследования тепло- и электропроводности твердых тел*. Москва: Энергия; 1971. 192 с.
4. Ходунков ВП. Определение теплопроводности электропроводных материалов методами радиационной термометрии. *Известия вузов. Приборостроение*. 2013;56(3):93–98.
5. Оситинская ТД, Подоба АП. Применение метода стягивания теплового потока для определения коэффициента теплопроводности твердых тел. *Промышленная теплотехника*. 1981;3(1):34–48.
6. Клюев ЮА, Дуденков ЮА, Семенова-Тян-Шанская АС, Зубков ВМ. Двухлучепреломление и микротвердость природных алмазов разных типов. *Алмазы*. 1970;5:11–13.
7. Николаев АГ. *Ионно-лучевая модификация свойств природных алмазов* [диссертация]. Казань: Казанский (Приволжский) федеральный университет; 2013. 133 с.
8. McLellan CA, Myers BA, Kraemer S, Ohno K, Awschalom DD, Bleszynski Jayich AC. Patterned formation of highly coherent nitrogen-vacancy centers using a focused electron irradiation technique. *Nano Letters*. 2016;16(4):2450–2454. DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b05304.
9. Yamamoto H, Tokuyama K, Ueda K, Yamamoto H, Baba K. High-power terahertz radiation emitter with a diamond photoconductive switch array. *Applied Optics*. 2001;40(36):6733–6736. DOI: 10.1364/AO.40.006733.

10. Martin S. *Zerstörmechanismen in optischen Materialien bei Anregung mit ultrakurzen Laserpulsen*. Berlin: Freie Universität Berlin; 2004. 101 S.
11. Chien CY, Gupta MC. Pulse width effect in ultrafast laser processing of materials. *Applied Physics A*. 2005;81:1257–1263. DOI: 10.1007/s00339-004-2989-z.
12. Shirk MD, Molian PA, Malshe AP. Ultrashort pulsed laser ablation of diamond. *Journal of Laser Applications*. 1998;10(2): 64–70. DOI: 10.2351/1.521822.
13. Strekalov VN, Konov VI, Kononenko VV, Pimenov SM. Early stages of laser graphitization of diamond. *Applied Physics A*. 2003;76:603–607. DOI: 10.1007/s00339-002-2014-3.
14. Miotello A, Ossi PM, editors. *Laser-surface interactions for new materials production*. New York: Springer; 2010. XVI, 358 p. (Springer series in materials science; volume 130). DOI: 10.1007/978-3-642-03307-0.
15. Hu W, Shin YuC, King G. Modeling of multi-burst mode pico-second laser ablation for improved material removal rate. *Applied Physics A*. 2010;98:407–415. DOI: 10.1007/s00339-009-5405-x.
16. Белянин АФ, Самойлович МИ. Пленки алмаза и алмазоподобных материалов: формирование, строение и применение в электронике. *Высокие технологии в промышленности России*. Москва: Центральный научно-исследовательский технологический институт «Техномаш»; 2003. 19 с.
17. Казючиц НМ, Русецкий МС, Наумчик ЕВ, Казючиц ВН. Синтетические алмазы СТМ «Алмазот» – результаты исследований и некоторые применения. В: Оджасев ВБ, редактор. *Материалы и структуры современной электроники. Сборник научных трудов VII Международной научной конференции, посвященной 50-летию кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники; 12–13 октября 2016 г.; Минск, Беларусь*. Минск: Издательский центр БГУ; 2016. с. 62–67. EDN: ISZVSD.
18. Лучинин В, Колядин А, Ягудаев Ю, Ильин С. Алмаз электронного качества. Инновации. Инвестиции. Креативные проекты. *Электроника: наука, технология, бизнес*. 2023;4:70–89. DOI: 10.22184/1992-4178.2023.225.4.70.89.
19. Диордица ВВ. Теплоотводы на основе алмаза. В: Белорусский национальный технический университет. *Материалы 70-й студенческой научно-технической конференции; 6 марта 2015 г.; Минск, Беларусь*. Минск: Белорусский национальный технический университет; 2015. с. 128–131.
20. Шершнева ЕБ. Термохимическая обработка алмаза движущимся тепловым источником. *Известия Гомельского государственного университета имени Франциска Скорины*. 2023;6:123–129. EDN: BSBEUX.
21. Карасев ВЮ, Крюков ВД, Пинтус СМ, Кузнецов МГ, Лыков АА, Белов БА. Новые перспективы применения кристаллов алмаза в микроэлектронике. *Микроэлектроника*. 2006;35(5):339–346. EDN: HBCNSM.

Получена 14.01.2025 / исправлена 14.02.2025 / принята 18.02.2025.
Received 14.01.2025 / revised 14.02.2025 / accepted 18.02.2025.

УДК 538.975:621.315.592

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК InSb ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 МэВ

В. В. УГЛОВ¹⁾, А. К. КУЛЕШОВ¹⁾, Д. П. РУСАЛЬСКИЙ¹⁾

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

Аннотация. Исследуются гетероэпитаксиальные пленки антимонида индия (InSb) на монокристаллических пластинах арсенида галлия (GaAs) толщиной 2,5–2,7 мкм, полученные методом вакуумного взрывного термического испарения. Они обладают уникальной стойкостью к сверхнизким температурам открытого космоса, определенному уровню радиационного воздействия и применяются в качестве основного элемента при создании

Образец цитирования:

Углов ВВ, Кулешов АК, Русальский ДП. Структура и электрические свойства гетероэпитаксиальных пленок InSb после воздействия протонов с энергией 1,5 МэВ. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025; 2:60–67.
EDN: HZTCXO

For citation:

Uglov VV, Kuleshov AK, Rusalsky DP. Structure and electrical properties of InSb heteroepitaxial films after exposure to protons with energy of 1.5 MeV. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;2:60–67. Russian.
EDN: HZTCXO

Авторы:

Владимир Васильевич Углов – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Андрей Константинович Кулешов – кандидат физико-математических наук; заведующий научно-исследовательской лабораторией физики ионно-плазменной модификации твердых тел кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Дмитрий Петрович Русальский – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории физики ионно-плазменной модификации твердых тел кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Authors:

Vladimir V. Uglov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

uglov@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-1929-4996>

Andrej K. Kuleshov, PhD (physics and mathematics); head of the laboratory of physics of ion-plasma modification of solids, department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

kuleshak@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0002-1181-7361>

Dmitry P. Rusalsky, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of physics of ion-plasma modification of solids, department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

rusalsky@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-1638-0899>

различных микроэлектронных устройств. С использованием метода рентгеновской дифрактометрии изучаются изменения структуры и электрических свойств (в том числе в магнитном поле) гетероэпитаксиальных пленок InSb(100) на подложках GaAs(100) после воздействия протонов с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 cm^2 . Определяется, что угловое положение, интегральная интенсивность, расширение пика дифракции от InSb(100), параметр кристаллической решетки, электрические свойства пленок, механические напряжения в них не изменяются при облучении пленок протонами до флюенса $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 cm^2 . Устанавливается, что при влиянии на пленки протонов с флюенсами $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 cm^2 происходит уменьшение интегральной интенсивности пика дифракции от InSb(100). Произведенные с использованием программы *SRIM* расчеты атомных радиационных повреждений и концентрации вакансий в пленках InSb(100) при названных выше флюенсах показали их линейный рост и увеличение значений до 10 раз при максимальном флюенсе протонов. Предполагается, что в результате смещения атомов и накопления радиационных точечных дефектов происходит искажение кристаллической решетки InSb и уменьшается интегральная интенсивность пика дифракции. Отмечается, что при этих условиях облучения увеличиваются напряжение Холла и постоянная Холла, а также уменьшаются концентрация носителей заряда, их подвижность и удельная проводимость пленок. Перспективным представляется исследование радиационной стойкости структуры и электрических свойств пленок InSb после влияния протонов с энергией 1,5 МэВ и высокими флюенсами, которые составляют основу радиационного воздействия в космосе.

Ключевые слова: электрические свойства; структура; пленки InSb; облучение протонами.

Благодарность. Исследование выполнено при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект T23ME-003).

STRUCTURE AND ELECTRICAL PROPERTIES OF InSb HETEROEPITAXIAL FILMS AFTER EXPOSURE TO PROTONS WITH ENERGY OF 1.5 MeV

V. V. UGLOV^a, A. K. KULESHOV^a, D. P. RUSALSKY^a

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

Corresponding author: A. K. Kuleshov (kuleshak@bsu.by)

Abstract. Indium antimonide (InSb) heteroepitaxial films on single-crystal gallium arsenide (GaAs) wafers with a thickness of 2.5–2.7 μm , obtained by vacuum explosive thermal evaporation, are studied. They have unique resistance to the ultra-low temperatures of outer space and a certain level of radiation exposure, and are used as the main element in the creation of various microelectronic devices. X-ray diffractometry is used to study changes in the structure and electrical properties (including in a magnetic field) of InSb(100) heteroepitaxial films on GaAs(100) substrates after exposure to protons with an energy of 1.5 MeV and fluences of $1 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$ and $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 . It is determined that the angular position, integral intensity, diffraction peak broadening from InSb(100), crystal lattice parameter, electrical properties of the films and mechanical stresses in them do not change when the films are irradiated with protons up to a fluence of $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 . It has been established that when films are exposed to protons with fluences of $5 \cdot 10^{15}$ and $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 , there is a decrease in the integral intensity of the diffraction peak from InSb(100). Calculations of atomic radiation damage and vacancy concentration in InSb(100) films at the above-mentioned fluences, performed using the *SRIM* programme, showed their linear growth and an increase in values up to 10 times at the maximum proton fluence. It is assumed that the displacement of atoms and the accumulation of radiation point defects cause distortion of the InSb crystal lattice and a decrease in the integral intensity of the diffraction peak. It is noted that under these irradiation conditions, the Hall voltage and Hall constant increase, while the concentration of charge carriers, their mobility and the specific conductivity of the films decrease. It seems promising to study the radiation resistance of the structure and electrical properties of InSb films after exposure to protons with an energy of 1.5 MeV and high fluences, which form the basis of radiation exposure in space.

Keywords: electrical properties; structure; InSb films; proton irradiation.

Acknowledgements. The research was carried out with the financial support of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project T23ME-003).

Введение

Одним из важнейших материалов, имеющих значительное применение в твердотельной микроэлектронике, является узкозонный полупроводник группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ антимонид индия (InSb). Материал обладает

высокой подвижностью электронов, большой длиной свободного пробега и широким диапазоном рабочих температур. Данные свойства стали причиной его использования в создании высокочувствительных фотоэлементов, датчиков Холла, оптических фильтров и других устройств. В настоящее время этот материал применяется в виде пленочных эпитаксиальных или гетероэпитаксиальных структур, получаемых методами молекулярно-лучевой эпитаксии, взрывного термического осаждения и т. д. Устройства, созданные с использованием пленочных кристаллов InSb, значительно часто применяются в атомной, аэрокосмической, научной индустрии.

Известно, что протоны с энергией 1–30 МэВ являются основным компонентом космического излучения на околоземной орбите. По этой причине при использовании материалов в космической и радиационной индустрии важно исследовать воздействие на них протонного излучения. Высокоэнергетические протоны могут создать структурные неоднородности, дефекты в кристаллической решетке материала, а также изменить концентрацию носителей заряда, их подвижность, удельную проводимость материала и другие электрические характеристики.

В научной литературе представлены данные о радиационной стойкости гетероэпитаксиальных пленок InSb на подложках арсенида галлия (GaAs) при облучении протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{14} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 [1]. При этом облучении в пленках происходят незначительные изменения электрических свойств. Радиационную стойкость электрических свойств проявляют гетероэпитаксиальные пленки InSb под действием облучения высокоэнергетическими электронами и гамма-квантами при поглощенной дозе порядка $5 \cdot 10^5$ рад [2]. Подобную поглощенную дозу ионизирующего излучения может накопить бортовая аппаратура при нахождении в радиационном поясе околоземного пространства в течение 5 лет. Согласно литературным источникам [3; 4] значения поглощенной дозы находятся в интервале от $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ рад.

Современные требования к радиационной стойкости материалов в атомной и космической индустрии обуславливают необходимость более высокой временной стабильности свойств материалов, а именно не менее 10 лет при более высоких поглощающих дозах протонов. По этой причине в данной работе при проведении экспериментов по облучению пленок InSb протонами с энергией 1,5 МэВ использовались высокие значения флюенсов ($1 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2). Указанные значения флюенсов определялись на основе оценки имитации воздействия космического протонного облучения более 10 лет на околоземной орбите. Оценка была выполнена с опорой на литературные данные о среднем значении плотности потока протонов на геостационарной орбите, которое составляет порядка $1 \cdot 10^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [3]. Суммарное значение флюенса протонов за 10 лет равняется примерно $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 . Отметим, что поглощенная доза ионизирующего излучения в пленке InSb толщиной 2,5 мкм, оценка которой проводилась с использованием расчетных данных программы *SRIM* об энергетических потерях протонов в пленке, при энергии протонов 1,5 МэВ и флюенсе $5 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 составляет порядка $6,5 \cdot 10^7$ Гр.

Цель исследования – изучение изменений структуры и электрических свойств гетероэпитаксиальных пленок InSb(100) на подложках GaAs(100) после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 с использованием метода рентгеновской дифрактометрии. Также выясняются предельные значения флюенсов протонов, при которых свойства пленок ухудшаются.

Материалы и методы исследования

Объектом исследования являются гетероэпитаксиальные пленки InSb(100) на монокристаллических пластинах GaAs(100), полученные методом вакуумного взрывного термического испарения при температуре осаждения 375 °С, которая соответствует формированию гетероэпитаксиальных пленок InSb высокого качества [5]. Толщина полученных пленок, измеренных с помощью профилометра MarSurf PS10, составила 2,5–2,7 мкм.

Облучение пленок InSb протонами проводилось в Институте ядерной физики (Алма-Ата, Казахстан) при энергии 1,5 МэВ с токами пучка протонов в интервале от $35 \cdot 10^{-8}$ до $40 \cdot 10^{-8} \text{ А}$. При облучении измеряемая термопарой температура держателя образцов не превышала 60 °С.

Структурные изменения пленок InSb после протонного облучения исследовались с помощью метода рентгеновской дифрактометрии, реализованной посредством дифрактометра Ultima IV при излучении CuK_α в узкой области дифракции вблизи пика дифракции от InSb(100). В отличие от стандартной рентгеноструктурной съемки¹ данный метод позволил с более высокой точностью определить преобразование структурных параметров, механических напряжений гетероэпитаксиальных полупроводниковых пленок и появление дефектов на них. Смещение положения, изменение интенсивности и расширение пика дифракции от InSb(100) сравнивались с соответствующими параметрами необлученной пленки InSb

¹Каменская И. В. Электрофизические и тензoeлектрические свойства InSb и GaSb, облученных электронами, протонами и нейтронами : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.10. Томск, 2007. С. 23.

и эталонным значением угла 2θ для InSb(100), взятым из базы данных ICDD-PDF2. Как следует из проведенных ранее рентгеноструктурных исследований структуры пленок, на рентгеновской дифрактограмме гетероэпитаксиальных пленок InSb(100), полученных на монокристаллических пластинах GaAs(100) при температуре осаждения 375 °С, наблюдаются два основных пика дифракции – пик дифракции от InSb(100) с высокой интегральной интенсивностью и пик дифракции от GaAs(100) с меньшей интегральной интенсивностью в несколько сотен раз [5].

Методика измерения электрических свойств пленок InSb (напряжения Холла, постоянной Холла, концентрации и подвижности носителей заряда, удельной проводимости в магнитном поле и при нагревании на воздухе до 120 °С) представлена ниже. Соотношение между физическими величинами измеряемых электрических свойств пленки, размерами и толщиной пленки подробно описано в работе [5].

После осаждения через маску образцы пленок InSb представляли собой прямоугольные области размером 10 × 5 мм с пятью контактными площадками размером 1 × 1 мм (рис. 1). К этим площадкам приваривались золотые контакты, которые затем были приварены к контактным площадкам на плате. В свою очередь, к данным площадкам были припаяны провода, соединенные с приборами для соответствующих измерений.

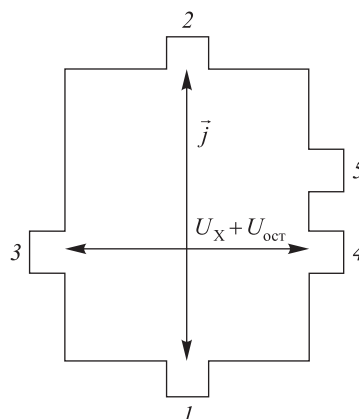


Рис. 1. Схема расположения контактов гетероэпитаксиальной пленки InSb для определения ее электрофизических свойств: 1, 2 – контакты для пропускания постоянного тока (\vec{j}); 3 – контакт для определения напряжения Холла (U_X) и остаточного напряжения ($U_{ост}$); 4 – контакт для определения напряжения Холла и остаточного напряжения, а также для измерения сопротивления; 5 – контакт для измерения сопротивления

Fig. 1. The arrangement of the contacts of the InSb heteroepitaxial film for determining its electrophysical properties:

1, 2 – contacts for passing direct current (\vec{j}); 3 – contact for determining the Hall voltage (U_X) and residual voltage ($U_{ост}$); 4 – contact for determining the Hall voltage and residual voltage as well as for measuring resistance; 5 – contact for measuring resistance

Примененная методика измерений позволила исключить контактные напряжения. Кроме того, определение напряжения между контактами 3 и 4 при пропускании тока без магнитного поля дало возможность измерить так называемое остаточное напряжение, которое возникло из-за неэквипотенциальности электрического поля, искаженного неточной симметрией контактов 3 и 4. Остаточное напряжение учитывалось при расчете чистого потенциала Холла под действием магнитного поля на образец пленки. Через контакты 1 и 2 пропусклся постоянный ток. При отсутствии поперечного магнитного поля измерялось значение остаточного напряжения между контактами 3 и 4. После включения создаваемого электромагнитом магнитного поля на заряды, проходившие через контакты 1 и 2, начала действовать сила Лоренца, из-за чего они смещались к какому-либо краю пленки. Таким образом была создана разность потенциалов Холла между контактами 3 и 4, которая фиксировалась с помощью вольтметра. Измерения напряжения Холла проводились в магнитном поле (0,44 ± 0,01) Тл. Величина тока через пленку составляла (10,0 ± 0,1) мА. Расчетная погрешность определения концентрации носителей заряда и их подвижности не превышала 5 %. В целях выявления электрических свойств образца пленки в электромагните была сделана полость для размещения данного образца на плате с выводными контактами наружу к приборам. Электромагнит с образцом пленки помещался в нагревательный шкаф для нагрева на воздухе и измерения всех электрических параметров (в том числе в магнитном поле). Контроль температуры на образце пленки и в нагревательном шкафу производился двумя термопарами хромель – алюминий.

Результаты и их обсуждение

Была сделана оценка радиационных повреждений (смещений атомов) и концентрации вакансий, созданных протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16}$ H⁺ на 1 см² в пленках InSb толщиной

2,5–2,7 мкм. Оценка выполнялась с использованием программы *SRIM* и данных об энергиях смещения атомов In и Sb. Установлено, что при воздействии протонов с энергией 1,5 МэВ в пленках InSb радиационные повреждения и концентрация вакансий постоянны по всей глубине с относительным среднеквадратичным отклонением до 20 %. Отметим, что при этой энергии протоны проходят через пленки не останавливаясь. В зависимости от названных выше флюенсов усредненные значения радиационных повреждений в пленках InSb составили $0,1 \cdot 10^{-2}$ и $1,0 \cdot 10^{-20}$ соответственно, а значения концентрации вакансий в них были равны $0,54 \cdot 10^{20}$ и $5,30 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Из полученных данных следует, что рост флюенса протонов приводит к пропорциональному росту смещения атомов и концентрации вакансий.

На рис. 2 представлены полученные в результате применения метода рентгеновской дифрактометрии кривые качания исходной пленки и образцов пленок, которые были облучены протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 .

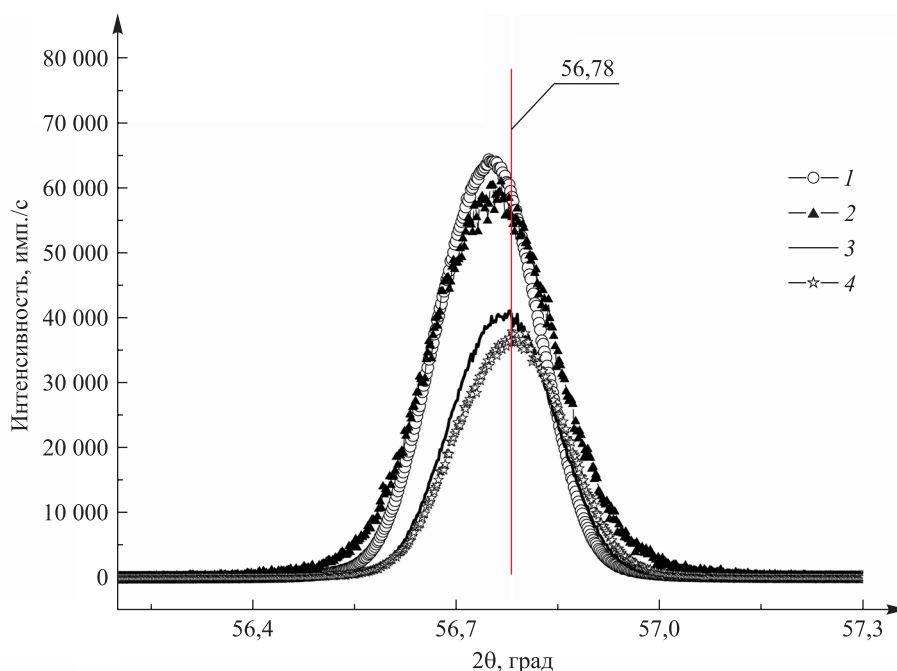


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма гетероэпитаксиальных пленок InSb в исходном состоянии (1) и после воздействия протонов с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 (2), $5 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 (3), $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 (4). Красная линия показывает значение угла 2θ для InSb(100) согласно базе данных ICDD-PDF2

Fig. 2. X-ray patterns of InSb heteroepitaxial films in the initial state (1) and after exposure to protons with energy of 1.5 MeV and fluences of $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 (2), $5 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 (3), $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ per 1 cm^2 (4). The red line shows the value of the angle 2θ for InSb(100) according to the ICDD-PDF2 database

Из представленных на рис. 2 данных следует, что угол, соответствующий максимуму пика дифракции от InSb(100), не изменяется по отношению к углу, соответствующему пику дифракции от пленки в исходном состоянии, при флюенсе облучения протонами $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 . Значение параметра решетки InSb при этом флюенсе также не изменяется, оно является одинаковым в пределах погрешности измерений и составляет 0,6481 нм. Небольшое отклонение этого значения от значения параметра решетки из базы данных ICDD-PDF2 для поликристаллического образца (0,6479 нм) означает наличие небольших растягивающих механических напряжений в осажденной пленке, которые обычно наблюдаются после вакуумного осаждения пленки. При увеличении флюенса облучения протонами до $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 происходит приближение максимума пика дифракции к эталонному значению угла 2θ для InSb(100), т. е. релаксация механических напряжений, возникших при осаждении пленки. Также интегральная интенсивность пика дифракции от InSb(100) уменьшается в 1,6 раза. Предполагается, что уменьшение интегральной интенсивности пика дифракции обусловлено влиянием радиационных дефектов, создаваемых воздействием протонов в кристаллической решетке InSb и приводящих к смещению атомов In и Sb с идеальных положений в кристаллической решетке InSb в плоскости (100), в результате уменьшается интенсивность рентгеновской дифракции для InSb(100).

Результаты измерения электрических свойств гетероэпитаксиальных пленок InSb до и после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами разной величины при комнатной температуре представлены в таблице. Зависимости постоянной Холла и удельной проводимости гетероэпитаксиальных пленок InSb в исходном состоянии и после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами разной величины от температуры нагрева на воздухе (скорость нагрева составляла 3–4 °С/мин) показаны на рис. 3.

Электрические свойства гетероэпитаксиальных пленок InSb до и после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами разной величины при комнатной температуре

Electrical properties of InSb heteroepitaxial films before and after irradiation with protons with energy of 1.5 MeV and fluences of different values at room temperature

Условия эксперимента	$U_X, 10^{-3} \text{ В}$	$R_X, 10^{-6} \text{ м}^3/\text{Кл}$	$n, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\sigma, \text{ См/см}$
Исходное состояние	110,6	83,0	0,9	4,9	170,1
Флюенс $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2	135,2	89,0	0,7	3,7	126,0
Флюенс $5 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2	236,0	155,0	0,4	0,9	20,9
Флюенс $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2	243,0	157,0	0,4	0,7	12,3

Примечание. R_X – постоянная Холла; n – концентрация носителей заряда; μ – подвижность носителей заряда; σ – удельная проводимость.

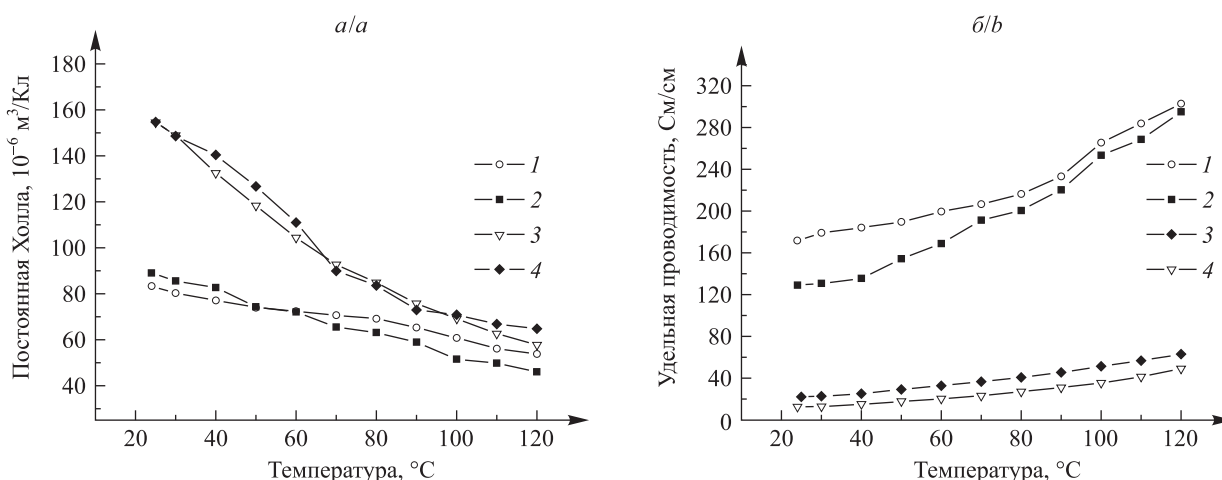


Рис. 3. Зависимости постоянной Холла (а) и удельной проводимости (б) гетероэпитаксиальных пленок InSb в исходном состоянии (1) и после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ и флюенсами $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 (2), $5 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 (3), $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 (4) от температуры нагрева на воздухе

Fig. 3. Dependences of the Hall constant (a) and specific conductivity (b) of InSb heteroepitaxial films in the initial state (1) and after irradiation with protons with energy of 1.5 MeV and fluences of $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ per 1 см^2 (2), $5 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ per 1 см^2 (3), $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ per 1 см^2 (4) on the heating temperature in air

Представленные в таблице и на рис. 3 данные показывают, что электрические свойства гетероэпитаксиальных пленок InSb(100) на монокристаллических пластинах GaAs(100) при воздействии протонов с энергией 1,5 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 близки к электрическим свойствам исходной пленки. Увеличение флюенса облучения протонами до $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 ведет к изменению электрических свойств. Напряжение Холла и постоянная Холла увеличиваются, а концентрация носителей заряда, их подвижность, удельная проводимость пленки значительно уменьшаются. Отметим корреляцию между уменьшением интегральной интенсивности пика дифракции от InSb(100), зафиксированной кривыми качения, и ухудшением электрических свойств пленок при флюенсах облучения протонами $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 . Исходя из представленных выше данных, радиационная стойкость пленок InSb(100) на пластинах GaAs(100) при воздействии протонов с энергией 1,5 МэВ определена до флюенса $1 \cdot 10^{15} \text{ Н}^+$ на 1 см^2 . Следует отметить, что как в проведенных исследованиях², так и в данной работе максимальный флюенс протонов, использованный для облучения гетероэпитаксиальных пленок InSb,

²Каменская И. В. Электрофизические и тензoeлектрические свойства InSb и GaSb... С. 23.

не превышает $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 и не оказывает влияния на стабильность электрических свойств массивных кристаллических образцов InSb.

Основным типом точечных радиационных дефектов, возникающих при воздействии высокоэнергетических протонов на полупроводниковые материалы, являются пары Френкеля [6]. Как указано выше, накопление смещенных атомов и концентрация вакансий увеличиваются с ростом флюенса протонов. Известно, что при протонном воздействии на кристаллы InSb концентрация простейших точечных дефектов в подрешетке In имеет акцепторный характер, а в подрешетке Sb – донорный характер [7].

Предполагается, что уменьшение удельной проводимости пленок и изменение других их электрических свойств при флюенсах $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 связаны с превышением скорости создания концентрации акцепторных дефектов в подрешетке In по сравнению со скоростью появления донорных дефектов в подрешетке Sb. Кроме того, преобразование электрических свойств пленок может быть вызвано меньшей пороговой энергией смещения атома In (5,8 эВ) по сравнению с пороговой энергией смещения атома Sb (6,8 эВ) в решетке InSb [8].

Отметим, что электрические свойства пленок InSb не изменяются при возрастании флюенса от $5 \cdot 10^{15}$ до $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 . В случае массивных кристаллических образцов пленок InSb увеличение флюенса от $1 \cdot 10^{15}$ до $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 приводит к значительному линейному росту сопротивления, уменьшению удельной проводимости; значения электрических свойств изменяются почти в 100 раз³. В то же время значения электрических свойств гетероэпитаксиальных пленок InSb изменяются в 2–10 раз. По нашему мнению, такое отличие в изменениях электрических свойств кристаллов и пленок связано с компенсационными эффектами, т. е. с более высокой концентрацией дефектов (границ зерен микрорекристаллитов, точечных дефектов, сопутствующих осаждению, и т. д.) в осажденной пленке, чем в монокристалле. Данные дефекты взаимодействуют с радиационными дефектами, вводимыми облучением протонами, и аннигилируют их.

Заключение

С помощью метода рентгеновской дифрактометрии было установлено, что угловое положение, интегральная интенсивность, расширение пика дифракции от InSb(100) на монокристаллической пластине GaAs(100), а также параметр кристаллической решетки, электрические свойства пленки, механические напряжения в ней не изменяются при воздействии на пленку протонов с энергией 1,5 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 . Таким образом, радиационная стойкость структуры и электрических свойств гетероэпитаксиальных пленок InSb(100) при облучении протонами определена до флюенса $1 \cdot 10^{15} \text{ H}^+$ на 1 см^2 .

При воздействии протонов с флюенсами $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 происходит уменьшение интегральной интенсивности пика дифракции от InSb(100). Предполагается, что этот результат является следствием искажения кристаллической решетки InSb ввиду смещения атомов и накопления радиационных точечных дефектов. Произведенные с использованием программы SRIM расчеты атомных радиационных повреждений и концентрации вакансий в пленках InSb(100) при названных выше флюенсах показали их линейный рост и увеличение значений до 10 раз при максимальном флюенсе протонов. Кроме того, при этих условиях облучения увеличиваются напряжение Холла и постоянная Холла, а также уменьшаются концентрация носителей заряда, их подвижность и удельная проводимость пленок. Предполагается, что уменьшение удельной проводимости пленок InSb(100) и изменение других их электрических свойств при флюенсах $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ H}^+$ на 1 см^2 связаны с превышением скорости создания концентрации акцепторных дефектов в подрешетке In по сравнению со скоростью появления донорных дефектов в подрешетке Sb.

Библиографические ссылки

1. Кулешов АК, Углов ВВ, Русальский ДП, Колесникова ЕА. Электрические свойства гетероэпитаксиальных пленок антимонида индия, облученных протонами с энергией 1,5 МэВ. В: Дудчик ЮИ, редактор. *Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния. Материалы VII Международной научно-практической конференции, посвященной 120-летию со дня рождения академика А. Н. Севченко; 18–19 мая 2023 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2023. с. 337–339.
2. Колесникова ЕА, Кулешов АК, Русальский ДП, Гуринович ВА. Радиационная стабильность датчиков, изготовленных на основе *n*-InSb–*i*-GaAs. В: Углов ВВ, редактор. *Взаимодействие излучений с твердым телом. Материалы 14-й Международной конференции, посвященной 100-летию Белорусского государственного университета; 21–24 сентября 2021 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2021. с. 530–533.
3. Dauphin J. Radiation effects in materials. *Radiation Physics and Chemistry*. 1994;43(1–2):47–56. DOI: 10.1016/0969-806X(94)90201-1.

³Каменская И. В. Электрофизические и тензоелектрические свойства InSb и GaSb... С. 23.

4. Fry RJM. Radiation effects in space. *Advances in Space Research*. 1986;6(11):261–268. DOI: 10.1016/0273-1177(86)90301-7.
5. Uglov VV, Drapezo AP, Kuleshov AK, Rusalsky DP, Kolesnikova EA. Effect of explosive thermal evaporation conditions on the phase composition, crystallite orientation, electrical and magnetic properties of heteroepitaxial InSb films on semi-insulating GaAs(100). *High Temperature Material Processes*. 2021;25(1):71–80. DOI: 10.1615/HighTempMatProc.2021038260.
6. Пинскер З. Рентгеновская кристаллооптика. Москва: Наука; 1982. 392 с.
7. Haris M, Veeramani P, Jayavel P, Hayakawa Y, Kanjilal D, Moorthy Babu S. High energy Sn ion implantation induced effects in InSb substrates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*. 2006;244(1):179–182. DOI: 10.1016/j.nimb.2005.11.026.
8. Myasnikov AM, Gerasimenko NN. Ion implantation and thermal annealing of III–V compound semiconducting system: some problems of III–V narrow gap semiconductors. *Semiconductors and Semimetals*. 1997;46:257–293. DOI: 10.1016/S0080-8784(08)60111-8.

Получена 01.02.2025 / исправлена 20.02.2025 / принята 26.02.2025.
Received 01.02.2025 / revised 20.02.2025 / accepted 26.02.2025.

МЕХАНИЗМ НИТРИДИЗАЦИИ СЛОЕВ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКЕ В АЗОТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. А. ПИЛИПЕНКО¹⁾, Н. С. КОВАЛЬЧУК¹⁾, Я. А. СОЛОВЬЁВ¹⁾, Д. В. ШЕСТОВСКИЙ¹⁾,
В. М. АНИЩИК²⁾, В. В. ПОНАРЯДОВ²⁾

¹⁾«Интеграл» – управляющая компания холдинга «Интеграл»,
ул. Казинца, 121а, 220108, г. Минск, Беларусь

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

Аннотация. Методом времяпролетной масс-спектропии вторичных ионов исследованы профили распределения концентрации связей Si—N в системе Si—SiO₂ после нитридации диоксида кремния путем импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере, обеспечивающей нагрев некогерентным потоком излучения от кварцевых галогенных ламп, который направлен на нерабочую сторону кремниевой подложки, до температуры 1150 °С примерно за 7 с. Слои диоксида кремния толщиной 17,7 нм были получены пирогенным окислением легированных бором подложек монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 12 Ом·см и ориентацией (100) при температуре 850 °С в течение 40 мин. Установлено, что нитридизация диоксида кремния при импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере протекает за счет ускоренной диффузии ионов N⁺, образующихся из-за туннелирования и термоэлектронной эмиссии электронов с поверхности слоя кремния. Нитридизация приводит к формированию на поверхности диоксида кремния и границе раздела Si—SiO₂ слоя с максимальной концентрацией азота путем уменьшения энергии активации образования связей Si—N, обусловленного электронным возбуждением в кремнии и возможным разрывом связей Si—O, Si—OH, Si—Si. Уменьшение энергии

Образец цитирования:

Пилипенко ВА, Ковальчук НС, Соловьёв ЯА, Шестовский ДВ, Анищик ВМ, Понарядов ВВ. Механизм нитридации слоев диоксида кремния при импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;2:68–73.
EDN: MHDBOB

For citation:

Pilipenka UA, Kovalchuk NS, Solovjov JA, Shestovsky DV, Anishchik VM, Ponariadov VV. Mechanism of nitridisation of silicon dioxide layers during pulsed photon treatment in a nitrogen ambient. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;2:68–73. Russian.
EDN: MHDBOB

Авторы:

Владимир Александрович Пилипенко – доктор технических наук, член-корреспондент НАН Беларуси, профессор; заместитель директора по научному развитию государственного центра «Белмикроанализ».

Наталья Станиславовна Ковальчук – кандидат технических наук, доцент; заместитель генерального директора, главный инженер.

Ярослав Александрович Соловьёв – доктор технических наук, доцент; заведующий отраслевой лабораторией новых технологий и материалов.

Дмитрий Викторович Шестовский – кандидат физико-математических наук; инженер-технолог отдела перспективных технологических процессов.

Виктор Михайлович Анищик – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Владимир Васильевич Понарядов – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий учебной лабораторией кафедры физики твердого тела и нанотехнологий физического факультета.

Authors:

Uladimir A. Pilipenka, doctor of science (engineering), corresponding member of the National Academy of Sciences of Belarus, full professor; deputy director for scientific development at the state centre «Belmicroanalysis».

office@bms.by

Natalia S. Kovalchuk, PhD (engineering), docent; deputy general director and chief engineer.

nkovalchuk@integral.by

Jaroslav A. Solovjov, doctor of science (engineering), docent; head of the laboratory of new technologies and materials.

jsolovjov@integral.by

<https://orcid.org/0000-0001-6332-7631>

Dmitri V. Shestovsky, PhD (physics and mathematics); engineer-technologist at the department of advanced technological processes.

dshestovski@integral.by

<https://orcid.org/0000-0002-4259-3276>

Viktor M. Anishchik, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

anishchik@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-3294-2484>

Vladimir V. Ponariadov, PhD (physics and mathematics), docent; head of the training laboratory, department of solid state physics and nanotechnologies, faculty of physics.

ponariadov@bsu.by

активации происходит в результате изменения напряжений, углов и силы связей Si—O из-за фотонно-температурного воздействия и образования данных связей на поверхности кремния с деформированной кристаллической решеткой ввиду ее механической полировки.

Ключевые слова: кремний; диоксид кремния; импульсная фотонная обработка; нитридизация; масс-спектрокопия вторичных ионов.

MECHANISM OF NITRIDISATION OF SILICON DIOXIDE LAYERS DURING PULSED PHOTON TREATMENT IN A NITROGEN AMBIENT

U. A. PILIPENKA^a, N. S. KOVALCHUK^a, J. A. SOLOVJOV^a, D. V. SHESTOVSKY^a,
V. M. ANISHCHIK^b, V. V. PONARIADOV^b

^a«Integral» – Holding Management Company, 121a Kazinka Street, Minsk 220108, Belarus

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

Corresponding author: J. A. Solovjov (jsolovjov@integral.by)

Abstract. The distribution profiles of Si—N bond concentrations in the Si—SiO₂ system were investigated using time-of-flight mass spectroscopy of secondary ions after nitridisation of silicon dioxide by pulsed photon treatment in a nitrogen ambient, which provides heating by an incoherent radiation flux from quartz halogen lamps directed at the non-working side of the silicon substrate to a temperature of 1150 °C in approximately 7 s. Silicon dioxide layers with a thickness of 17.7 nm were obtained by pyrolytic oxidation of boron-doped single-crystal silicon substrates with a resistivity of 12 Ω · cm and orientation (100) at a temperature of 850 °C for 40 min. It has been established that silicon dioxide nitridisation during pulsed photon treatment in a nitrogen ambient proceeds due to accelerated diffusion of N[−] ions formed as a result of tunnelling and thermionic emission of electrons from the surface of the silicon layer. Nitridisation leads to the formation of a layer with maximum nitrogen concentration on the surface of silicon dioxide and at the Si—SiO₂ interface by reducing the activation energy of Si—N bond formation caused by electronic excitation in silicon and possible rupture of Si—O, Si—OH and Si—Si bonds. The reducing the activation energy occurs as a result of changes in the stresses, angles and strength of Si—O bonds due to photonic and thermal effects and the formation of these bonds on the surface of silicon with a deformed crystal lattice due to its mechanical polishing.

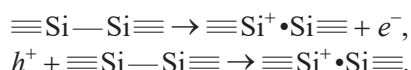
Keywords: silicon; silicon dioxide; pulsed photon treatment; nitridisation; mass spectroscopy of secondary ions.

Введение

Нитридизация, или обогащение азотом, слоев диоксида кремния широко применяется в технологии производства интегральных схем с комплементарной структурой металл – окисел – полупроводник в целях управления скоростью процесса окисления, улучшения однородности толщины окисного слоя, повышения его устойчивости при воздействии горячих носителей, а также подавления диффузии бора в областях стока – истока *p*-типа [1–3]. Наиболее распространенными способами нитридизации слоев диоксида кремния являются ионная имплантация азота перед термическим окислением кремния и высокотемпературный стационарный отжиг в азотной атмосфере [4]. В обоих случаях отмечается локализация азота преимущественно на границе раздела Si—SiO₂.

Механизм образования связей Si—N на границе раздела Si—SiO₂ предполагает закрепление атомов азота на межфазной границе кремния и окисла при достижении поверхности кремниевой подложки в результате диффузии, обусловленной возникающим градиентом концентрации азота и наличием на данной границе значительных упругих напряжений [5]. Граница раздела является тонким переходным слоем нестехиометрического состава SiO_x, в котором атомы кремния имеют степени окисления Si¹⁺, Si²⁺ и Si³⁺ и образуют только следующие группировки: поверхностные состояния, дефекты, появившиеся вследствие несоответствия периодов решеток, парамагнитные *P*₆₀-центры (≡Si₃Si•) с одной нескомпенсированной ковалентной связью атома кремния, а также *E'*-центры (•Si≡O₃) [6; 7].

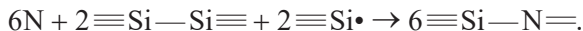
Максимальная концентрация *P*₆₀-центров находится около границы раздела Si—SiO₂ со стороны кремния, а наибольшая концентрация *E'*-центров – со стороны слоя состава SiO_x [7]. В соответствии с публикациями [8–10] к их образованию может приводить высвобождение электрона либо захват дырок на нейтральный диамагнитный Si—Si-дефект:



В случае нитридации диоксида кремния за счет взаимодействия азота с деформированными связями Si—Si образование связей Si—N наиболее вероятно произойдет при протекании реакции



Согласно работам [8–10] связи Si—N также появляются при взаимодействии азота с P_{b0} -центрами в соответствии с реакцией



В результате названных выше процессов снижается плотность поверхностных состояний на границе раздела Si—SiO₂ и уменьшаются процессы деградации МОП- и КМОП-изделий, вызванные горячими электронами [1].

Авторы исследования [11] при изучении нитридации слоев диоксида кремния путем их импульсной фотонной обработки в азотной среде также установили локализацию азота преимущественно на границе раздела Si—SiO₂. Механизм нитридации применительно к данным условиям требует дополнительного изучения.

Настоящая работа посвящена определению механизма нитридации слоев диоксида кремния в процессе импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере.

Методика проведения эксперимента

Исходные подложки монокристаллического кремния марки КДБ12 ориентации (100) диаметром 100 мм подвергались пирогенному окислению при температуре 850 °C в течение 40 мин. Толщина полученных слоев диоксида кремния составила 17,7 нм. Далее подложки были подвержены импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере путем нагрева некогерентным потоком излучения от кварцевых галогенных ламп, направленным на их нерабочую сторону. Мощность светового потока источника излучения подбиралась таким образом, чтобы обеспечить нагрев подложек до температуры 1150 °C примерно за 7 с.

Профили распределения концентрации связей Si—N в системе Si—SiO₂ по глубине образцов определялись методом времяпролетной масс-спектропии системой TOF-SIMS-5 (*IONTOF GmbH*, Германия). Чувствительность метода составляла $5 \cdot 10^{15}$ – $1 \cdot 10^{16}$ атомов на 1 см³. Травление образцов осуществлялось потоком ионов Cs⁺ с величиной тока 100 нА, ускоряемых напряжением 2 кВ. Изменения концентрации анализируемых элементов определялись в импульсном режиме с временем цикла 50–100 мкс. Для анализа использовались первичные ионы Vt⁺ с энергией 30 кэВ. Расположение границы раздела Si—SiO₂ выявлялось относительно профиля распределения концентрации атомов кремния изотопа ³⁰Si[–].

Результаты и их обсуждение

Изучение профилей распределения концентрации связей Si—N в системе Si—SiO₂ по глубине слоя диэлектрика после его импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере показало, что их максимум приходится на границу раздела Si—SiO₂ и внешнюю поверхность слоя диоксида кремния (рис. 1). Вместе с тем отмечена значительно меньшая их концентрация как в остальном объеме слоя, так и в кремнии. Такое распределение концентрации связей Si—N при импульсной фотонной обработке диоксида кремния в азотной среде указывает на сходство с механизмом нитридации при ионной имплантации азота перед окислением кремния и стационарной высокотемпературной обработкой в азотной среде [4]. Однако формирование подобного распределения концентрации связей за такое короткое время нагрева возможно лишь при ускорении диффузии азота в диоксид кремния и при торможении его диффузии из межфазного пространства вглубь кремниевой пластины.

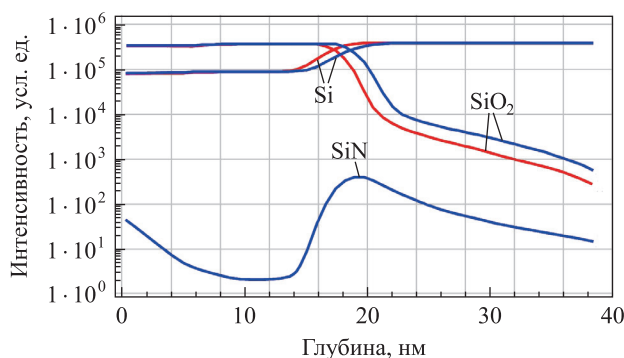


Рис. 1. Профили распределения концентрации Si, SiO₂ и SiN по глубине системы Si—SiO₂ до импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере (красная линия) и после нее (синяя линия)
Fig. 1. Profiles of the concentration distribution of Si, SiO₂ and SiN along the depth of the Si—SiO₂ system before pulsed photon treatment in a nitrogen atmosphere (red line) and after it (blue line)

Рассмотрим возможные механизмы протекания описанных выше процессов при импульсной фотонной обработке системы Si – SiO₂ в азотной атмосфере. Наиболее вероятно, что увеличение скорости диффузии азота в диоксид кремния обусловливается образованием ионов N⁺, которые из-за малых размеров имеют высокий коэффициент диффузии в окисел и низкую энергию активации формирования связей с оборванными связями кремния. Низкая энергия активации объясняется тем, что связь Si—N длиннее связи Si—O. Образованию ионов N⁺ способствуют туннелирование и термоэлектронная эмиссия электронов с поверхностных слоев кремния из-за малой толщины окисла. Данным процессам содействуют такие факторы, как электронное возбуждение в кремнии, разрыв связей Si—Si и воздействие высоких температур, которые сопровождают импульсную фотонную обработку в азотной среде. Эти факторы также способствуют уменьшению энергии активации образования связей Si—N, значительно ускоряя его завершение как в поверхностных слоях кремниевой подложки, так и в диоксиде кремния.

Снижение энергии активации появления связей Si—N подтверждается непродолжительностью нитридации диоксида кремния и ходом профилей их распределения в системе Si – SiO₂. Так, образование данных связей при импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере, обеспечивающей нагрев до температуры 1150 °C примерно за 7 с, протекает в 250 раз быстрее, чем при стационарном отжиге в азоте при температуре 1100 °C в течение 30 мин. Сопоставление профилей распределения концентрации данных связей в системе Si – SiO₂ по глубине диоксида кремния после его импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере (см. рис. 1) и стационарного отжига (рис. 2), описанного нами в работе [4], позволило установить следующую особенность их распределения на межфазной границе раздела Si – SiO₂ и в самом слое окисла. Так, после импульсной фотонной обработки в азотной среде максимальная концентрация связей Si—N наблюдается на межфазной границе раздела Si – SiO₂ и внешней стороне слоя диоксида кремния при их небольшой концентрации в объеме самого слоя. После длительной термической обработки азот находит энергетически выгодное положение для формирования данных связей только в дефектной структуре переходного слоя Si – SiO₂, что позволяет ему локализоваться. В первом случае образование связи Si—N происходит по всей глубине слоя из-за более низкой энергии активации появления данной связи по сравнению с энергией активации диффузии азота в диоксид кремния. Во втором случае энергия активации диффузии азота в диоксид кремния превышает энергию активации формирования связи Si—N как на поверхности слоя, так и в его объеме, что энергетически не способствует ее появлению. Дополнительное влияние на нитридацию диоксида азота при импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере также оказывают процессы, связанные с перестройкой структуры диоксида азота, а именно с изменением напряжений, углов и силы связей Si—O. Данные преобразования происходят из-за фотонно-температурного воздействия и появления связей Si—O на поверхности кремния с деформированной кристаллической решеткой в результате ее механической полировки, что может приводить к разрыву связей Si—O и Si—OH с последующим заполнением их азотом.

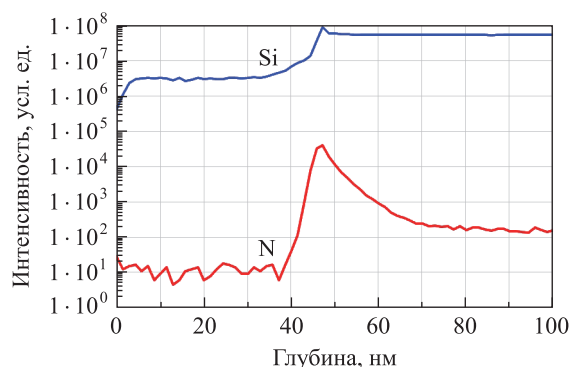


Рис. 2. Профили распределения концентрации Si и N по глубине системы Si – SiO₂ после стационарной термической обработки

Fig. 2. Profiles of the concentration distribution of Si and N along the depth of the Si – SiO₂ system after stationary heat treatment

Необходимым условием локализации азота в межфазном пространстве является торможение его диффузии из данного слоя в объем кремния, отображенное на рис. 1. Для пояснения данного эффекта рассмотрим диффузию азота и формирование его связей с междоузельными атомами кремния на границе раздела Si – SiO₂ с опорой на зарядовую одномерную модель Ферми. Эти процессы можно считать результатом миграции азота ввиду его многочисленных взаимодействий с окружающими атомами и дефектами кремния. Диффузия может протекать как самостоятельно, так и вместе с дефектами кристаллической решетки.

Для установления того, какой механизм (вакансионный или междоузельный) вносит основной вклад в диффузию азота в кремний, проанализируем энергию активации механизмов, необходимых для данного процесса. Высокое значение энергии активации образования комплекса азота с вакансией (4,4 эВ) [4] делает его формирование маловероятным. В этой связи основным механизмом диффузии азота в кремний будет являться междоузельный механизм. Он состоит в вытеснении узлового атома азота в междоузелье атомами кремния, что обусловливается взаимодействием замещающих атомов примеси с междоузельными атомами кремния из-за их высокой подвижности [2; 12]. Данное взаимодействие приводит к тому, что атомы замещения, имеющие не такой ковалентный радиус, как у кремния, смещаются междоузельными атомами кремния из узлов решетки по механизму Воткинса. Иными словами, азот, находящийся в узле решетки кремния, из-за разницы их ковалентных радиусов и большей энергии связи между ними, чем между кремнием и кремнием [4], смещает узловые атомы кремния к внедренному азоту. Возникающие при этом напряжения изменяют параметр решетки, что вызывает вытеснение азота из узла решетки и его перевод в междоузельное состояние.

При дальнейшей диффузии вытесненные атомы азота могут захватываться междоузельными атомами кремния и становиться неподвижными. Ближайшей областью с большой концентрацией междоузельных атомов кремния является граница раздела Si – SiO₂, что обуславливает диффузию азота в сторону границы и локализацию его в этом месте. Данный процесс приводит к снижению концентрации азота, диффундирующего в кремний. Глубина механически нарушенного слоя кремния может достигать 100 нм. В таком случае в нем будет отмечаться достаточное количество междоузельных атомов кремния, концентрация которых уменьшается при смещении от межфазной границы раздела Si – SiO₂ вглубь кремния. Это означает, что при взаимодействии кремния с азотом, не захваченным на межфазной границе, на небольшом расстоянии от межфазной границы будет также происходить образование связей Si—N. Поскольку концентрация междоузельных атомов кремния уменьшается с глубиной нарушенного слоя, распределение концентрации связей Si—N должно иметь спадающий характер в кремнии. Данная ситуация отображена на рис. 1.

Следует остановиться на формировании профилей распределения концентрации связей Si—N в системе Si – SiO₂ по глубине диоксида кремния при его нитридации путем предварительного ионного легирования кремния азотом и последующего термического окисления (рис. 3). Проведенные нами исследования в этом направлении [4] показали, что такой подход позволяет получить профиль распределения концентрации связей Si—N, аналогичный профилю распределения концентрации этих связей при импульсной фотонной обработке диоксида кремния в азотной атмосфере. Однако для реализации данного подхода требуется применение большего числа технологических операций, чем в случае нитридации диоксида кремния путем импульсной фотонной обработки в азотной среде. Соответственно, предложенный подход является более предпочтительным.

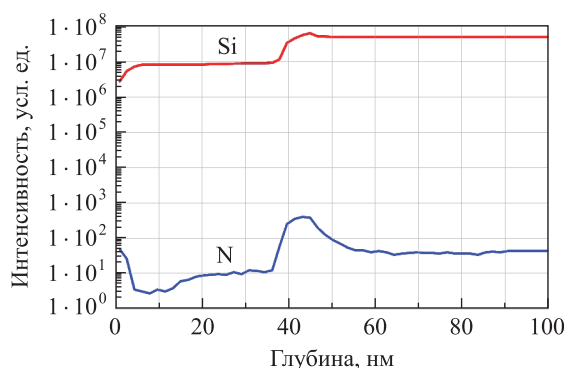


Рис. 3. Профили распределения концентрации Si и N по глубине системы Si – SiO₂ при ее нитридации путем предварительного ионного легирования кремния азотом и последующего термического окисления

Fig. 3. Profiles of the concentration distribution of Si and N along the depth of the Si – SiO₂ system during its nitridation by preliminary ion doping of silicon with nitrogen and subsequent thermal oxidation

При создании *p*-канальных МОП-транзисторов следует учитывать, что формирование отраженных на рис. 3 профилей распределения концентрации связей Si—N в системе Si – SiO₂ на границах диоксида кремния и в нем приводит к необходимости ограничения диффузии бора из затвора в подзатворный диэлектрик и *p*-канал транзистора. Как было показано в работах [3; 13], наличие в диэлектрике атомов азота в значительной степени подавляет диффузию бора за счет образования пар азот – междоузельный атом кремния, что не позволяет сформировать пару бор – вакансия для реализации парной диффузии,

являющейся для бора основным механизмом диффузии. Подавление диффузии бора обеспечивает как повышение воспроизводимости порогового напряжения транзисторов данного типа ввиду отсутствия проникновения бора в область p -канала и понижения уровня легирования затвора, так и надежность затвора из-за отсутствия диффузии бора в подзатворный диэлектрик [3].

Заключение

Методом времяпролетной масс-спектропии вторичных ионов исследованы профили распределения концентрации связей Si—N в системе Si—SiO₂ после нитридации диоксида кремния путем импульсной фотонной обработки в азотной атмосфере, обеспечивающей нагрев некогерентным потоком излучения от кварцевых галогенных ламп, который направлен на нерабочую сторону кремниевой подложки, до температуры 1150 °C примерно за 7 с. Нитридация слоя диоксида кремния при импульсной фотонной обработке в азотной среде протекает за счет ускоренной диффузии ионов N⁺, образующихся из-за туннелирования и термоэлектронной эмиссии электронов с поверхностных слоев кремния. Рассматриваемый процесс приводит к формированию на поверхности диоксида кремния и границе раздела Si—SiO₂ слоя с максимальной концентрацией азота путем уменьшения энергии активации появления связей Si—N, обусловленного электронным возбуждением в кремнии и возможным разрывом связей Si—O, Si—OH, Si—Si. Уменьшение энергии активации происходит в результате изменения напряжений, углов и силы связей Si—O из-за фотонно-температурного воздействия и образования данных связей на поверхности кремния с деформированной кристаллической решеткой ввиду ее механической полировки.

Библиографические ссылки

1. Guarin FJ, Rauch SE, La Rosa G, Brelsford K. Improvement in hot carrier lifetime as a function of N₂ ion implantation before gate oxide growth in deep submicron NMOS devices. *IEEE Electron Device Letters*. 1999;20(12):602–604. DOI: 10.1109/55.806098.
2. Adam LS, Bowen C, Law ME. On implant-based multiple gate oxide schemes for system-on-chip integration. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2003;50(3):589–600. DOI: 10.1109/TED.2003.810473.
3. Park H, Ilderem V, Jasper C, Kaneshiro M, Christiansens J, Jones KS. The effects of implanted nitrogen on diffusion of boron and evolution of extended defects. *Materials Research Society Online Proceedings Library*. 1997;469:425–430. DOI: 10.1557/PROC-469-425.
4. Оджаев ВБ, Просолович ВС, Петлицкий АН, Ковальчук НС, Соловьев ЯА, Жигулин ДВ и др. Локализация атомов азота в структурах Si—SiO₂. *Вестник Полоцкого государственного университета. Серия С, Фундаментальные науки*. 2022;11: 65–79. DOI: 10.52928/2070-1624-2022-39-11-65-79.
5. Челядинский АР, Явид ВЮ, Венгерэк П. Накопление радиационных дефектов в кремнии при имплантации ионов азота. В: Белорусский государственный университет. *Взаимодействие излучений с твердым телом. Материалы V Международной научной конференции; 6–9 октября 2003 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2003. с. 206–208. EDN: OOFGPU.
6. Берченко НН, Медведев ЮВ. Химия границы раздела сложный полупроводник – собственный диэлектрик. *Успехи химии*. 1994;63(8):665–672. DOI: 10.1070/rc1994v063n08abeh000108.
7. Ryan JT, Lenahan PM, Grasser T, Enichlmair H. Recovery-free electron spin resonance observations of NBTI degradation. In: Institute of Electrical and Electronics Engineers. *2010 IEEE International reliability physics symposium; 2010 May 2–6; Anaheim, USA*. Anaheim: Institute of Electrical and Electronics Engineers; 2010. p. 43–49. DOI: 10.1109/IRPS.2010.5488854.
8. DiMaria DJ, Stasiak JW. Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons. *Journal of Applied Physics*. 1989;65(6): 2342–2356. DOI: 10.1063/1.342824.
9. Гриценко ВА, Журавлев КС, Надолинный ВА. Квантование электронного спектра и локализация электронов и дырок в кремниевых квантовых точках. *Физика твердого тела*. 2011;53(4):803–806. EDN: RCSJQR.
10. Li FM, Nathan A. *CCD image sensors in deep-ultraviolet: degradation behavior and damage mechanisms*. Berlin: Springer; 2005. 231 p. DOI: 10.1007/b139047.
11. Ковальчук НС, Пилипенко ВА, Соловьев ЯА. Влияние импульсной фотонной обработки в среде азота на оптические и электрофизические характеристики слоев двуокиси кремния и ее границы с кремнием. *Доклады БГУИР*. 2025;23(3):5–11. DOI: 10.35596/1729-7648-2025-23-3-5-11.
12. Челядинский АР, Оджаев ВБ. Эффект Воткинса в полупроводниках. Явление и приложения в микроэлектронике. *Вестник Белорусского государственного университета. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2011;3:10–17. EDN: TAZLPJ.
13. Красников ГЯ. *Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. Часть 1*. Москва: Техносфера; 2002. 416 с.

Получена 04.04.2025 / исправлена 11.04.2025 / принята 14.04.2025.
Received 04.04.2025 / revised 11.04.2025 / accepted 14.04.2025.

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

УДК 539.23

ПЕРСПЕКТИВЫ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБРАЗОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ В БЕЛОРУССКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

И. Н. ГРОМОВ^{1),2)}, М. И. ДЕМИДЕНКО²⁾, В. К. КСЕНЕВИЧ¹⁾,
М. А. САМАРИНА¹⁾, Н. И. ВОЛЫНЕЦ²⁾, С. А. МАКСИМЕНКО²⁾

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

²⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Описан разработанный сотрудниками физического факультета БГУ и Института ядерных проблем БГУ научно-учебный лабораторный комплекс для синтеза графеноподобных и наноуглеродных материалов методом химического осаждения из газовой фазы. Отмечено, что целью создания данного комплекса является совершенствование образовательного процесса и материальной базы для проведения научных исследований в области наноматериалов и нанотехнологий в БГУ. Дана краткая характеристика комплекса, позволяющего синтезировать графен на медных и никелевых подложках, а также пленки пиролитического углерода с воспроизводимыми структурными свойствами, что подтверждается результатами анализа образцов методом комбинационного рассеяния света. Приведены типичные спектры комбинационного рассеяния света образцов, синтезированных с использованием лабораторного комплекса. Представлено краткое описание лабораторного практикума, внедренного в образовательный процесс физического факультета БГУ. Рассмотрены перспективы развития образования и научных исследований в области наноматериалов и нанотехнологий в названном университете.

Ключевые слова: углеродные наноматериалы; химическое осаждение из газовой фазы; графен; пиролитический углерод; алмазоподобный углерод; спектроскопия комбинационного рассеяния света.

Образец цитирования:

Громов ИН, Демиденко МИ, Ксеневиц ВК, Самарина МА, Волынец НИ, Максименко СА. Перспективы научных исследований и образования в области физики углеродных наноматериалов в Белорусском государственном университете. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2025;2:74–84.
EDN: NJMDMC

For citation:

Gromov IN, Demidenko MI, Ksenevich VK, Samarina MA, Valynets NI, Maksimenko SA. Prospects of scientific research and education in the field of physics of carbon nanomaterials in Belarusian State University. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2025;2:74–84. Russian.
EDN: NJMDMC

Сведения об авторах см. на с. 83–84.

Information about the authors see p. 83–84.

Благодарность. Работа выполнена в рамках государственной научно-технической программы «Национальные эталоны и высокотехнологичное исследовательское оборудование» на 2021–2025 гг. (подпрограмма «Научно-учебное оборудование», задания 57 и 67), государственной программы научных исследований «Конвергенция-2025» (подпрограмма «Междисциплинарные исследования и новые зарождающиеся технологии», задание 3.02.2), а также государственной программы научных исследований «Материаловедение, новые материалы и технологии» (подпрограмма «Наноструктура», задание 2.14.3). Авторы выражают признательность О. В. Королик за проведение измерений спектров комбинационного рассеяния света образцов графена и пленок пиролитического углерода.

PROSPECTS OF SCIENTIFIC RESEARCH AND EDUCATION IN THE FIELD OF PHYSICS OF CARBON NANOMATERIALS IN BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

*I. N. GROMOV^{a,b}, M. I. DEMIDENKO^b, V. K. KSENEVICH^a,
M. A. SAMARINA^a, N. I. VALYNETS^b, S. A. MAKSIMENKO^b*

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

^bInstitute for Nuclear Problems, Belarusian State University, 11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus

Corresponding author: I. N. Gromov (gromov-igor.post@yandex.by)

Abstract. The scientific and educational laboratory complex developed by employees of the faculty of physics of Belarusian State University and the Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University, for the synthesis of graphene-like and nanocarbon materials by chemical vapour deposition is described. It is noted that the purpose of creating this complex is to improve the educational process and material base for conducting scientific research in the field of nanomaterials and nanotechnologies in BSU. It is given a brief description of the complex that allows the synthesis of graphene on copper and nickel substrates, as well as pyrolytic carbon films with reproducible structural properties, which is confirmed by the results of sample analysis using the Raman spectroscopy. Typical Raman spectra of samples synthesised using the laboratory complex are presented. A brief description of the laboratory workshop introduced into the educational process of the faculty of physics of BSU is provided. The prospects for the development of the education and scientific research in the field of nanomaterials and nanotechnologies in the named university are discussed.

Keywords: carbon nanomaterials; chemical vapour deposition; graphene; pyrolytic carbon; diamond-like carbon; Raman spectroscopy.

Acknowledgements. The work was carried out within the framework of the state scientific and technical programme for 2021–2025 «National standards and high-tech research equipment» (subprogramme «Scientific and educational equipment», assignments 57 and 67), state scientific research programme «Convergence-2025» (subprogramme «Interdisciplinary research and new emerging technologies», assignment 3.02.2) and state scientific research programme «Materials science, new materials and technologies» (subprogramme «Nanostructure», assignment 2.14.3). The authors express their gratitude to O. V. Korolik for measuring the Raman spectra of graphene samples and pyrolytic carbon films.

Введение

Последние десятилетия развития науки и технологий ознаменовались быстрым прогрессом в синтезе наноструктурированных сред, свойства которых существенно отличаются от свойств объемных материалов. Среди различных наноструктур хорошо известны углеродные наноматериалы, такие как графен [1; 2], фуллерен [3], углеродная нанотрубка [3; 4] – квазиодномерная макромолекула углерода, наноразмерная форма пиролитического углерода (PyC) [5; 6] и т. д. Сравнительно низкая стоимость и широкий спектр уникальных свойств углеродных наноматериалов являются стимулами для их активного исследования.

Графен представляет собой монослой графита, обладающий двумерной гексагональной кристаллической решеткой, которая образована расположенными в вершинах шестиугольников sp^2 -гибридизированными атомами углерода. Для графена характерны высокая подвижность носителей заряда даже при комнатной температуре, механическая прочность, оптическая прозрачность и большая удельная поверхность, что позволяет рассматривать его в качестве материала для различных устройств электроники, фотоники, сенсорики, композитов и покрытий [7; 8]. В настоящее время на основе графена разрабатываются полевые транзисторы, жидкокристаллические дисплеи, светодиоды, сенсоры, суперконденсаторы и фотоэлементы для солнечных батарей, а также изучается возможность использования этого наноматериала для хранения водорода [2]. В отличие от графена пиролитическому углероду свойственна аморфная структура sp^2 -гибридизированных атомов углерода. Он обладает высокой прочностью,

тепло- и электропроводностью, химической инертностью, износостойкостью и биосовместимостью, что позволяет использовать данный материал для создания электронных устройств (в качестве электродов), защитных электромагнитных покрытий [9], а также как покрытие для сердечных клапанов и других видов эндопротезов [5; 6; 10]. Долгое время практическое применение графена и подобных ему структур ограничивалось сложностью их получения в больших количествах. Однако бурное развитие методов синтеза этих материалов привело к существенному удешевлению данного процесса и, как результат, к расширению технологических возможностей использования графена и структур на его основе.

Одним из наиболее распространенных методов получения графена и графеноподобных материалов на поверхностях большой площади является химическое осаждение из газовой фазы (*chemical vapour deposition*, CVD). Этот подход развивался в Институте ядерных проблем БГУ (далее – НИИ ЯП), где был создан ряд установок CVD-синтеза графена и наноразмерных пленок пиролитического углерода [11; 12], а также лабораторная установка синтеза пиролитического углерода, обогащенного бором [13; 14]. Следует отметить вклад научных коллективов БГУ и сотрудников институтов, входящих в состав этого университета, в исследования физико-химических свойств графеноподобных наноматериалов и композитных материалов на их основе [15–19].

В настоящее время наряду с графеном и графеноподобными углеродными структурами активно исследуются наноматериалы из алмазоподобного углерода (*diamond-like carbon*, DLC) [20], которые, помимо sp^2 -гибридизированных атомов, содержат в своей структуре атомы углерода в состоянии sp^3 -гибридизации. Электрические, оптические и механические свойства подобных материалов зависят от относительного содержания в их составе sp^2 - и sp^3 -фракций, атомов водорода и металлов. Кроме того, алмазоподобные углеродные пленки ввиду алмазоподобной структуры характеризуются такими свойствами, как низкий коэффициент трения, высокая твердость и износостойкость, низкая электропроводность, оптическая прозрачность в ИК-диапазоне, химическая инертность и биосовместимость [20]. Подобные покрытия могут применяться для улучшения характеристик автомобильных и аэрокосмических деталей, защиты от износа режущих и формовочных инструментов, создания тонкопленочных сенсоров, плоских дисплеев, разнообразных биомедицинских компонентов, имплантов и т. д. [21; 22].

В свою очередь, значительный потенциал использования углеродных наноматериалов является стимулом для совершенствования технологий их синтеза. Одной из важных задач развития этого научного направления выступает подготовка специалистов, обладающих знаниями и навыками в области получения и исследования подобных наноструктур. Данная задача может решаться путем создания научно-образовательных комплексов по изучению графено- и алмазоподобных материалов. Такие комплексы предполагают проведение современных лабораторных практикумов для студентов учреждений высшего образования. Так, в рамках государственной научно-технической программы «Национальные эталоны и высокотехнологичное исследовательское оборудование» сотрудники физического факультета БГУ и НИИ ЯП создали установку синтеза графеноподобных материалов и внедрили в образовательный процесс лабораторный практикум для студентов физического факультета указанного университета по синтезу и исследованию структурных и электрических свойств графена и пиролитического углерода¹.

В настоящей статье описан научно-учебный лабораторный комплекс для синтеза графеноподобных и наноуглеродных материалов CVD-методом, включая краткую характеристику основных элементов последнего, а также приведен перечень составленных лабораторных работ. Кроме того, рассмотрены подобранные режимы синтеза графена на медных и никелевых подложках и пленок пиролитического углерода на кварцевых подложках, представлены результаты исследования образцов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС).

Материалы и методы исследования

Для получения графеноподобных углеродных наноструктур в разработанном научно-учебном лабораторном комплексе используется один из наиболее популярных и производительных методов синтеза – CVD-метод. Он основан на термокаталитическом разложении углеродсодержащего газа внутри реакторной трубы при высоких температурах (около 1000 °C), а также на последующем осаждении углерода на поверхность подложки [23; 24]. В качестве источника углерода служит метан. При синтезе графена медная или никелевая фольга выступает в роли подложки и одновременно катализатора в процессе разложения метана.

Для реализации CVD-метода была разработана установка, получившая название INP-BSU CVD по составу коллектива участников и принципу действия, с возможностью контроля основных параметров синтеза. Общий вид установки в закрытом и открытом положении представлен на рис. 1. Данная установка включает в себя трубчатую CVD-печь VFT-1200-I (*Nobody Materials Science and Technology Co., Ltd.*,

¹Попова А. Это материал будущего! Что изготавливают студенты в новой лаборатории физфака БГУ? [Электронный ресурс] // YouTube. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=K3KEyFB10U0> (дата обращения: 02.04.2025).

Китай), позволяющую производить быстрый нагрев до 1150 °С, кварцевую трубу, выполняющую роль реактора, в котором происходит синтез, источники необходимых газов, датчики давления и температуры, а также форвакуумный спиральный насос. Кроме того, установка INP-BSU CVD снабжена системой управления на основе персонального компьютера с возможностью дистанционного контроля посредством локальной сети или интернета. С помощью программного обеспечения процесс синтеза контролируется путем управления потоками газов и температурой нагрева реакторной трубы. Также программа позволяет устанавливать необходимые режимы работы печи, насоса, клапанов и осуществлять мониторинг показателей датчиков давления и температуры. Программное обеспечение комплекса было разработано специалистами НИИ ЯП и ООО «Вактайм» (Беларусь), его описание представлено в сопровождающей технической документации.

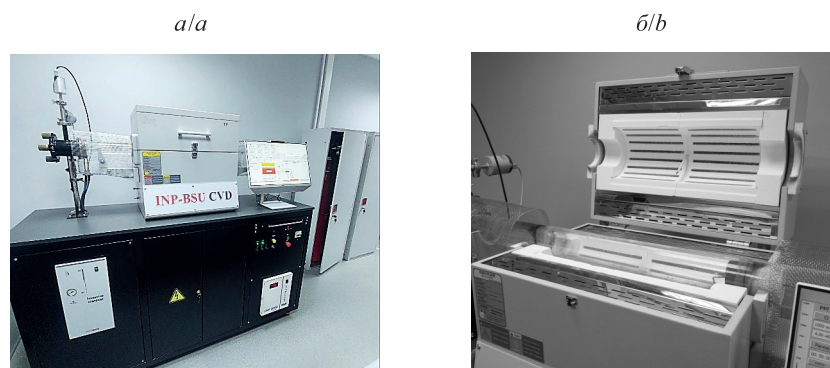


Рис. 1. Общий вид установки INP-BSU CVD в закрытом (а) и открытом (б) положении

Fig. 1. General view of the INP-BSU CVD setup in closed (a) and open (b) position

Для установки INP-BSU CVD были разработаны технологические процессы синтеза графена на медной и никелевой фольге, а также пиролитического углерода на кварцевом стекле. Данные процессы осуществляются в пять этапов.

Этап 1: очистка системы подачи газов после предыдущих синтезов путем продувки системы газовой смесью из аргона, водорода и метана.

Этап 2: нагрев реакторной трубы до температуры приблизительно 1000–1100 °С.

Этап 3: подготовка поверхности подложек для синтеза путем их отжига при температуре 1000–1100 °С в атмосфере аргона и водорода при общем давлении 680 мбар (68 кПа) в течение 15 мин.

Этап 4: синтез графеноподобных пленок. Синтез графена на медной подложке осуществляется в потоке газовой смеси $\text{CH}_4 - \text{H}_2$ при давлении 1,5 мбар (150 Па) со скоростями потоков 100 см³/мин для смеси аргона и водорода (в составе смеси 20 % водорода) и 50 см³/мин для метана при температуре 1000 °С в течение 30 мин. Синтез графена на никелевой подложке, а также пиролитического углерода проходит в статической атмосфере метана и водорода при давлении метана 100 мбар (20 кПа) и 200 мбар (10 кПа) соответственно при температуре 1050–1100 °С в течение 30 мин.

Этап 5: охлаждение системы до комнатной температуры (около 21 °С). До достижения температуры 800 °С охлаждение образцов, синтезируемых на медных подложках, происходит в потоке аргона, водорода и метана, а после достижения указанной температуры – в статической атмосфере аргона и водорода. Охлаждение графена, синтезируемого на никелевой подложке, а также пиролитического углерода осуществляется только в атмосфере аргона и водорода.

Таким образом, технологические параметры на этапах 4 и 5 при синтезе графена на разных подложках и пленок пиролитического углерода отличаются между собой [25; 26]. Следует отметить, что в случае синтеза графена на никелевой фольге после осаждения атомов углерода на поверхность подложки происходит их диффузия в объем металла за счет высокой растворимости углерода в никеле. Затем при охлаждении растворимость углерода уменьшается, и последний выдавливается из объема подложки на ее поверхность. Таким образом происходит формирование графеновой пленки, толщина которой существенно зависит от количества углерода, диффундированного в объем никеля при высокой температуре, а также от скорости охлаждения. В случае синтеза графена на медной фольге, растворимость углерода в которой в 1000 раз меньше, чем в никелевой фольге, атомы углерода после осаждения на медь не диффундируют в объем подложки и, оставаясь на ее поверхности, формируют слой графена непосредственно при высокой температуре. В свою очередь, такая температура обуславливает уменьшение каталитической активности меди и, следовательно, торможение разложения метана.

Наряду с изготовлением научно-учебного лабораторного комплекса были разработаны методические указания к лабораторному практикуму для студентов старших курсов физического факультета БГУ, включающему лабораторные работы «CVD-синтез графена на медной подложке», «CVD-синтез графена на никелевой подложке», «CVD-синтез пленок пиролитического углерода», «Перенос пленок графена на диэлектрические подложки», «Анализ структуры пленок графена и пиролитического углерода методом комбинационного рассеяния света», «Измерение электрических свойств пленок графена и пиролитического углерода при различных значениях относительной влажности воздуха». При выполнении лабораторных работ студенты могут изучить принципы работы установки синтеза графена и пленок пиролитического углерода CVD-методом, ознакомиться со спецификой обслуживания оборудования для синтеза, получить навыки подготовки синтезированных пленок для дальнейшего описания их свойств, рассмотреть методики исследования структурных, оптических и электрических свойств синтезированных пленок.

В целях тестирования созданного оборудования и разработанных технологических процессов были получены образцы графена на медной и никелевой фольге, а также пленки пиролитического углерода на кварцевых подложках. Последующее изучение свойств синтезированного на медной или никелевой фольге графена осуществлялось с помощью образцов на подложках, используемых при синтезе. Кроме того, участники проекта адаптировали методику переноса графена на изолирующую подложку. Данный процесс включает в себя нанесение на графен поддерживающего слоя полимера полиметилметакрилата [27], растворенного в анизоле, методом центрифугирования. Удаление углерода с обратной стороны фольги осуществляется путем травления в кислородно-аргоновой плазме, травление медной подложки производится с применением хлорида железа (FeCl_3). После этого происходит перенос графена на диэлектрическую подложку и удаление слоя используемого полимера. В отличие от синтеза графена синтез пленок пиролитического углерода не требует задействования дополнительных катализаторов, что позволяет получать их на различных, в том числе диэлектрических, подложках (например, на кварцевом стекле) [28; 29]. Данное обстоятельство дает возможность изучать свойства пленок непосредственно после синтеза, без переноса пленки на другой носитель.

Результаты и их обсуждение

Анализ структуры образцов графена, синтезированных на медных и никелевых подложках, а также пленок пиролитического углерода проводился с помощью КРС-спектроскопии с использованием спектрально-аналитического комплекса на основе сканирующего конфокального микроскопа Nanofinder High End (СП «ЛОТИС ТИИ», Беларусь – Япония) с применением возбуждающего лазера с длиной волны 47 нм и мощностью 800 мВт. Спектральное разрешение составляло около 3 см^{-1} , величина среднего размера пучка на поверхности образца равнялась приблизительно 0,75 мкм. Время накопления сигнала при измерениях соответствовало 30 с. Типичные спектры КРС синтезированного на медной и никелевой фольге графена, зарегистрированные в разных точках образцов, представлены на рис. 2 и 3. В спектрах КРС графена, синтезированного как на медной, так и на никелевой фольге, наблюдаются две характерные для его структуры линии: G-линия вблизи 1580 см^{-1} и 2D-линия вблизи 2700 см^{-1} . Следует отметить практически полное отсутствие D-линии (вблизи 1350 см^{-1}) в представленных спектрах КРС обоих типов образцов, что свидетельствует о низкой концентрации точечных дефектов в измеренных областях графена.

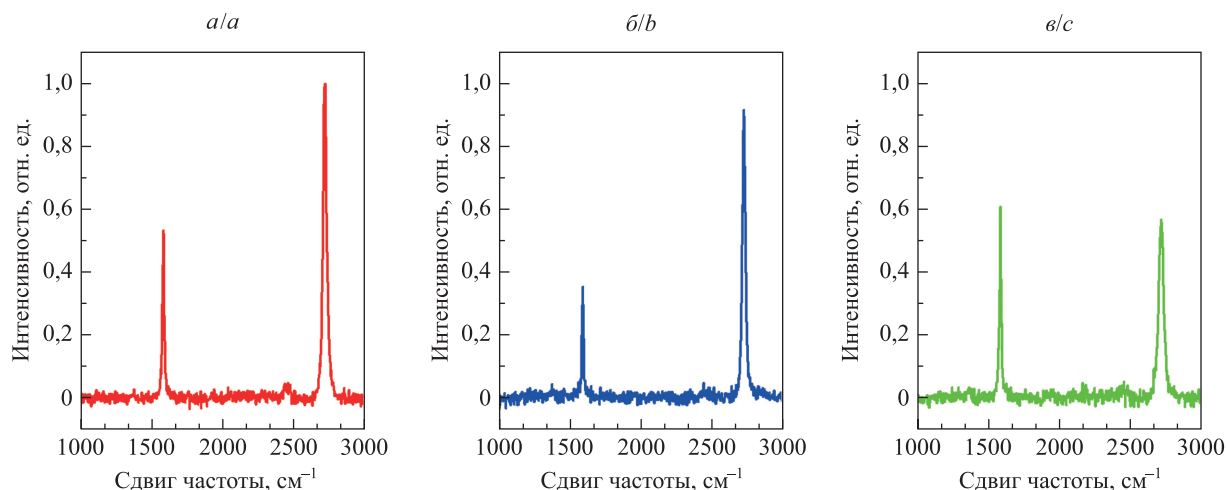


Рис. 2. Спектры КРС графена, синтезированного на медной фольге:
а – первая точка; б – вторая точка; в – третья точка

Fig. 2. Raman spectra of graphene synthesised on copper foil:
a – first point; b – second point; c – third point

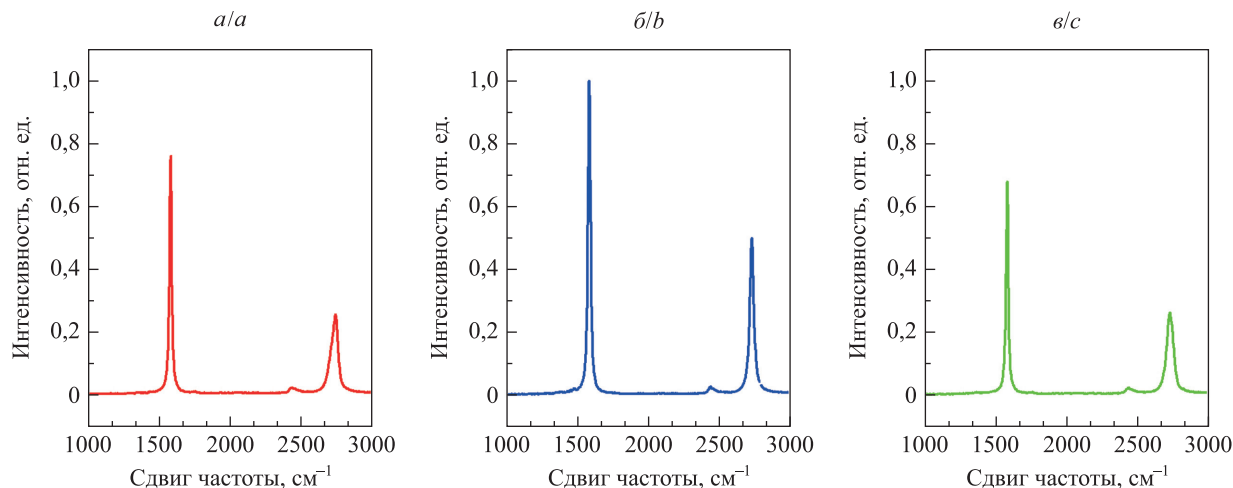


Рис. 3. Спектры КРС графена, синтезированного на никелевой фольге:

a – первая точка; *b* – вторая точка; *в* – третья точка

Fig. 3. Raman spectra of graphene synthesised on nickel foil:

a – first point; *b* – second point; *c* – third point

Соотношение между интенсивностями 2D- и G-пиков (I_{2D}/I_G) и значения полуширины линии 2D ($FWHM_{2D}$) позволяют оценить количество слоев графена в образцах [30; 31]. Было установлено, что в образцах на медной фольге преобладают области однослойного и двуслойного графена, в то время как в образцах на никелевой фольге присутствует только многослойный графен. Кроме того, в спектрах КРС синтезированного графена наблюдаются сдвиги пиков относительно их нормального положения в сторону меньших длин волн, что может быть обусловлено влиянием механических напряжений, возникающих в образцах из-за разницы в параметрах кристаллических решеток подложек и графена, а также разогревом используемого при измерениях лазера мощностью 800 мкВт [32]. С помощью значений сдвига по частоте G-пика ($\Delta\omega_G$) можно рассчитать величину напряжения сжатия (σ) по следующей формуле [33]:

$$\sigma = \frac{\Delta\omega_G}{\alpha} = \frac{\omega_\sigma - \omega_0}{\alpha},$$

где ω_σ – частота G-пика в образце графена; ω_0 – нормальное положение G-линии (1580 см^{-1}); α – деформационный коэффициент графита ($\alpha = 7,47 \text{ см}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1}$). Структурные параметры двух образцов графена, полученные на основе спектров КРС, приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Структурные параметры графена, синтезированного на медной фольге

Table 1

Structural parameters of graphene synthesised on copper foil

Точка образца	$\Delta\omega_G, \text{ см}^{-1}$	$\Delta\omega_{2D}, \text{ см}^{-1}$	I_{2D}/I_G	$FWHM_{2D}, \text{ см}^{-1}$	$\sigma, \text{ ГПа}$
Первая точка	2,68	25,01	1,87	30,10	0,36
Вторая точка	8,58	25,01	2,60	25,20	1,15
Третья точка	5,63	19,80	0,93	39,57	0,75

Таблица 2

Структурные параметры графена, синтезированного на никелевой фольге

Table 2

Structural parameters of graphene synthesised on nickel foil

Точка образца	$\Delta\omega_G, \text{ см}^{-1}$	$\Delta\omega_{2D}, \text{ см}^{-1}$	I_{2D}/I_G	$FWHM_{2D}, \text{ см}^{-1}$	$\sigma, \text{ ГПа}$
Первая точка	2,68	43,24	0,34	60,22	0,36
Вторая точка	2,68	32,83	0,50	32,08	0,36
Третья точка	2,68	32,83	0,39	57,43	0,36

На рис. 4 представлены типичные спектры КРС пленки пиролитического углерода, синтезированной на кварцевой подложке. Как известно, в отличие от спектров КРС графена спектры КРС пиролитического углерода характеризуются практически полным отсутствием 2D-линии, более широкими D- и G-линиями и наличием «долины» между ними [28]. Такие особенности наблюдались на спектрах КРС синтезированных нами пленок пиролитического углерода. По воспроизводимости спектров КРС, снятых в разных точках, можно сделать вывод об однородности образцов.

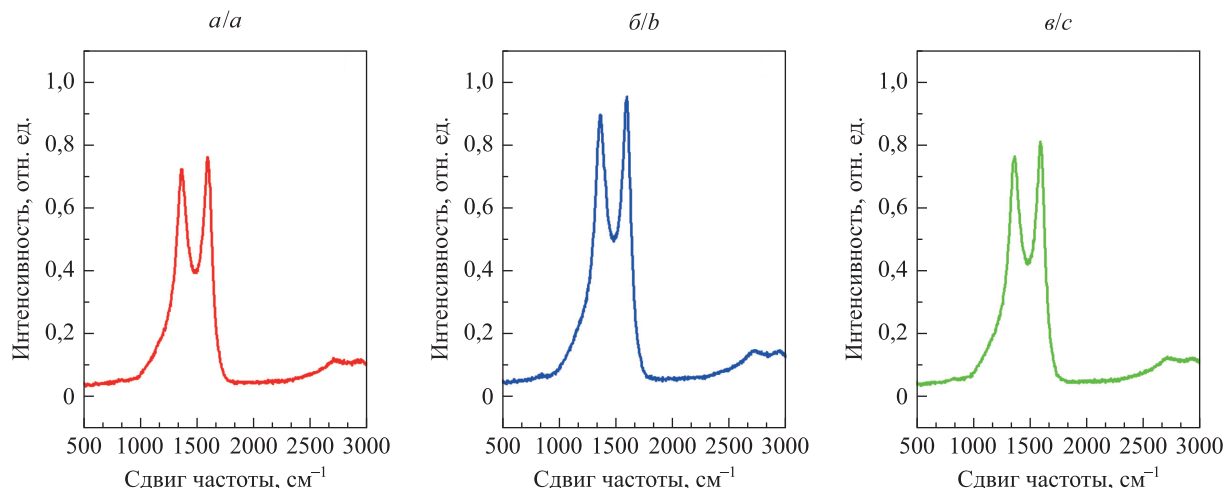


Рис. 4. Спектры КРС пленки пиролитического углерода, синтезированной на кварцевой подложке:
а – первая точка; б – вторая точка; в – третья точка

Fig. 4. Raman spectra of pyrolytic carbon film synthesised on quartz substrate:
a – first point; b – second point; c – third point

Наряду с внедрением научно-учебного лабораторного комплекса в образовательный процесс физического факультета БГУ важной задачей является его использование для научных исследований фундаментального и прикладного характера. Для этого оптимизируется и совершенствуется получение графена и пиролитического углерода с необходимыми структурными свойствами. В частности, отрабатываются методики улучшения предварительной подготовки и отжига используемых подложек, а также технологические режимы синтеза самих пленок. Дополнительная химическая обработка поверхности металлической фольги перед технологическим процессом, оптимизация параметров отжига подложек и синтеза графена позволят увеличить размеры зерен в структуре медной и никелевой фольги, изменить морфологию их поверхности, синтезировать графен с преобладанием необходимого количества слоев и минимальной концентрацией точечных дефектов в них. Дальнейшая отработка технологических режимов синтеза пленок пиролитического углерода даст возможность улучшить воспроизводимость их структурных и электрических свойств.

Одним из перспективных направлений исследований графена является модификация его свойств путем легирования атомами различных элементов (например, азота и бора), которые замещают атомы углерода в кристаллической решетке. Использование приведенных в пример элементов обусловлено близостью размеров их атомов к размеру атома углерода. Встраивание атомов азота и бора в графен вызывает изменение в зонной структуре последнего: «открывается» запрещенная зона, и материал преобразуется в полупроводник *n*- или *p*-типа [34; 35]. Такой графен может использоваться в качестве материала для создания полевых транзисторов, литий-ионных батарей, суперконденсаторов, газовых сенсоров, био- и электрохимических сенсоров, устройств хранения водорода и других устройств фотоники, электроники, фотовольтаики и сенсорики [36; 37]. В настоящее время сотрудники НИИ ЯП получили предварительные результаты по разработке метода легирования азотом графена, синтезированного с применением научно-учебного лабораторного комплекса. Обнаружено, что в спектре КРС графена, легированного азотом, при длине волны возбуждающего лазера 488 нм наблюдаются характерные для графена моды и выраженные дефектные (D и D') моды. Возникновение D-моды обусловлено появлением дефектов в структуре графена, тогда как присутствие D'-моды указывает на замещение атомов углерода азотом в решетке графена [38].

Кроме того, перспективным направлением для изучения синтезированных нами графена и пленок пиролитического углерода выступает рассмотрение их взаимодействия с электромагнитным излучением терагерцового диапазона, которое широко используется в различных областях науки и техники: медицине, биологии, спектроскопии, телекоммуникациях, метрологии, системах безопасности,

оптоэлектронике и фотонике [8; 9; 39; 40]. Исследования, проведенные в НИИ ЯП, показали, что на основе графена могут быть созданы полевые транзисторы, работающие в терагерцевом диапазоне частот [41; 42]. На базе измерений спектров пропускания графеновой метаповерхностью терагерцевого излучения было предложено использовать графен в качестве экранирующего материала [43; 44]. Так, в работе [43] было продемонстрировано, что метаповерхность на основе графена способна обеспечить практически 100 % поглощение электромагнитного излучения терагерцевого диапазона частот. Также показана возможность использования пленок пиролитического углерода, полученных путем CVD-синтеза, в качестве прозрачных электродов в жидкокристаллических ячейках, которые предназначены для управления терагерцевым излучением [44].

Следует отметить, что в настоящее время на стадии разработки находится научно-учебный лабораторный комплекс по получению и изучению электрических и механических свойств алмазоподобных углеродных пленок. Планируемый срок окончания работ – конец 2025 г. Синтез алмазоподобных углеродных пленок будет осуществляться методом микроволнового плазмохимического осаждения из газовой фазы, или методом стимулированного или усиленного плазмой химического осаждения из газовой фазы (*plasma enhanced chemical vapour deposition*, PECVD). Название данной разновидности способа получения наноструктур связано с тем, что при синтезе углеродные наноструктуры наряду с нагревом подложки подвергаются воздействию сверхвысокочастотной плазмы. В процессе синтеза сверхвысокочастотное излучение способствует ионизации газов в реакционной камере, что приводит к преобразованию газовой среды в химически активные возбужденные состояния, взаимодействующие с подложкой. Такая технология позволяет управлять структурой синтезируемого наноматериала и получать пленки с преобладанием sp^3 -гибридизированных фракций углерода, характерных для структуры алмаза. Достоинствами PECVD-синтеза являются протекание процесса при более низкой температуре по сравнению с температурой при использовании метода термokatалитического осаждения, высокая адгезия и однородность получаемых материалов, возможность синтеза пленок на поверхностях больших площадей. Планируется, что разработанная установка позволит получать алмазоподобные углеродные пленки толщиной 0,2–5,0 мкм с содержанием sp^3 -фракции не менее 50 %. Также будет создан лабораторный практикум для студентов физического факультета БГУ для изучения ими методики синтеза алмазоподобных углеродных пленок посредством PECVD-синтеза, а также электрических и механических свойств данных пленок.

Два названных выше научно-учебных лабораторных комплекса не только обеспечивают совершенствование научного и образовательного процессов в БГУ в области наноматериалов и нанотехнологий, но и являются основой для следующего шага – создания на физическом факультете БГУ при активном участии сотрудников НИИ ЯП Центра исследований углеродных наноструктур, в котором могли бы проходить стажировку и проводить научные исследования как магистранты и аспиранты ведущего университета Беларуси, так и учащиеся других учреждений высшего образования страны.

Заключение

Сотрудники физического факультета БГУ и НИИ ЯП создали научно-учебный лабораторный комплекс для синтеза графеноподобных и наноуглеродных материалов с применением CVD-метода, оптимизировали технологические режимы синтеза графена и пленок пиролитического углерода, а также внедрили в образовательный процесс физического факультета БГУ лабораторный практикум для студентов, обучающихся по специальности «наноматериалы и нанотехнологии». На основе результатов анализа спектров КРС образцов, синтезированных с использованием научно-учебного лабораторного комплекса, продемонстрирована возможность получения пленок однослойного и многослойного графена и пиролитического углерода.

В настоящее время сотрудники названных выше учреждений разрабатывают научно-учебный лабораторный комплекс для синтеза алмазоподобных углеродных пленок с помощью PECVD-метода. Данный комплекс планируется установить на физическом факультете БГУ и внедрить в образовательный процесс кафедры физики полупроводников и наноэлектроники и кафедры физики твердого тела и нанотехнологий, что позволит студентам изучать синтез алмазоподобных углеродных пленок, а также методики исследования их электрических и механических свойств.

Подобные комплексы могут использоваться при реализации образовательного процесса в других университетах Беларуси для подготовки специалистов физических и инженерных специальностей на 1-й и 2-й ступенях высшего образования, кадров высшей квалификации, а также при проведении в учреждениях высшего образования и институтах НАН Беларуси научных исследований, направленных на разработку элементов фотоники, электроники, сенсорики на основе графено- и алмазоподобных пленок. Описанные в настоящей статье научно-учебные лабораторные комплексы должны войти в состав

Центра исследований углеродных наноструктур, который планируется создать на базе БГУ. Использование данных комплексов позволит существенно укрепить материально-техническую базу университетов и повысить уровень подготовки кадров, востребованных на современных наукоемких производствах, таких как ОАО «Планар», ОАО «Интеграл» и др.

Библиографические ссылки

1. Елецкий АВ, Искандарова ИМ, Книжник АА, Красиков ДН. Графен: методы получения и теплофизические свойства. *Успехи физических наук*. 2011;181(3):233–268. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201103a.0233.
2. Грайфер ЕД, Макотченко ВГ, Назаров АС, Ким СДж, Федоров ВЕ. Графен: химические подходы к синтезу и модифицированию. *Успехи химии*. 2011;80(8):784–804. DOI: 10.1070/RC2011v080n08ABEH004181.
3. Dresselhaus MS, Dresselhaus G, Eklund PC. Science of fullerenes and carbon nanotubes. *Journal of the American Chemical Society*. 1996;118(37):8987. DOI: 10.1021/ja965593l.
4. Dresselhaus MS, Dresselhaus G, Avouris Ph, editors. *Carbon nanotubes: synthesis, structure, properties, and applications*. Heidelberg: Springer; 2003. 449 p. (Topics in applied physics; volume 80). DOI: 10.1007/3-540-39947-X.
5. Bokros JC. Deposition, structure and properties of pyrolytic carbon. In: Walker PL, editor. *Chemistry and physics of carbon. Volume 4*. New York: Marcel Dekker Inc.; 1969. p. 1–118.
6. McEvoy N, Peltekis N, Kumar Sh, Rezvani E, Nolan H, Keeley GP, et al. Synthesis and analysis of thin conducting pyrolytic carbon films. *Carbon*. 2012;50(3):1216–1226. DOI: 10.1016/j.carbon.2011.10.036.
7. Maffucci A, Maksimenko S, Svirko Yu, editors. *Carbon-based nanoelectromagnetics*. Amsterdam: Elsevier; 2019. 258 p. (Nanophotonics).
8. Шашкова ЕГ, Волюнец НИ, Демиденко МИ, Поддубская ОГ. Электромагнитные свойства пористых 3D-структур на основе углерода в высокочастотном диапазоне. *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2021;64(6):76–83. DOI: 10.17223/00213411/64/6/68.
9. Максименко СА, Кулагова ТА, Окотруб АВ, Сусяев ВИ. Актуальные задачи использования композиционных и гибридных материалов на основе различных форм углерода в электромагнитных и биомедицинских приложениях. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2023;1:55–69.
10. More RB, Haubold AD, Bokros JC. Pyrolytic carbon for long-term medical implants. In: Ratner BD, Hoffman AS, Schoen FJ, Lemons JE. *Biomaterials science*. Amsterdam: Academic Press; 2013. p. 209–222. DOI: 10.1016/B978-0-08-087780-8.00023-1.
11. Batrakov K, Kuzhir P, Maksimenko S, Paddubskaya A, Voronovich S, Kaplas T, et al. Enhanced microwave shielding effectiveness of ultrathin pyrolytic carbon films. *Applied Physics Letters*. 2013;103:073117. DOI: 10.1063/1.48186802013.
12. Batrakov K, Kuzhir P, Maksimenko S, Paddubskaya A, Voronovich S, Lambin Ph, et al. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption. *Scientific Reports*. 2014;4(1):7191. DOI: 10.1038/srep07191.
13. Демиденко МИ, Адамчук ДВ, Русанов АП, Сироткин СВ, Иванько ЛВ, Максименко СА. Легированный бором пиролизный углерод: материал для биомедицинского и инженерно-технического применения. *Доклады Национальной академии наук Беларуси*. 2023;67(3):250–256. DOI: 10.29235/1561-8323-2023-67-3-250-256.
14. Demidenko M, Adamchuk Dz, Liubimau A, Uglov V, Ishchenko A, Chekan M, et al. High temperature synthesis and material properties of boron-enriched bulk pyrolytic carbon. *Materials Science and Engineering B*. 2024;307:117491. DOI: 10.1016/j.mseb.2024.117491.
15. Федотов АК, Харченко АА, Гуменник ВЭ, Федотова ЮА, Чичков МВ, Малинкович ВД и др. Влияние синтеза и подложки на электросопротивление в однослойном графене. В: Оджаев ВБ, редактор. *Материалы и структуры современной электроники. Материалы IX Международной научной конференции; 14–16 октября 2020 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2020. с. 420–424. EDN: UVCYTQ.
16. Колесов ЕА, Тиванов МС, Королик ОВ, Свито ИА, Антонович АС, Капитанова ОО, et al. Влияние отжига на фоновые и электронные свойства графена на SiO₂/Si и Al₂O₃. В: Оджаев ВБ, редактор. *Материалы и структуры современной электроники. Материалы X Международной научной конференции; 12–14 октября 2022 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БГУ; 2022. с. 423–430.
17. Тиванов МС, Колесов ЕА, Королик ОВ, Саад АМ, Ковальчук НГ, Комиссаров ИВ и др. Спектры комбинационного рассеяния света графена, синтезированного методом химического осаждения из газовой фазы с использованием декана. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2017;84(6):898–904. EDN: ZTSSOZ.
18. Kuzhir PP, Poddubskaya OG, Bychenok DS, Pliyushch A, Nemilentsau A, Shuba MV, et al. CNT based epoxy resin composites for conductive applications. *Nanoscience and Nanotechnology Letters*. 2011;3(6):889–894. DOI: 10.1166/nnl.2011.1252.
19. Seliuta D, Kašalynas I, Macutkevicius J, Valušis G, Shuba MV, Kuzhir PP, et al. Terahertz sensing with carbon nanotube layers coated on silica fibers: carrier transport versus nanoantenna effects. *Applied Physics Letters*. 2010;97(7):073116. DOI: 10.1063/1.3478009.
20. Grill A. Diamond-like carbon: state of the art. *Diamond and Related Materials*. 1999;8:428–434. DOI: 10.1016/S0925-9635(98)00262-3.
21. Боровиков СМ, Пигаль РВ, Терещук ОИ. Свойства и применение DLC-покрытий. *Молодой ученый*. 2021;6:6–9. EDN: IKXSNR.
22. Седелникова ОВ, Городецкий ДВ, Федоренко АД, Баскакова КИ, Поддубская ОГ, Королик ОВ и др. Влияние sp²-гибридизированных углеродных включений в алмазной пленке на сенсорные свойства по отношению к синхротронному излучению. *Журнал структурной химии*. 2024;65(9):132222. DOI: 10.26902/jsc_id132222.
23. Dhingra Sh, Hsu JF, Vlassiuk I, D'Urso B. Chemical vapor deposition of graphene on large-domain ultra-flat copper. *Carbon*. 2014;69:188–193. DOI: 10.1016/j.carbon.2013.12.014.
24. Смовж ДВ, Костогруд ИА, Бойко ЕВ, Маточкин ПЕ, Безруков ИА, Кривенко АС. Синтез графена методом химического осаждения из газовой фазы и его перенос на полимер. *Прикладная механика и техническая физика*. 2020;61(5):235–245. DOI: 10.15372/PMTF20200524.

25. Losurdo M, Giangregorio MM, Capezzuto P, Bruno G. Graphene CVD growth on copper and nickel: role of hydrogen in kinetics and structure. *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2011;13(46):20836–20843. DOI: 10.1039/c1cp22347j.
26. Wang Q, Wei L, Sullivan M, Yangb SW, Chen Yu. Graphene layers on Cu and Ni(111) surfaces in layer controlled graphene growth. *RSC Advances*. 2013;3(9):3046–3053. DOI: 10.1039/c2ra23105k.
27. Her M, Beams R, Novotny L. Graphene transfer with reduced residue. *Physics Letters A*. 2013;377(21–22):1455–1458. DOI: 10.1016/j.physleta.2013.04.015.
28. Kaplas T, Svirko YuP. Direct deposition of semitransparent conducting pyrolytic carbon films. *Journal of Nanophotonics*. 2012;6(1):061703. DOI: 10.1117/1.jnp.6.061703.
29. Kaplas T, Svirko Y, Kuzhir P. Synthesis of pyrolytic carbon films on dielectric substrates. In: Maffucci A, Maksimenko SA, editors. *Fundamental and applied nano-electromagnetics*. Dordrecht: Springer; 2016. p. 227–238 (NATO science for peace and security. Series B, Physics and biophysics). DOI: 10.1007/978-94-017-7478-9_12.
30. Malard LM, Pimenta MA, Dresselhaus G, Dresselhaus MS. Raman spectroscopy in graphene. *Physics Reports*. 2009;473(5–6):51–87. DOI: 10.1016/j.physrep.2009.02.003.
31. Li Zh, Deng L, Kinloch IAA, Young RJ. Raman spectroscopy of carbon materials and their composites: graphene, nanotubes and fibres. *Progress in Materials Science*. 2023;135:101089. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2023.101089.
32. Nanda SS, Kim MJ, Yeom KS, An SSA, Ju H, Yi DK. Raman spectrum of graphene with its versatile future perspectives. *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. 2016;80:125–131. DOI: 10.1016/j.trac.2016.02.024.
33. Конакова РВ, Коломыс АФ, Охрименко ОБ, Стрельчук ВВ, Волков ЕЮ, Григорьев МН и др. Сравнительные характеристики спектров комбинационного рассеяния света пленок графена на проводящих и полупроводящих подложках 6H-SiC. *Физика и техника полупроводников*. 2013;47(6):802–804.
34. Zhao L, He R, Rim KT, Schiros Th, Kim KS, Zhou H, et al. Visualizing individual nitrogen dopants in monolayer graphene. *Science*. 2011;333:999–1003. DOI: 10.1126/science.1208759.
35. Lherbier A, Blase X, Niquet YaM, Triozon F, Roche S. Charge transport in chemically doped 2D graphene. *Physical Review Letters*. 2008;101:036808. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.036808.
36. Wang H, Maiyalagan T, Wang X. Review on recent progress in nitrogen-doped graphene: synthesis, characterization, and its potential applications. *ACS Catalysis*. 2012;2(5):781–794. DOI: 10.1021/cs200652y.
37. Agnoli S, Favaro M. Doping graphene with boron: a review of synthesis methods, physicochemical characterization, and emerging applications. *Journal of Materials Chemistry A*. 2016;4(14):5002–5025. DOI: 10.1039/C5TA10599D.
38. Luo Zh, Lim S, Tian Zh, Shang J, Lai L, MacDonald B, et al. Pyridinic N doped graphene: synthesis, electronic structure, and electrocatalytic property. *Journal of Materials Chemistry*. 2011;21(22):8038–8044. DOI: 10.1039/c1jm10845j.
39. Макеева ГС, Голованов ОА, Вареница ВВ, Артамонов ДВ. Математическое моделирование прохождения терагерцевого излучения через монослой графена. *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*. 2014;3:145–158. EDN: RBYEKA.
40. Batrakov K, Kuzhir P, Maksimenko S, Volynets N, Voronovich S, Paddubskaya A, et al. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in graphene. *Applied Physics Letters*. 2016;108(12):123101. DOI: 10.1063/1.4944531.
41. Maffucci A, Maksimenko SA, editors. *Fundamental and applied nano-electromagnetics II: THz circuits, materials, devices*. Dordrecht: Springer; 2019. 290 p. (NATO science for peace and security. Series B, Physics and biophysics). DOI: 10.1007/978-94-024-1687-9.
42. Baah M, Paddubskaya A, Novitsky A, Valynets N, Kumar M, Itkonen T, et al. All-graphene perfect broadband THz absorber. *Carbon*. 2021;185:709–716. DOI: 10.1016/j.carbon.2021.09.067.
43. Lamberti P, La Mura M, Tucci V, Nkyalu E, Khan A, Yakovleva M, et al. The performance of graphene-enhanced THz grating: impact of the gold layer imperfectness. *Materials*. 2022;15(3):786. DOI: 10.3390/ma15030786.
44. Batrakov KG, Valynets NI, Dubinetski MM, Paddubskaya AG, Margaryan HL, Hakobyan NH, et al. Fabry-Perot enhancement of liquid crystals birefringence effects in terahertz range. *Physica Scripta*. 2024;100(1):0155120. DOI: 10.1088/1402-4896/ad96e8.

Получена 08.04.2025 / исправлена 09.04.2025 / принята 14.04.2025.
Received 08.04.2025 / revised 09.04.2025 / accepted 14.04.2025.

Авторы:

Игорь Николаевич Громов – младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории физики электронных материалов кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета¹⁾, младший научный сотрудник лаборатории нанoeлектромагнетизма²⁾.

Марина Ивановна Демиденко – заведующий лабораторией нанoeлектромагнетизма.

Виталий Казимирович Ксеневиц – кандидат физико-математических наук, доцент; заведующий научно-исследовательской лабораторией физики электронных материалов кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Authors:

Igor N. Gromov, junior researcher at the research laboratory of physics of electronic materials, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics^a, and junior researcher at the laboratory of nanoelectromagnetics^b.

gromov-igor.post@yandex.by

<https://orcid.org/0009-0007-8395-5572>

Marina I. Demidenko, head of the laboratory of nanoelectromagnetics.

demidenko@inp.bsu.by

<https://orcid.org/0009-0001-3285-4495>

Vitaly K. Ksenevich, PhD (physics and mathematics), docent; head of the research laboratory of physics of electronic materials, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

ksenevich@bsu.by

<https://orcid.org/0000-0003-3253-4659>

Мария Анатольевна Самарина – младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории физики электронных материалов кафедры физики полупроводников и наноэлектроники физического факультета.

Надежда Игоревна Волынец – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник лаборатории наноэлектромагнетизма.

Сергей Афанасьевич Максименко – доктор физико-математических наук, профессор; директор.

Maria A. Samarina, junior researcher at the research laboratory of physics of electronic materials, department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

samarinama@bsu.by

<https://orcid.org/0009-0008-0461-8365>

Nadzeya I. Volynets, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the laboratory of nanoelectromagnetics.

nadezhda.volynets@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0001-6371-9408>

Sergey A. Maksimenko, doctor of science (physics and mathematics), full professor; director.

sergeymaksimenko@gmail.com

<https://orcid.org/0000-0002-8271-0449>

УДК 536.75:519.217.4

ОБРАЩЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ БРОУНОВСКОГО РЭТЧЕТА, НАВЕДЕННОЕ ОБРАЩЕНИЕМ КРИВИЗНЫ РЭТЧЕТ-ПОТЕНЦИАЛА

В. М. РОЗЕНБАУМ^{1), 2)}, А. Г. РУДАКОВСКИЙ¹⁾, И. В. ШАПОЧКИНА^{1), 2)}

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

²⁾Совместный институт Даляньского политехнического университета
и Белорусского государственного университета, ул. Цингунюань, 1, 116034, г. Далянь, Китай

Аннотация. Исследуется броуновское движение частицы в стационарном потенциальном профиле универсальной симметрии, дрейф которой происходит вследствие дихотомных флуктуаций этого профиля. Координатная зависимость дихотомных флуктуаций описывается симметричной или антисимметричной периодическими функциями. В отличие от существующих моделей рэтчет-систем асимметрия рассматриваемой системы вносится флуктуациями за счет сдвига положений осей или центров их симметрии относительно стационарного профиля. В высокотемпературном приближении получены аналитические соотношения для частотной зависимости средней скорости рэтчета, из которых следует наличие рэтчет-эффекта при учете двух пространственных гармоник флуктуационного потенциала. Температурные зависимости средней скорости рассчитаны в адиабатическом режиме движения. Показано, что обращение кривизны стационарной составляющей потенциального профиля

Образец цитирования:

Розенбаум ВМ, Рудаковский АГ, Шапочкина ИВ. Обращение направления движения броуновского рэтчета, наведенное обращением кривизны рэтчет-потенциала. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;2: 85–95 (на англ.).
EDN: SQZOEV

For citation:

Rozenbaum VM, Rudakouski AG, Shapochkina IV. Reversal of the motion direction of a Brownian ratchet induced by the curvature reversal of the ratchet potential. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;2:85–95.
EDN: SQZOEV

Авторы:

Виктор Михайлович Розенбаум – доктор физико-математических наук, профессор; ведущий научный сотрудник кафедры компьютерного моделирования физического факультета¹⁾, профессор²⁾.

Алексей Геннадьевич Рудаковский – студент физического факультета. Научный руководитель – В. М. Розенбаум.

Ирина Викторовна Шапочкина – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры компьютерного моделирования физического факультета¹⁾, доцент²⁾.

Authors:

Viktor M. Rozenbaum, doctor of science (physics and mathematics), full professor; leading researcher at the department of computer modelling, faculty of physics^a, and professor^b.
vik-roz@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0003-2889-3915>

Aleksei G. Rudakouski, student at the faculty of physics.

anohigasukidesu@gmail.com

Irina V. Shapochkina, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of computer modelling, faculty of physics^a, and associate professor^b.
shapoch@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0002-6962-7931>

при пространственно симметричных флуктуациях может приводить к обращению направления движения. Проанализированы зависимости средней скорости от частоты флуктуаций, сдвига осей симметрии стационарного и флуктуирующего вкладов в потенциальную энергию, а также от отношений амплитуд этих вкладов к тепловой энергии. Выявлены оптимальные режимы движения рассматриваемой рэтчет-системы.

Ключевые слова: броуновский рэтчет; диффузионный транспорт; неравновесные флуктуации; дихотомный процесс; периодический потенциал; универсальная симметрия.

Благодарность. Работа частично выполнена в рамках государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.17.1 «Моделирование и создание фотонных и оптоэлектронных наноструктур на основе графеноподобных материалов для управления оптическим излучением»).

REVERSAL OF THE MOTION DIRECTION OF A BROWNIAN RATCHET INDUCED BY THE CURVATURE REVERSAL OF THE RATCHET POTENTIAL

V. M. ROZENBAUM^{a,b}, A. G. RUDAKOUSKI^a, I. V. SHAPOCHKINA^{a,b}

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

^bJoint Institute of Dalian University of Technology and Belarusian State University,
1 Qinggongyuan, Dalian 116034, China

Corresponding author: V. M. Rozenbaum (vik-roz@mail.ru)

Abstract. Brownian motion of a particle in a stationary potential profile of universal symmetry is considered, the drift of which occurs due to dichotomous fluctuations of that profile with the coordinate dependence of the fluctuations described by either symmetric or antisymmetric periodic functions. Unlike existing models of ratchet systems, the asymmetry of the system under consideration is introduced by means of fluctuations due to a shift in the positions of their symmetry axes or symmetry centers relative to the stationary profile. In the high-temperature approximation, analytical relations are obtained for the frequency dependence of the ratchet average velocity, which implies the existence of the ratchet effect when two spatial harmonics of the fluctuating potential are taken into account. The temperature dependences of the average velocity have been calculated in the adiabatic mode of the motion. It is shown that the reversal of the curvature of the stationary component of the potential profile under spatially symmetric fluctuations can lead to a reversal of the motion direction. The dependences of the average velocity on the fluctuation frequency, the shift of the symmetry axes of the stationary and fluctuating components of the potential energy, as well as on the ratio of the amplitudes of these components to the thermal energy have been analysed. Optimal motion modes of the ratchet system under consideration have been revealed.

Keywords: Brownian ratchet; diffusion transport; nonequilibrium fluctuations; dichotomous process; periodic potential; universal symmetry.

Acknowledgements. The work was partially carried out within the framework of the state scientific research programme of the Republic of Belarus «Photonics and electronics for innovation» (assignment 1.17.1 «Modelling and creation of photonic and optoelectronic nanostructures based on graphene-like materials for controlling optical radiation»).

Introduction

Ratchet systems are asymmetric systems that, being in contact with a thermostat, are capable of generating a directed motion in the absence of stationary external forces, when consume energy from nonequilibrium fluctuations of various natures [1–9]. Among the variety of approaches to the description of such systems, a special place is occupied by theoretical researches based on the consideration of the diffusion dynamics of a single particle in a time-dependent periodic potential field $U(x, t)$ (x is the particle coordinate and t is time). Such approaches are the simplest, since, in them, a single Brownian particle or an ensemble of non-interacting particles acts as the main object of consideration, but, at the same time, they are the most instructive, since they allow one to clarify the basic conditions for the emergence of the directed motion [1; 3; 4; 7–9]. The ratchet effect, i. e. the phenomenon of the emergence of the directed motion, is possible for functions $U(x, t)$ that are free from a number of symmetry prohibitions, which are governed by the symmetry theory of such systems [10; 11]. In addition to the obvious prohibition on the mirror symmetry, there are also hidden symmetries that are «hidden» in the general properties of the solutions to the Smoluchowski equation [12–14].

To classify ratchet systems, the function $U(x, t)$ is frequently considered as having an additive-multiplicative form $U(x, t) = u(x) + \sigma(t)w(x)$, in which the functions of the coordinate $u(x)$ and $w(x)$ describe the stationary and fluctuating contributions to the potential energy, respectively, while the function $\sigma(t)$ describes the time dependence of the fluctuations. This functional form of the particle potential energy allows for distinguishing two main classes of ratchet systems: ratchets with a fluctuating tilting homogeneous force F (rocking ratchets), for which $u(x)$ is a spatially periodic function and $w(x) = -Fx$, and ratchets with the fluctuating periodic potential profile (pulsating or flashing ratchets), for which $u(x)$ and $w(x)$ are arbitrary spatially periodic functions [3; 8; 9]. Symmetric dichotomous fluctuations are frequently considered, in which the function $\sigma(t)$ takes two values, e. g. $+1$ and -1 . Dichotomous processes differ in the nature of the alternating the states. If the potential profiles are switched with time intervals $\frac{\tau}{2}$, then we speak of a symmetric deterministic periodic dichotomous process with the period τ . If the transitions between values ± 1 occur at random moments in time, then we speak of a stochastic dichotomous process. The deterministic nature of processes is typical for artificially created ratchets [4; 5; 7], the stochastic nature is mostly associated with ratchets of natural origin (acting in living and nonliving objects) [1; 3; 6; 7]. The common property of these two symmetric processes is the zero mean value, $\langle \sigma(t) \rangle = 0$. The deterministic process is characterised by the period τ , while the stochastic process by the inverse correlation time Γ , which is determined by the correlation function of the dichotomous process: $\langle \sigma(t)\sigma(t') \rangle = \exp(-\Gamma|t - t'|)$ [15; 16].

The properties of ratchet systems depend significantly on the values of two dimensionless parameters: the ratio of the potential barrier ΔU to the thermal energy $k_B T$ (k_B is the Boltzmann constant, T is absolute temperature) and the ratio of the period τ or the correlation time Γ^{-1} to the characteristic relaxation time τ_{rel} , which, at $\frac{\Delta U}{k_B T} \ll 1$, can be estimated by the characteristic diffusion time $\tau_D = \frac{L^2}{D}$ ($D = \frac{k_B T}{\zeta}$ is the diffusion coefficient, ζ is the friction coefficient) on the spatial period L of the potential $U(x, t)$, and, at $\frac{\Delta U}{k_B T} \gg 1$, by the time $\tau_{\text{sl}} = \frac{\zeta L^2}{\Delta U}$ of particle sliding down the potential barrier ΔU . At $\tau \gg \tau_{\text{rel}}$ (or equivalently $\Gamma \tau_{\text{rel}} \ll 1$), in each of the states of the symmetric dichotomous process, thermodynamic equilibrium has time to be established to the moment of switching the states (adiabatic ratchet). In this case, the average velocity of a rocking ratchet does not depend on the fluctuation frequency (τ^{-1} or Γ), while for a pulsating ratchet, it is proportional to the fluctuation frequency. As the fluctuation frequency increases, the average velocity of the rocking ratchet decreases, and the pulsating ratchet velocity first increases to its maximum value at $\tau \sim \tau_{\text{rel}}$ (or $\Gamma \tau_{\text{rel}} \sim 1$), and then also decreases [8; 17].

At $\frac{\Delta U}{k_B T} \ll 1$, the motion of a Brownian particle is of a diffusion nature, for which the behaviour of the particle in the wells of the potential relief is important, and the high-temperature approximation is applicable to describe the motion [15; 16]. Ratchets operate most effectively when the potential profile with $\frac{\Delta U}{k_B T} \gg 1$ fluctuates by half a period [18]. At $\frac{\Delta U}{k_B T} \gg 1$, the main contribution to the average ratchet velocity is made by the hopping motion of the particle associated with overcoming the barriers that separate the potential wells. The description becomes discrete and can be carried out in terms of the velocities of overcoming the potential barriers or the probabilities of transitions between the discrete positions of the particle in space [19]. The advantage of the discrete description over the continuous one is that it can be applied beyond the diffusion dynamics, since the transition probabilities included in the expressions for the average ratchet velocity can also be calculated for transitions between the states of quantum particles. This makes it possible to take into account the contribution of tunneling processes to the average ratchet velocity, which can even reverse the motion relative to the motion that occurs solely due to the thermally activated processes [20–23].

At the beginning of the development of ideas about the mechanisms of functioning of Brownian motors (ratchets), the simplest models were considered in which an asymmetric sawtooth potential was disturbed by either a dichotomously fluctuating external force or the fluctuating potential barrier, which led to the motions in opposite directions [17]. If in one of the states of the dichotomous process, the barrier is absent [24; 25], then the average velocities, which are opposite in direction, of such a pulsating ratchet (called in this case «an on-off ratchet») and a ratchet with the small fluctuating force, even when we include small inertial effects, are determined by the same factor (which is the same for the two ratchets), that depends on the parameters of the stationary potential [26; 27].

Further studies of ratchet systems revealed a number of new their properties caused by the contribution of the two different functions $u(x)$ and $w(x)$ to the total potential energy $U(x, t)$. Each of these functions may have its own symmetry elements, the set of which determines the unique symmetry properties of the ratchet under consideration. Periodic functions can be symmetric, antisymmetric, or shift-symmetric. The first two symmetry properties are given by the equalities $u(x) = \pm u(-x + 2x_{\pm})$, where the upper and lower signs correspond to the symmetry with the axis x_+ and antisymmetry with the center x_- . Shift symmetry implies the property $u(x) = -u\left(x + \frac{L}{2}\right)$, where L is the period of the function $u(x)$. For example, if we describe ratchet systems within the framework of the Smoluchowski equation and do not include inertial effects, then the ratchet effect is absent for supersymmetric potential energies with the following property: there exists time t_s such that $U(x, t) = -U\left(x + \frac{L}{2}, -t + 2t_s\right)$ [10]. For functions that simultaneously satisfy the above two symmetry properties, the third one is always satisfied, and the symmetry axis and symmetry center closest to each other are separated by the distance of $\frac{L}{4}$, $|x_+ - x_-| = \frac{L}{4}$. Such functions are classified as functions of universal symmetry [13; 14].

The simplest function of universal symmetry is a sinusoid. If the coordinate dependence of the fluctuating part of the potential energy has such a shape, i. e. $w(x) = w \cos 2\pi\left(\frac{x}{L} - \lambda_0\right)$, then we speak of a spatially harmonic governing signal with the amplitude w and phase shift λ_0 [16]. Such a signal is most easily realised experimentally and makes it possible to control the magnitude and direction of the average ratchet velocity by changing the parameter λ_0 . At the faculty of physics of Belarusian State University, a number of theoretical results have been obtained regarding the properties of ratchet systems with an asymmetric sawtooth and stepwise stationary potential $u(x)$, that operate being dichotomously perturbed by a spatially harmonic signal [28; 29]. In this article, we consider the opposite case: the stationary contribution $u(x)$ to the potential energy is characterised by the universal type of symmetry, while asymmetry is introduced into the system by the spatial dependence of the fluctuating contribution $w(x)$, that can be realised by the sum of two spatial harmonics.

The possibility of such control of the directed motion arises in ratchets on optical lattices, in which both the periodic stationary contribution $u(x)$ and the fluctuation contribution $w(x)$ are determined by laser fields, which allow creating arbitrary spatial asymmetry [30–32]. The high-temperature approximation used in the next section of this paper allows the ratchet average velocity to be written as a series in spatial harmonics of the functions $u(x)$ and $w(x)$. From such a representation, it immediately follows that, for the function $u(x)$ of the universal symmetry type, the possibility of the ratchet effect is realised already by the first two harmonics of the function $w(x)$. In addition, an analysis of the obtained representation shows that a step-shaped function $u(x)$ forbids the ratchet effect only if the symmetry axis of the function $w(x)$ coincides with the symmetry center of the function $u(x)$. The deformation of the step allows for the ratchet effect, and the motion can be reversed by the change in the sign of the curvature of the function $u(x)$.

While the high-temperature approximation allows for the analysis of the frequency dependence of the average velocity, the adiabatic approximation allows for the low-frequency picture of the temperature dependence.

High-temperature approximation and frequency dependences

The high-temperature approximation is understood as a simplification of equations and their solutions under the assumption that the thermal energy significantly exceeds the barriers of the periodic potential profiles. The first use of such an approximation in the theory of ratchets was carried out in [15]. In the most general form, the average velocity of a high temperature ratchet with an arbitrary time dependence of its potential energy of the additive-multiplicative form $U(x, t) = u(x) + \sigma(t)w(x)$ can be represented as

$$v = iD^2\beta^3 \sum_{\substack{q, q' (\neq 0) \\ (q+q' \neq 0)}} k_q k_{q'} k_{q+q'} w_q w_{q'} u_{-q-q'} \Psi(Dk_q^2, Dk_{q'}^2),$$

$$\Psi(a, b) = \frac{1}{a-b} \int_0^\infty dt K_2(t) (ae^{-at} - be^{-bt}), \quad K_2(t) = \langle \sigma(t') \sigma(t' - t) \rangle,$$
(1)

where $k_q = \frac{2\pi q}{L}$ (q is an integer), and the time dependence of the fluctuations forms the frequency dependence of the average velocity by means of the pair correlation function $K_2(t)$.

While the symmetric stochastic dichotomous process is characterised by an exponential decay of the correlation function with the inverse correlation time Γ , the correlation function of the deterministic dichotomous process is a symmetric sawtooth function of time, described on the period of its change by the equation $K_2(t) = 1 - \frac{4|t|}{\tau}$, $|t| \leq \frac{\tau}{2}$. Note that for large periods τ , both correlation functions have linear asymptotics, which

become identical at $\Gamma = \frac{4}{\tau}$. This means that the stochastic and deterministic processes become indistinguishable when the period (average period) of the process is much longer than the relaxation time. It is the function

$\Psi(Dk_q^2, Dk_q'^2)$ that determines the competition of the process period with the inverse relaxation time $Dk_1^2 = \frac{4\pi^2}{\tau_D}$.

For the stochastic and deterministic dichotomous processes, this function is given by the following expressions:

$$\Psi(a, b) = \frac{\Gamma}{(\Gamma + a)(\Gamma + b)}, \quad \Psi(a, b) = \frac{4}{(a - b)\tau} \left(\frac{1}{b} \tanh \frac{b\tau}{4} - \frac{1}{a} \tanh \frac{a\tau}{4} \right).$$

Both expressions vanish, i. e. the ratchet effect is absent, at both zero and infinite fluctuation frequencies.

While the low-frequency asymptotics of these expressions are linear and identical at $\Gamma = \frac{4}{\tau}$, $\Psi(a, b) \approx \frac{\Gamma}{ab}$, their

high-frequency asymptotics are different, namely, proportional to Γ^{-1} and τ^2 for the stochastic and deterministic processes respectively. Therefore, the frequency dependences of the ratchet average velocity are described by bell-shaped functions, the width of which is noticeably larger for stochastic processes than for deterministic ones.

Let us now consider the spatial dependences of fluctuations that are described by periodic functions belonging to the class of either symmetric functions $w_+(x)$ or antisymmetric functions $w_-(x)$, whose Fourier components satisfy the relations $w_{\pm, q} = \tilde{w}_{\pm, q} \exp(-ik_q x_{\pm})$, where $\tilde{w}_{\pm, q} = \pm \tilde{w}_{\pm, -q}$ are the Fourier components of the even or odd function $\tilde{w}_{\pm}(x) = w_{\pm}(x + x_{\pm})$. For the function $u(x)$ of universal symmetry with the symmetry center at a point x_a , $u(x) = -u(-x + 2x_a)$, its shift symmetry leads to the vanishing of all its Fourier components u_q with even q , and the expression (1) can be represented as

$$v = -4iD^2\beta^3 \sum_{l, l'=1}^{\infty} k_{2l} k_{2l'-1} \Psi(Dk_{2l}^2, Dk_{2l'-1}^2) \tilde{w}_{\pm, 2l} \tilde{w}_{\pm, 2l'-1} \times \\ \times \left[k_{2l+2l'-1} u_{2l+2l'-1} \cos(k_{2l+2l'-1} x_0) \mp k_{2l-2l'+1} u_{2l-2l'+1} \cos(k_{2l-2l'+1} x_0) \right], \quad (2)$$

where $x_0 = x_{\pm} - x_a$.

Several important conclusions follow from this result. Since $\cos(k_p x_0)$ is an even function of x_0 and $\cos\left(k_p \left(x_0 + \frac{L}{2}\right)\right) = -\cos(k_p x_0)$ at odd p , the ratchet average velocity as a function of x_0 satisfies the relations

$$v(x_0) = -v\left(x_0 + \frac{L}{2}\right) = v(-x_0),$$

and, therefore, is a function of universal symmetry with respect to the difference in the coordinates of the locations of the symmetry axis or symmetry center of the function $w_{\pm}(x)$ and the symmetry center of the function $u(x)$. Thus, for fluctuations whose spatial dependence is described by either symmetric or antisymmetric function, the universal symmetry of the function $u(x)$ has led to the universal symmetry of the function $v(x_0)$ itself. From this, in particular, follows the absence of the ratchet effect when the distance between the symmetry axis or symmetry center of the function $w_{\pm}(x)$ and the symmetry center of the function $u(x)$ is a quarter of the period ($|x_0| = \frac{L}{4}$). For a symmetric function $w_+(x)$, this result is obvious, since under this condition, the potential

energy $U(x, t)$ becomes a symmetric function of x . For an antisymmetric function $w_-(x)$, the absence of the ratchet effect is a consequence of the universal symmetry of the function $\sigma(t)$.

Let us consider next a deformed symmetric stepwise potential of the universal symmetry type, characterised by the step height $2u$ and a curvature α (fig. 1). Its shape on the period L and nonzero Fourier components are given by the following formulas:

$$u(x) = \begin{cases} u + \frac{1}{2}\alpha x\left(x - \frac{L}{2}\right), & 0 \leq x \leq \frac{L}{2}, \\ -u + \frac{1}{2}\alpha(L-x)\left(x - \frac{L}{2}\right), & \frac{L}{2} \leq x \leq L, \end{cases} \quad (3)$$

$$u_{2l-1} = -\frac{4i}{k_{2l-1}L} \left[u - \frac{\alpha}{k_{2l-1}^2} \right].$$

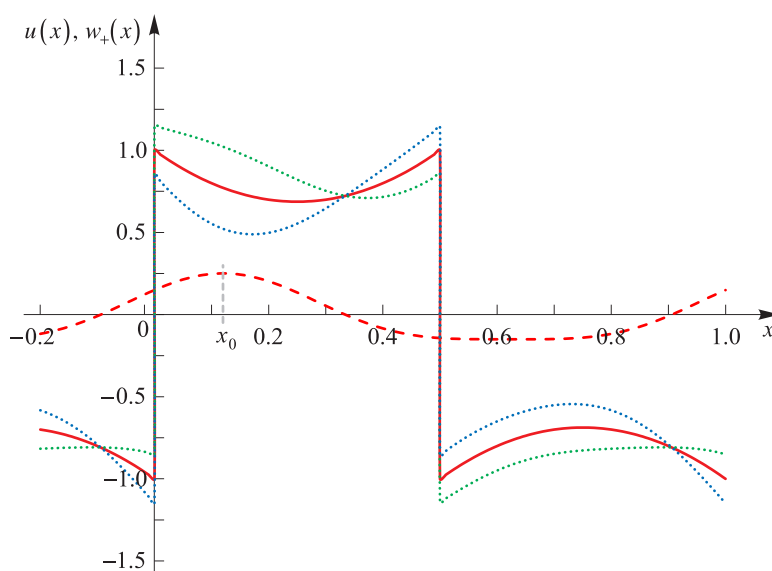


Fig. 1. Stationary contribution $u(x)$ of the universal symmetry type, represented by the deformed stepwise potential (3) (the solid line), fluctuating contribution described by the symmetric function $w_+(x)$ (the dashed line), and the total potential energy in two states of the dichotomous process (the dotted lines). Energy quantities are measured in units of u , lengths are measured in units of L

Substituting the Fourier components from (3) into the expression (2) leads to the result

$$v(x_0) = \frac{16}{L} D^2 \beta^3 u \sum_{l, l'=1}^{\infty} k_{2l} k_{2l'-1} \Psi(Dk_{2l}^2, Dk_{2l'-1}^2) \tilde{w}_{\pm, 2l} \tilde{w}_{\pm, 2l'-1} f_{\pm, 2l, 2l'-1}(x_0), \quad (4)$$

$$f_{\pm, q, q'}(x_0) = \frac{\alpha}{u} \left(\frac{\cos k_{q+q'} x_0}{k_{q+q'}^2} \mp \frac{\cos k_{q-q'} x_0}{k_{q-q'}^2} \right) - (\cos k_{q+q'} x_0 \mp \cos k_{q-q'} x_0),$$

from which a number of important and interesting conclusions follow. For symmetric function $w_+(x)$, at $x_0 = 0$, the ratchet effect is absent for a symmetric stepwise potential $u(x)$, but appears under the deformation of $u(x)$ that makes its curvature α nonzero. Unlike ordinary stopping points, passing through which is accompanied by the motion reversal, this stopping point $x_0 = 0$ corresponding to $\alpha = 0$ is characterised by the same sign of the velocity on both sides of it. For small nonzero x_0 and $\alpha \neq 0$,

$$f_{+, q, q'}(x_0) \approx 2k_q k_{q'} \left(x_0^2 - \frac{2\alpha}{u k_{q+q'}^2 k_{q-q'}^2} \right). \quad (5)$$

Therefore, when $\alpha < 0$, there are no stopping points near $x_0 = 0$, while for $\alpha > 0$, two closely located ordinary stopping points appear, the locations of which are determined by the zeros of the functions $f_{+, q, q'}(x_0)$.

Since the locations of these zeros depend on the summation indices, and the function (5) with particular q and q' is not the general multiplier for all terms in the sum, the zeros of the average velocity can become frequency dependent due to the presence of functions $\Psi(Dk_q^2, Dk_{q'}^2)$ in the expression (4).

For symmetric fluctuations described by the sum of two cosine waves

$$w(x) = w \left[\cos(2\pi(x - x_0)) + \frac{1}{4} \cos(4\pi(x - x_0)) \right], \quad (6)$$

the summation in (4) is limited to one term with $l = l' = 1$, so that the dependence $v(x_0)$ is determined by the function $f_{+,2,1}(x_0)$, which is depicted in fig. 2.

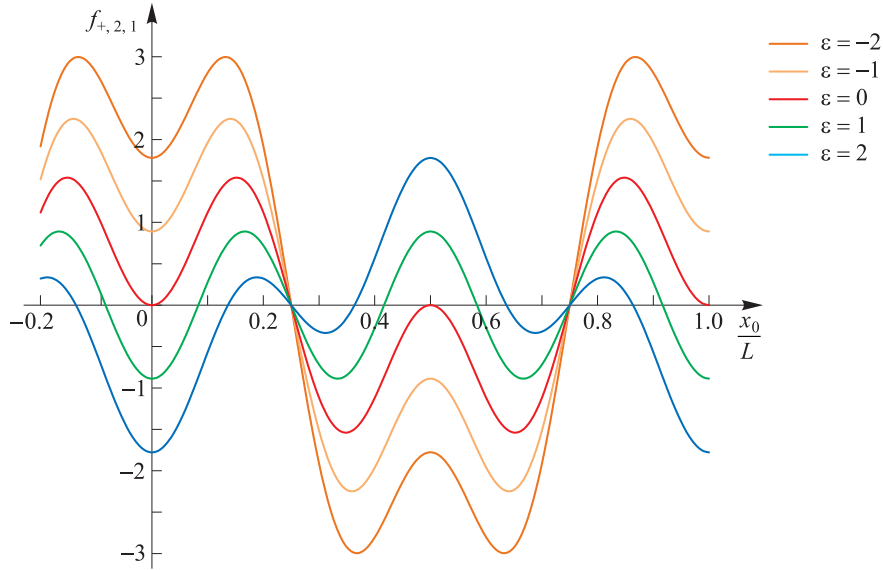


Fig. 2. Dependences of the dimensionless average velocity of the high-temperature ratchet (factor $f_{+,2,1}(x_0)$ in equation (4)) on the shift of the symmetry axes of $w_+(x)$ relative to the symmetry center of the deformed stepwise function $u(x)$ at different values of the deformation parameter $\varepsilon = \frac{\alpha L^2}{4\pi^2 u}$ (the values near the curves)

The symmetry axis and symmetry center of the function $f_{+,2,1}(x_0)$ pass through the points $x_0 = 0$ and $\frac{L}{4}$ respectively, so that this function indeed belongs to the universal symmetry type. For the negative curvature of the deformation of the stationary stepwise profile, the zeros of the function $f_{+,2,1}(x_0)$ coincide only with the symmetry axes of the function $u(x)$, whereas for the positive curvature, additional paired stopping points arise. In the next section, the effect of the reversal of the ratchet motion when the curvature of the stationary part $u(x)$ of the potential relief, undergoing symmetric dichotomous fluctuations in time, is reversed will be described in detail applying the adiabatic approximation.

Low-temperature approximation and temperature dependences

The adiabatic mode of motion implies the absence of heat exchange between the system and the environment¹. It can be implemented in two ways: by either slow or instantaneous change in the set of parameters that determine the shape of the spatially periodic potential. A ratchet with dichotomous switching the states with different potential profiles (pulsating ratchet) is called an adiabatically fast driven ratchet if the lifetime of each state is so long that the thermodynamic equilibrium has time to be established in them [33]. In terms of the fluctuation frequency, adiabatically fast ratchets are described by the low-frequency approximation.

According to famous Parrondo's lemma [7], the average velocity v of a Brownian particle, that resides in two cyclically switching long-lived states characterised by periodic potential reliefs $U(x, t) = u(x) + \sigma(t)w(x)$, $\sigma(t) = \pm 1$,

¹Landau L. D., Lifshitz E. M. Statistical physics. Part 1 / transl. from the Russ. by J. B. Sykes, M. J. Kearsley. 3rd ed., rev. and enl. Oxford : Pergamon Press, 1980. XVIII, 544 p. (Course of theoretical physics ; vol. 5).

is determined by the flux Φ through an arbitrary cross-section over a time interval equal to the period of the dichotomous process [33]:

$$v = \frac{L}{\tau} \Phi, \quad \Phi = \int_0^L dx [q_+(x) - q_-(x)] \int_0^x dy [\rho_+(y) - \rho_-(y)],$$

$$q_{\pm}(x) = \frac{\exp[u(x) \pm w(x)]}{\int_0^L dz \exp[u(z) \pm w(z)]}, \quad \rho_{\pm}(x) = \frac{\exp[-u(x) \mp w(x)]}{\int_0^L dz \exp[-u(z) \mp w(z)]} \quad (7)$$

(here and below, the energy characteristics are measured in units of thermal energy $k_B T$). While the high-temperature approximation allows one to obtain frequency dependences of the average velocity, the low-frequency approximation yields temperature dependences. The effect of motion reversal with the reversal of the curvature of the stationary contribution to the potential energy will be analysed for the function $u(x)$ of the form (3) and for symmetric fluctuations described by the sum of two cosine curves (6). Numerical integration of expressions (7) with the potential energy components of the form (3) and (6) leads to the dependences presented in fig. 3 and 4.

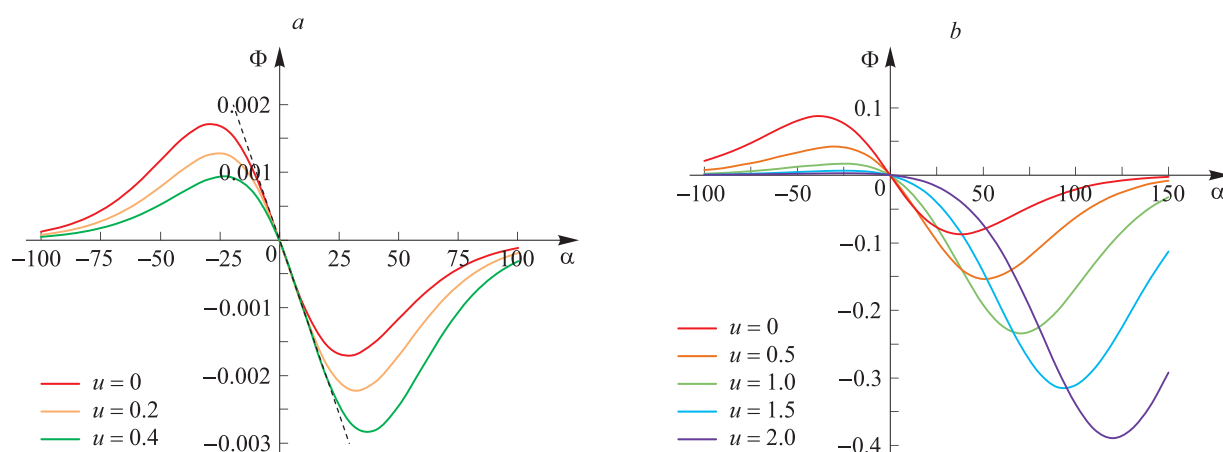


Fig. 3. Particle flux Φ through an arbitrary cross section per time equal to the period of the dichotomous process as a function of the curvature α of the deformed stepwise potential given by the formula (3) without a shift of the symmetry axis of $w_+(x)$ relative to the symmetry center of $u(x)$, $x_0 = 0$ (the energy characteristics are measured in units of thermal energy $k_B T$ and the lengths are measured in units of L): high-temperature motion mode, small fluctuations with $w = 0.3$ (the dashed line corresponds to the asymptotic behaviour given by equation (8)) (a); large-fluctuation motion mode with $w = 3$ (b)

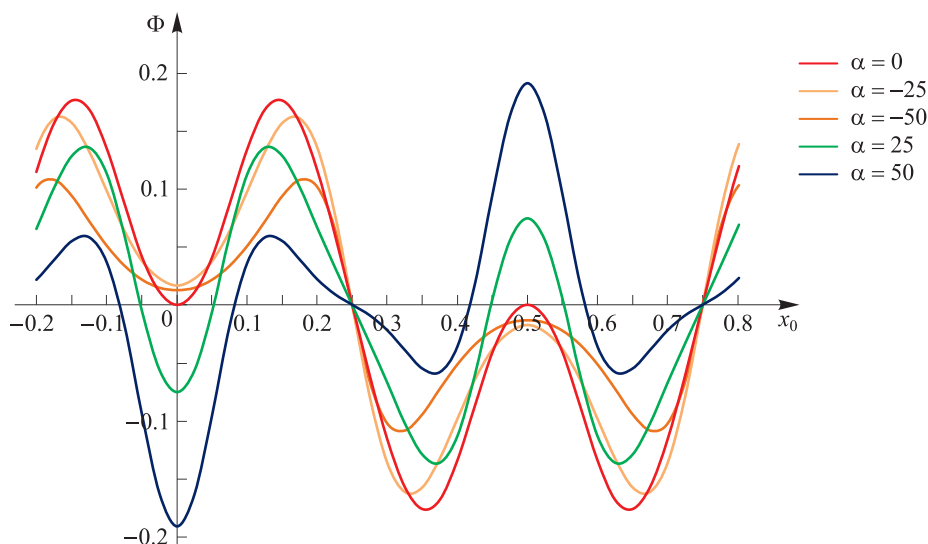


Fig. 4. Particle flux Φ through an arbitrary cross section per time equal to the period of the dichotomous process as a function of the shift x_0 of the symmetry axis of $w_+(x)$ relative to the symmetry center of $u(x)$ for $u = 1$, $w = 3$, and different values of the curvature α (the units of measurement are the same as in fig. 3)

For small values of the amplitudes of the functions $u(x)$ and $w(x)$ relative to the thermal energy $k_B T$ (high-temperature approximation), the flux (7) in the adiabatic motion mode becomes independent of the step height $2u$ at $x_0 = 0$:

$$\Phi \approx -\frac{1}{4\pi^2} \beta^3 w^2 \alpha L^2. \quad (8)$$

Due to this, for small curvature α , the family of functions $\Phi(\alpha)$ (7) with different values of parameter u coincides with the linear dependence (8) (see dashed line in fig. 3, *a*). If the amplitudes of function $w(x)$ are not small, the values of the flux become different with a change in amplitude u (see fig. 3, *b*). The sign of the function $\Phi(\alpha)$ reverses when the curvature α passes through zero, and the dependence $\Phi(\alpha)$ has a non-monotonic character and tends to zero as $\alpha \rightarrow \pm\infty$, since infinite potential barriers arise for these limits, which are insurmountable by the particle. With an increase in the step height or a decrease in temperature (parameter u), the positive values of the flux decrease, while the negative values increase in absolute value.

Figure 4 depicts a family of functions $\Phi(x_0)$ for different curvature α . All curves pass through zero values at $x_0 = \frac{1}{4}$ and $x_0 = \frac{3}{4}$, that correspond to the symmetry prohibition of the ratchet effect at the coincidence of the symmetry axes of the stationary and fluctuating parts of the potential energy. For a positive curvature ($\alpha > 0$) of the deformed stepwise function $u(x)$, four additional stopping points of the ratchet arise on the period of change of $\Phi(x_0)$, which degenerate into two points ($x_0 = 0$ and $x_0 = \frac{1}{2}$), when $\alpha = 0$, and which disappear for negative curvature ($\alpha < 0$). Thus, by means of reversing the curvature of the potential profile, one can control the appearance of additional stopping points. Comparison of the curves in fig. 4 shows that, as the temperature decreases (the curvature values increase in absolute value), the magnitude of the flux decreases for negative curvature and increases for positive curvature. Such an effect was absent for the high-temperature mode in fig. 2.

Discussion and conclusions

The ratchet effect, as the phenomenon of the emergence of a directed motion in nanosystems due to nonequilibrium fluctuations, is possible only in the presence of asymmetry, which can be caused by the asymmetry of either the stationary contribution to the potential energy or the fluctuation contribution, or by the relative shifts of the symmetry axes (centers) of these contributions. The latter possibility is preferable for optical lattices, periodic potential profiles created by strong electromagnetic fields in the optical range, since it is easier to create just symmetric lattices and then introduce asymmetry to the system by a phase shift between the stationary and fluctuating contributions. In this paper, we constructed a ratchet model controlled by such a phase shift. It differs from the known models of ratchet systems in that the stationary potential profile has the universal symmetry, and the fluctuating contribution is described by either symmetric or antisymmetric periodic functions. It turned out that, due to the universal symmetry of the stationary contribution, the dependence of the average velocity on the phase shift is also described by a periodic function of universal symmetry; the zeros of this function correspond to the ratchet stopping points, and the passage through these points ensures the motion reversal.

The average ratchet velocity depends on a set of parameters that characterise the stationary and fluctuating contributions to the potential energy, as well as on the fluctuation frequency and the ambient temperature. The time dependence of the fluctuations was taken into account through a symmetric dichotomous process, deterministic or stochastic. In the high-temperature motion mode, when the thermal energy exceeds the energy barriers of the potential relief, analytical expressions for the average velocity contain a factor that describes the time dependence of arbitrary fluctuations. Therefore, the analysis of the dependence of the obtained expression on the parameters of the potential profile is of the general nature.

The main result of the performed analysis is the additional stopping point found for the ratchet with the symmetric stepwise potential disturbed by the spatially symmetric fluctuations. A distinctive feature of this stopping point is the fact that the average velocity preserves its sign both to the left and to the right of it. Thus, the appearance of the positive curvature of the deformation of the stepwise potential shifts vertically the curve of the dependence of the average velocity on the phase shift, and this leads to the emergence of a pair of additional stopping points.

The optimal motion modes of the ratchet systems under consideration are those at which the greatest values of the average ratchet velocity can be achieved. One of such modes can be arranged at a large positive curvature of the deformation of the stepwise potential relief, when the symmetry axis of the fluctuating part of the potential energy coincides with the symmetry center of its stationary part. It is known that in various applications,

not only large values of average velocities of particle motion are important, but also the possibility of controlling the motion direction. This applies to the particle separation in solutions and ion pumps [34; 35] and controlling vortices in superconducting systems [36], atoms in dissipative optical lattices [30–32], electrons in organic semiconductors [37], and molecular rotors [38; 39]. The factors that determine the drift direction of Brownian particles under the action of nonequilibrium fluctuations are the asymmetry of the spatio-temporal dependence of their potential energy, the phase shift between the stationary and fluctuating components of the potential energy, temperature, fluctuation frequency, and particle mass [9]. It turned out that, along with these factors, the curvatures of the flat sections of stationary contributions to the potential relief of universal symmetry under symmetric spatio-temporal fluctuations is another tool for controlling the motion direction.

References

1. Parrondo JMR. Reversible ratchets as Brownian particles in an adiabatically changing periodic potential. *Physical Review E*. 1998;57(6):7297–7300. DOI: 10.1103/PhysRevE.57.7297.
2. Howard J. *Mechanics of motor proteins and the cytoskeleton*. Sunderland: Sinauer Associates; 2001. XVI, 367 p.
3. Reimann P. Brownian motors: noisy transport far from equilibrium. *Physics Reports*. 2002;361(2–4):57–265. DOI: 10.1016/S0370-1573(01)00081-3.
4. Hänggi P, Marchesoni F. Artificial Brownian motors: controlling transport on the nanoscale. *Reviews of Modern Physics*. 2009; 81(1):387–442. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.387.
5. Schadschneider A, Chowdhury D, Nishinari K. *Stochastic transport in complex systems: from molecules to vehicles*. Amsterdam: Elsevier; 2011. XX, 557 p. DOI: 10.1016/C2009-0-16900-3.
6. Bressloff PC, Newby JM. Stochastic models of intracellular transport *Reviews of Modern Physics*. 2013;85(1):135–196. DOI: 10.1103/RevModPhys.85.135.
7. Cubero D, Renzoni F. *Brownian ratchets: from statistical physics to bio- and nano-motors*. Cambridge: Cambridge University Press; 2016. XII, 186 p. DOI: 10.1017/CBO9781107478206.
8. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Trakhtenberg LI. Green's function method in the theory of Brownian motors. *Physics – Uspekhi*. 2019;62(5):496–509. DOI: 10.3367/UFNe.2018.04.038347.
9. Gulyaev YuV, Bugaev AS, Rozenbaum VM, Trakhtenberg LI. Nanotransport controlled by means of the ratchet effect. *Physics – Uspekhi*. 2020;63(4):311–326. DOI: 10.3367/UFNe.2019.05.038570.
10. Reimann P. Supersymmetric ratchets. *Physical Review Letters*. 2001;86(22):4992–4995. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.4992.
11. Denisov S, Flach S, Hänggi P. Tunable transport with broken space – time symmetries. *Physics Reports*. 2014;538(3):77–120. DOI: 10.1016/j.physrep.2014.01.003.
12. Cubero D, Renzoni F. Hidden symmetries, instabilities, and current suppression in Brownian ratchets. *Physical Review Letters*. 2016;116(1):010602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.010602.
13. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Teranishi Y, Trakhtenberg LI. Symmetry of pulsating ratchets. *JETP Letters*. 2018;107(8): 506–511. DOI: 10.1134/S0021364018080039.
14. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Teranishi Y, Trakhtenberg LI. Symmetry of deterministic ratchets. *Physical Review E*. 2019; 100(2):022115. DOI: 10.1103/PhysRevE.100.022115.
15. Rozenbaum VM. High-temperature Brownian motors: deterministic and stochastic fluctuations of a periodic potential. *JETP Letters*. 2008;88(5):342–346. DOI: 10.1134/S0021364008170128.
16. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Teranishi Y, Trakhtenberg LI. High-temperature ratchets driven by deterministic and stochastic fluctuations. *Physical Review E*. 2019;99(1):012103. DOI: 10.1103/PhysRevE.99.012103.
17. Astumian RD, Bier M. Fluctuation driven ratchets: molecular motors. *Physical Review Letters*. 1994;72(11):1766–1769. DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.1766.
18. Rozenbaum VM. Mechanism for the appearance of a high-efficiency Brownian motor with fluctuating potential. *JETP Letters*. 2004;79(8):388–391. DOI: 10.1134/1.1772438.
19. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Trakhtenberg LI. Adiabatic ratchet effect in systems with discrete variables. *JETP Letters*. 2020;112(5):316–322. DOI: 10.1134/s0021364020170075.
20. Reimann P, Grifoni M, Hänggi P. Quantum ratchets. *Physical Review Letters*. 1997;79(1):10–13. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.10.
21. Shapochkina IV, Rozenbaum VM, Trusevich NG, Trakhtenberg LI. Force-dependent fluxes of adiabatic classical and quantum rocking ratchets. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2022;25(4):349–358. DOI: 10.33581/1561-4085-2022-25-4-349-358.
22. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Teranishi Y, Witek HA, Trakhtenberg LI. Force-dependent motion reversal in quantum rocking ratchets. *Journal of the Chinese Chemical Society*. 2023;70(3):421–431. DOI: 10.1002/jccs.202200510.
23. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Trakhtenberg LI. Tunneling mechanism for changing the motion direction of a pulsating ratchet. Temperature effect. *JETP Letters*. 2023;118(5):369–375. DOI: 10.1134/S002136402360235X.
24. Astumian RD. Thermodynamics and kinetics of a Brownian motor. *Science*. 1997;276(5314):917–922. DOI: 10.1126/science.276.5314.917.
25. Astumian RD, Hänggi P. Brownian motors. *Physics Today*. 2002;55(11):33–39. DOI: 10.1063/1.1535005.
26. Rozenbaum VM, Shapochkina IV, Korochkova TE. Adiabatic Brownian ratchets with the inclusion of inertia. *JETP Letters*. 2014;98(9):568–572. DOI: 10.1134/S0021364013220086.
27. Rozenbaum VM, Makhnovskii YuA, Shapochkina IV, Sheu S-Y, Yang D-Y, Lin SH. Inertial effects in adiabatically driven flashing ratchets. *Physical Review E*. 2014;89(5):052131. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.052131.
28. Shapochkina IV, Savina ND, Rozenbaum VM, Korochkova TE. Symmetry properties of a Brownian motor with a sawtooth potential perturbed by harmonic fluctuations. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2021;1:41–49. Russian. DOI: 10.33581/2520-2243-2021-1-41-49.
29. Shapochkina IV, Savina ND, Zaytseva EM, Rozenbaum VM, Ikim MI, Bugaev AS. Adiabatic Brownian motor with a stepwise potential perturbed by a dichotomous harmonic signal. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2021;2:71–80. Russian. DOI: 10.33581/2520-2243-2021-2-71-80.

30. Renzoni F. Ratchets from the cold: Brownian motors with cold atoms in optical lattices. *Europhysics News*. 2012;43(1):26–30. DOI: 10.1051/epn/2012105.
31. Arzola AV, Villasante-Barahona M, Volke-Sepúlveda K, Jákl P, Zemánek P. Omnidirectional transport in fully reconfigurable two dimensional optical ratchets. *Physical Review Letters*. 2017;118(13):138002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.138002.
32. Grynberg G, Robilliard C. Cold atoms in dissipative optical lattices. *Physics Reports*. 2001;355(5–6):335–451. DOI: 10.1016/S0370-1573(01)00017-5.
33. Rozenbaum VM, Makhnovskii YuA, Shapochkina IV, Sheu S-Y, Yang D-Y, Lin SH. Adiabatically slow and adiabatically fast driven ratchets. *Physical Review E*. 2012;85(4):041116. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.041116.
34. Gorre-Talini L, Spatz JP, Silberzan P. Dielectrophoretic ratchets. *Chaos*. 1998;8(3):650–656. DOI: 10.1063/1.166347.
35. Herman A, Ager JW, Ardo S, Segev G. Ratchet-based ion pumps for selective ion separations. *PRX Energy*. 2023;2(2):023001. DOI: 10.1103/PRXEnergy.2.023001.
36. de Souza Silva CC, Van de Vondel J, Morelle M, Moshchalkov VV. Controlled multiple reversals of a ratchet effect. *Nature*. 2006;440(7084):651–654. DOI: 10.1038/nature04595.
37. Kedem O, Lau B, Ratner MA, Weiss EA. Light-responsive organic flashing electron ratchet. *PNAS*. 2017;114(33):8698–8703. DOI: 10.1073/pnas.1705973114.
38. Michl J, Sykes ECH. Molecular rotors and motors: recent advances and future challenges. *ACS Nano*. 2009;3(5):1042–1048. DOI: 10.1021/nn900411n.
39. Shapochkina IV, Rozenbaum VM. Rotational ratchet controlled by dichotomous changes in applied field orientations. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2024;3:62–73. EDN: EYNLGO.

Received 14.03.2025 / revised 25.03.2025 / accepted 26.03.2025.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

<i>Баранова В. С., Спиридонов А. А., Козлов В. Л., Ушаков Д. В., Саечников В. А.</i> Метод определения высоты неизвестного космического объекта для оценки величины наклонной дальности в задачах вычисления орбит по угловым оптическим измерениям	4
<i>Шарина С. Г., Краков М. С.</i> Влияние геометрии полюсного наконечника на срок службы стояночного магнитожидкостного уплотнения.....	19

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

<i>Ксенофонов М. А., Поляков А. В.</i> Квазираспределенный волоконно-оптический датчик для высоковольтных измерений.....	31
<i>Слюсаренко С. С., Мельникова Е. А., Кабанова О. С., Рушинова И. И., Толстик А. Л.</i> Ориентационное управление распространением света в жидкокристаллических волноводах.....	41

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

<i>Шершнев Е. Б.</i> Использование природных и синтетических алмазов при проектировании изделий электронной техники	49
---	----

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Углов В. В., Кулешов А. К., Русальский Д. П.</i> Структура и электрические свойства гетероэпитаксиальных пленок InSb после воздействия протонов с энергией 1,5 МэВ.....	60
<i>Пилипенко В. А., Ковальчук Н. С., Соловьёв Я. А., Шестовский Д. В., Анищик В. М., Понарядов В. В.</i> Механизм нитридации слоев диоксида кремния при импульсной фотонной обработке в азотной атмосфере.....	68

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

<i>Громов И. Н., Демиденко М. И., Ксенович В. К., Самарина М. А., Вольнец Н. И., Максименко С. А.</i> Перспективы научных исследований и образования в области физики углеродных наноматериалов в Белорусском государственном университете.....	74
---	----

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

<i>Розенбаум В. М., Рудаковский А. Г., Шапочкина И. В.</i> Обращение направления движения броуновского рэтчета, наведенное обращением кривизны рэтчет-потенциала.....	85
---	----

CONTENTS

RESEARCH INSTRUMENTS AND METHODS

<i>Baranova V. S., Spiridonov A. A., Kozlov V. L., Ushakov D. V., Saetchnikov V. A.</i> Method for determining the altitude of an unknown space object to estimate the slant range in problems of orbit calculation from angular optical measurements.....	4
<i>Sharyna S. G., Krakov M. S.</i> The influence of pole piece geometry on the lifespan of the stationary magnetic fluid seal.....	19

OPTICS AND SPECTROSCOPY

<i>Ksenofontov M. A., Polyakov A. V.</i> Quasi-distributed fibre-optic sensor for high-voltage measurements.....	31
<i>Slussarenko S. S., Melnikova E. A., Kabanova O. S., Rushnova I. I., Tolstik A. L.</i> Orientation control of light propagation in liquid crystal waveguides.....	41

LASER PHYSICS

<i>Shershnev E. B.</i> Use of natural and synthetic diamonds in the design of electronic equipment products...	49
--	----

CONDENSED STATE PHYSICS

<i>Uglov V. V., Kuleshov A. K., Rusalsky D. P.</i> Structure and electrical properties of InSb heteroepitaxial films after exposure to protons with energy of 1.5 MeV.....	60
<i>Pilipenka U. A., Kovalchuk N. S., Solovjov J. A., Shestovsky D. V., Anishchik V. M., Ponariadov V. V.</i> Mechanism of nitridisation of silicon dioxide layers during pulsed photon treatment in a nitrogen ambient.....	68

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

<i>Gromov I. N., Demidenko M. I., Ksenevich V. K., Samarina M. A., Valynets N. I., Maksimenko S. A.</i> Prospects of scientific research and education in the field of physics of carbon nanomaterials in Belarusian State University.....	74
--	----

THEORETICAL PHYSICS

<i>Rozenbaum V. M., Rudakouski A. G., Shapochkina I. V.</i> Reversal of the motion direction of a Brownian ratchet induced by the curvature reversal of the ratchet potential.....	85
--	----

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.
№ 2. 2025**

Учредитель:
Белорусский государственный университет

Юридический адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск, Республика Беларусь.

Почтовый адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск, Республика Беларусь.

Тел. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.

E-mail: jphys@bsu.by

URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

«Журнал Белорусского государственного
университета. Физика» издается с января 1969 г.
До 2017 г. выходил под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»
(ISSN 1561-834X).

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

Подписано в печать 30.05.2025.
Тираж 25 экз.

© БГУ, 2025

**Journal
of the Belarusian State University. Physics.
No. 2. 2025**

Founder:
Belarusian State University

Registered address: 4 Niezaliezhnasci Ave.,
Minsk 220030, Republic of Belarus.

Correspondence address: 4 Niezaliezhnasci Ave.,
Minsk 220030, Republic of Belarus.

Tel. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.

E-mail: jphys@bsu.by

URL: <https://journals.bsu.by/index.php/physics>

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

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

Signed print 30.05.2025.
Edition 25 copies.

© BSU, 2025