## ТЕХНОЛОГІЯ ТА КОНСТРУЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОННІЙ АПАРАТУРІ



XXVI Міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»

> "Modern information and electronic technologies" XXVI International Scientific-Practical Conference

> > 27—28 травня 2025 року Україна, м Одеса

#### ТЕМАТИЧНІ НАПРЯМКИ КОНФЕРЕНЦІЇ

- Інформаційні технології та захист інформації в електроніці та телекомунікації
- Радіотехнічні, телекомунікаційні та телевізійні системи
- Проєктування, конструювання, виробництво та контроль електронних засобів
- Функціональна електроніка, Мікро- та нанотехнології
- Біомедична інженерія

Більше про конференцію www.old.tkea.com.ua/siet/inf.html e-mail <tkea.journal@gmail.com> тел. +38 099 444 63 52

# 3-4 2024 ЛИПЕНЬ — ГРУДЕНЬ

### НАУКОВО-ВИРОБНИЧИЙ ЖУРНАЛ «ТЕХНОЛОГІЯ ТА КОНСТРУЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОННІЙ АПАРАТУРІ»

ISSN 2225-5818 (Print) ISSN 2309-9992 (Online)

Виходить один раз в 3 місяці

#### головний редактор

К. т. н. О. Ф. Бондаренко (КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, Україна)

#### РЕДАКЦІЙНА РАДА

Акад. НАНУ, д. ф.-м. н. О. Є. Беляев (м. Київ, Україна) Д. т. н. М. М. Ваків (м. Львів, Україна) Д. т. н. Г. О. Оборський (м. Одеса, Україна) К. т. н. В. М. Чміль (м. Київ, Україна) О. А. Тихонова (м. Одеса, Україна)

#### РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

| Д. т. н. С. Г. Антощук (м. Одеса, Україна)     | D. Eng. D. Morales (Granada, Spain)            |
|--|--|
| Д. т. н. А. П. Бондарев (м. Львів, Україна)    | Д. т. н. І. Ш. Невлюдов (м. Харків, Україна)   |
| Prof. I. Vajda (Budapest, Hungary)             | Dr. Sc. D. Nika (Chisinau, Moldova)            |
| Prof. D. Vinnikov (Tallinn, Estonia)           | Д. т. н. Ю. Є. Ніколаєнко (м. Київ, Україна)   |
| Prof. I. Galkin (Riga, Latvia)                 | Prof. V. Pires (Setúbal, Portugal)             |
| К. т. н. Е. М. Глушеченко (м. Київ, Україна),  | Д. фм. н. С. В. Плаксін (м. Дніпро, Україна)   |
| заст. головного редактора                      | К. т. н. В. М. Прокопець (м. Київ, Україна)    |
| Dr. D. Guilbert (Lorraine, France)             | D. Eng. N. Rodriguez (Granada, Spain)          |
| Prof. K. Dhoska (Tirana, Albania)              | Prof. E. Romero-Cadaval (Badajoz, Spain)       |
| Д. т. н. А. О. Дружинін (м. Львів, Україна)    | К. фм. н. О. В. Рибка (м. Харків, Україна)     |
| Д. т. н. А. А. Єфіменко (м. Одеса, Україна),   | К. т. н. А. В. Садченко (м. Одеса, Україна)    |
| заст. головного редактора                      | К. т. н. П. С. Сафронов (м. Київ, Україна)     |
| Д. фм. н. Д. В. Корбутяк (м. Київ, Україна)    | Д. т. н. В. С. Ситніков (м. Одеса, Україна)    |
| Д. т. н. С. І. Круковський (м. Львів, Україна) | К. т. н. С. А. Степенко (м. Чернігів, Україна) |
| Члкор. НАНУ, д. фм. н. В. С. Лисенко (м. Київ, | Д. х. н. В. М. Томашик (м. Київ, Україна)      |
| Україна)                                       | К. т. н. В. Є. Трофімов (м. Одеса, Україна)    |
| Prof. J. Martins (Caparica, Portugal)          | К. т. н. О. В. Троянський (м. Одеса, Україна)  |
|  |  |

#### В редакції можна оформити передплату на журнал або придбати будь-який номер

#### Контактна інформація

Україна, 65044, Пр.-т Шевченка, б. 21в, к. 52, Одеса, 65015; tkea.journal@gmail.com, www.old.tkea.com.ua, +38 099 444 63 52.

#### Редакція

О. А. Тихонова, А. А. Єфіменко, О. О. Алексеева, М. Г. Глава, Н. М. Колганова, Є. І. Корецька



Журнал включено до Переліку наукових фахових видань України у галузях «Технічні науки», «Фізико-математичні науки» (категорія «Б») за спеціальностями 105, 123, 132, 141, 151, 152, 163, 171, 172

| Входить до міжнародної довідкової     |
|---------------------------------------|
| системи з періодичних                 |
| та продовжуваних видань Ulrich's      |
| Periodicals Directory (CIIIA),        |
| міжнародної системи бібліографічних   |
| посилань CrossRef, бази даних DOAJ,   |
| Open Ukrainian Citation Index (OUCI), |
| Google Scholar;                       |
| реферується в УРЖ «Джерело»           |
|                                       |

Номер вийшов за підтримки Національного університету «Одеська політехніка», НВП «Сатурн», НВП «Електрон-Карат»

Схвалено до друку Вченою радою Національного університету «Одеська політехніка» (Протокол № 4 від 26.11 2024 р.) Відп. за випуск: О. А. Тихонова

#### СПІВЗАСНОВНИКИ

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України; Науково-виробниче підприємство «Сатурн»; Національний університет «Одеська політехніка»;

Видавництво «Політехперіодика»

Ідентифікатор медіа R30-03458 Рішення Національної ради України з питань телебачення і радіомовлення № 896 від 21.03.2024 р.





#### Рік видання 48-й

#### **3MICT**

#### Електронні засоби: дослідження, розробки

| Стан та перспективи розвитку сенсорів Холла для електро- |   |
|--|---|
| нних приладів. Сергійчук В., Олійник О., Бойкиня А       | 3 |

#### Сенсоелектроніка

| Дослідження можливості використання матеріалів на основі |    |
|--|----|
| CdTeSe для детекторів іонізуючих випромінювань. Кондрик  |    |
| <i>O. I.</i>   | 15 |

#### Енергетична електроніка

#### Забезпечення теплових режимів

#### Біомедична електроніка

Вплив поверхневого ефекту на опір електродів електрохірургічних інструментів. *Дубко А. Г., Романенко О. В.* ...... 42

| Визначення параметрів біологічної тканини для задач мо- |    |
|---|----|
| делювання в електрохірургії. Дзюба Є. Д., Бондаренко    | 17 |
| Ο. Φ.   | 4/ |

| ецензенти номера 52 |
|---------------------|
|---------------------|

#### SCIENTIFIC-PRACTICAL JOURNAL

2024 № 3-4

Publication year 48th

### TECHNOLOGY AND DESIGN IN ELECTRONIC EQUIPMENT

#### CONTENTS

#### Electronic devices: research, development

| State of the art and outlook for development of Hall effect |  |
|---|--|
| sensors for electronic devices. Sergiichuk V., Oliinyk O.,  |  |
| Boikynia A.   |  |

#### Sensors

| Investigating the possibility of using CdTeSe-based materials |    |
|---|----|
| for ionizing radiation detectors. Kondrik O. I                | 15 |

#### **Power electronics**

#### Thermal management

#### **Biomedical electronics**

| Influence of surface effect on the resistance of electrodes of electrosur- |    |
|--|----|
| gical instruments. Dubko A. H., Romanenko O. V                             | 42 |

| Reviewers |  | 52 |
|-----------|--|----|
|-----------|--|----|

The journal is included in the category «Б» of the List of scientific specialized publications of Ukraine in the fields of Technical Sciences and Physical and Mathematical Sciences by the following specialties: 105, 123, 132, 141, 151, 152, 163, 171, 172

3

The journal is referenced in the International reference system «Ulrich's Periodicals Directory» (USA), CrossRef bibliographic references system, DOAJ database, Open Ukrainian Citation Index (OUCI) citation database, Google Scholar.

The issue was released with the support of Odesa Polytechnic National University, SPE «Saturn», SRC «Elektron-Carat»

Approved for publication by Odesa Polytechnic National University Academic Council (Summary Records N 4, 26.11 2024)

> Editor in charge of the issue: Olena Tykhonova

#### FOUNDERS:

V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine (Kyiv); Scientific production enterprise «Saturn» (Kyiv);

Odesa Polytechnic National University; Publishing house «Politehperiodika» (Odesa)

Media ID R30-03458 Resolution of the National Service of Ukraine regarding TV and radio supply No. 896 dated 03.21.2024

UDC 681.586.728

#### V. SERGIICHUK, PhD O. OLIINYK, A. BOIKYNIA

Ukraine, Kyiv, National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute» E-mail: ostap.oliinyk@gmail.com

### STATE OF THE ART AND OUTLOOK FOR DEVELOPMENT OF HALL EFFECT SENSORS FOR ELECTRONIC DEVICES

The fast development of solid electronics is contingent on the fast development of sensor electronics, including Hall sensors for different applications. The objective of this paper is to review classical and modern approaches to designing Hall sensors from bulk structure to quantum dimensions. Practical applications, advantages and disadvantages of Hall sensors are presented. In order to establish a theoretical basis for the development of Hall sensors, the study presents an overview of the mathematical models for Hall effects in semiconductor materials. Based on the analysis of the presented mathematical models, the authors offer recommendations for selecting the optimal material for Hall sensors with the highest sensitivity. This paper concludes with the discussion of future prospects for the development of sensors based on the Hall effect.

Keywords: Hall sensors, Hall effect, semiconductor materials for Hall sensors.

The Hall effect plays a key role in the development of modern electronic and sensor technologies. This physical phenomenon, which involves the emergence of an electric voltage perpendicular to the direction of current and magnetic field in a conductor, has a wide range of applications from macroscopic systems to quantum nanodevices. Due to its ability to provide highly accurate measurements of magnetic fields and changes in material conductivity, the Hall effect is used in many fields of science and technology, including the creation of sensors, magnetic data storage devices, identification systems, and in the study of fundamental physical phenomena at the micro- and nano-levels.

The relevance of researching the application of the Hall effect in various devices is driven by the need for further technological advancements to enhance the accuracy, sensitivity, and energy efficiency of electronic systems. In the context of rapidly increasing computational power and the miniaturization of electronic components, studying this effect on macro-, micro-, nano-, and quantum scales is crucial for developing innovative solutions in modern technologies.

The aim of this work is to review and summarize current achievements and mathematical models applied to the Hall effect in sensor devices for various scales: from bulk to macroscopic and quantum, as well as to identify promising semiconductor materials and Hall sensor designs.

#### Hall Effects — History and Development

The ordinary Hall effect (**OHE**), discovered by Edwin Hall in 1879, is one of the fundamental phenomena in the physics of semiconductors and magnetism. This effect occurs when an electric current flows through a conductor (or semiconductor) in the presence of a perpendicular magnetic field. As a result, a transverse voltage, known as the Hall voltage, is created, which is perpendicular to both the direction of the current and the magnetic field [1].

When current passes through a conductor, free charge carriers (electrons or holes) move in the direction of the electric field. In the presence of a magnetic field, these charge carriers are deflected by the Lorentz force, leading to the accumulation of charges on one side of the conductor. This accumulation creates an additional electric field that opposes the Lorentz force. In equilibrium, the Hall voltage that develops across the conductor is proportional to the current, the magnetic field, and the nature of the charge carriers [2].

The anomalous Hall effect (**AHE**) differs from the ordinary Hall effect in that it arises not only due to the action of the magnetic field on the charge carriers in the conductor but also due to the internal structure of the material, particularly the spin of the electrons. This phenomenon depends on the spin polarization of the electrons and can be significantly stronger than the OHE in materials with a high degree of spin polarization [3].

The anomalous Hall effect was first observed in the 1880s by Edwin Herbert Hall, but its "anomalous" aspects became the subject of detailed study much later when physicists began to understand the role of quantum properties of materials, particularly electron spin. The modern understanding of the anomalous Hall effect is closely tied to the development of quantum mechanics and solid-state physics in the 20th century [4].

The aforementioned Hall effects were discovered and applied at the macro level, while other Hall effects were identified at the micro level many years later. Among these is the planar Hall effect (**PHE**), discovered in

the 1960s. This variation of the traditional Hall effect is observed in thin films or two-dimensional materials when a magnetic field is applied parallel to the plane of the sample, rather than perpendicular as in the classical Hall effect. This phenomenon reveals the dependence of the electric field intensity on the direction of the magnetic field within the plane of the sample, unlike the usual Hall effect where the field intensity depends on the perpendicular magnetic field [5].

The planar Hall effect is closely related to the phenomenon of anisotropic magnetoresistance, where the material's resistance changes depending on the angle between the magnetic field direction and the electric current direction. In many cases, the PHE can be enhanced or modulated through spin-dependent interactions in the material, making it significant for research in the field of spintronics [6].

Theoretically, the PHE can be explained by the dependence of charge carrier mobility on the magnetic field and the anisotropy of scattering in the material. These effects influence the distribution of charge carriers in the sample and induce a transverse field intensity similar to the classical Hall effect but with an additional dependence on the orientation of the magnetic field [7, 8].

In 1971, the foundations for the spin Hall effect (SHE) were laid. This quantum-mechanical phenomenon enables the generation of spin current in semiconductors and other materials without the use of external magnetic fields. Much later, in 2004, with the development of highly sensitive methods for measuring spin currents, the effect was confirmed experimentally. The SHE arises due to spin-orbit interaction in the material. When an electric current flows through the material, electrons with different spin orientations are deflected in opposite directions due to the interaction of their spins with the internal electric field of the crystal lattice. This deflection creates a redistribution of spins, leading to the emergence of a spin current perpendicular to the primary electric current [9].

There are two main types of the SHE: intrinsic and extrinsic. The intrinsic SHE arises directly from spinorbit interaction in the crystal lattice of the material. The efficiency of this process depends on the symmetry of the crystal and the electronic structure of the material. The extrinsic SHE is caused by the scattering of electrons on defects, impurity atoms, or interfaces. This effect depends on the interaction between the spins of the electrons and the atoms on which they scatter [10].

Later, in 1980, the integer quantum Hall effect (**IQHE**) was discovered — a quantum mechanical phenomenon observed in two-dimensional electron systems at low temperatures and under the influence of a strong magnetic field. IQHE is characterized by the quantization of transverse (Hall) resistance and zero

longitudinal resistance. The effect was first observed by Klaus von Klitzing during experiments that demonstrated the quantization of Hall resistance with extraordinary precision, allowing IQHE to be used as a standard for measuring electrical resistance. The theoretical explanation of IQHE is based on the concept of Landau levels and quantum mechanics. In a strong magnetic field, electron orbits are quantized, forming Landau levels. Electrons fill these levels, and the Hall resistance becomes quantized [11, 12].

In 1982, the fractional quantum Hall effect (FQHE) was discovered — one of the most remarkable phenomena in condensed matter physics, observed in twodimensional electron systems at very low temperatures and under strong magnetic fields. Discovered by Daniel Tsui and Horst Störmer, this phenomenon demonstrates the quantization of Hall resistance not only at integer values, as in the IQHE, but also at fractional values.

Unlike IQHE, which can be directly explained through independent electrons, FQHE arises due to strong correlations between electrons, forming complex manybody states. FQHE was first observed in experiments with two-dimensional electron gases in heterostructures based on gallium arsenide (GaAs) [13]. The discovery was made during the study of the integer quantum Hall effect when it was noticed that Hall resistance plateaus occurred at fractional fillings of Landau levels [14].

Although direct practical applications of the FQHE have not yet been found, research into this phenomenon deepens our understanding of quantum mechanics, quantum electrodynamics, and the potential for creating quantum computers based on qubits that utilize states characteristic of the FQHE.

The inverse spin Hall effect (**ISHE**) was first theoretically predicted in 1971. However, experimental confirmation of the ISHE was obtained much later, in 2006, by the group led by Eiji Saitoh in Japan [15].

The ISHE is a fundamental phenomenon in spintronics, which allows the conversion of spin current back into charge current. This phenomenon is the reverse of the SHE, where an electrical current through spin-orbit interaction generates a spin current, separating electrons with different spin orientations to opposite edges of the sample [16, 17].

ISHE is crucial for the development of spintronics because it enables the electrical detection of spin currents without using ferromagnetic materials. This can be utilized in various devices such as spin transistors, spin logic devices, and sensors. Moreover, ISHE plays a key role in studying spin phenomena and developing new technologies for controlling spin states at the microscopic level. ISHE has been investigated in a variety of materials, including semiconductors, metals, and insulators. Recent research focuses on finding materials with a high spin

Hall angle to enhance conversion efficiency and develop high-performance spintronic devices [18, 19].

The quantum spin Hall effect (**QSHE**) is one of the key phenomena in modern condensed matter physics. QSHE is observed in so-called topological insulators — materials that behave as insulators in their bulk but have conductive edge states where electrons can move without energy loss. Electrons moving along different edges of the sample have opposite spin polarizations, allowing for the creation of spin currents without the use of external magnetic fields. QSHE can be viewed as a variant of the quantum Hall effect, but without the need for an external magnetic field [20].

The QSHE was theoretically predicted in 2005 by physicists Charles Kane and Eugene Mele, who developed a model describing this phenomenon in graphene. The first experimental observation of QSHE was made in 2007 in mercury telluride (HgTe) based heterostructures [21].

Theoretically, QSHE is explained by the presence of unusual topology in the electronic bands of the material, leading to the formation of edge states that are topologically protected. These edge states cannot be localized or scattered by ordinary defects or inhomogeneities in the material, making them ideal for dissipationless electron transport [22].

The Bernevig-Hughes-Zhang model is one of the main theoretical models describing QSHE. It was developed for a system based on HgTe/CdTe quantum wells and shows how quantum wells with band inversion can lead to the emergence of edge states exhibiting QSHE [23].

The quantum anomalous Hall effect (**QAHE**) combines the QHE and the AHE without the need for an external magnetic field. The QAHE is characterized by a quantized value of the transverse electrical resistance in the absolute absence of an external magnetic field, resulting from internal magnetic orientation and strong spin-orbit interaction in the material. The first theoretical prediction of the QAHE was made in the 1980s, but

experimental observation was achieved only in 2013 in systems based on thin films of Cr-doped  $(Bi,Sb)_2Te_3$ , which are topological insulators [24].

The valley Hall effect (VHE) is a phenomenon in solid-state physics that occurs in two-dimensional materials with hexagonal symmetry, such as graphene and transition metal dichalcogenides (TMDCs). The VHE is characterized by the separation of charge carriers belonging to different valleys of the energy spectrum along opposite edges of the sample under the influence of an electric field, without the application of an external magnetic field. The VHE was theoretically predicted and later experimentally observed in various two-dimensional materials. One of the first materials where the VHE was observed was graphene, followed by similar effects being found in TMDCs such as MoS<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub>, and others [25].

The photo-induced Hall effect (**PIHE**) is a phenomenon where optical illumination of a material leads to the emergence or modification of the Hall effect. This phenomenon demonstrates how light can influence the electronic properties of materials, particularly their ability to conduct electric current in the presence of a magnetic field [26].

Under the influence of light, charge carriers (electrons and holes) can be generated in the material, altering the distribution of electrons across energy levels and affecting electronic conductivity. Optical radiation can change the characteristics of the Hall effect in a material, such as increasing or decreasing the Hall resistance [27] or even affecting the magnetic properties of the material [28]. PIHE offers the possibility to control the electronic properties of materials directly through radiation, which can be used in optoelectronics and quantum computing. PIHE has been investigated in various materials, including semiconductors [29], films [30], perovskites [31], and two-dimensional materials [32].

**Fig. 1** shows the timeline of the discovery of Hall effects and **Fig. 2** demonstrates the basic principles of Hall effects including power sources, magnetic inductance and Hall voltages.







#### **Integration of Hall Effects**

Examining the application of Hall effects at macro-, micro-, and nanoscale levels reveals the growing interest researchers have in this field. Over the past seven decades, various Hall effect-based devices have been extensively studied. In addition to classical textbooks published several decades ago [33], which predominantly focus on the ordinary Hall effect, books and articles dedicated to quantum Hall effects - QHE [34-36] and QSHE [37] — have emerged in the early twenty-first century.

Following the attempts to incorporate the Hall effect into devices and circuits, several structured books [38, 39], industrial handbooks [40], and review articles [41, 42] have been published. In the 1990s and early 21st century, partial reviews in specific areas, such as the application of giant magnetoresistance in electrical current measurement [43], were conducted. However, those reviews were limited in scope, and the described devices are now outdated and have been replaced by digital solutions. Therefore, a modern review covering all areas is timely and relevant.

Evidence from previous publications indicates the utility of Hall effects in various applications. Among macro devices, one can find insulators, converters, circulators, phase detectors, and magnetometers. Several decades ago, Honeywell, a leader in the sensor industry, introduced specialized measuring devices [40]. These devices included Hall effect-based sensors for measuring flow velocity, current, temperature, pressure, speed, angle, revolutions per minute, position, and more. Applications include sensors for office machines, magnetic card readers, brushless DC motor sensors, piston position detectors, and others (Fig. 3).

#### **Advantages and Disadvantages of Hall Sensors**

Hall sensors are widely used in various industrial applications due to their ability to measure magnetic fields without direct contact. Here are some key advantages and disadvantages of Hall sensors.

#### Advantages

Non-contact measurement: Hall sensors measure magnetic fields without physical contact, which reduces wear and extends the sensor's lifespan.

Reliability: these sensors are generally reliable and durable, capable of operating in diverse environments without performance degradation.

Versatility: Hall sensors can be used in a wide range of applications, including speed detection, position sensing, and current measurement.

Galvanic isolation: they provide electrical isolation between the measurement circuit and the current, protecting against grounding potential differences and enhancing safety.

Cost-effectiveness: Hall sensors typically offer a good price-to-performance ratio and require minimal maintenance over their operational lifetime.

#### Disadvantages

Sensitivity to external magnetic fields: Hall sensors require relatively strong magnetic fields to operate, which can limit their sensitivity and accuracy in some applications. They may also be affected by external magnetic fields and electrical noise, leading to measurement errors. Sensitivity depends on sensor dimensions and material properties that requires different sensors for different applications (i.e. for weak and strong magnetic fields).



Frequency range: Hall sensors have a limited frequency range and can be more expensive compared to other types of sensors, such as those based on resistive, capacitive or inductive principles.

Need for external magnets: some types of Hall sensors require an external magnet to operate, which can complicate integration into existing systems.

Despite these limitations, the advantages of Hall sensors often outweigh their disadvantages, making them a preferred choice for various applications, including automotive, aerospace, and industrial sectors. Their ability to detect and measure magnetic fields without direct contact is crucial in applications where mechanical wear and environmental conditions might impact sensor performance.

#### **Overview of Hall Effect Mathematical Models**

#### Classical Hall Effect Model

A model that describes the ordinary Hall effect is shown in Fig. 2, *a*, where classical approach to the Hall effect is based on a well-known set of assumptions and equations. Let's assume that free charge carriers in semiconductor (conductor) are in a state of equilibrium. The essence of the galvanomagnetic Hall effect can be explained as follows: if an electric current  $I_x$  is passed through a relatively long plate (where l>>d), made from a semiconductor, such as one with *n*-type conductivity, and the plate is placed in a magnetic field, then each electron moving inside the plate experiences a Lorentz force.

Assuming that the magnetic induction vector B is directed perpendicular to the plane of the plate, i.e., along the z-axis, the Lorentz force is given by

$$F_l = e_0 v B, \tag{1}$$

where  $e_0$  — charge of an electron;

v — average velocity of charge carriers in the direction of the current  $I_{v}$ .

Under the influence of this force, electrons will be deflected toward one of the longitudinal edges of the plate, leading to an increase in their concentration at that edge and a decrease at the opposite edge. This results in a spatial separation of charges and the development of a potential difference between the edges, which gives rise to a transverse component of the electric field, known as the Hall field intensity. As a result, in addition to the Lorentz force, an electric interaction force begins to act on the electrons, which can be defined as

$$F_2 = e_0 E_{\gamma}.$$

The accumulation of charges at the longitudinal edges of the plate will continue until the action of the Hall electric field on the charges is balanced by the Lorentz force. The equilibrium condition will be expressed as

$$E_v = vB$$

Since the current  $I_x$  flowing through a rectangular plate of cross-sectional area  $b \times d$  is related to the average drift velocity of the charge carriers by the following relation:

$$v = \frac{I_x}{e_0 n b d} , \qquad (4)$$

the expression for electric field  $E_v$  will be

$$E_{y} = \frac{I_{x}}{e_{0}nbd}B.$$
(5)

From equation (5) it is now possible to get the Hall voltage:

$$e_h = E_y b = \frac{I_x B}{e_0 n d} = \frac{R_h}{d} IB , \qquad (6)$$

where  $R_h$  — Hall coefficient, which depends on the nature of the material of the sensing element,  $R_h = 1/e_0 n$ ;

n — electron concentration per unit volume (if they are main charge carriers).

Hall coefficient  $R_h$  usually can be experimentally measured by Van-der-Pauw method that allows to determine the electrical conductivity, resistivity, charge carrier concentration and the charge carrier mobility of materials (bulk and thin films) as well.

#### Magnetoresistance Hall Model

To describe this model, the Drude model is used. This approach allows for the assessment of the change in resistance of a sample and is also applied in cases where the scattering mechanism of carriers is unknown or not important [46]. The equation of motion for the momentum of a free carrier is

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} + \vec{F} , \qquad (7)$$

where  $\vec{p}$  — momentum of each free carrier;

 $\tau$  — mean free time of the carrier;

 $\vec{F}$  — external force.

The velocity  $\vec{v}$  of free charge carriers in 3D material is

$$\vec{v} = v_x \hat{x} + v_y \hat{y} + v_z \hat{z}, \qquad (8)$$

resulting electric field is

$$\vec{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}, \tag{9}$$

magnetic field directed along z-axis is

$$\vec{B} = B_z \hat{z}, \tag{10}$$

then equation (7) can be expressed as the equation of motion

$$m_e \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right) \vec{v} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \qquad (11)$$

where  $m_e$  — effective mass of the free charge carrier;

q — charge of the carrier (positive for holes, negative for electrons).

(3)

In the case of direct current along *x*-axis

$$F_x = m_e \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right) v_x = q(E_x + v_y B_z).$$
<sup>(12)</sup>

In the stationary state equation (12) can describe the charges velocity behavior:

$$\frac{m_e v_x}{\tau} = q \left( E_x + v_y B_z \right) \to v_x = \frac{q \tau E_x}{m_e} + \omega_c v_y \tau; \qquad (13)$$

$$\frac{m_e v_y}{\tau} = q \left( E_y + v_x B_z \right) \to v_y = \frac{q \tau E_y}{m_e} - \omega_c v_y \tau , \qquad (14)$$

where  $\omega_c$  — cyclotron frequency (in Hertz), which is defined as

$$\omega_c = \frac{qB_z}{m_e}.$$
(15)

For the stationary state and  $v_y = 0$  in the presence of a magnetic field, the resistance tensor  $\rho$ , electric field *E* and electric current *j* are defined thus:

$$(E_{x}, E_{y}) = [\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}, \rho_{yy}](j_{x}, j_{y}).$$
(16)

Equation (16) shows that magnetoresistance highly dependent on the isotropic properties of materials and the direction of the magnetic field.

#### Dynamic Magneto-Conductivity Model for Charge Carriers

In the case of a variable (oscillating) magnetic field, the model requires a new approach. In this case, the Drude model is combined with perturbation theory. The quantum Hall effect is only noticeable in strong magnetic fields; however, it is not considered in this particular model. In this instance, equation (11) is modified as follows:

$$m_e \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{t} \right) = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \qquad (17)$$

where the value of the carrier velocity is

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \varepsilon \vec{v}_1 + \varepsilon^2 \vec{v}_2; \qquad (18)$$

$$\varepsilon = \frac{\left\| \vec{v}_0 \right\| \left\| \vec{B} \right\|}{\left\| \vec{E} \right\|} \ll 1, \tag{19}$$

where  $\epsilon$  — the term that defines the magnetic field perturbation;

- $v_1, v_2$  the first and second terms that define the carrier velocity, respectively;
  - $v_0$  the term that is unrelated to the perturbation (expresses the carrier velocity without the application of the magnetic field);
- $\epsilon, \epsilon^2$  the first and second orders of the carrier velocity perturbation, respectively.

For the case of zero approximation  $\varepsilon^0$  (absence of magnetic field), equation (17) is

$$m_e \left(\frac{d\vec{v}_0}{dt} + \frac{\vec{v}_0}{t}\right) v_0 = q\vec{E}.$$
(20)

Assuming  $\vec{E}$  is constant, we get  $d\vec{v}_0 / dt = 0$  and  $\vec{v}_0 = \mu_e \vec{E}$ , where  $\mu_e$  — effective mobility of free carriers. For the current density  $\vec{J} = qn\vec{v}$  we can transform equation (20) thus:

$$\vec{J}_0 = \frac{nq^2\tau}{m_e}\vec{E} = \sigma_0 E \,. \tag{21}$$

For the first-order approximation, equation (17) takes the following form:

$$m_e \left(\frac{d\vec{v}_1}{dt} + \frac{\vec{v}_1}{t}\right) q\vec{v} \times \vec{B}, \qquad (22)$$

where  $\vec{B}(t) = \vec{B}_0 \exp(-i\omega t)$  and  $\vec{v}_1(t) = \vec{v}_{10} \exp(-i\omega t)$ . Then from equation (22) we can find the velocity  $\vec{v}_{10}$ :

$$\vec{v}_{10} = \frac{\mu_e^2 \vec{E} \times \vec{B}_0}{1 - iwt}.$$
(23)

Finally, equation (21) for current density  $\vec{J}_{10}$  is defined through the tensor:

$$\vec{J}_{10} = \left| \frac{\sigma_0 \mu_e \vec{B}_0}{1 - i\omega t} \right| \times \vec{E} .$$
(24)

The second-order approximation is defined in a similar manner. Thus, equations (17)-(24) show that the current density for a variable magnetic field is a complex value and must be taken into account in experimental measurements. Equations (1)-(24) are fundamental to the design of macro and micro Hall sensors and help to find the most suitable semiconductor materials.

#### **Devices Based on the Hall Effect**

#### Macro-Devices

Currently, there is a large number of devices and applications for the Hall effect, awaiting their classification. The devices are divided into three categories: macrosized (> 1 mm), micro-sized (> 1  $\mu$ m), and nano-sized and quantum (< 100 nm). Let us first examine macro-devices, given that they were the first to emerge in this field.

PHE sensors are increasingly used in the biomedical field, particularly in magnetic biosensor platforms for detecting magnetically labeled biomolecules and cells. The advantages of PHE sensors, such as their ability to operate without external magnetic fields, make them suitable for portable and cost-effective on-site testing devices. For example, they have been used to detect betaamyloid biomarkers, a key factor in Alzheimer's disease research, where their high sensitivity and low noise level enable effective detection of low concentrations of biomarkers [48, 49].

High-resolution magnetometry is another important area where PHE sensors are used. Arrays of elliptical PHE sensors have been developed to achieve exceptionally low equivalent magnetic noise, making them ideal for detecting subtle variations in magnetic fields. This capability is crucial for applications requiring precise

magnetic field measurements, such as geological and archaeological research or specific types of industrial equipment monitoring [50].

PHE sensors are increasingly being explored for their applications in robotics, particularly in the fields of localization and tracking. These sensors are used in magnetic capsule endoscopy, where their ability to accurately track the position of capsules within the body is essential for diagnostic purposes. They are a vital component in the development of magnetic tracking systems that assist in precise navigation and manipulation of robots, especially in complex and constrained environments [51].

#### Micro-Devices

CMOS Hall effect sensors are widely used across various fields due to their versatility, integration capabilities, and cost-effectiveness. These sensors are typically used for current sensing, position detection, and non-contact switching. Their integration into CMOS technology ensures high performance with low energy consumption, making them particularly suitable for compact devices.

In the automotive industry, CMOS Hall effect sensors are used for position and speed measurements and are incorporated in systems such as anti-lock braking systems and engine synchronization. Such sensors are also notably used in consumer electronics, such as smartphones, for detecting magnetic fields and assisting in navigation [52, 53].

A notable example of this is the linear 3D Hall effect sensors from Texas Instruments designed for high integration with built-in angle computation capabilities. This integration simplifies system design by reducing the need for complex external processing, which in turn accelerates development time and enhances system performance, providing high sampling rates and low latency for real-time control [54].

The use of graphene Hall effect sensors is growing in various industries due to their unique properties, including ultra-high sensitivity and resistance to environmental factors such as radiation and temperature. These sensors are used in high-temperature power electronics, electric machines, and drives, particularly in the aerospace sector. Their ability to reliably operate at temperatures up to 230°C allows them to be integrated directly into machines or power modules, enhancing design flexibility and performance [55].

#### Nano- and Quantum Devices

Nano-sized Hall effect sensors are being researched and utilized in several cutting-edge programs due to their high sensitivity and compact size. They are particularly important for the development of biomedical devices, where their ability to measure magnetic fields with high precision is crucial. These sensors are integrated into medical braces to monitor forces applied to the body, aiding in the treatment of musculoskeletal disorders. This approach not only helps understand the interaction between the device and human skin but also allows for the customization of medical treatments to improve patient outcomes [56].

Additionally, these nanoscale sensors play a key role in the development of next-generation electronic devices, leveraging their small size and sensitivity to enhance the functionality of compact systems. They are designed for integration into various electronic applications, including high-speed switches and sensor arrays, where traditional Hall sensors may be unsuitable due to size constraints [57].

While Hall effect sensors are well-known, there are less familiar components based on the same effect, such as amplifiers. Recently, a new nanoscale device component called HAND (Hall effect nano-device) has been developed and modeled. HAND is based on the well-known Hall effect and may enable circuits to operate at very high frequencies (tens of terahertz). Further precise analytical models have been developed to support the understanding of the device's functionality, including addressing specific phenomena such as heat transfer and the potential application of mega-magnets within integrated circuits. This new device, combining both the Hall effect and nanoscale dimensions, has the potential to revolutionize computation speeds in the world of microelectronics [58].

#### **Material Selection for Hall Sensors**

Choosing the right material for Hall sensors is crucial as it directly impacts their performance, sensitivity, durability, and suitability for specific applications.

The selected material should have good electrical conductivity to ensure effective charge carrier flow, which is vital for generating Hall voltage. High carrier mobility is desirable as it enhances the sensor's sensitivity to magnetic fields. Stability under operating conditions such as temperature, humidity, and exposure to chemicals or radiation is essential for ensuring long-term reliability. Economic factors, such as the cost and availability of materials, also play a significant role in material selection, especially for industrial production.

Commonly used materials include:

*silicon* — the most prevalent material for Hall sensors due to its excellent semiconductor properties, wide availability, and well-established processing technologies. Silicon sensors can be easily integrated into various electronic circuits [59, 60];

*indium antimonide* (InSb) — known for its high electron mobility, making it very sensitive and suitable for precise Hall sensors. However, it is less common than silicon due to its high cost and more complex production process [61];

gallium arsenide (GaAs) — provides higher electron mobility than silicon and better stability at high frequencies and temperatures. It is used in

|                             |              | Parameters           | s of some sem       | iconductor mate      | rials                |   |                 |
|-----------------------------|--------------|----------------------|---------------------|----------------------|----------------------|---|-----------------|
| Semiconductor               | Band<br>gap, | Effective mass       |                     | Refractive<br>index  | Lattice constant.    | Mobility, $\frac{m^2}{V \cdot s} \cdot 10^{-4}$ |                 |
|                             | eV           | $m_e^*$ $m_h^*$      |                     |                      | nm                   | μ <sub>e</sub>                                  | $\mu_h$         |
| Silicon (Si)                | 1.11         | 0.98(  )<br>0.19(⊥⊥) | 0.52                | 3.44                 | 0.543                | 1350  | 480             |
| Germanium (Ge)              | 0.67         | 1.58(  )<br>0.08(⊥⊥) | 0.3                 | 4                    | 0.566                | 3900  | 1900            |
| Selenium (Se)               | 1.74         |                      | 0.12                | 5.56(  )<br>3.72(⊥⊥) |                      | 1   |                 |
| Tellurium (Te)              | 0.32         | 0.038(⊥⊥)            | 0.26(  )<br>0.1(⊥⊥) | 3.07(  )<br>2.68(⊥⊥) |                      | 1100  |                 |
| Gallium Nitride<br>(GaN)    | 3.5          | 0.2                  |                     | 2.4                  | a 0.318<br>c 0.516   | 150   |                 |
| Gallium Arsenide<br>(GaAs)  | 1.43         | 0.07                 | 0.5                 | 3.4                  | 0.5653               | 8600  | 400             |
| Indium Antimonide<br>(InSb) | 0.17         | 0.0133               | 0.18                | 3.75                 | 0.64787              | 76000   | 5000<br>(78000) |
| Indium Arsenide<br>(InAs)   | 0.36         | 0.028                | 0.33                | 3.42                 | 0.6058               | 30000   | 240             |
| Zinc Selenide (ZnSe)        | 2.58         | 0.17                 |                     | 2.89                 | 0.5667               | 100   |                 |
| Cadmium Sulfide<br>(CdS)    | 2.53         | 0.2                  | 0.7(⊥⊥)<br>5(  )    | 2.5                  | a 0.4136<br>c 0.6713 | 210   |                 |
| Cadmium Selenide<br>(CdSe)  | 1.74         | 0.13                 | 2.5(  )<br>0.4(⊥⊥)  |                      | a 0.4299<br>c 0.701  | 500   |                 |
| Cadmium Telluride<br>(CdTe) | 1.5          | 0.11                 | 0.35                | 2.75                 | 0.6477               | 600   |                 |
| Mercury Selenide<br>(HgSe)  | -0.15        | 0.045                |                     |                      | 0.6085               | 5500  |                 |
| Mercury Telluride<br>(HgTe) | 0.14         | 0.029                | 0.3                 | 3.7                  | 0.642                | 22000   | 100<br>(20000)  |
| Indium Phosphide<br>(InP)   | 1.28         | 0.07                 | 0.4                 | 3.37                 | 0.586                | 4000  | 650             |
| Graphene                    | 0            | 0.01                 |                     | 2.6                  | 2.46                 | 200000  |                 |
| Zinc Oxide (ZnO)            | 3.37         | 0.24                 |                     | 2.0                  | 4.6                  | 200   |                 |
| CuInGaSe                    | 1.04         |                      |                     | 2.7                  | 5.78                 | 100   |                 |
| InGaAs                      | 0.74         | 0.041                |                     | 3.51                 | 5.87                 | 12000   |                 |

applications requiring very high sensitivity and fast response times [62];

graphene — a new material in Hall sensor technology due to its exceptional electron mobility and sensitivity. It can operate over a wide temperature range and is highly resistant to environmental factors. Graphenebased sensors are particularly promising for advanced applications in quantum and molecular electronics [63].

Materials such as aluminum gallium nitride (AlGaN) and indium phosphide (InP) are used in specialized applications where high performance is needed under extreme conditions. Integrating magnetic nanoparticles or quantum dots into traditional semiconductor matrices can enhance magnetic sensitivity and tuning capabilities of Hall sensors. Organic materials are being explored for wearable flexible sensors, thus opening new possibilities for medical electronics [64].

The parameters of semiconductors commonly used in various devices, as well as some photo-conductive semiconductors, are listed in **Table 1**.

The parameters of semiconductor materials presented in Table 1 and the Hall effect mathematical model show that the best decision to maximize sensor sensitivity is to apply thin semiconductor materials with a higher electron mobility  $\mu_e$  and a lower hole mobility  $\mu_h$ . While graphene is a highly promising material, the 2D electron gas behavior, which is common in the presence of quantum effects, must be taken into consideration.

#### Conclusions

Analytical review of Hall effects has shown their extensive applications in a variety of sensor devices, ranging from macro to nano and quantum. Conducted theoretical research has shown, that simple miniaturization and the application of new materials alone will not satisfy all current and future demands. A promising solution would be to use different combinations of semiconductor materials and modify their parameters (conductivity, charge carrier concentration) by applying external irradiation (e.g. photo-induced Hall effect) or another form of influence.

A review of existing technological solutions has shown that the Hall effect has wide applications in macroscopic devices, such as magnetic sensors and measurement systems. These devices are key elements in various industries, including automotive, aerospace, identification, and energy.

Examining the use of the Hall effect at the microand nano-levels showed that this phenomenon serves here as the basis for the development of highly sensitive sensors capable of detecting extremely small changes in magnetic fields and electrical parameters of materials. It would be rather challenging to design a new, universal wide-range Hall sensor that can operate in both weak and strong magnetic fields, as well as being suitable for miniaturisation and integration into new electronic devices, such as smartphones and medical devices.

The prospects for applying the Hall effect in sensors for quantum devices, including quantum computing systems and sensors, were explored. The integration of the Hall effect into quantum systems can significantly improve the accuracy of measurements and the stability of calculations in quantum processors, which is critically important for the further development of quantum technologies.

These research findings are essential for future studies of the Hall sensor that operates under external light radiation aimed at improving its sensitivity and minimizing common disadvantages in comparison to other types of Hall sensors.

#### REFERENCES

1. Hall E. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Science*, 1880, vol. s3-19, iss. 111, pp. 200–205. https://doi.org/10.2475/ajs.s3-19.111.200

2. Popovic R.S. *Hall effect devices*. Bristol, Philadelphia: Institute of Physics, 2004. 419 p.

3. Nagaosa N., Sinova J., Onoda S. et al. Anomalous Hall effect, *Rev. Mod. Phys*, 2010, pp. 1539–1592. https://doi.org/10.1103/ RevModPhys.82.1539

4. Hall E. On the "Rotational Coefficient" in nickel and cobalt. *Proceedings of the Physical Society of London*, vol. 4, no. 1, pp. 325–341. https://doi.org/10.1088/1478-7814/4/1/335

5. Zheng S.-H., Duan H.-J., Wang J.-K. et al. Origin of planar Hall effect on the surface of topological insulators: Tilt of Dirac cone by an in-plane magnetic field. *Physical Review B*, 2020, vol. 101, iss. 4, 041408(R). https://doi.org/10.1103/physrevb.101.041408

6. Rao W., Zhou Y.-L., Wu Y. et al. Theory for linear and nonlinear planar Hall effect in topological insulator thin films. *Physical Review B*, 2021, vol. 103, iss. 15. https://doi.org/10.1103/physrevb.103.1554

7. Marsocci V. A., Chen T. T. Measurements of the planar Hall effect in polycrystalline and in single-crystal nickel thin films. *Journal of Applied Physics*, 1969, vol. 40, iss. 8, pp. 3361–3363. https://doi. org/10.1063/1.1658188

8. Hui Wang Y.-X. H. Orbital origin of the intrinsic planar Hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 2024, no. 132, 056301. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.132.056301

9. Althammer M. Spin Hall Effect. *Topology in Magnetism*, 2018, no. 192, pp. 209–237.

10. Schliemann J. Spin Hall Effect. *International Journal of Modern Physics B*, 2006, vol. 20, no. 09, pp. 1015–1036. https://doi.org/10.1142/s021797920603370x

11. Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New method for highaccuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Physical Review Letters*, 1980, vol. 45, no. 6, pp. 494–497. https://doi.org/10.1103/physrevlett.45.494

12. Klitzing K. 25 years of quantum Hall effect (QHE) a personal view on the discovery, physics. *The Quantum Hall Effect: Poincaré Seminar*, 2005, pp. 1–21. https://doi.org/10.1007/3-7643-7393-8\_1

13. Papić Z., Balram A. C. Fractional quantum Hall effect in semiconductor systems. *Encyclopedia of Condensed Matter Physics (Second Edition)*, 2024, vol. 1, pp. 285–307. https://doi.org/10.1016/B978-0-323-90800-9.00007-X

14. Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit. *Physical Review* 

Letters, 1982, vol. 48, no. 22, pp.1559–1562. https://doi.org/10.1103/ physrevlett.48.1559

15. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, 2006, vol. 88, iss. 18, 182509. https://doi.org/10.1063/1.2199473

16. Sahoo B., Roy K., Gupta P., Mishra A., Satpati B., Singh B. B., Bedanta S. Spin pumping and inverse spin Hall effect in iridium oxide. *Advanced Quantum Technologies*, 2021, vol. 4, iss. 9, 2000146. https:// doi.org/10.1002/qute.202000146

17. Zayets V., Mishchenko A. Inverse Spin Hall effect in ferromagnetic nanomagnet. Dependencies on magnetic field, current and current polarity, 2020. *arXiv:2010.02409*. https://doi. org/10.48550/arXiv.2010.02409

18. Zhao P., Ding X., Li C., Tang S. Achieving photonic spin Hall effect, spin-selective absorption, and beam deflection with a vanadium dioxide metasurface. *Materials*, 2023, v. 16, № 12, p. 4259. https://doi.org/10.3390/ma16124259

19. Zhaozhao Z., Ruixi L., Zhang Y. et al. Crossover from positive to negative spin Hall signal in a ferromagnetic metal induced by the magnetization modulated interface effect. *Advanced Physics Research*, 2023, vol. 2, iss. 9, 2300017. https://doi.org/10.1002/apxr.202300017

20. Maciejko J., Hughes T. L., Zhang S.-C. The quantum spin Hall effect. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 2011, vol. 2, pp. 31–53. https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-062910-140538

21. Kane C. L., Mele E. J. Quantum spin Hall effect in graphene. *Physical Review Letters*, 2005, vol. 95, no. 22. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.226801

22. Chen T., Byrnes, T. Skyrmion quantum spin Hall effect. *Physical Review B*, 2019 vol. 99, no. 18. https://doi.org/10.1103/physrevb.99.184427

23. Bernevig A., Taylor L., Shou-Cheng Zhang. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in Hgte Quantum Wells. *Science*, 2006, vol. 314, iss. 5806, pp. 1757–1761. https://doi.org/10.1126/science.1133734

24. Xue Q.-K., He K., Wang Y. Quantum anomalous Hall effect in magnetic topological insulators. 2016 IEEE 29th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2016. https://doi.org/10.1109/memsys.2016.7421541

25. Rycerz A., Tworzydło J., Beenakker C. W. J. Valley filter and valley valve in graphene. *Nature Physics*, 2007, vol. 3, pp.172–175. https://doi.org/10.1038/nphys547

26. Sergiichuk V., Oliinyk O. Modelling of the planar Hall Sensor with Photosensitive Active area. *46th International Spring Seminar* on Electronics Technology (ISSE), 2023, Timisoara, Romania. https:// doi.org/10.1109/ISSE57496.2023.10168346

27. Gunawan O., Pae S. R., Bishop D. M. et al. Carrier-resolved photo-Hall effect. *Nature*, 2019, vol. 575, pp. 151–155. https://doi. org/10.1038/s41586-019-1632-2

28. Ohuchi Y., Kozuka Y., Rezaei N. et al. Photoinduced sign inversion of the anomalous Hall effect in EuO thin films. *Physical Review B*, 2014, vol. 89, iss. 12. https://doi.org/10.1103/physrevb.89.121114

29. Fowler A. B. Photo-hall effect in CdSe sintered photoconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1961, vol. 22, pp. 181–188. https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90260-8

30. Leijtens T., Stranks S. D., Eperon G. E. et al. Electronic properties of meso-superstructured and planar organometal halide perovskite films: charge trapping, photodoping, and carrier mobility. *ACS Nano*, 2014, vol. 8, iss. 7, pp.7147–7155. https://doi.org/10.1021/nn502115k

31. Ponseca C. S., Savenije T. J., Abdellah M.et al. Organometal halide perovskite solar cell materials rationalized: ultrafast charge generation, high and microsecond-long balanced mobilities, and slow recombination. *Journal of the American Chemical Society*, 2014, vol. 136, iss. 14, pp. 5189–5192. https://doi.org/10.1021/ja412583t

32. Hui Y. X., An N., Chen K. et al. Research on Hall effect of graphene by var der pauw method. *Advanced Materials Research*, 2015, vols. 1120–1121, pp. 383–387. https://doi.org/10.4028/www. scientific.net/amr.1120-1121.383

33. Hurd C. M. The Hall Effect in Metals and Alloys. Plenum Press, New York, 1972, 400 p. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0465-5

34. Nastase H. Classical vs. quantum Hall effect. In: *String Theory Methods for Condensed Matter Physics*. Cambridge University Press, 2017, pp. 104–116. https://doi.org/10.1017/9781316847978

35. Ezawa Z. *Quantum Hall Effects: Recent Theoretical and Experimental Developments*. Singapore, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2013, 928 p. https://doi.org/10.1142/8210

36. Shrivastava K. *Quantum Hall Effect: Expressions*. New York, Nova Science Publishers Inc., 2005. 433 p.

37. Friess B. Spin and Charge Ordering in the Quantum Hall Regime. Springer, 2016, 129 p. https://doi.org/10.1007/978-3-319-33536-0

38. Popovic R. *Hall Effect Devices*. CRC Press, 2003. 420 p. https://doi.org/10.1201/NOE0750308557

39. Ramsden E. *Hall-Effect Sensors: Theory and Applications*. Elsevier, 2006. 250 p. https://doi.org/10.1016/B978-0-7506-7934-3. X5000-5

40. Honeywell Inc. Hall Effect Sensing and Application. *Micro Switch Sensing and Control*. https://sensing.honeywell.com (accessed 5.08.2024)

41. Popovic R. S. Hall-effect devices. *Sensors and Actuators*, 1989, vol. 17, iss. 1–2, pp. 39–53. https://doi.org/10.1016/0250-6874(89)80063-0

42. Karsenty A. A Comprehensive review of integrated Hall effects in macro-, micro-, nanoscales, and quantum devices. *Sensors*, 2020, vol. 20, iss. 15, 4163. https://doi.org/10.3390/s20154163

43. Reig C. Magnetic field sensors based on giant magnetoresistance (GMR) technology: applications in electrical current sensing. *Sensors*, 2009, vol. 9, iss. 10, pp. 7919–7942. https://doi.org/10.3390/s91007919

44. Fan H. Detection techniques of biological and chemical Hall sensors. *RSC Advances*, 2021, iss. 13, pp. 7257–7270. https://doi. org/10.1039/d0ra10027g

45. Mishra S. Hall Effect Sensors – Work, Types, Applications, Pros, & Cons. https://electricalfundablog.com/hall-effect-sensors (accessed 5.08.2024)

46. Kittel Ch. Introduction to Solid State Physics. USA, John Wiley & Sons, Inc, 2004, 153 p.

47. Oka T., Bucciantini L. Heterodyne Hall effect in a twodimensional electron gas. *Physical Review B*, 2016, vol. 94, iss. 15, 155133. https://doi.org/10.1103/physrevb.94.155133

48. Kim S., Torati S. R., Talantsev A. et al. Performance validation of a planar Hall resistance biosensor through beta-amyloid biomarker. *Sensors*, 2020, vol. 20, iss. 2, 434. https://doi.org/10.3390/s20020434

49. Uddin S. M. Design and optimisation of elliptical-shaped planar Hall sensor for biomedical applications. *Biosensors*, 2022, vol. 12, iss. 2, 108. https://doi.org/10.3390/bios12020108

50. Nhalil H. Parallel array of planar Hall effect sensors for high resolution magnetometry. *J. Appl. Phys.*, 2023, vol. 133, iss. 20, 204501. https://doi.org/10.1063/5.0151569

51. Kim M.-C. Robotic localization based on planar cable robot and Hall sensor array applied to magnetic capsule endoscope. *Sensors*, 2020, vol. 20, iss. 20, 5728. https://doi.org/10.3390/s20205728

52. Lyu F. A new design of a cmos vertical Hall sensor with a low offset. *Sensors*, 2022, vol. 22, iss. 15, 5734. https://doi.org/10.3390/s22155734

53. Paun M.-A., Sallese J.-M., Kayal M. Hall effect sensors design, integration and behavior analysis. *Journal of Sensor and Actuator Networks*, 2013, vol. 2, iss. 1, pp. 85–97. https://doi.org/10.3390/jsan2010085

54. Bryson S. Measuring 3D motion with absolute position sensors. *Texas instruments*. https://www.ti.com/lit/ab/sbaa512b/sbaa512b.pdf?ts=1737357854087 (accessed 5.08.2024)

55. Xu H., Zhang Z., Shi R. et al. Batch-fabricated highperformance graphene Hall elements. *Scientific Reports*, 2013, vol. 3, no. 1. https://doi.org/10.1038/srep01207

56. Jones D., Wang L., Ghanbari A. et al. Design and evaluation of magnetic Hall effect tactile sensors for use in sensorized splints. *Sensors*, 2020, vol. 20, iss. 4, 1123. https://doi.org/10.3390/s20041123

57. Sadeghi M., Sexton J., Chen-Wei Liang, Missous M. Highly sensitive nanotesla quantum-well Hall-effect integrated circuit using GaAs–InGaAs–AlGaAs 2DEG. *IEEE Sensors Journal*, 2015, vol. 15, iss. 3, pp. 1817–1824. https://doi.org/10.1109/jsen.2014.2368074

58. Karsenty A., Mottes R. Hall amplifier nanoscale device (HAND): modeling, simulations and feasibility analysis for THz sensor. *Nanomaterials*, 2019, vol. 9, iss. 11, 1618. https://doi.org/10.3390/nano9111618

59. Fan L., Bi J., Xi K., Majumdar S., Li B. Performance optimization of FD-SOI Hall sensors via 3D TCAD simulations. *Sensors*, 2020, vol. 20, iss. 10, 2751. https://doi.org/10.3390/s20102751

60. Lee C.-Y., Lin Y.-Y., Kuo C.-K., Fu L.-M. Design and application of MEMS-based Hall sensor array for magnetic field mapping. *Micromachines*, 2021, vol. 12, iss. 3, 299. https://doi.org/10.3390/mi12030299

61. Kunets V. P., Black W. T., Mazur Y. I. et al. Highly sensitive micro-Hall devices based on Al0.12In0.88Sb/InSb heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 98, iss. 1, 014506. https://doi.org/10.1063/1.1954867

62. InAs and GaAs Hall sensor specifications. *Magnetic Measurement and Control Catalog*. https://www.lakeshore.com/docs/ default-source/product-downloads/catalog/magnetic-field-sensors\_l. pdf (accessed 5.08.2024)

63. Dankert A., Karpiak B., Dash S. P. Hall sensors batchfabricated on all-CVD h-BN/graphene/h-BN heterostructures. *Scientific Reports*, 2017, vol. 7, no. 1, 15231. https://doi.org/10.1038/ s41598-017-12277-8

64. Alpert H. S., Chapin C. A., Dowling K. M. et al. Sensitivity of 2DEG-based Hall-effect sensors at high temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 2020, vol. 91, iss. 2, 025003. https://doi.org/10.1063/1.5139911

Received 08.08 2024

DOI: 10.15222/ТКЕА2024.3-4.03 УДК 681.586.728 В. СЕРГІЙЧУК, О. ОЛІЙНИК, А. БОЙКИНЯ

Україна, м. Київ, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» E-mail: ostap.oliinyk@gmail.com

### СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ РОЗВИТКУ СЕНСОРІВ ХОЛЛА ДЛЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ

Стрімкий розвиток твердотільної електроніки вимагає швидкого розвитку сенсорної електроніки, зокрема сенсорів Холла, для різних практичних застосувань. У статті наведено огляд класичних і сучасних підходів до проєктування сенсорів Холла різного масштабу — від макроскопічних систем до квантових нанопристроїв, їх практичне застосування, переваги та недоліки. Представлено також огляд математичних моделей ефектів Холла в напівпровідникових матеріалах, на основі аналізу яких надано рекомендації щодо вибору матеріалу для сенсора Холла із заданими параметрами чутливості до магнітного поля, а також визначено перспективні напрямки подальших досліджень і технологічних розробок на основі ефекту Холла.

Ключові слова: сенсори Холла, ефект Холла, напівпровідникові матеріали для сенсорів Холла.

#### Опис статті для цитування:

Сергійчук В., Олійник О., Бойкиня А. Стан та перспективи розвитку сенсорів Холла для електронних приладів. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 3–14. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.03

#### Cite the article as:

Sergiichuk V., Oliinyk O., Boikynia A. State of the art and outlook for development of Hall effect sensors for electronic devices. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 3–14. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.03

УДК 621.315.592.3

#### DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.15

К. ф.-м. н. О. І. КОНДРИК

Україна, м. Харків, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України E-mail: kondrik@kipt.kharkov.ua, alex.kondrik2012@gmail.com

### ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ CdTeSe ДЛЯ ДЕТЕКТОРІВ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Представлено результати кількісних досліджень впливу вмісту домішок та структурних дефектів на електрофізичні та детекторні властивості CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub> і CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub>, зокрема з додаванням Mn, Mg, Zn. Досліджено вплив дефектів на питомий опір, концентрацію вільних носіїв заряду, рівень Фермі, час життя нерівноважних носіїв заряду та ефективність збору зарядів у детекторах випромінювань на основі CdTeSe:In при температурі 25°C. Встановлено залежності властивостей від вмісту домішок та вакансій кадмію та телуру. Розглянуто спосіб досягнення високоомного стану, характерного для матеріалу детекторної якості.

Ключові слова: CdTeSe, моделювання, детекторні властивості, електрофізичні властивості, дефекти структури, глибокі рівні.

Кристали на основі CdTe з добавками Zn, Mn, Mg, Se розглядаються нині як матеріали для рентгенівських і гамма-детекторів при кімнатній температурі [1-6]. Коефіцієнт розподілу цинку в телуриді кадмію більший за одиницю (1,35), і CdZnTe характеризується відсутністю композиційної однорідності як у мікро-, так і у макромасштабі, а також наявністю високих концентрацій субзеренних границь (дислокаційних стінок) та вторинних фаз (домішки, збагачені телуром). Коефіцієнт сегрегації елементів Mn і Mg в CdTe близький до 1, що робить ці два елементи більш рівномірно розподіленими у злитку [7, 8]. Телурид кадмію і його сплав із селеном CdTeSe мають високий потенціал для використання в оптоелектронних пристроях, зокрема й в детекторах радіації [1, 9]. Додавання Ѕе до CdTe покращує такі електронні властивості матеріалу, як час життя нерівноважних носіїв заряду, електронна рухливість, а також дозволяє регулювати заборонену зону, що також робить його перспективним кандидатом для застосування в детекторах і високоефективних сонячних елементах [10, 11].

На робочі характеристики електронних приладів значно впливає наявність структурних дефектів, які можуть визначати електрофізичні та детекторні властивості матеріалу. Одними з найпоширеніших дефектів структури в CdTe є вакансії кадмію  $V_{Cd}$  [12], телур на місці кадмію  $Te_{Cd}$  [13], вакансії телуру  $V_{Te}$ [14], селен на місці кадмію  $Se_{Cd}$  [15]. Найбільш шкідливими структурними дефектами для транспортних характеристик матеріалів на основі CdTe i CdTeSe можуть бути вакансії кадмію  $V_{Cd}^{2-}$  [12, 16], які значно зменшують час життя нерівноважних носіїв заряду т та ефективність збору зарядів  $\eta$ . Для компенсації цих двократно заряджених акцепторних дефектів вводять легувальні домішки мілких донорів, наприклад In [6]. Будь-який напівпровідниковий матеріал детекторної якості повинен мати високий питомий опір, а саме  $\rho \approx 10^{10}$  Ом·см. Це значно ускладнює експериментальне дослідження впливу і-х енергетичних рівнів  $E_i$  в забороненій зоні, перерізу захоплювання нерівноважних носіїв заряду о, та концентрацій дефектів  $N_i$  на час життя нерівноважних електронів  $\tau_n$  та дірок  $\tau_n$ , електронну рухливість  $\mu_n$ , а також на ефективність збору зарядів детектора η та його питомий опір р. Експериментальні зразки матеріалів зазвичай містять домішки та дефекти у фіксованих концентраціях, що не дає можливості визначити їх місце в загальній картині зміни електрофізичних та детекторних властивостей. Кількісні дослідження параметрів р, µ<sub>n</sub> τ<sub>n</sub> τ<sub>n</sub> та η за допомогою експериментально визначених величин  $E_i$ ,  $\sigma_i$ ,  $N_i$  дозволяють зрозуміти механізми зміни електрофізичних та детекторних властивостей матеріалів на основі CdTeSe залежно від параметрів домішок і дефектів, а також з'ясувати інтервали змін їхньої концентрації, в межах яких можна одержати напівпровідник детекторної якості. Додавання селену в CdTe [16], CdZnTe [17, 18], CdMnTe [3], CdMgTe [1] покращують властивості переносу вільних носіїв заряду. Для з'ясування механізмів впливу селену на електрофізичні та детекторні властивості цих матеріалів модельні дослідження слід починати з найпростішого з них — CdTeSe з відомим вмістом дефектів та їхніх характеристик.

Метою цієї роботи було визначення методом комп'ютерного моделювання оптимального вмісту домішок і структурних дефектів, а також характеру їх впливу на електрофізичні та детекторні властивості CdTe(Mn, Mg, Zn)Se, виходячи з властивостей матеpiaлів CdTe<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub> та CdTe<sub>0,05</sub>Se<sub>0,95</sub>, легованих індієм та експериментально досліджених у [16].

#### Використані моделі та матеріали

Для дослідження електрофізичних та детекторних властивостей матеріалів CdTeSe:In потрібно знати початковий склад його дефектів та домішок. Автори [16] ідентифікували точкові дефекти у вигляді рівнів енергії в межах забороненої зони кристала в двох типах детекторів на основі CdTeSe, вирощених у різних умовах. Ці рівні енергії, отримані експериментально, представлено в таблиці. Наведені там величини перерізу захоплювання о, нерівноважних носіїв заряду рівнями дефектів визначалися у [16] за допомогою методики DLTS (deep level transient spectroscopy) і при моделюванні використовувалися для всіх рівнів, за винятком електронної пастки E<sub>C</sub>-0,87 eB. Для неї була прийнята величина о,, отримана за результатами експериментальної методики TSC (thermally stimulated current), опублікованими, наприклад, у [19]. Дані для енергетичних рівнів, в тому числі розміщених всередині забороненої зони, одержані за цією методикою для прямозонних напівпровідників, добре узгоджуються з відомою моделлю рекомбінації Шоклі – Ріда, яка була застосована для обчислення часу життя нерівноважних електронів та дірок. Одержані величини  $\tau_n$  та  $\tau_p$  використовувались для визначення ефективності збору зарядів детекторів п. Слід зауважити, що величини перерізу захоплювання, визначені за допомогою DLTS, зазвичай на три-чотири порядки більші виміряних за методикою TSC, тому обчислені з використанням цих даних значення часу життя нерівноважних носіїв заряду, а також ефективність збору зарядів η виходять значно менші. Представлені нижче залежності η від вмісту In, V<sub>Cd</sub> і V<sub>Te</sub> розраховувалися з використанням значень σ<sub>i</sub>, одержаних за методикою DLTS для цих дефектів, що накладає додаткові обмеження на величину збору зарядів.

Застосовані фізичні моделі та їх апробація докладно описані в [20]. Рівняння електронейтральності складалося з урахуванням всіх домішок і дефектів, зареєстрованих експериментально у [16]. Це рівняння чисельно розв'язувалося відносно рівня Фермі F, потім концентрації вільних електронів n та дірок p визначалися у наближенні параболічних зон. Ширина забороненої зони  $E_G$  в CdTe<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub> залежно від вмісту Se досліджувалася у [9, 21], а в цій роботі розраховувалася згідно з результатами роботи [9] за формулою  $E_G = 1,511-0,539x$ ,

 $L_G$  1,511 0,555x, де x — вміст селену.

Тоді, відповідно, для  $CdTe_{0,9}Se_{0,1}$  отримаємо  $E_G = 1,457$  еВ, а для  $CdTe_{0,95}Se_{0,05} - E_G = 1,484$  еВ Рухливість електронів  $\mu_n$  розраховувалася в на-

ближенні часу релаксації імпульсу (тау-наближення) з урахуванням механізмів розсіювання на іонізованих та нейтральних центрах, оптичних, акустичних та п'єзоелектричних фононах. Рухливість дірок µ, вважалась незмінною і прирівнювалась до  $70 \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c})$ . Питому провідність розраховували за формулою  $en\mu_{n} + ep\mu_{n}$  (е — заряд електрона), а питомий опір як обернену до неї величину. Ефективність збору зарядів η детектора визначали за рівнянням Хехта [22, с. 489]. Автори [9] реєстрували максимальний збір зарядів у плоскому детекторі на основі CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub> з відстанню між електродами d=1 мм і напруженістю електричного поля E = 250 В/см. У процесі моделювання нами спочатку задавались такі ж самі параметри, а потім d=5 мм, E=1000 В/см. Всі одержані залежності η від концентрації Іп були практично однаковими для обох випадків.

#### Результати моделювання та їх обговорення

Як зазначалося вище, для ефективної реєстрації іонізуючих випромінювань детектором необхідно, щоб величина питомого опору  $\rho$  детекторного матеріалу становила не менше  $10^{10}$  Ом·см. В роботі [16] було одержано два напівпровідникових матеріали: CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub> з  $\rho = (4-5) \cdot 10^8$  Ом·см та CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> з  $\rho = (4-5) \cdot 10^9$  Ом·см. Тобто навіть опору останнього недостатньо для матеріалу детекторної якості. На думку авторів, вищий на один порядок питомий опір CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> пояснюється більшою концентрацією в

| Концентра                             | Концентрація <i>N<sub>i</sub></i> , см <sup>-3</sup> |                                   | $\sigma c w^2$        | Πρυροπο ποφοντιν  |  |
|---------------------------------------|--|-----------------------------------|-----------------------|---|--|
| CdTe <sub>0,9</sub> Se <sub>0,1</sub> | CdTe <sub>0,95</sub> Se <sub>0,05</sub>              | <i>L<sub>i</sub></i> , <i>C</i> V | $O_i, CM$             | природа дефекту   |  |
| $5 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14}$   | $2 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13}$                  | $E_{C} - 0,01$                    | 1,6.10 <sup>-22</sup> | Легувальна домішка In <sub>Cd</sub>                     |  |
| $2 \cdot 10^{13}$                     | 1.1013   | $E_C - 0,017$                     | 1,6.10-19             | Міжвузловий, спричинений Cl, Al, Ni                     |  |
| $2,5 \cdot 10^{13}$                   | $1,25 \cdot 10^{13}$                                 | $E_V + 0,14$                      | $5 \cdot 10^{-17}$    | А-центр, комплекс $V_{Cd}^{2-}$ – Al <sub>міжвузл</sub> |  |
| $2,7 \cdot 10^{13}$                   | 8,5·10 <sup>12</sup>                                 | $E_V + 0,18$                      | $1 \cdot 10^{-16}$    | А-центр, комплекс $V_{\rm Cd}^{2-}$ – In                |  |
| $2 \cdot 10^{13}$                     | 3.1012   | $E_V + 0,35$                      | 1,6.10-14             | Вакансія кадмію $V_{\rm Cd}^{2-}$                       |  |
| 4.1013                                | 9.1012   | E <sub>C</sub> -0,87              | 5,6.10-12             | Електронна пастка                                       |  |
| 7.1012                                | $2 \cdot 10^{13}$                                    | $E_{V} + 1,1$                     | $1 \cdot 10^{-11}$    | Вакансія телуру $V_{\rm Te}$                            |  |

Склад дефектів та домішок у  $CdTe_{0.9}Se_{0.1}$  і  $CdTe_{0.95}Se_{0.05}$  [16]

ньому вакансій телуру, а також нижчою концентрацією А-центрів,  $V_{Cd}$  і глибокої електронної пастки 0,87 еВ (див. таблицю). В роботі [16] одержали матеріали з фіксованими концентраціями домішок та дефектів. Становить інтерес всесторонньо дослідити поведінку р залежно від вмісту  $V_{Te}$ , легувального Іп, А-центрів, глибокої пастки та  $V_{Cd}$  в широкому інтервалі змін їх вмісту. На **рис. 1, 2** продемонстровано поведінку питомого опору залежно від концентрації індію, вакансій телуру та кадмію для обох матеріалів.

З рис. 1 можна побачити, що високоомний стан  $(10^9 \text{ Om} \cdot \text{см})$  для CdTe<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub> забезпечується у дуже вузькому діапазоні концентрації домішок індію та структурних дефектів — вакансій Cd і Te, тому оче-

видно, що на практиці технологічно важко "влучити" в нього, щоб отримати відповідний матеріал. Крім того, при моделюванні двовимірних залежностей  $\rho(N(\text{In}))$  при вмісті дефектів, наведеному в таблиці, максимальна величина питомого опору  $\rho_{\text{max}}$ для CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub> становила 2,3·10<sup>9</sup> Ом·см, чого явно недостатньо для досягнення детекторної якості. Моделювання також показало, що зміна концентрації мілких акцепторів А-центрів призводить лише до зсуву залежностей  $\rho[N(\text{In}), N(V_{\text{Cd}}), N(V_{\text{Te}})]$ . З іншого боку, збільшення вмісту неконтрольованої електронної пастки 0,87 еВ в CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub> призводить не до зменшення питомого опору, як припускали автори [16], а навпаки — до деякого розширення високоом-



Рис. 1. Залежності десяткового логарифма питомого опору від вмісту індію та вакансій кадмію (*a*), а також індію та вакансій телуру (*б*) для CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>



Рис. 2. Залежності десяткового логарифма питомого опору від вмісту індію та вакансій кадмію (*a*), а також індію та вакансій телуру (б) для CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub>

ної області. Аналогічна поведінка спостерігається й для матеріалу CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub>, в якому, однак, концентраційні діапазони високого питомого опору дещо ширші (рис. 2) попри те, що вміст згаданої електронної пастки менший. Максимальна величина  $\rho_{max}$  для CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> досягає 5,3·10<sup>9</sup> Ом·см. У використовуваній моделі приймалося, що розподіл дефектів ідеально однорідний, а струми витоку відсутні, що є недосяжним на практиці. Виходячи з такого аналізу, стають зрозумілими причини одержання матеріалів з недостатньо високими значеннями р. Для CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> розміри високоомної області значно більші й величина  $\rho_{max}$  вища, тому його виміряний питомий опір був на порядок більший, ніж CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>. Такий результат розходиться з думкою авторів [16], які стверджували, що значення  $\rho \approx 10^{10}$  Ом см не вдалося досягти через недостатню компенсацію А-центрів і вакансій кадмію. З рис. 1 і рис. 2 можна побачити, що в обох матеріалах ця компенсація домішкою In є повною й охоплює області високоомного стану між низькоомними областями з електронними та дірковими типами провідності. З рис. 1, б та рис. 2, б також видно, що збільшення вмісту вакансій телуру не впливає на високоомний стан обох матеріалів.

Порівнюючи залежності на рис. 1 і рис. 2, можна зробити висновок, що більш придатним матеріалом для виготовлення детекторів є CdTe<sub>0,95</sub>Se<sub>0,05</sub>. Розглянемо його детекторні властивості.

На **рис. 3** показані графіки ефективності збору зарядів η залежно від вмісту легувального індію для різних концентрацій вакансій телуру при концентраціях решти домішок та дефектів, наведених у таблиці. 3 рисунка можна побачити, що при початкових концентраціях дефектів, представлених у таблиці, ефективність збору зарядів досягає досить високого зна-



Рис. 3. Залежність ефективності зоору зарядів у детекторі на основі CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> від рівня легування індієм за різної концентрації вакансій телуру (см<sup>-3</sup>):  $I = 2 \cdot 10^{13}$ ;  $2 = 4 \cdot 10^{13}$ ;  $3 = 6 \cdot 10^{13}$ ;  $4 = 8 \cdot 10^{13}$ ;  $5 = 1 \cdot 10^{14}$ ;  $6 = 2 \cdot 10^{14}$ ;  $7 = 3 \cdot 10^{14}$ ;  $8 = 4 \cdot 10^{14}$ ;  $9 = 5 \cdot 10^{14}$ ;  $10 = 6 \cdot 10^{14}$ 

чення — 0,95. Зменшення максимального значення ефективності збору зарядів у рази (з 0,95 до 0,2) має місце лише після збільшення вмісту  $V_{\text{Te}}$  на півтора порядки (з 2·10<sup>13</sup> до 6·10<sup>14</sup>). Зазначимо, що великі значення η для вихідного матеріалу одержані попри те, що переріз захоплення для рівня  $V_{\text{Te}}$  визначався за методикою DLTS. Це свідчить про високий рівень транспортних характеристик у CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub>.

Загальновідомо (див., наприклад, [12, 20]), що вакансії кадмію, які слугують пастками для нерівноважних носіїв заряду в CdTe, помітно знижують збір зарядів через рекомбінацію носіїв на енергетичному рівні  $V_{Cd}$ . На **рис. 4** представлено графіки ефективності збору зарядів залежно від вмісту легувального індію для різних концентрацій вакансій кадмію при



Рис. 4. Залежність ефективності збору зарядів у детекторі на основі CdTe<sub>0,95</sub>Se<sub>0,05</sub> від рівня легування індієм за різної концентрації вакансій кадмію (см<sup>-3</sup>):

a):  $I = 3 \cdot 10^{12}$ ;  $2 = 4 \cdot 10^{12}$ ;  $3 = 5 \cdot 10^{12}$ ;  $4 = 6 \cdot 10^{12}$ ;  $5 = 7 \cdot 10^{12}$ ;  $6 = 8 \cdot 10^{12}$ ;  $7 = 9 \cdot 10^{12}$ ;  $8 = 1 \cdot 10^{13}$ ;  $9 = 1, 1 \cdot 10^{13}$ ;  $10 = 1, 2 \cdot 10^{13}$   $\delta$ ):  $I = 1,75 \cdot 10^{13}$ ;  $2 = 2 \cdot 10^{13}$ ;  $3 = 2,25 \cdot 10^{13}$ ;  $4 = 2,5 \cdot 10^{13}$ ;  $5 = 2,75 \cdot 10^{13}$ ;  $6 = 3 \cdot 10^{13}$  концентраціях решти домішок та дефектів, наведених у таблиці.

3 рис. 4, *а* видно, що у CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> збільшення вмісту вакансій кадмію не впливає на максимальну величину збору зарядів, а призводить лише до зсуву залежностей  $\eta(N(In))$  в бік вищих концентрацій індію. На рис. 4, б наведено такі ж залежності, що і на рис. 4, а, тільки у діапазоні більш високих концентрацій індію та для більших концентрацій вакансій кадмію. З порівняння цих рисунків бачимо, що навіть суттєве збільшення вмісту  $V_{\rm Cd}$  не призводить до зменшення ефективності збору зарядів. Присутній лише такий самий зсув залежностей η у бік більших значень вмісту індію, причому ширина графіка залежності  $\eta(N(In))$  залишається незмінною, і на висоті  $\eta = 0.5$  складає приблизно  $1.4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Тому при збільшенні концентрації вакансій кадмію завжди можна зберегти високий рівень η детектора, збільшуючи приблизно так само вміст легувального індію.

Таким чином, введення в матрицю CdTe невеликої кількості Se розв'язує відому проблему деградації детекторних властивостей цього матеріалу через рекомбінацію нерівноважних носіїв заряду на енергетичних рівнях  $V_{Cd}$ . Щодо наявності вакансій телуру в CdTeSe, то з рис. З бачимо, що при концентрації  $N(V_{Te}) = 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, зафіксованій в експерименті [16], збір зарядів знаходиться на високому рівні.

Єдиним недоліком досліджуваного матеріалу  $CdTe_{0.95}Se_{0.05} \epsilon$  невелике зменшення ширини забороненої зони  $E_G$  порівняно з CdTe, а особливо з CdZnTe, що призводить до зменшення питомого опору і, як наслідок, до збільшення струмів витоку й електронних шумів у амплітудних спектрах детекторів. Для усунення цієї проблеми необхідно вводити в матрицю CdTe<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> легувальні елементи, які збільшу-

ють  $E_G$  в напівпровідникових сполуках на основі CdTe. Такими елементами можуть слугувати Mn [2, 3], Mg [1, 5], Zn [23, 24]. CdMgTe має високий ступінь кристалічності завдяки близьким параметрам решітки CdTe (0,648 нм) і MgTe (0,642 нм). Коефіцієнт сегрегації Mn і Mg у CdTe становить 1,0 порівняно з 1,35 для Zn в CdTe, що є важливою перевагою перед CdZnTe для забезпечення однорідного розподілу Mn і Mg у CdTe по всьому об'єму злитка.

Для коректного вивчення поведінки питомого опору після введення цих добавок у матрицю Cd<sub>0.95</sub>Te<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> необхідно мати експериментально отримані значення вмісту домішок та дефектів у такому матеріалі. Оскільки в роботі [16] не досліджувались  $Cd_{1-x}Mn_xTe_{0.95}Se_{0.05}$ ,  $Cd_{1-x}Mg_xTe_{0.95}Se_{0.05}$  та  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{0.95}Se_{0.05}$ , для приблизної оцінки електрофізичних властивостей таких детекторних матеріалів просто збільшимо ширину забороненої зони  $E_G$  на 0,116 еВ порівняно з  $Cd_{0.95}Te_{0.95}Se_{0.05}$ , тобто до 1,6 еВ при кімнатній температурі, що відповідає введенню, наприклад, марганцю та цинку у кількості, відповідно, 8,90 ат.% та 16,6 ат.% [25], а магнію приблизно 6,44 ат.% [8]. При цьому дно зони провідності Е<sub>С</sub> зміщується відносно енергетичних рівнів домішок і дефектів, а край валентної зони Е<sub>V</sub> залишається незмінним відносно них [26]. Таку сполуку позначимо через  $Cd_{1-x}Me_{x}Te_{0.95}Se_{0.05}$ , де замість Ме може бути Mn, Mg, Zn.

Як було показано вище, питомий опір практично не залежить від концентрації вакансій телуру, тому була розрахована його залежність від концентрацій легувального індію та вакансій кадмію. На **рис. 5**, *а* видно, що тепер можна досягти необхідної для одержання матеріалу детекторної якості величини  $\rho > 10^{10}$  Ом см. Для зменшення шумів в амплітуд-



Рис. 5. Залежності логарифма питомого опору (a) і концентрації вільних дірок  $p_0(\delta)$  від концентрацій індію та вакансій кадмію в діапазоні  $2 \cdot 10^{12} \le N(\text{In}) \le 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $1 \cdot 10^{12} \le N(V_{\text{Cd}}) \le 5 \cdot 10^{12}$ 

#### СЕНСОЕЛЕКТРОНІКА



Рис. 6. Залежність рівня Фермі Cd<sub>1-x</sub>Me<sub>x</sub>Te<sub>0,95</sub>Se<sub>0,05</sub> від концентрації індію та вакансій кадмію

них спектрах звичайно застосовується детекторний матеріал з дірковою провідністю. На рис. 5, *б* показана залежність концентрації вільних дірок від вмісту індію та вакансій кадмію. Після різкого стрибка концентрації дірок провідність стає дірковою. Таким чином, область з ρ≥10<sup>10</sup> Ом см має необхідну для детектора діркову провідність.

На **рис.** 6 продемонстровано поведінку рівня Фермі в таких же діапазонах зміни концентрацій Іп і  $V_{Cd}$ . Пологе плато в правій частині рисунка демонструє проходження рівня Фермі через середину забороненої зони, тобто його відносно невелику стабілізацію в безпосередній близькості від рівня електронної пастки  $E_C$ -0,87 (=-0,116) еВ (див. таблицю), що відповідає високоомній області. Положення рівня цієї пастки не змінилося відносно краю валентної зони при розширенні  $E_G$ , а збільшилась відстань до дна зони провідності.

Якщо порівнювати залежності питомого опору (рис. 5, а), концентрації вільних носіїв заряду, зокрема дірок  $p_0$  (рис. 5,  $\delta$ ), і рівня Фермі (рис. 6) в одному діапазоні змін концентрації акцепторних структурних дефектів V<sub>Cd</sub> та легувальної донорної домішки In, то можна побачити, що навіть невеликі зміни рівня Фермі ( $F \approx 0.5 \text{ eB}$ ) призводять до зміни величини p<sub>0</sub> та р у кілька разів. Моделювання показало також, що збільшення вмісту всіх домішок та дефектів на один-два порядки, тобто зменшення чистоти матеріалу, призводить до набагато більшої залежності положення рівня Фермі від співвідношення іонізованих акцепторних і донорних центрів, тобто ступеня компенсації матеріалу. Таким чином, при одержанні високочистих напівпровідникових сполук, виготовлених з високочистих компонентів, у нашому випадку Cd, Te, Se, Mn тощо, набагато легше стабілізувати рівень Фермі всередині забороненої зони й досягти необхідного високоомного стану.

Роль Se в сполуках на основі CdTe полягає у зниженні концентрації іонізованих глибоких рівнів, що було показано, наприклад, у [23, 27, 28]. З іншого боку, зменшення вмісту глибоких рівнів значно звужує область високоомного стану [20]. Певно саме тому поведінка питомого опору на рис. 2 та рис. 5, а та рівня Фермі на рис. 6 демонструє помітний нахил залежностей величини р і F від концентрації легувального індію, що знижує ймовірність одержання необхідного високоомного стану. В [29] було показано, що для вирівнювання такого нахилу та розширення високоомної області необхідно вводити донорну домішку з глибоким рівнем, розміщеним приблизно на 0,08 еВ вище середини забороненої зони. При цьому ефективність збору зарядів знаходилась у межах 0,7-0,8 навіть попри те, що концентрація домішок та дефектів у  $Cd_{0,92}Mg_{0,08}$  Те були значно ви-щими: приблизно  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Тобто потрібні подальші дослідження та розроблення технологій одержання матеріалів  $Cd_{1-x}Me_{x}Te_{1-y}Se_{y}$  з додаванням донорних домішок, які вносять різні глибокі рівні у заборонену зону.

Моделювання ефективності збору зарядів у детекторі на основі  $Cd_{1-x}Me_xTe_{0.95}Se_{0.05}$  показала прийнятну для детекторів поведінку п, схожу до наведених на рис. 3 та рис. 4. Час життя нерівноважних носіїв заряду в діапазонах концентрацій Іп з високим рівнем збору заряду η досягає 7·10<sup>-6</sup> с для електронів та 1,5·10<sup>-6</sup> с для дірок. Добуток рухливості електронів на час життя дорівнює  $5,7 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/B, що характеризує високі транспортні характеристики матеріалу. У [9] для порівняння бувло одержано CdTe<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>:In, який мав  $\mu\tau = 3.5 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/B. Досліджуваний в цій нашій роботі та у [16] матеріал одержували з високочистих компонентів: CdSe та CdTe чистотою 6N. Таким чином, необхідний детекторний матеріал Cd<sub>1-x</sub>Me<sub>x</sub>Te<sub>0.95</sub>Se<sub>0.05</sub> можна одержати, якщо використовувати вихідний Ме чистотою не менше 6N, який не вноситиме додаткові центри розсіювання та рекомбінації. Для досягнення великих значень η та μτ можна також розглядати добавку цинку в CdTeSe, хоча коефіцієнт сегрегації Zn в CdTe помітно більший за одиницю (1,35), що може спричиняти виникнення неоднорідності CdZnTeSe та появу додаткових дефектів. При цьому вже були одержані матеріали детекторної якості з високим розрізненням основного піка в амплітудних спектрах [17] та великими значеннями µт для електронів — 1,9·10<sup>-3</sup> см<sup>2</sup>/В і для дірок — 1,4·10<sup>-4</sup> см<sup>2</sup>/В [18]. Введення селену в CdZnTe практично зупиняє утворення міжзеренних сіток, регулює сегрегацію цинку у бік більш однорідного складу та різко знижує концентрацію включень телуру [30].

Подальші дослідження за допомогою моделювання слід спрямувати на вивчення закономірностей зміни електрофізичних та детекторних властивостей  $Cd_{1-x}Me_xTe_{1-y}Se_y$  (x>0, y<0,1) залежно від концентрації експериментально визначених фонових та легувальних мілких, а також глибоких донорних домішок і дефектів структури.

#### Висновки

Таким чином, дослідження показали, що додавання кількох атомних процентів селену до високочистого матеріалу CdTe забезпечує високу ефективність збору зарядів (0,9-0,95) у виготовлених на його основі детекторах гамма- та рентгенівських випромінювань. З відомих структурних дефектів у таких детекторних матеріалах спостерігаються вакансії телуру та кадмію. Збільшення вмісту вакансій телуру у п'ять разів викликає невелике зменшення максимальної величини ефективності збору зарядів до  $\eta_{max} \approx 0.8$ , а підвищення не менш ніж на порядок не впливає на високоомний стан детекторного матеріалу. Збільшення вмісту вакансій кадмію, шкідливих для досягнення детекторної якості переважної більшості сполук на основі CdTe, не призводить до зменшення  $\eta_{max}$  детектора. У високочистому матеріалі на основі CdTeSe з загальною концентрацією домішок та дефектів не вище 10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup> можна одержати високоомний стан з рівнем Фермі поблизу середини забороненої зони та питомим опором р≥10<sup>10</sup> Ом см шляхом розширення забороненої зони завдяки введенню в матрицю Zn, Mn, Mg чистотою не нижче 6N у кількості ≤10 ат.%. Для одержання таких напівпровідникових сполук і виробництва детекторів високої якості певні зусилля слід також направляти на розроблення технологій одержання CdMnTeSe, CdMgTeSe, CdZnTeSe, легованих глибокими донорами з рівнем енергії вище середини забороненої зони.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Mycielski A., Wardak A., Kochanowska D. et al. CdTe-based crystals with Mg, Se, or Mn as materials for X and gamma ray detectors: Selected physical properties. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. 2021, vol. 67, iss. 4, 100543. https://doi.org/10.1016/j.pcrysgrow.2021.100543

2. Jeong A., Seo J., Shin G. et al. Feasibility study of CdMnTeSe based diagnostic X-ray detector. *Nuclear Engineering and Technology*, 2024, vol. 56, iss. 11, pp. 4748–4754. https://doi.org/10.1016/j. net.2024.06.038

3. Byun J., Seo J., Park B. Growth and characterization of detectorgrade CdMnTeSe. *Nuclear Engineering and Technology*, 2022, vol. 54, iss. 11, pp. 4215–4219. https://doi.org/10.1016/j.net.2022.06.007

4. Roy U.N., James, R.B. CdZnTeSe: Recent Advances for Radiation Detector Applications. In book: Abbene L., Iniewski K. (eds) *High-Z Materials for X-ray Detection, Material Properties and Characterization Techniques*. Cham, Springer International Publishing, 2023, pp. 155–170. https://doi.org/10.1007/978-3-031-20955-0 8

5. Yu P., Zhao S., Gao P. et al. Growth and characterization of largesize CdMgTe single crystals doped with different in amounts. *Vacuum*, 2024, vol. 220, 112860. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112860

6. Wardak A., Kochanowska D.M., Kochański M. et al. Effect of doping and annealing on resistivity, mobility-lifetime product,

and detector response of (Cd,Mn)Te. *Journal of Alloys and Compounds*, 2023, vol. 936, p. 168280. https://doi.org/10.1016/j. jallcom.2022.168280

7. Luan L., Gao L., Lv H. et al. Analyses of crystal growth, optical, electrical, thermal and mechanical properties of an excellent detector-grade  $Cd_{0.9}Mn_{0.1}$ Te:V crystal. *Scientific Reports*, 2020, vol. 10, iss. 1, 2749. https://doi.org/10.1038/s41598-020-59612-0

8. Yu P., Jiang B., Chen Y. et al. Growth and characterization of room temperature radiation detection material Cd<sub>0.95</sub>Mg<sub>0.05</sub>Te. *Journal Crystal Growth*, 2020, vol. 543, 125719. https://doi.org/10.1016/j. jcrysgro.2020.125719

9. Camarda G. S., Yang G., Bolotnikov A. E. et al. Characterization of detector-grade CdTe<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub> crystals. *Proceeding of the 2013 Materials Research Society Spring Meeting*, USA, San Francisco, California, 2013.

10. Kuciauskas D., Nardone M., Bothwell A. et al. Why Increased CdSeTe Charge Carrier Lifetimes and Radiative Efficiencies did not Result in Voltage Boost for CdTe Solar Cells. *Advanced Energy Materials, 2023*, vol. 13, 2301784. https://doi.org/10.1002/aenm.202301784

11. Kim K., Kim Y., F. Jan, Fochuk P. et al. Enhanced hole mobility-lifetime product in selenium-added CdTe compounds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment,* 2023, vol. 1053, 168363. https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168363

12. Kavanagh S. R., Walsh A., Scanlon D. O. Rapid Recombination by Cadmium Vacancies in CdTe. *ACS Energy Letters*, 2021, vol. 6, iss. 4, pp. 1392–1398. https://doi.org/10.1021/acsenergylett.1c00380

13. Orellana W., Menéndez-Proupin E., and Flores M. A. Selfcompensation in chlorine-doped CdTe. *Sci. Rep.* 2019, vol. 9, 9194. https://doi.org/10.1038/s41598-019-45625-x

14. Menéndez-Proupin E., Casanova-Páez M., Montero-Alejo A. et al. Symmetry and thermodynamics of tellurium vacancies in cadmium telluride. *Phys. B: Condens. Matter*, 2019, vol. 568, pp. 81–87. https://doi.org/10.1016/j.physb.2019.01.013

15. Selvaraj S. C., Gupta S., Caliste D., Pochet P. Passivation mechanism in CdTe solar cells: The hybrid role of Se. *Appl. Phys. Lett.* 2021, vol. 119, iss. 6, 062105. https://doi.org/10.1063/5.0058290

16. Gul R., Roy U. N., Egarievwe S. U. et al. Point defects: Their influence on electron trapping, resistivity, and electron mobility-lifetime product in CdTe<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> detectors, *Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 119, iss. 2, 025702. http://dx.doi.org/10.1063/1.4939647

17. Drabo M. L., Egarievwe S. U., Roy U. N. et al. Study of CdZnTeSe gamma-ray detector under various bias voltages. *Materials Sciences and Applications*, 2020, vol. 11, iss. 8, p. 553–559. https://doi.org/10.4236/msa.2020.118036

18. Pipek J., Betušiak M., Belas E. et al. Charge transport and space-charge formation in  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Se_y$  radiation detectors. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 15, iss. 5, 054058 https://doi. org/10.1103/PhysRevApplied.15.054058

19. Luan L., He Y., Zheng D. et al. Defects, electronic properties, and  $\alpha$  particle energy spectrum response of the Cd<sub>0.9</sub>Mn<sub>0.1</sub>Te:V single crystal. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2020, vol. 31, iss. 16, pp. 1179–4487. https://doi.org/10.1007/s10854-020-02996-6

20. Кондрик А. И., Ковтун Г. П. Влияние примесей и структурных дефектов на электрофизические и детекторные свойства CdTe и CdZnTe. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2019, № 5–6, с. 43–50. https://dx.doi.org/10.15222/ TKEA2019.5-6.43

21. Jingxiu Y., Su-Huai W. First-principles study of the band gap tuning and doping control in  $CdSe_xTe_{1-x}$  alloy for high efficiency solar cell. *Chinese Physics B*, 2019, vol. 28, iss. 8, 086106, https://dx.doi. org/10.1088/1674-1056/28/8/086106

СЕНСОЕЛЕКТРОНІКА

22. Knoll G. F. *Radiation Detection and Measurement,* John Wiley & Sons, Inc., 2010, 829 p.

23. Park B., Kim Y., Seo J. et al. Bandgap engineering of  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Sey$  (0 < x < 0.27, 0 < y < 0.026). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, vol. 1036, iss. 8, 166836. https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166836

24. Roy U. N., Camarda G. S., Cui Y. et al. Role of selenium addition to CdZnTe matrix for room-temperature radiation detector applications. *Scientific Reports*, 2019, vol. 9, iss. 1, 1620. https://doi. org/10.1038/s41598-018-38188-w

25. Mycielski A., Burger A., Sowinska M. et al. Is the (Cd,Mn)Te crystal a prospective material for X-ray and γ-ray detectors? *Phys. Stat. Sol.* (c). 2005, vol. 2, iss. 5, pp. 1578–1585. https://doi.org/10.1002/pssc.200460838

26. Castaldini A., Cavallini A., Fraboni B. Deep levels in CdTe and CdZnTe. J. Appl. Phys. 1998, vol. 83, iss. 4, pp. 2121–2126. https://doi.org/10.1063/1.366946

27. Fiederle M., Ebling D., Eiche C., Hofmann D. M. et al. Comparison of CdTe,  $Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$  and  $CdTe_{0.9}Se_{0.1}$  crystals:

Application for γ- and X-ray detectors. *J. Cryst. Growth.* 1994, vol. 138, iss. 1–2, pp. 529–533. https://doi.org/10.1016/0022-0248(94)90863-X

28. Gul R., Roy U. N., Camarda G. S. et al. A comparison of point defects in  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Se_y$  crystals grown by bridgman and traveling heater methods. *J. Appl. Phys.* 2017, vol. 121, iss. 12, 125705. https://doi.org/10.1063/1.4979012

29. Kondrik O. I., Solopikhin D. A. The composition of impurities and defects in  $Cd_{1-x}Mg_xTe:In$ , necessary to ensure stable detector properties. *Problems of Atomic Science and Technology*, 2024, N $extsf{04}(152)$ , pp. 34–39. https://doi.org/10.46813/2024-152-034

30. Roy U.N., Camarda G.S., Cui Y. et al. Impact of selenium addition to the cadmium-zinc-telluride matrix for producing high energy resolution X-and gamma-ray detectors. *Sci Rep.* 2021, vol. 11, 10338. https://doi.org/10.1038/s41598-021-89795-z

Дата надходження рукопису до редакції 12.11 2024 р.

O. I. KONDRIK

DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.15 UDC 621.315.592.3

Ukraine, Kharkiv, NSC "Kharkiv Institute of Physics and Technology" E-mail: kondrik@kipt.kharkov.ua; alex.kondrik2012@gmail.com

## INVESTIGATING THE POSSIBILITY OF USING CdTeSe-BASED MATERIALS FOR IONIZING RADIATION DETECTORS

The article describes the study of the properties of materials based on  $CdTe_{1-x}Se_x$  suitable for X-ray and gamma radiation detectors. The purpose of the study was to determine by computer modeling the optimal content of impurities and structural defects and the nature of their influence on the electrophysical and detector properties of CdTe(Mn, Mg)Se, based on the properties of  $CdTe_{0.9}Se_{0.1}$  and  $CdTe_{0.05}Se_{0.95}$  doped with indium. The values of concentrations  $N_p$  activation energies  $E_p$  and capture cross sections of non-equilibrium charge carriers  $\sigma_i$  for i-th defects were used as input data for modeling. The author studied the influence of defects on the change in resistivity  $\rho$ , concentration of free electrons  $n_0$  and holes  $p_0$ . Fermi level F, life time of non-equilibrium charge carriers  $\tau$  and charge collection efficiency  $\eta$  of ionizing radiation detectors based on CdTeSe:In at the temperature of 25°C. The paper also highlights the results of quantitative studies of the influence of the impurities and defects content on the properties of CdTe\_{0.05}Se\_{0.95} with the possible additives of Mn, Mg, and Zn. The regularities of change in  $\rho$ , F,  $\eta$ , depending on the content of indium impurities, cadmium and tellurium vacancies were established. The method of achieving a steady high-resistance state was considered. The direction of further research is formulated in order to establish the optimal composition of detector materials based on CdTe\_{1-x}Se\_x with additives of manganese, magnesium, and zinc.

Keywords: CdTeSe, simulation, detector properties, electrophysical properties, structure defects, deep levels.

#### REFERENCES

1. Mycielski A., Wardak A., Kochanowska D. et al. CdTe-based crystals with Mg, Se, or Mn as materials for X and gamma ray detectors: Selected physical properties. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. 2021, vol. 67, iss. 4, 100543. https://doi.org/10.1016/j.pcrysgrow.2021.100543

2. Jeong A., Seo J., Shin G. et al. Feasibility study of CdMnTeSe based diagnostic X-ray detector. *Nuclear Engineering and Technology*, 2024, vol. 56, iss. 11, pp. 4748–4754. https://doi.org/10.1016/j. net.2024.06.038

3. Byun J., Seo J., Park B. Growth and characterization of detectorgrade CdMnTeSe. *Nuclear Engineering and Technology*, 2022, vol. 54, iss. 11, pp. 4215–4219. https://doi.org/10.1016/j.net.2022.06.007

4. Roy U.N., James, R.B. CdZnTeSe: Recent Advances for Radiation Detector Applications. In book: Abbene L., Iniewski K. (eds) *High-Z Materials for X-ray Detection, Material Properties* 

and Characterization Techniques. Cham, Springer International Publishing, 2023, pp. 155–170. https://doi.org/10.1007/978-3-031-20955-0\_8

5. Yu P., Zhao S., Gao P. et al. Growth and characterization of large-size CdMgTe single crystals doped with different in amounts. *Vacuum*, 2024, vol. 220, 112860. https://doi.org/10.1016/j. vacuum.2023.112860

6. Wardak A., Kochanowska D.M., Kochański M. et al. Effect of doping and annealing on resistivity, mobility-lifetime product, and detector response of (Cd,Mn)Te. *Journal of Alloys and Compounds*, 2023, vol. 936, p. 168280. https://doi.org/10.1016/j. jallcom.2022.168280

7. Luan L., Gao L., Lv H. et al. Analyses of crystal growth, optical, electrical, thermal and mechanical properties of an excellent detector-grade  $Cd_{0.9}Mn_{0.1}$ Te:V crystal. *Scientific Reports*, 2020, vol. 10, iss. 1, 2749. https://doi.org/10.1038/s41598-020-59612-0

8. Yu P., Jiang B., Chen Y. et al. Growth and characterization of room temperature radiation detection material Cd<sub>0.95</sub>Mg<sub>0.05</sub>Te. *Journal Crystal Growth*, 2020, vol. 543, 125719. https://doi.org/10.1016/j. jcrysgro.2020.125719

9. Camarda G. S., Yang G., Bolotnikov A. E. et al. Characterization of detector-grade CdTe<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub> crystals. *Proceeding of the 2013 Materials Research Society Spring Meeting*, USA, San Francisco, California, 2013.

10. Kuciauskas D., Nardone M., Bothwell A. et al. Why Increased CdSeTe Charge Carrier Lifetimes and Radiative Efficiencies did not Result in Voltage Boost for CdTe Solar Cells. *Advanced Energy Materials*, 2023, vol. 13, 2301784. https://doi.org/10.1002/aenm.202301784

11. Kim K., Kim Y., F. Jan, Fochuk P. et al. Enhanced hole mobility-lifetime product in selenium-added CdTe compounds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2023, vol. 1053, 168363. https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168363

12. Kavanagh S. R., Walsh A., Scanlon D. O. Rapid Recombination by Cadmium Vacancies in CdTe. *ACS Energy Letters*, 2021, vol. 6, iss. 4, pp. 1392–1398. https://doi.org/10.1021/acsenergylett.1c00380

13. Orellana W., Menéndez-Proupin E., and Flores M. A. Selfcompensation in chlorine-doped CdTe. *Sci. Rep.* 2019, vol. 9, 9194. https://doi.org/10.1038/s41598-019-45625-x

14. Menéndez-Proupin E., Casanova-Páez M., Montero-Alejo A. et al. Symmetry and thermodynamics of tellurium vacancies in cadmium telluride. *Phys. B: Condens. Matter*, 2019, vol. 568, pp. 81–87. https://doi.org/10.1016/j.physb.2019.01.013

15. Selvaraj S. C., Gupta S., Caliste D., Pochet P. Passivation mechanism in CdTe solar cells: The hybrid role of Se. *Appl. Phys. Lett.* 2021, vol. 119, iss. 6, 062105. https://doi.org/10.1063/5.0058290

16. Gul R., Roy U. N., Egarievwe S. U. et al. Point defects: Their influence on electron trapping, resistivity, and electron mobility-lifetime product in  $CdTe_xSe_{1-x}$  detectors, *Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 119, iss. 2, 025702. http://dx.doi.org/10.1063/1.4939647

17. Drabo M. L., Egarievwe S. U., Roy U. N. et al. Study of CdZnTeSe gamma-ray detector under various bias voltages. *Materials Sciences and Applications*, 2020, vol. 11, iss. 8, p. 553–559. https://doi.org/10.4236/msa.2020.118036

18. Pipek J., Betušiak M., Belas E. et al. Charge transport and space-charge formation in  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Se_y$  radiation detectors. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 15, iss. 5, 054058 https://doi. org/10.1103/PhysRevApplied.15.054058

19. Luan L., He Y., Zheng D. et al. Defects, electronic properties, and  $\alpha$  particle energy spectrum response of the Cd<sub>0.9</sub>Mn<sub>0.1</sub>Te:V single crystal. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2020,

vol. 31, iss. 16, pp. 1179–4487. https://doi.org/10.1007/s10854-020-02996-6

20. Kondrik A.I., Kovtun G.P. Influence of impurities and structural defects on electrophysical and detector properties of CdTe and CdZnTe. *Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature*, 2019, no. 5–6, pp. 43–50. https://dx.doi.org/10.15222/ TKEA2019.5-6.43 (Rus)

21. Jingxiu Y., Su-Huai W. First-principles study of the band gap tuning and doping control in  $CdSe_xTe_{1-x}$  alloy for high efficiency solar cell. *Chinese Physics B*, 2019, vol. 28, iss. 8, 086106, https://dx.doi. org/10.1088/1674-1056/28/8/086106

22. Knoll G. F. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc., 2010, 829 p.

23. Park B., Kim Y., Seo J. et al. Bandgap engineering of  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Sey$  (0<x<0.27, 0<y<0.026). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, vol. 1036, iss. 8, 166836. https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166836

24. Roy U. N., Camarda G. S., Cui Y. et al. Role of selenium addition to CdZnTe matrix for room-temperature radiation detector applications. *Scientific Reports*, 2019, vol. 9, iss. 1, 1620. https://doi. org/10.1038/s41598-018-38188-w

25. Mycielski A., Burger A., Sowinska M. et al. Is the (Cd,Mn)Te crystal a prospective material for X-ray and  $\gamma$ -ray detectors? *Phys. Stat. Sol.* (c). 2005, vol. 2, iss. 5, pp. 1578–1585. https://doi.org/10.1002/pssc.200460838

26. Castaldini A., Cavallini A., Fraboni B. Deep levels in CdTe and CdZnTe. J. Appl. Phys. 1998, vol. 83, iss. 4, pp. 2121–2126. https://doi.org/10.1063/1.366946

27. Fiederle M., Ebling D., Eiche C., Hofmann D. M. et al. Comparison of CdTe,  $Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$  and  $CdTe_{0.9}Se_{0.1}$  crystals: Application for  $\gamma$ - and X-ray detectors. J. Cryst. Growth. 1994, vol. 138, iss. 1–2, pp. 529–533. https://doi.org/10.1016/0022-0248(94)90863-X

28. Gul R., Roy U. N., Camarda G. S. et al. A comparison of point defects in  $Cd_{1-x}Zn_xTe_{1-y}Se_y$  crystals grown by bridgman and traveling heater methods. *J. Appl. Phys.* 2017, vol. 121, iss. 12, 125705. https://doi.org/10.1063/1.4979012

29. Kondrik O. I., Solopikhin D. A. The composition of impurities and defects in  $Cd_{1-x}Mg_x$ Te:In, necessary to ensure stable detector properties. *Problems of Atomic Science and Technology*, 2024, Ne4(152), pp. 34–39. https://doi.org/10.46813/2024-152-034

30. Roy U.N., Camarda G.S., Cui Y. et al. Impact of selenium addition to the cadmium-zinc-telluride matrix for producing high energy resolution X-and gamma-ray detectors. *Sci Rep.* 2021, vol. 11, 10338. https://doi.org/10.1038/s41598-021-89795-z

#### Опис статті для цитування:

Кондрик О. І. Дослідження можливості використання матеріалів на основі CdTeSe для детекторів іонізуючих випромінювань. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 15–23. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.15

Kondrik O. I. Investigating the possibility of using CdTeSe-based materials for ionizing radiation detectors. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 15–23. http://dx.doi.

Cite the article as:

org/10.15222/TKEA2024.3-4.15

УДК 537.525

DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.24

#### О. В. АНДРІЄНКО

Україна, м. Київ, КПІ ім. Ігоря Сікорського E-mail: skorp-olya@ukr.net

### ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ В КОАКСІАЛЬНІЙ СИСТЕМІ ЕЛЕКТРОДІВ З ТОНКИМ КАТОДОМ

Побудовано дрейфово-дифузійну модель тліючого розряду в коаксіальній системі з діелектричними кінцями електродів при напрузі 800 В, температурі аргону 300 К, рd ≈ 2 Па:м (р — тиск робочого газу, d — відстань між електродами). При моделюванні плазми враховувалися процеси іонізації, пружних зіткнень, перезаряджання іонів та вторинної емісії катода. Розраховано розподіл потенціалу, концентрацію заряджених частинок та електронний струм вздовж катода. Досліджено вплив опору баластного резистора і блокувальної ємності на параметри розряду.

Ключові слова: тліючий розряд, дифузійні моделі, моделювання плазми, коаксіальна система, електрод, тонкий катод.

Різноманітні газові розряди лежать в основі функціонування багатьох електронних і фотонних приладів та іонно-плазмових технологій. Серед них найбільш поширеним є тліючий розряд, що часто згадусться в науково-технічній літературі [1-8], а розповсюдженою моделлю розряду — модель з паралельними дисковими електродами [4-6]. Проте деякі конфігурації електродних систем, наприклад коаксіальні системи в довгих трубках малого діаметра, залишаються недостатньо вивченими через їхню специфіку. Поряд з тим, що багато трубчастих виробів потребують іонно-плазмового оброблення внутрішньої поверхні [3, 7, 8], дослідження таких систем ускладнене, особливо коли йдеться про внутрішню структуру розряду, розподіл електричного поля, концентрації заряджених частинок тощо.

Процеси, що відбуваються в плазмі, є досить складними та різноманітними, що робить експериментальні дослідження достатньо високовартісними. Тому для вивчення плазми активно застосовується чисельне моделювання, яке використовує всю множину аналітичних методів теоретичної фізики, зокрема вирішення так званих крайових задач.

Метою цієї роботи є створення та дослідження моделі тліючого розряду в довгій коаксіальній системі електродів малого діаметра при  $pd\approx 2$  Па·м (p — тиск робочого газу, d — відстань між електродами), що відповідає правій частині мінімуму кривої Пашена для запалювання розряду. Це дозволяє досягти мінімальних витрат енергії на підтримання розряду, а також мінімізує зіткнення іонів з молекулами газу й втрати енергії під час цих зіткнень, забезпечуючи тим самим ефективний кінетичний вплив іонів на поверхню катода, що використовується в багатьох іонних технологіях.

#### Модель розрядної системи

Моделювання проводилося для коаксіальної циліндричної системи з зовнішнім анодом. Досліджувана розрядна система, модель якої зображено на **рис. 1**, мала такі розміри: радіус катода  $r_c = 15$  мкм; радіус анода  $r_a = 5$  мм; осьова довжина вздовж електродної системи L = 90 мм.

Розглядалася аргонова плазма за величини тиску p=400 Па та температури T=300 К. Напруга між катодом та анодом — постійна, величиною U=800 В. Опір баластного резистора  $R_b$  змінювався в межах 20-8000 кОм.

Для моделювання тліючого розряду був застосований гідродинамічний підхід у дрейфово-дифузійному наближенні з розв'язанням рівнянь Больцмана, оскільки він є простішим у порівнянні з методами, що базуються на фізичній кінетиці з формуванням і розв'язанням рівнянь Больцмана для цієї моделі. Як



#### ЕНЕРГЕТИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА

(2)

показано в дослідженнях [1, 2, 9], цей підхід забезпечує фізично коректні результати в межах заданого діапазону *p*<sub>d</sub>.

Густину електронів Г<sub>е</sub> обчислювали шляхом розв'язування дрейф-дифузійного рівняння для густини електронів та їхньої середньої енергії, нехтуючи при цьому конвекцією електронів внаслідок руху рідини:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = R_e; \tag{1}$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_{e} = -n_{e}\boldsymbol{\mu}_{e}\mathbf{E} - \mathbf{D}_{e}\nabla n_{e},$$

0

 $n_e$ ,  $\mu_e$  — концентрація та рухливість електронів;

- Е напруженість електричного поля;
- **D**<sub>*ρ*</sub> коефіцієнт дифузії електронів;
- *R<sub>e</sub>* швидкість генерації електронів внаслідок непружних зіткнень.

Коефіцієнт дифузії електронів обчислюється через електронну рухливість з використанням співвідношення

$$\mathbf{D}_e = \boldsymbol{\mu}_e \boldsymbol{T}_e, \tag{3}$$

де T<sub>e</sub> — температура електронів.

Для постійнострумових розрядів процеси, що відбуваються в області прикатодного падіння напруги, точніше описуються при використанні коефіцієнтів Таунсенда, а не коефіцієнтів швидкості [2]. Припустимо, що існує М реакцій, які сприяють зростанню або розпаду електронної густини, та Р непружних електронно-нейтральних зіткнень (загалом P >> M). Тоді швидкість генерації електронів R<sub>e</sub> та втрати енергії R<sub>s</sub> задаються співвідношеннями

$$R_e = \sum_{j=1}^{M} x_j \alpha_j N_n \left| \boldsymbol{\Gamma}_e \right|; \tag{4}$$

$$R_{\varepsilon} = \sum_{j=1}^{P} x_j \alpha_j N_n \left| \Gamma_e \right| \Delta \varepsilon_j, \tag{5}$$

де x. — мольна частка частинок, що беруть участь у *j*-й реакції;

α<sub>*j*</sub> — коефіцієнт Таунсенда для *j*-ї реакції;

 $N_n^{'}$  — загальна щільність нейтральних частинок;  $\Delta \varepsilon_i$  — втрати енергії при протіканні *j*-ї реакції.

Стосовно неелектронних частинок, то для знаходження їх масової частки розв'язується рівняння

$$\rho \frac{\partial}{\partial \mathbf{t}} (\boldsymbol{\omega}_k) + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k, \qquad (6)$$

де  $\mathbf{j}_k$  — вектор дифузійного потоку;

 $R_k$  — вираз швидкості для k-ї частинки;

**u** — усереднений за масою вектор швидкості рідини;

р — просторова щільність заряду;

ω<sub>*k*</sub> — масова частка *k*-ї частинки.

м

Вектор дифузійного потоку визначається як

$$\mathbf{j}_k = \rho \boldsymbol{\omega}_k \mathbf{V}_k,\tag{7}$$

де  $\mathbf{V}_k$  — багатокомпонентна швидкість дифузії для *k*-ї частинки.

Електростатичне поле обчислюється як

$$-\nabla \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V = \rho, \tag{8}$$

де ε<sub>0</sub> — діелектрична проникність вакууму;

ε<sub>*r*</sub> — відносна діелектрична проникність;

*V*— електричний потенціал.

Просторова щільність р обчислюється за формулою

$$\rho = q \left( \sum_{k=1}^{N} Z_k n_k - n_e \right), \tag{9}$$

де q — одиничний заряд;

 $Z_k$  — заряд;

*n*<sub>k</sub> — концентрація електронів;

*N*— кількість частинок.

На відміну від НЧ-розрядів механізм підтримки такого розряду — випромінювання вторинних електронів з катода. При попаданні іона електрон із певною ймовірністю випромінюється з поверхні катода. Потім ці електрони прискорюються сильним електричним полем поблизу катода, де вони набувають достатньо енергії для ініціювання іонізації.

Втратами електронів на торцях електродної системи можна знехтувати через те, що її довжина значно більша за діаметр. Електрони емітуються катодом внаслідок іонно-електронної емісії ( $\gamma = 0, 1$ ), що призводить до граничної умови для потоку електронів

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Gamma}_{e} = \gamma \, (\boldsymbol{\Gamma}_{p} \cdot \mathbf{n}), \tag{10}$$

а потік енергії електронів розраховується як

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_{\varepsilon} = \varepsilon_{p} \gamma \left( \Gamma_{p} \cdot \mathbf{n} \right), \tag{11}$$

де **n** — вектор зовнішньої нормалі;

Г<sub>е</sub> — густина енергії електронів;

 $\Gamma_p$  — вектор потоку іонів;  $\varepsilon_p$  — середня енергія вторинних електронів.

| <b>D</b> ' '.)                        | •              |          |
|---------------------------------------|----------------|----------|
| Poamun nid                            | 1100 DIMMINDIL | nacminov |
| 1 сихин тю                            | and Simkucuo   | чистипок |
| · · · · · · · · · · · · · · · · · · · |                |          |

| Реакція                                       | Тип реакції                         |
|---|-------------------------------------|
| $a \pm \Lambda r \rightarrow a \pm \Lambda r$ | Пружне зіткнення електронів         |
| $e   AI \rightarrow e   AI$                   | з атомами                           |
| $e + \Delta r \leftrightarrow e + \Delta r^*$ | Генерація та гасіння метастабільно- |
|   | го атома під дією удару електронів  |
| $e+Ar \rightarrow 2e+Ar^+$                    | Іонізація атомів ударом електронів  |
| $a \perp A n^* \rightarrow 2a \perp A n^+$    | Іонізація метастабільних атомів     |
| $c   AI \rightarrow 2c   AI$                  | ударом електронів                   |
| $Ar^++Ar \rightarrow Ar^++Ar$                 | Пружне зіткнення іонів              |
| $Ar^++Ar \rightarrow Ar^+Ar^+$                | Резонансне перезарядження іонів     |
| $Ar^{+}Ar^{+} \rightarrow$                    | Levinevia Hevivne                   |
| $\rightarrow$ e+Ar+Ar <sup>+</sup>            | тонтзація Пенінга                   |
| $Ar^{+}Ar \rightarrow Ar^{+}Ar$               | Гасіння метастабільних атомів       |

#### ЕНЕРГЕТИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА

Вибір аргону як робочого газу зумовлений можливістю використовувати мінімальну кількість реакцій, що можуть бути зведені до 3 компонентів та 7 формул, наведених в **таблиці** (Ar — атом аргону, Ar\* — метастабільний збуджений стан атома аргону, Ar+ — іон, е — електрон).

#### Аналіз результатів моделювання

В процесі моделювання режим існування розряду встановлювався за допомогою баластного резистора, величина опору  $R_b$  якого впливає на струм розряду та інші характеристики. Напруга розряду знаходилась в межах 118–250 В.



Рис. 2. Розподіл концентрації електронів (1) та іонів (2), а також потенціалу (3) в міжелектродному проміжку за різного опору баластного резистора *R<sub>b</sub>* 



Розглянемо результати моделювання.

На рис. 2 показано розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку (радіально між катодом і анодом), при цьому на рис. 2, а, б — у випадку існування плазми, на рис. 2, в, г — за її відсутності. У всіх випадках у формуванні кривої розподілу потенціалу в міжелектродному проміжку значну роль відіграє позитивний просторовий заряд іонів. Відомо, що розподіл потенціалу в коаксіальній системі (вакуумному конденсаторі) характеризується сильною неоднорідністю, тобто напруженість електричного поля поруч з внутрішнім електродом малого діаметра суттєво перевищує напруженість поля біля зовнішнього електрода на відміну від постійної величини напруженості для плоскопаралельних електродів. Тобто у вакуумній коаксіальній та плоскій системах потенціали розподіляються по-різному.

В результаті моделювання було отримано дані, які вказують на те, що розряд при значеннях параметра *pd*, характерних для правої частини області мінімуму кривих Пашена, де починається зростання напруги виникнення розряду, має всі ознаки типового тліючого розряду. Характер розподілу потенціалу вказує на факт формування в міжелектродному проміжку біля катодного шару просторового заряду іонів, де генеруються іони.

Розподіл потенціалу має три частини: катодне падіння зі стрімким нарощуванням потенціалу, падіння в області негативного світіння зі слабим наростанням та анодне падіння зі слабким спаданням. Таким чином створюються дві приелектродні області з переважанням концентрації іонів. Зі збільшенням густини струму збільшується область негативного світіння та концентрація заряджених частинок в цій області.

Розподіл заряджених частинок навколо катода та радіальний розподіл потенціалу показує, що в плазмовій моді плазма зосереджується в області максимуму концентрацій заряджених частинок, де відбувається їх основна генерація та дифузія з подальшою деіонізацією на електродах. Важливо зазначити, що падіння потенціалу в прианодній області не заважає дифузійному руху іонів.

На **рис. 3** показано розподіл густини електронного струму в міжелектродному проміжку (радіально у проміжку від катода до анода). З наведених результатів видно, що домінантним параметром, який найсильніше впливає на параметри розряду, є густина струму. Вона визначається при постійній напрузі джерела живлення номінальним значенням опору баластного резистора  $R_b$ , що обмежує струм.

На **рис. 4** показано розподіл концентрації іонів, електронів та потенціалу на поверхні катода. Концентрація є нерівномірною вздовж поверхні, тобто змодельований у всіх варіантах розряд можна віднести до нормального, оскільки емісія електронів відбувається не по всій площі катода.

Наявність істотного впливу схеми підключення джерела живлення та баластного резистора на протікання тліючого розряду й, відповідно, на результа-



опору баластного резистора  $R_b$ 

ти моделювання вказує на те, що номінальне значення  $R_b$  визначає не тільки власне густину струму, але й постійну часу системи тліючого розряду:

$$\tau = R_h C, \tag{12}$$

де C — сукупна ємність, яка містить паразитну ємність монтажу зовнішнього блокувального конденсатора. У роботі [10] його ємність вказана 1 пФ, у [11] — не визначено. У нашому ж випадку його ємність набагато менша за дифузійну ємність плазми, що визначається сукупною кількістю зарядів в тілі розряду. Зазвичай самі електроди також виконують роль блокувального конденсатора, але у моделі, що розглядається, один з електродів має мізерну площу, тому й блокувальні властивості дуже малі.

Слід зазначити, що хоча в експериментальному дослідженні [11] конденсатор не згадується, все одно зрозуміло, що роль такого конденсатора можуть відігравати паразитні ємності монтажу експерименту.

Питання присутності сукупної ємності конденсатора є принциповим. В дослідженні [5] зазначається, що в процесі розв'язання диференційних рівнянь обраної моделі брався до уваги режим розряду. З іншого боку, існують моделі [13, 14], що враховують по суті те ж саме, але з погляду виникнення коливань як частини процесу протікання розряду. Таким чином, стабільність системи розряду розглядається з точки зору частотних та фазових співвідношень. І вплив номінального значення опору баластного резистора  $R_b$  та блокувальної ємності може мати вирішальне значення для стабільності розряду, що, власне, й підтверджується роботами [12, 13] і результатами на наведених вище рисунках. При найменшому з розглянутих значень опору резистора  $R_b = 20$  кОм спостерігається найбільша густина струму та найбільша нестабільність розрахунку, що проявляється в істотних коливаннях середнього значення щільності струму при значенні баластного опору 20 кОм, отже найбільшою є і ймовірність виникнення ефектів, зазначених в роботах [12, 13], а саме автоколивального режиму в тліючому розряді. Але доведення такого зв'язку потребує проведення окремого вивчення.

#### Висновки

Проведене дослідження показало, що розроблена дрейфово-дифузійна модель тліючого розряду у коаксіальній системі з тонким катодом дозволяє ефективно моделювати розподіл потенціалу, концентрацію заряджених частинок та щільність струму. Основним параметром у дослідженні було значення опору баластного резистора, що нормує струм джерела живлення та одночасно є внутрішнім опором системи розряду. Певну нестабільність в структурі розряду виявлено при значенні опору резистора в діапазоні від 20 до 100 кОм, що характерно, наприклад, для коливальних процесів генерації/рекомбінації іонів з неусталеним періодом. Отримані результати можуть бути використані для оптимізації плазмових технологій обробки внутрішніх поверхонь металевих деталей малого діаметра. Подальші дослідження мають бути спрямовані на вивчення впливу коливальних процесів і уточнення ролі блокувальної ємності у розрядній системі.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Surzhikov S. T. *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena: A Mathematical Introduction*, Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2020, 549 p.

2. Fridman A., Kennedy L.A. *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton: CRC Press, 2021, 724 p. https://doi.org/10.1201/9781315120812

3. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D. Experimental study of a lowpressure glow discharge in air in large diameter discharge tubes *Plasma Physics Reports*. 2000, vol. 26, no. 12, pp. 1066–1075. https://doi. org/10.1134/1.1331142

4. Hou L., Wang Y., Wang J. et al. Theoretical study on characteristics of glow discharged neon gas and its interaction with terahertz waves, *Front. Phys.*, 2021, vol. 9, 751335. https://doi.org/10.3389/ fphy.2021.751335

5. Almeida P. G. C., Benilov M. S., Faria M.J. Study of stability of dc glow discharges with the use of comsol multiphysics software. *Journal of Physics: Applied Physics*, 2011, vol. 44, no. 41, 415203. https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/41/415203

6. Bouchikhi A., Hamid A. 2D DC subnormal glow discharge in argon. *Plasma Science and Technology*, 2010, vol. 12, no. 1, pp. 59–66. https://doi.org/10.1088/1009-0630/12/1/13

7. Phadke P., Sturm J.M., van der Kruijs R.W.E., Bijkerk F. Sputtering and nitridation of transition metal surface under low energy, steady state nitrogen ion bombardment. *Appl. Surf. Sci.*, 2020, vol. 505, 144529. https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.144529

8. Kuzmichev A., Perevertaylo V., Tsybulsky L., Volpian O. Characteristics of flows of energetic atoms reflected from metal target during ion bombardment. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016, vol. 729, 012005. https://doi.org/10.1088/1742-6596/729/1/012005

9. Rafatov I., Islamov G., Eylenceoglu E. et al. Analysis of different modeling approaches for simulation of glow discharge in helium at atmospheric pressure. *Phys. Plasmas*, 2023, vol. 30, iss. 9, art. 093504. https://doi.org/10.1063/5.0161535

10. Rafatov I., Bogdanov E. A., Kudryavtsev A. A. On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge. *Phys. Plasmas*, 2012, vol. 19, iss. 3, 033502. https:// doi.org/10.1063/1.3688875

11. Wen X.-Q., Yin L.-Y., Wang D.-Z. A direct current glow discharge plasma source for inner surface modification of metallic tube. *Nuclear Instruments and Methods in Physics. Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007, vol. 263, iss. 2, pp. 535–537. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.07.020

12. Šijačić D. D., Ebert U., Rafatov I. Period doubling cascade in glow discharges: Local versus global differential conductivity. *Physical Review E*, 2004, no. 70, 056220. https://doi.org/10.1103/ PhysRevE.70.056220

13. Bogaerts A., Wilken L., Hoffmann V. et al. Comparison of modeling calculations with experimental results for rf glow discharge optical emission spectrometry. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2002, vol. 57, iss. 1, pp. 109–119. https://doi.org/10.1016/S0584-8547(01)00357-3

Дата надходження рукопису до редакції 18.10 2024 р. DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.24 UDC 537.525 O. V. ANDRIIENKO, Ukraine, Kyiv, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute" E-mail: skorp-olya@ukr.net

## STUDY OF GLOW DISCHARGE PARAMETERS IN A COAXIAL ELECTRODE SYSTEM WITH A THIN CATHODE

Various gas discharges are the basis of many electronic, photonic devices and ion-plasma technologies. Among them, the glow discharge is the most common and is often mentioned in the scientific and technical literature. In this study, we model a glow discharge in a cylindrical coaxial system with dielectric electrode ends in the hydrodynamic drift-diffusion approximation. The model parameters are: anode diameter 10 mm, cathode diameter 30  $\mu$ m, voltage 800 V, temperature of the working argon gas 300 K, pd  $\approx$  2 Pa·m (p — working gas pressure, d — distance between electrodes), which corresponds to the right side of the minimum area of the Paschen curve for discharge ignition. The reactions of ionization of atoms by electron impact, generation and quenching of metastable atoms, elastic collision of electrons with atoms and elastic collision of ions, resonant recharge of ions, Penning ionization, and secondary ion-electron emission of the cathode are taken into account. The potential distribution and concentration of charged particles in the interelectrode space are calculated within the framework of a self-consistent problem, and the electron current density, concentration of charged particles, and potential along the cathode are presented. The effect of the ballast resistor  $R_b$  of the blocking capacity on the parameters and discharge mode is determined. The obtained results can be used in plasma technologies to modify the internal surfaces of metal, hollow, long parts with a small cross-sectional size.

Keywords: glow discharge, diffusion models, plasma modeling, coaxial system, electrode, thin cathode.

#### REFERENCES

1. Surzhikov S. T. *Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena: A Mathematical Introduction*, Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2020, 549 p.

2. Fridman A., Kennedy L.A. *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton: CRC Press, 2021, 724 p. https://doi. org/10.1201/9781315120812

3. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D. Experimental study of a lowpressure glow discharge in air in large diameter discharge tubes *Plasma Physics Reports*. 2000, vol. 26, no. 12, pp. 1066–1075. https://doi. org/10.1134/1.1331142

4. Hou L., Wang Y., Wang J. et al. Theoretical study on characteristics of glow discharged neon gas and its interaction with terahertz waves, *Front. Phys.*, 2021, vol. 9, 751335. https://doi.org/10.3389/ fphy.2021.751335

5. Almeida P. G. C., Benilov M. S., Faria M.J. Study of stability of dc glow discharges with the use of comsol multiphysics software. *Journal of Physics: Applied Physics*, 2011, vol. 44, no. 41, 415203. https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/41/415203

6. Bouchikhi A., Hamid A. 2D DC subnormal glow discharge in argon. *Plasma Science and Technology*, 2010, vol. 12, no. 1, pp. 59–66. https://doi.org/10.1088/1009-0630/12/1/13

7. Phadke P., Sturm J.M., van der Kruijs R.W.E., Bijkerk F. Sputtering and nitridation of transition metal surface under low energy, steady state nitrogen ion bombardment. *Appl. Surf. Sci.*, 2020, vol. 505, 144529. https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.144529

8. Kuzmichev A., Perevertaylo V., Tsybulsky L., Volpian O. Characteristics of flows of energetic atoms reflected from metal target during ion bombardment. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016, vol. 729, 012005. https://doi.org/10.1088/1742-6596/729/1/012005

9. Rafatov I., Islamov G., Eylenceoglu E. et al. Analysis of different modeling approaches for simulation of glow discharge in helium at atmospheric pressure. *Phys. Plasmas*, 2023, vol. 30, iss. 9, art. 093504. https://doi.org/10.1063/5.0161535

10. Rafatov I., Bogdanov E. A., Kudryavtsev A. A. On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge. *Phys. Plasmas*, 2012, vol. 19, iss. 3, 033502. https:// doi.org/10.1063/1.3688875

11. Wen X.-Q., Yin L.-Y., Wang D.-Z. A direct current glow discharge plasma source for inner surface modification of metallic tube. *Nuclear Instruments and Methods in Physics. Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007, vol. 263, iss. 2, pp. 535–537. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.07.020

12. Šijačić D. D., Ebert U., Rafatov I. Period doubling cascade in glow discharges: Local versus global differential conductivity. *Physical Review E*, 2004, no. 70, 056220. https://doi.org/10.1103/ PhysRevE.70.056220

13. Bogaerts A., Wilken L., Hoffmann V. et al. Comparison of modeling calculations with experimental results for rf glow discharge optical emission spectrometry. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2002, vol. 57, iss. 1, pp. 109–119. https://doi. org/10.1016/S0584-8547(01)00357-3

#### Опис статті для цитування:

#### Cite the article as:

Андрієнко О. В. Дослідження параметрів тліючого розряду у коаксіальній системі електродів з тонким катодом. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 24–29. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.24

Andriienko O. V. Study of glow discharge parameters in a coaxial electrode system with a thin cathode. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 24–29. http://dx.doi. org/10.15222/TKEA2024.3-4.24

УДК 536.248.2

#### РhD P. C. МЕЛЬНИК<sup>1</sup>, к. т. н. Д. В. КОЗАК<sup>1</sup>, д. т. н. Ю. С. НІКОЛАЄНКО<sup>1</sup>, PhD Д. В. ПЕКУР<sup>2</sup>

Україна, м. Київ, <sup>1</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського,

<sup>2</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України E-mail: yunikola@ukr.net; m.roman.kpi@gmail.com

### СТАРТОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВІТАЦІЙНИХ ТЕПЛОВИХ ТРУБ З РІЗЬБОВИМ ВИПАРНИКОМ

Експериментально досліджено стартові теплові характеристики мідних гравітаційних теплових труб (ГРТТ) з різьбовим випарником, заповнених чотирма різними теплоносіями, які не замерзають при температурах до  $-30^{\circ}$ С. Показано, що зміна кута нахилу ГРТТ не має значного впливу на температуру в зоні нагріву (максимальне коливання складало 5°С для метанолу). Вплив зміни температури навколишнього повітря (від  $-30^{\circ}$ С до  $+40^{\circ}$ С) є більш суттєвим. Максимальний час стабілізації температурного режиму (22–24 хв) отримано для теплової труби з метанолом при температурі повітря в камері  $-30^{\circ}$ С, мінімальний (11–12 хв) — для ГРТТ з ізобутаном та н-пентаном при  $+40^{\circ}$ С.

Ключові слова: теплообмін, теплова труба, низькотемпературний теплоносій, стартова характеристика, стаціонарний тепловий режим, час стабілізації.

Основна концепція теплових труб вперше була запропонована Гоглером у 1944 році [1]. Гравітаційні теплові труби (ГРТТ) є одним з видів теплових труб і являють собою двофазний теплопередавальний пристрій, який працює під дією гравітаційних сил без використання капілярних елементів для повернення сконденсованого теплоносія в зону випаровування. Завдяки високій ефективності фазових переходів в ГРТТ здійснюється передача великих обсягів теплоти з відносно невеликою різницею температури вздовж теплової труби [2] та з низьким тепловим опором [3]. ГРТТ мають широкий спектр промислових застосувань, зокрема, в системах охолодження електронного обладнання [4], системах рекуперації [5, 6], сонячних водонагрівачах [7] тощо. Це пояснюється простотою їхньої конструкції, надійністю, високою ефективністю та низькою вартістю.

Сьогодні дослідження ГРТТ зосереджені переважно на аналізі теплових характеристик в стаціонарному тепловому режимі роботи. В роботах [8, 9] досліджувалися характеристики та процеси в ГРТТ з різьбовим випарником при різних кутах нахилу. Показано ефективність роботи таких ГРТТ в системах охолодження електронних модулів, що працюють в нахиленому положенні. У низці робіт в останні роки експериментально вивчався вплив коефіцієнта заповнення, теплового навантаження та модифікацій поверхні на ефективність ГРТТ. Автори [10] провели експериментальне дослідження сталевого термосифона, щоб оцінити вплив співвідношення коефіцієнта заповнення, теплового потоку та температури охолоджувальної рідини на його ефективність, яке пока-

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проєкт № 2023.04/0055) зало, що найвищі значення коефіцієнтів тепловіддачі досягаються для заповнення 35%. В роботах [11, 12], де досліджувався вплив модифікацій поверхні на тепловий потік, а також зміни, які спостерігалися внаслідок різних структурних форм та матеріалів, було встановлено, що найбільш ефективними є трикутні канавки за умов використання мідного корпусу. У [13] описано вплив модифікації поверхні на теплову ефективність у випарнику та конденсаторі плоских ГРТТ з анодованою та звичайною поверхнею й показано, що тепловий опір ГРТТ з анодованою поверхнею на 12-18% нижче, ніж для зразка без обробки поверхні. Теплова ефективність ГРТТ з модифікованими поверхнями при різних кутах нахилу та рівнях вхідної потужності досліджувалася у [14], найбільш ефективними виявилися ГРТТ, що працювали при куті нахилу 45-60° та потужності 200-250 Вт.

Очевидно, що модифікація поверхні, умови експлуатації, робоче середовище та коефіцієнт заповнення суттєво впливають на теплову ефективність ГРТТ. Поряд з цим, дуже важливими з погляду надійності роботи охолоджуваного за допомогою ГРТТ електронного обладнання є також характеристики теплових труб під час запуску та переходу до стаціонарного теплового режиму роботи. Наприклад, автори [15, 16] виявили, що кут нахилу є одним із факторів, що істотно впливають на стартові характеристики термосифона. Але якщо теплові параметри ГРТТ вже добре вивчені у різних аспектах, то стартові характеристики залишаються малодослідженими через складність проведення експериментів.

Метою цієї роботи є експериментальне дослідження впливу орієнтації в просторі та температури охолоджувального повітря на стартові характе-

a)

б)

ристики мідних циліндричних ГРТТ з різьбовим випарником, заповнених різними низькотемпературними теплоносіями (метанол, фреон R141b, ізобутан, н-пентан), при примусовому повітряному охолодженні зони конденсації.

#### Конструкція експериментальних зразків ГРТТ

Для проведення досліджень було створено чотири експериментальні зразки ГРТТ довжиною 260 мм та зовнішнім діаметром 12 мм з товщиною стінки 1 мм. На внутрішній стінці корпусу в зоні випаровування (нагріву) ГРТТ на довжині 45 мм нарізано різьбу М11×0,5. Обидва кінці трубки завальцьовано. В гладкому завальцьованому кінці виконано отвір для приєднання заправної трубки зовнішнім діаметром 2,5 мм з товщиною стінки 0,4 мм, яка була припаяна до корпусу високотемпературним припоєм ПСр-45 (температура плавлення 665-730°С) із забезпеченням вакуумної щільності. Крім того, інший завальцьований кінець труби був пропаяний з метою зменшення ризику розгерметизації через потоншення металу та можливих дефектів, які могли виникнути в процесі вальцювання.

Для проведення досліджень було обрано чотири найбільш перспективні, з огляду на умови можливого використання ГРТТ, теплоносії, які не замерзають при зниженні температури навколишнього середовища до  $-30^{\circ}$ С, а саме: метанол, фреон R141b, ізобутан (фреон R600a) та н-пентан. Об'єм теплоносія для заправки становив 1,6–1,7 мл, що відповідає коефіцієнту заповнення внутрішнього об'єму зони нагріву на рівні 50–55%. На кожній ГРТТ було встановлено 16 датчиків температури, з них п'ять в зоні нагріву, три в зоні транспорту та вісім в зоні охолодження.

#### Робоча ділянка та експериментальна установка

Для проведення експериментальних досліджень була виготовлена робоча ділянка, загальний вигляд якої представлено на **рис.** 1. На кожну ГРТТ 1 встановлювались імітатор теплового потоку 2 в зоні нагріву (**3H**) та радіатор 3 в зоні охолодження (**3O**). Імітатор теплового потоку 2 являв собою електричний нагрівач загальною тепловою потужністю 200 Вт, який складався з двох частин та монтувався на ГРТТ. Для зменшення контактного теплового опору використовувалась теплопровідна паста КПТ-8.

Теплота відводилася за допомогою радіатора, виготовленого зі стандартного профілю, із загальною кількістю ребер 5 шт. висотою 20 мм, товщиною біля основи 2,4 мм та 1,2 мм при вершині. Для монтажу ГРТТ в радіатор також використовувалась теплопровідна паста КПТ-8, фіксувалась вона за допомогою притискних планок 4. Для збільшення ефективності тепловідведення на ребра радіатора за допомогою стрижнів 5 монтувались два вентилятори





*I* — ГРТТ; 2 — імітатор теплового потоку; 3 — радіатор;
 4 — притискна планка; 5 — стрижень кріплення вентиляторів; 6 — вентилятори







I — ГРТТ; 2 — нагрівач; 3 — радіатор з вентиляторами; 4 теплоізоляція; 5 — штатив; 6 — лабораторний блок живлення; 7 — комплекс модулів збору даних; 8 — ПК; 9 — канали для дротів; 10 — кліматична камера Gembird D40SM-12A *6*, що забезпечували витрату повітря 3,08 СFM кожен.

Для проведення експериментальних досліджень впливу температури навколишнього середовища на стартові теплові характеристики ГРТТ було створено експериментальну установку (**рис. 2**) на базі низькотемпературної кліматичної камери MINI SUBZERO MC-71 компанії ТАВАІ ESPEC CORP. Камера дозволяє змінювати температуру її робочого простору в широкому діапазоні: від  $-70^{\circ}$ C до  $+100^{\circ}$ C та підтримувати задану температуру з точністю  $\pm1^{\circ}$ C.

Робочу ділянку розташовували всередині камери на штативі, який дозволяв встановлювати експериментальний зразок ГРТТ під різними кутами нахилу. Дроти датчиків температури та дроти живлення вентиляторів і нагрівача виводились назовні через канали для дротів в боковій стінці камери. Термопари під'єднувались до комплексу модулів збору даних ICP Con I-7018, які термостабілізувались за допомогою встановлених вентиляторів, щоб виключити вплив нагріву електроніки на внутрішні перетворювачі сигналів термопар. Контроль значень температури відбувався в реальному часі на персональному комп'ютері (ПК) за допомогою програмного забезпечення EZ Data Logger. Модулі збору даних під'єднувалися до ПК за допомогою перетворювача інтерфейсів USB-RS485.

Зміну та контроль підведеної потужності забезпечував лабораторний блок живлення. Вентилятори при проведенні досліджень працювали при номінальних робочих режимах.

#### Методика проведення досліджень

Величина допустимої температури в зоні нагріву ГРТТ обиралася на рівні  $(120\pm5)^{\circ}$ С з огляду на те, що гранична температура корпусу електронних компонентів (зокрема, світлодіодні модулі СОВ), для охолодження яких планується використовувати аналогічні ГРТТ, в умовах експлуатації становить +100°С.

Дослідження проводились для трьох значень температури всередині камери  $t_{\rm K}$ : -30, +20, +40 °C. Значення -30°C та +40°C визначені як граничні, а +20°C — як найбільш ймовірна температура навколишнього середовища в умовах експлуатації.

Робоча ділянка з експериментальним зразком ГРТТ монтувалась на штатив під певним кутом нахилу ГРТТ до горизонту (15°, 60°, 90°), який контролювався за допомогою електронного кутоміра. Потім встановлювалося задане значення температури повітря в камері та на поверхні теплової труби, вмикався блок живлення й на нагрівач ГРТТ подавалась необхідна теплова потужність. Вона становила 60 Вт для всіх серій експериментів, окрім випадку ГРТТ з ізобутаном при температурі всередині камери +40°С, коли через виникнення кризових явищ тепловий потік знижували до 50 Вт. Після встановлення стаціонарного теплового режиму функціонування ГРТТ, який визначався за величиною температури, записувались значення температури протягом певного періоду, після чого вимикалось живлення імітатора теплового потоку. Стаціонарним вважався режим, коли зміна температури в місцях встановлення термопар не перевищувала 0,5°С за 10 хв. Після охолодження експериментального зразка до температури повітря всередині камери встановлювалось нове значення температури  $t_{\rm K}$ , і процес повторювався. Таким чином почергово проводились дослідження стартових теплових характеристик обраної ГРТТ, розташованої під одним кутом нахилу, при  $t_{\rm K} = -30; +20; +40$ °С. По закінченню серії таких вимірювань кут нахилу змінювали й проводили аналогічну серію експериментів.

Після отримання масиву дискретних значень розподілу температури по довжині ГРТТ у часі проводили їх осереднення по зонах теплової труби. За отриманими температурними та часовими даними були побудовані графічні залежності стартових характеристик досліджених ГРТТ.

#### Результати досліджень та їх обговорення

Як було зазначено вище, досліджувались стартові теплові характеристики чотирьох зразків ГРТТ, заправлених, відповідно, метанолом, фреоном R141b, ізобутаном та н-пентаном в умовах підведення теплового потоку 60 Вт, крім випадку ГРТТ з ізобутаном при  $t_{\rm K}$ =+40°C, коли тепловий потік складав 50 Вт.

На **рис. 3** показано зміну у часі значень осередненої температури зони нагріву  $t_{3\rm H}$  експериментальних зразків ГРТТ, заправлених різними теплоносіями, для різних значень температури охолоджувального повітря та орієнтації ГРТТ в просторі. Представлені результати свідчать, що у стаціонарному режимі функціонування температура  $t_{3\rm H}$  майже не залежить від орієнтації ГРТТ в просторі: максимальна різниця складала 5°С при  $t_{\rm K}$ =+40°С для ГРТТ з метанолом, розташованих під кутом нахилу 90° та 15° (нижчою була температура для вертикального положення).

Розглянемо стартові температурні характеристики досліджуваних зразків ГРТТ.

На графіку для ГРТТ з метанолом (рис. 3, *a*) при температурі –30°С та +20°С чітко видно момент "запуску" (переходу від режиму випаровування до режиму кипіння), що проявляється як пік температури приблизно в моменти 4:00 та 3:30 відповідно. При температурі +40°С такого піка немає, що можна пояснити зміною теплофізичних властивостей теплоносія та тиску всередині ГРТТ. Загалом видно, що на час виходу на стаціонарний режим функціонування майже не впливає орієнтація ГРТТ в просторі, проте чітко спостерігається його залежність від температури навколишнього середовища. Так, при  $t_{\rm K}$ =+40°С час стабілізації становить близько 12–14 хв, при  $t_{\rm K}$ =+20°С це вже 17–18 хв, а при  $t_{\rm K}$ =-30°С — 22–24 хв. Тобто, зі зниженням температури охолоджувального повітря



#### жим збільшується майже вдвічі. Аналогічна картина спостері

ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ТЕПЛОВИХ РЕЖИМІВ

Аналогічна картина спостерігається для ГРТТ з фреоном R141b (рис. 3,  $\delta$ ), але величина піків температури  $t_{3H}$  тут дещо нижча (перегрів становить близько 4°С при  $t_{K}$ =+20°С, тоді як для метанолу — близько 11°С), а час виходу на стаціонарний тепловий режим становить 11–12 хв при температурі повітря в камері +40°С та +20°С та 15–17 хв при  $t_{K}$ =-30°С. Слід зазначити, що основна зміна значень температури в контрольних точках відбувається протягом перших 6–7 хвилин у всіх випадках.

від +40°С до -30°С час виходу ГРТТ на робочий ре-

Для ГРТТ з ізобутаном та н-пентаном (рис. 3, *в*, *г*) ситуація інша: тут відсутні ознаки переходу від режиму випаровування до режиму кипіння, температурні криві мають гладку форму для додатних значень температури охолоджувального повітря. У випадку ж від'ємної температури, коли  $t_{\rm K}^{=}-30$ °С, спостерігається лише перегин в точці запуску (більш чітко виражений для н-пентану). Характерний час виходу на стаціонарний тепловий режим в обох випадках становить 11-12 хв, який не залежить ані від значень температури охолоджувального повітря, ані від орієнтації ГРТТ в просторі.

За результатами досліджень також було побудовано графіки зміни в часі різниці значень температури у зонах нагріву та охолодження  $\Delta t_{3H-3O}$ , які більш наглядно демонструють процеси, що відбуваються всередині ГРТТ, та характеризують ефективність її функціонування.

3 рис. 4, *а* видно, що різниця  $\Delta t_{3H-3O}$  для ГРТТ з метанолом майже перестає змінюватися після 7 хв від моменту подачі теплового потоку, що вказує на стабілізацію процесів всередині ГРТТ. Як і на розглянутих вище рисунках для температури в зоні нагріву, тут також чітко видно момент переходу від режиму випаровування до режиму кипіння ГРТТ. В стаціонарному тепловому режимі сім з дев'яти графіків розташовуються щільно у проміжку значень  $\Delta t_{3H=3O}$ від 13°С до 16°С, а ось для залежностей, отриманих при  $t_{\rm K}$ =-30°С і кутах нахилу 90° та 60° спостерігається явне відхилення величини  $\Delta t_{
m 3H-3O}$  в більшу сторону. Враховуючи, що для кута нахилу 15° при цій температурі  $t_{\rm K}$  значення  $\Delta t_{\rm 3H-3O}$  не відрізняються від загального тренду, можна припустити, що ця відмінність пов'язана з процесами кипіння в зоні нагріву, а саме з ускладненим виходом пари крізь товщу теплоносія, що детально описано в [17].

За виключенням зазначених відмінностей, різниця між температурами в зонах нагріву та охолодження знаходиться в межах 13-16 °C для всіх значень температури навколишнього середовища та орієнтації ГРТТ в просторі, що відповідає тепловому опору ГРТТ 0,22–0,27 °C/Вт.



Характер зміни в часі величини  $\Delta t_{\rm 3H-3O}$  під час запуску ГРТТ з фреоном R141b (рис. 4, б) дещо відрізняється. При від'ємному значенні температури повітря  $t_{\rm K}$  = -30°C різниця  $\Delta t_{\rm 3H-3O}$  для всіх кутів нахилу ГРТТ на 3-8°С перевищує величини, отримані в умовах додатних значень  $t_{\kappa}$ . Проте, як і у попередньому випадку, найменша різниця (21°С) спостерігається для кута нахилу ГРТТ 15°, а найвища (25°С) — для вертикальної орієнтації. Важливою відмінністю від ГРТТ з метанолом є те, що стабілізація значень різниці температур відбувається швидше, протягом 5-6 хв від початку нагріву (залежно від температури навколишнього середовища). Для додатних значень температури охолоджувального повітря різниця  $\Delta t_{\rm 3H-3O}$ знаходиться в межах 15-18 °C. Це вище, ніж у ГРТТ з метанолом, та вказує на меншу ефективність функціонування ГРТТ з фреоном 141b, тепловий опір якої становить 0,25-0,30 °С/Вт.

Якісно іншою є картина для ГРТТ з ізобутаном. На відміну від температури в зоні нагріву (див. рис. 3, в), де видно лише початкову точку перегину, що свідчить про запуск ГРТТ, на графіку рис. 4,  $\beta$  для  $\Delta t_{3H-3O}$  цей момент проявляється більш чітко. Крім того, для всіх значень температури навколишнього середовища тут досить помітна (на відміну від ГРТТ з фреоном R141b та метанолом) тенденція до зростання різниці температур при збільшенні кута нахилу. Важливою відмінністю є також менший час стабілізації величини  $\Delta t_{3H=3O}$ , який в цьому випадку становить 6–7 хв для температури навколишнього повітря -30°С та +20°С та 11–12 хв для +40°С. Різниця  $\Delta t_{\rm 3H-30}$  тут менша ніж у попередніх випадках і становить 12-16 °С (залежно від умов), проте й значення теплового потоку тут також нижчі (50 Вт проти 60 Вт).

Для ГРТТ з н-пентаном (рис. 4, e) якісно картина загалом схожа з ГРТТ з фреоном R141b, а саме відокремленістю значень  $\Delta t_{3H-3O}$  при від'ємних значеннях температури повітря та тривалістю стабілізації (5–6 хв). Проте величина  $\Delta t_{3H-3O}$  не перевищує 23°С при  $t_{\rm K}$ =-30°С, а при додатних значеннях температурах всередині камери  $\Delta t_{3H-3O}$  для різних орієнтацій ГРТТ в просторі знаходиться в межах 12–16 °С, що відповідає тепловому опору 0,20–0,27 °С/Вт та вказує на ліпші теплопередавальні характеристики ГРТТ з н-пентаном у порівнянні з фреоном R141b (тепловий опір 0,25–0,30 °С/Вт).

#### Висновки

Таким чином, за результатами проведених досліджень можна зробити такі висновки.

 Н-пентан є оптимальним теплоносієм для ГРТТ з вхідним тепловим потоком на рівні 50–60 Вт в досліджуваному діапазоні температури охолоджувального повітря та орієнтації в просторі. ГРТТ з н-пентаном має гладкі криві запуску, найнижчі значення різниці між температурами зон нагріву та охолодження і мінімальний вплив орієнтації на температуру в зоні нагріву.

2. Час виходу на стаціонарний тепловий режим роботи ГРТТ суттєво змінюється залежно від температури навколишнього середовища. При температурі +40°С процес стабілізації для всіх теплоносіїв був найкоротшим (11–14 хв), тоді як при температурі –30°С він тривав до 22–24 хв.

3. У ГРТТ з ізобутаном (фреон R600a) при температурі повітря +40°С збільшення теплового потоку понад 50 Вт призводить до виникнення кризових явищ, що свідчить про можливі обмеження застосування ГРТТ з ізобутаном з коефіцієнтом заповнення 50–55% в умовах високих температур.

4. Вплив орієнтації ГРТТ у просторі на стартові та теплові характеристики був незначним у всіх розглянутих випадках. Максимальна різниця між значеннями температури по тепловій трубі при зміні кута нахилу складала 5°С для ГРТТ з метанолом, що підтверджує високу стабільність функціонування ГРТТ незалежно від її просторового положення.

5. ГРТТ з н-пентаном та ізобутаном характеризувалися плавною зміною в часі температури в зоні нагріву, без чітко виражених піків переходу від режиму випаровування до режиму кипіння, що свідчить про їхні специфічні теплопередавальні характеристики порівняно з ГРТТ з метанолом та фреоном R141b.

6. Температурні піки при запуску були найбільш вираженими для ГРТТ з метанолом та фреоном R141b при температурах охолоджувального повітря –30°С та +20°С, що необхідно враховувати при застосуванні ГРТТ в умовах низьких та помірних температур.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Gaugler R.S. *Heat transfer device*. U.S. Patent 2,350,348, 6 June 1944.

2. Faghri A. *Heat pipe science and technology*. Taylor & Francis: Philadelphia, PA, USA, 1995.

3. Shabgard H., Allen M.J., Sharifi N. Heat pipe heat exchangers and heat sinks: Opportunities, challenges, applications, analysis, and state of the art. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2015, vol. 89, pp. 138–158. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.020

4. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Kravets V.Yu. et al. Study on the performance of the low-cost cooling system for transmit/ receive module and broadening the exploitative capabilities of the system using gravity heat pipes. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 2022, vol. 14(12), art. 121001. https://doi. org/10.1115/1.4054812

5. Matsubara K., Matsudaira Y., Kourakata I. Thermosiphon loop thermal collector for low-temperature waste heat recovery. *Appl. Therm. Eng.*, 2016, vol. 92, pp. 261–270. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2015.09.004

6. Carvajal-Mariscal I., De León-Ruíz J.E., Belman-Flores J.M., Salazar-Huerta A. Experimental evaluation of a thermosyphon-based waste-heat recovery and reintegration device: A case study on lowtemperature process heat from a microbrewery plant. *Sustainable*  Energy Technologies and Assessments, 2022, vol. 49, art. 101760. https://doi.org/10.1016/j.seta.2021.101760

7. Zhelykh V., Kozak C., Savchenko O. Using of thermosiphon solar collector in an air heating system of passive house. *Pollack Periodica*, 2016, vol. 11(2), pp. 125–133. https://doi.org/10.1556/606.2016.11.2.11

8. Nikolaenko Yu.E., Pis'mennyi E.N., Pekur D.V. et al. The efficiency of using simple heat pipes with a relatively low thermal conductivity for cooling transmit/receive modules. *Appl. Therm. Eng.*, 2024, vol. 236, part A, art. 121512. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2023.121512

9. Мельник Р.С., Ліпніцький Л.В., Ніколаєнко Ю.Є., Кравець В.Ю. Візуалізація процесів пароутворення та теплові характеристики тонкої плоскої гравітаційної теплової труби з різьбовим випарником. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі*, 2023, № 3–4, pp. 65–73. http://dx.doi.org/10.15222/ TKEA2023.3-4.65

10. Lataoui Z., Jemni A. Experimental investigation of a stainless steel two-phase closed thermosyphon. *Appl. Therm. Eng.*, 2017, vol. 121, pp. 721–727. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2017.04.135

11. Moradikazerouni A., Afrand M., Alsarraf J. et al. Comparison of the effect of five different entrance channel shapes of a microchannel heat sink in forced convection with application to cooling a supercomputer circuit board. *Appl. Therm. Eng.*, 2019, vol. 150, pp. 1078–1089. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.01.051

12. Moradikazerouni A., Afrand M., Alsarraf J. et al. Investigation of a computer CPU heat sink under laminar forced convection using a structural stability method. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2019, vol. 134, pp. 1218–1226. https://doi.org/10.1016/j. ijheatmasstransfer.2019.02.029

13. Singh R.R., Selladurai V., Ponkarthik P., Solomon A.B. Effect of anodization on the heat transfer performance of flat thermosyphon. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015, vol. 68, pp. 574–581. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.06.017

14. Solomon A.B., Daniel V.A., Ramachandran K. et al. Performance enhancement of a two-phase closed thermosiphon with a thin porous copper coating. *Int. Commun. Heat Mass Transf*, 2017, vol. 82, pp. 9–19. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2017.02.001

15.Guo Q., Guo H., Yan X. et al. Experimental study of start-up performance of sodium-potassium heat pipe. *Kung Cheng Je Wu Li Hsueh Pao/J. Eng. Thermophys.*, 2014, vol. 35(12), pp. 2508–2512. (in Chinese). https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85013816041&origin=inward&txGid=543ce141c89baaa712c0b54 1f1fa57e3

16. Guo Q., Guo H., Yan X. et al. Effect of the evaporator length on start-up performance fo sodium-potassium alloy heat pipe. *Kung Cheng Je Wu Li Hsueh Pao/J. Eng. Thermophys.*, 2016, vol. 37(8), pp. 1717–1720. https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2s2.0-84981334728&origin=inward&txGid=45a5ff43c1c93e11343b 38545279f0c2 (Chinese)

17. Nikolaenko Yu. E., Melnyk R. S., Lipnitskyi L. V. et al. Study of the effect of tilt angle on the vaporization processes in a flat gravity heat pipe with a threaded evaporator. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2023, vol. 148, pp. 9167–9181. https://doi.org/10.1007/s10973-023-12303-0

Дата надходження рукопису до редакції 30.10 2024 р.

#### Опис статті для цитування:

Мельник Р. С., Козак Д. В., Ніколаєнко Ю. Є., Пекур Д. В. Стартові характеристики гравітаційних теплових труб з різьбовим випарником. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 30–36. http://dx.doi.org/10.15222/ TKEA2024.3-4.30

#### Cite the article as:

Melnyk R. S., Kozak D. V., Nikolaenko Yu. E., Pekur D. V. Startup characteristics of gravity heat pipes with a threaded evaporator. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 30–36. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.30

DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.30 UDC 536.248.2 R. S. MELNYK<sup>1</sup>, D. V. KOZAK<sup>1</sup>, Yu. E. NIKOLAENKO<sup>1</sup>, D. V. PEKUR<sup>2</sup>

Ukraine, Kyiv, <sup>1</sup>National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", <sup>2</sup>V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine E-mail: m.roman.kpi@gmail.com; yunikola@ukr.net

## START-UP CHARACTERISTICS OF GRAVITY HEAT PIPES WITH A THREADED EVAPORATOR

The authors experimentally study start-up characteristics of copper gravitational heat pipes with a threaded evaporator filled with four different heat transfer fluids — methanol, R141b refrigerant, isobutane (refrigerant R600a), and n-pentane — that do not freeze at temperatures as low as  $-30^{\circ}$ C. The heat pipes were 260 mm long, had a diameter of 12 mm, a thread length in the evaporation zone of 45 mm, a thread pitch of 0.5 mm, and a fluid volume of 1.6-1.7 ml (filling ratio of 50-55%). It was shown that changing the inclination angle ( $15^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$ ) does not significantly affect the temperature in the heating zone of the heat pipe (maximum  $5^{\circ}$ C for methanol). More significant is the influence of the ambient air temperature ( $-30^{\circ}$ C,  $+20^{\circ}$ C and  $+40^{\circ}$ C). The maximum thermal regime stabilization time (22-24 min) was observed in the heat pipe with methanol at an ambient temperature of  $-30^{\circ}$ C, while the minimum stabilization time (11-12 min) was recorded for heat pipes with isobutane and n-pentane at an air temperature in the chamber of  $+40^{\circ}$ C.

Keywords: heat transfer, heat pipe, low-temperature heat transfer fluid, start-up characteristics, steady thermal regime, stabilization time.

#### REFERENCES

1. Gaugler R.S. *Heat transfer device*. U.S. Patent 2,350,348, 6 June 1944.

2. Faghri A. *Heat pipe science and technology*. Taylor & Francis: Philadelphia, PA, USA, 1995.

3. Shabgard H., Allen M.J., Sharifi N. Heat pipe heat exchangers and heat sinks: Opportunities, challenges, applications, analysis, and state of the art. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2015, vol. 89, pp. 138–158. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.020

4. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Kravets V.Yu. et al. Study on the performance of the low-cost cooling system for transmit/ receive module and broadening the exploitative capabilities of the system using gravity heat pipes. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 2022, vol. 14(12), art. 121001. https://doi. org/10.1115/1.4054812

5. Matsubara K., Matsudaira Y., Kourakata I. Thermosiphon loop thermal collector for low-temperature waste heat recovery. *Appl. Therm. Eng.*, 2016, vol. 92, pp. 261–270. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2015.09.004

6. Carvajal-Mariscal I., De León-Ruíz J.E., Belman-Flores J.M., Salazar-Huerta A. Experimental evaluation of a thermosyphon-based waste-heat recovery and reintegration device: A case study on lowtemperature process heat from a microbrewery plant. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 2022, vol. 49, art. 101760. https://doi.org/10.1016/j.seta.2021.101760

7. Zhelykh V., Kozak C., Savchenko O. Using of thermosiphon solar collector in an air heating system of passive house. *Pollack Periodica*, 2016, vol. 11(2), pp. 125–133. https://doi.org/10.1556/606.2016.11.2.11

8. Nikolaenko Yu.E., Pis'mennyi E.N., Pekur D.V. et al. The efficiency of using simple heat pipes with a relatively low thermal conductivity for cooling transmit/receive modules. *Appl. Therm. Eng.*, 2024, vol. 236, part A, art. 121512. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2023.121512

9. Melnyk R. S., Lipnitskyi L. V., Nikolaenko Yu. E., Kravets V. Yu. Visualization of vaporization processes and thermal characteristics of a thin flat gravity heat pipe with a threaded evaporator. *Technology and design in electronic equipment*, 2023, no. 3–4, pp. 65–73. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2023.3-4.65 (Ukr)

10. Lataoui Z., Jemni A. Experimental investigation of a stainless steel two-phase closed thermosyphon. *Appl. Therm. Eng.*, 2017, vol. 121, pp. 721–727. https://doi.org/10.1016/j. applthermaleng.2017.04.135

11. Moradikazerouni A., Afrand M., Alsarraf J. et al. Comparison of the effect of five different entrance channel shapes of a microchannel heat sink in forced convection with application to cooling a supercomputer circuit board. *Appl. Therm. Eng.*, 2019, vol. 150, pp. 1078–1089. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.01.051

12. Moradikazerouni A., Afrand M., Alsarraf J. et al. Investigation of a computer CPU heat sink under laminar forced convection using a structural stability method. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2019, vol. 134, pp. 1218–1226. https://doi.org/10.1016/j. ijheatmasstransfer.2019.02.029

13. Singh R.R., Selladurai V., Ponkarthik P., Solomon A.B. Effect of anodization on the heat transfer performance of flat thermosyphon. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015, vol. 68, pp. 574–581. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.06.017

14. Solomon A.B., Daniel V.A., Ramachandran K. et al. Performance enhancement of a two-phase closed thermosiphon with a thin porous copper coating. *Int. Commun. Heat Mass Transf*, 2017, vol. 82, pp. 9–19. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2017.02.001

15.Guo Q., Guo H., Yan X. et al. Experimental study of start-up performance of sodium-potassium heat pipe. *Kung Cheng Je Wu Li Hsueh Pao/J. Eng. Thermophys.*, 2014, vol. 35(12), pp. 2508–2512. (in Chinese). https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85013816041&origin=inward&txGid=543ce141c89baaa712c0b541f 1fa57e3

16. Guo Q., Guo H., Yan X. et al. Effect of the evaporator length on start-up performance fo sodium-potassium alloy heat pipe. *Kung Cheng Je Wu Li Hsueh Pao/J. Eng. Thermophys.*, 2016, vol. 37(8), pp. 1717–1720. https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2s2.0-84981334728&origin=inward&txGid=45a5ff43c1c93e11343b3 8545279f0c2 (Chinese)

17. Nikolaenko Yu. E., Melnyk R. S., Lipnitskyi L. V. et al. Study of the effect of tilt angle on the vaporization processes in a flat gravity heat pipe with a threaded evaporator. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2023, vol. 148, pp. 9167–9181. https://doi.org/10.1007/s10973-023-12303-0

#### УДК 621.383.51:621.362.422

#### DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.37

РhD Д. В. ПЕКУР, А. М. МІНЯЙЛО, І. В. ПЕКУР, чл.-кор. НАНУ, д. т. н. В. М. СОРОКІН

Україна, м. Київ, Інститут фізики напівпровідників імені В. Є. Лашкарьова НАН України E-mail: demid.pekur@gmail.com

### ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРНИХ УМОВ ЕКСПЛУАТАЦІЇ СВІТЛОДІОДНИХ МОДУЛІВ НА ЇХНІ ЕЛЕКТРООПТИЧНІ ТА ЕКСПЛУАТАЦІЙНІ ПАРАМЕТРИ

Розглянуто вплив наявності у світлодіодному модулі відмінностей між температурами окремих світлодіодів на світловий потік та термін його служби. Визначено, що при оцінці ефективності та довговічності світлодіодних модулів необхідно враховувати стандартне відхилення температури світлодіодів від середнього значення. Продемонстровано, що при стандартному відхиленні температури на 20°C відносне зниження світлового потоку модуля може становити близько 1%, а кожне підвищення градієнта температури на 10°C — зменишти термін його служби більше ніж у три рази.

Ключові слова: світлодіодні модулі, електрооптичні параметри, температурні умови, нерівномірність температури, світлова ефективність, термін служби, тепловідведення.

Сучасні світлодіоди характеризуються високою енергоефективністю, що робить їх одними з найбільш перспективних джерел світла в багатьох галузях [1-3]. Світлодіоди часто об'єднують у світлодіодні модулі, які є ключовими компонентами нових освітлювальних систем, що забезпечують високу ефективність, стабільність і надійність роботи в різних сферах застосування — від побутового до автомобільного та промислового освітлення. Світлодіодні модулі складаються з одного або декількох світлодіодів [4, 5], розміщених на загальній підкладці з інтегрованими елементами тепловідведення, а часто і з додатковими компонентами, такими як резистори, що обмежують струм, оптичні елементи та системи керування. Такий підхід дозволяє рівномірно розподілити тепло, покращуючи тепловий режим роботи світлодіодів, знижуючи ризик перегріву та збільшуючи довговічність. Крім того, об'єднання світлодіодів у модуль дозволяє ефективніше керувати розподілом світла та досягати оптимальних оптичних характеристик.

Світлодіодні модулі можна інтегрувати в різні конструкції з покращеним тепловідведенням та оптимізованими оптичними характеристиками. Вони можуть бути розроблені для специфічних застосувань, забезпечуючи потрібний рівень яскравості, колірної температури та напрямку світлового потоку [6, 7]. Це робить їх надзвичайно гнучкими для використання в різноманітних умовах та середовищах.

Однак ефективність та довговічність світлодіодних модулів значною мірою залежать від температур-

них умов експлуатації світлодіодів [8-10], які в них використовуються. Підвищена температура може негативно впливати на електрооптичні параметри, такі як світловий потік та спектральні характеристики, а також прискорювати процеси деградації, що в них відбуваються [11-13]. При підвищеній температурі ефективність світлового випромінювання світлодіодів знижується через збільшення кількості безвипромінювальних рекомбінацій, що зменшує кількість фотонів, які випромінюються. Температура впливає і на спектр випромінювання та може призвести до зміни корельованої кольорової температури світлодіода, від якої залежить якість освітлення, крім того, це може бути вкрай небажаним у деяких застосуваннях, таких як, наприклад, медичне освітлення або художнє підсвічування [14-16].

За дослідженнями, зокрема [17, 18], підвищення температури на кожні 10°С знижує термін служби світлодіодів у *e* (тобто приблизно у 2,7) раз. Це питання ще більше загострюється при неоднаковій температурі окремих світлодіодів у світлодіодному модулі освітлювального приладу. У такому випадку загальний термін служби світлодіодного модуля оцінюється за температурою найбільш нагрітого світлодіода. Саме тому важливе не середнє значення температури всіх світлодіодів модуля, а температура найбільш нагрітого елементу, яка і визначає строк його служби.

Метою цієї роботи є дослідження впливу наявності у світлодіодному модулі відмінностей між температурами окремих світлодіодів на їхні експлуатаційні та електрооптичні параметри в аспектах зниження терміну служби, світлового потоку та світлової ефективності.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України в рамках грантового дослідницького проєкту №2022.01/0037.

#### Залежність терміну служби світлодіодів та їхньої світлової ефективності від температури

Термін служби світлодіодів суттєво залежить від їхньої робочої температури. Її підвищення призводить до прискорення деградаційних процесів у матеріалах світлодіода, що скорочує термін його служби. Ця залежність часто описується експоненційними або логарифмічними моделями, що базуються на фізичних принципах термічної активності.

Одним з поширених підходів для опису залежності терміну служби L від температури  $T \in$  використання рівняння Арреніуса

$$L = L_0 \exp\left[-\frac{E_{\rm a}}{k} \left(\frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_{\rm e}}\right)\right],$$
 (1)

де  $L_0$  — термін служби при температурі  $T_0$ ;

*E*<sub>a</sub> — енергія активації процесу деградації;

k— константа Больцмана,  $k\!=\!8,\!617\!\cdot\!10^{-5}$ е<br/>B/К;

*T*<sub>е</sub> — температура експлуатації.

Енергія активації деградації світлодіодів  $E_a$  відображає чутливість їхнього терміну служби до температури. Чим вище енергія активації, тим більшою мірою температура впливає на тривалість служби світлодіода. Значення енергії активації для світлодіодів видимого світла лежить в діапазоні від 0,6 еВ (червоні) до близько 0,9 еВ (сині). Враховуючи, що білі світлодіоди побудовані на основі синіх з використанням світлоконвертуючих матеріалів — люмінофорів, їхня енергія активації є подібною до синіх, але може бути трохи вищою через додаткові деградаційні процеси у люмінофорі.

Визначення абсолютного значення терміну служби є досить складною експериментальною задачею, на вирішення якої виробники світлодіодів часто витрачають сотні годин випробувань. Проте відношення терміну служби однотипних світлодіодів при експлуатації за різної температури відповідно до виразу (1) може бути описано простою залежністю

$$\frac{L_{1}}{L_{2}} = \exp\left[-\frac{E_{a}}{k}\left(\frac{1}{T_{2}} - \frac{1}{T_{1}}\right)\right],$$
(2)

де  $L_1, L_2$  — термін служби світлодіодів за температури  $T_1, T_2$  відповідно.

Для кількісної оцінки впливу середньої температури та відхилень від неї на ефективність світлодіодного модуля можна використати залежність світлового потоку  $\Phi$  від температури. Зазвичай ця залежність описується лінійною або експоненційною функцією. Для спрощення використаємо лінійну залежність

$$Φ(T) = Φ_0[1 - β(T - T_0)],$$

де  $\Phi_0$  — світловий потік при температурі  $T_0$ ;

- β температурний коефіцієнт зниження світлового потоку;
- *T* робоча температура світлодіода.

Температурний коефіцієнт  $\beta$  зазвичай лежить в діапазоні від 0,001 до 0,005 К<sup>-1</sup> (що відповідає зниженню світлового потоку на 0,1–0,5% при підвищенні температури на один градус).

Для модуля, який складається зі світлодіодів з різною температурою  $T_i$ , можна знайти їхню середню температуру  $T_{av}$  і відхилення від неї температури окремих світлодіодів:  $\Delta T_i = T_i - T_{av}$ . Якщо ці відхилення "симетричні", загальний світловий потік залежить лише від середньої температури, і підвищення  $T_{av}$  зменшує світловий потік на величину, пропорційну  $\beta(T_{av} - T_0)$ .

В умовах нерівномірного розподілу температури, коли температура деяких світлодіодів істотно вища або нижча за  $T_{av}$ , вплив цих відхилень стає суттєвим. Для кількісної його оцінки часто використовують дисперсію  $\sigma^2$  або стандартне відхилення  $\sigma$  температури. Проаналізувавши залежність (3) з використанням розкладення в ряд Тейлора та відкинувши незначні члени, отримаємо залежність, яка дозволяє визначити можливий вплив відхилень температури на загальний світловий потік. Для певної середньої температури значення світлового потоку Ф відносно  $\Phi_0$ , розрахованого за залежністю (3) з врахуванням можливого зниження, пов'язаного з наявністю дисперсії температури  $\sigma^2$ , можна знайти як

$$\Phi_{\rm rel} = \Phi / \Phi_0 \approx 1 - \beta^2 \sigma^2. \tag{4}$$

Світлова ефективність η розраховується як відношення світлового потоку до споживаної електричної потужності *P*:

$$\eta = \Phi / P. \tag{5}$$

Оскільки загальна споживана потужність модуля при зростанні температури залишається незмінною (або навіть трохи збільшується), зниження світлового потоку призводить до зменшення світлової ефективності світлодіодного модуля. Таким чином, нерівномірний розподіл температури, що спричинює зниження світлового потоку окремих світлодіодів, негативно впливає на загальну світлову ефективність світлодіодного модуля.

#### Вплив градієнта температури на термін служби світлодіодних модулів

У світлодіодному модулі джерела світла зазвичай використовуються світлодіоди одного типу, увімкнені послідовно, паралельно чи послідовно-паралельно, тому вихід одного з них призводить до необхідності заміни світлодіодного модуля в цілому, при тому що більшість світлодіодів залишаються придатними до подальшої експлуатації.

Для порівняння терміну служби найменш та найбільш нагрітих світлодіодів ( $L_1$  та  $L_2$  відповідно) вико-

(3)



Рис. 1. Залежність співвідношення термінів служби найменш нагрітого світлодіода та найбільш нагрітого від різниці значень їхньої температури для T<sub>1</sub>=var

ристовувалася залежність (2). Моделювання виконувалося для білих світлодіодів, побудованих на основі синіх, при цьому незначне підвищення енергії активації в результаті наявності в них люмінофору не враховувалася. Відповідно, приймалося, що енергія активації дорівнює 0,9 еВ. На **рис. 1** показано змодельовану залежність співвідношення величин терміну служби  $L_1/L_2$  найменш та найбільш нагрітих світлодіодів від різниці значень їхньої температури  $\Delta T$  для трьох варіантів температури найбільш нагрітого світлодіода  $T_1$ .

3 рис. 1 видно, що при значній різниці у температурі світлодіодів термін служби найменш нагрітих з них може бути значно більшим, ніж найбільш нагрітих: для розглянутих випадків кожне підвищення  $\Delta T$ на 10°С знижує термін служби світлодіодів приблизно у 3,12 раза. При цьому, чим менше T<sub>1</sub>, тим швидше відбувається зростання  $L_1$ , а значить, навіть невелике значення  $\Delta T$  при низькій температурі експлуатації може суттєво скоротити термін служби світлодіода. Водночас слід зауважити, що це не є критичним, оскільки термін служби світлодіодів при низьких температурах є доволі великим (до 100 тис. годин при  $T=45^{\circ}$ C). При підвищенні робочої температури термін служби світлодіодів різко падає, що потребує особливої уваги при розробленні світлодіодних модулів, призначених для використання у критичних експлуатаційних умовах.

Варто ще звернути увагу на випадки, коли температура найменш нагрітих світлодіодів значно менша за стандартні робочі температури (0–85°С). І хоча короткочасні перебування при температурах нижче 0°С не є критичними, тривала робота за межами рекомендованого температурного діапазону підвищує ризик додаткової деградації матеріалу (наприклад, можуть появлятися мікротріщини у кристалі та шарі фотолюмінофора, виникати проблеми з контактами тощо). З часом це може додатково зменшити очікуваний ре-

сурс пристрою, вплинути на стабільність світлового потоку та додатково збільшити ймовірність відмов.

## Вплив градієнта температури на загальну світлову ефективність світлодіодних модулів

Наявність різниці у температурі окремих світлодіодів модуля суттєво впливає і на його загальну ефективність. При підвищеній температурі ефективність світлового випромінювання світлодіодів знижується через збільшення частки безвипромінювальних рекомбінацій. Це означає, що більша частина спожитої енергії не перетворюється на світло, а розсіюється у вигляді тепла. У результаті зменшуються загальний світловий потік модуля та ефективність використання енергії.

Відповідно до формули (4), для різних значень температурного коефіцієнта зниження світлового потоку  $\beta$  були отримані залежності відносного світлового потоку  $\Phi_{rel}$  світлодіодного модуля, середня температура світлодіодів якого має стандартне відхилення  $\sigma$ . На **рис. 2** видно, що при  $\sigma$ =20 К зниження світлового потоку може складати 0,01 від початкового, тобто близько 1%. Зі збільшенням  $\sigma$  відбувається помітне зменшення  $\Phi_{rel}$ , що свідчить про негативний вплив градієнта температури у світлодіодному модулі. До того ж, чим більше температурний



Рис. 2. Залежність відносного світлового потоку від стандартного відхилення температури світлодіодів для різних значень температурного коефіцієнта β (у K<sup>-1</sup>)

коефіцієнт β, тим стрімкіше знижується відносний світловий потік світлодіодів, що вказує на підвищення чутливості матеріалу до температурних коливань.

#### Висновки

Запропонований у роботі підхід до визначення впливу температурних умов роботи на експлуатаційні та електрооптичні параметри світлодіодних модулів з білих світлодіодів дозволив оцінити термін їхньої служби, світловий потік та світлову ефективність.

Залежність терміну служби світлодіодних модулів від різниці між температурами найбільш нагрітого світлодіода і найменш нагрітого показує, що зі

збільшенням температури експлуатації найбільш нагрітих світлодіодів (від 45°С до 85°С) термін служби модулів стає менш чутливим до цієї температурної різниці. Для розглянутих випадків кожне підвищення різниці температури на 10°С знижує термін служби світлодіодів приблизно у 3,12 раза. Однак навіть при меншій чутливості до різниці температур загальний термін служби світлодіодів при високих температурах експлуатації значно скорочується.

Для забезпечення ефективної роботи світлодіодних модулів необхідно зменшувати стандартне відхилення температури від середнього значення шляхом ефективного тепловідведення та покращення конструкції системи охолодження. Використання світлодіодів з нижчим значенням температурних коефіцієнтів також може знизити чутливість до температурних флуктуацій, підвищуючи загальний світловий потік та світлову ефективність світлодіодних освітлювальних пристроїв на їх основі.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Weisbuch C. Review — On the search for efficient solid state light emitters: past, present, future. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2020, vol. 9, no. 1, 016022. https://doi.org/10.1149/2.0392001jss

2. Bhattarai T., Ebong A., Raja M. A review of light-emitting diodes and ultraviolet light-emitting diodes and their applications. *Photonics*, 2024, vol. 11, no. 6, 491. https://doi.org/10.3390/photonics11060491

3. Пекур Д.В., Сорокин В.М. Стан і перспективи розвитку білих світлодіодів з випромінюванням, наближеним до природного. Оптоелектроніка та напівпровідникова техніка, 2023, вип. 58, с. 16–20. https://doi.org/10.15407/iopt.2023.58.016

4. Barbosa J. L. F., Coimbra A. P., Simon D., Calixto W. P. Optimization process applied in the thermal and luminous design of high power LED luminaires. *Energies*, 2022, vol. 15, iss. 20, 7679. https://doi.org/10.3390/en15207679

5. Różowicz A., Wachta H., Baran K. et al. Arrangement of LEDs and their impact on thermal operating conditions in high-power luminaires. *Energies*, 2022, vol. 15, iss. 21, 8142. https://doi. org/10.3390/en15218142

6. Chinchero H. F., Alonso J. M., Hugo O. T. A review on smart LED lighting systems. 2020 IEEE Green Energy and Smart Systems Conference (IGESSC), Long Beach, CA, USA, 2020, pp. 1–6. https:// doi.org/10.1109/igessc50231.2020.9285004

7. Taki T., Strassburg M. Review—Visible LEDs: more than efficient light. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2019, vol. 9, no. 1, 015017. https://doi.org/10.1149/2.0402001jss

8. Tan L., Liu P., She C. et al. Research on heat dissipation of multi-chip LED filament package. *Micromachines*, 2021, vol. 13, iss. 1, 77. https://doi.org/10.3390/mi13010077

9. Cengiz C., Azarifar M., Arik M. A critical review on the junction temperature measurement of light emitting diodes. *Micromachines*, 2022. vol. 13, iss. 10, 1615. https://doi.org/10.3390/mi13101615

10. Li Y., Yang Y., Zheng H. et al. Review of high power phosphor-converted light-emitting diodes. 2019 16<sup>th</sup> China International Forum on Solid State Lighting & 2019 International Forum on Wide Bandgap Semiconductors China (SSLChina: IFWS), Shenzhen, China, 2019, pp. 111–115. https://doi.org/10.1109/sslchinaifws49075.2019.9019776

11. Tan K.-Z., Lee S.-K., Low H.-C. LED Lifetime prediction under thermal-electrical stress. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 2021, vol. 21, no. 3, pp. 310–319. https://doi. org/10.1109/tdmr.2021.3085579

12. Padmasali A. N., Kini S. G. Accelerated degradation test investigation for life-time performance analysis of LED luminaires. *IEEE Transactions on Components Packaging and Manufacturing Technology*, 2019, vol. 10, iss. 4, pp. 551–558. https://doi.org/10.1109/tcpmt.2019.2958852

13. Padmasali A. N., Kini S. G. A generalized methodology for predicting the lifetime performance of LED luminaire. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2020, vol. 67, iss. 7, pp. 2831–2836. https://doi.org/10.1109/ted.2020.2996190

14. Luo W., Kramer R., Kompier M. et al. Effects of correlated color temperature of light on thermal comfort, thermophysiology and cognitive performance. *Building and Environment*, 2022, vol. 231, 109944. https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109944

15. Beliakova I., Kostyk L., Maruschak P. et al. The temperature dependence of the parameters of LED light source control devices powered by pulsed voltage. *Applied Sciences*, 2024, vol. 14, iss. 13, 5678. https://doi.org/10.3390/app14135678

16. Quispe M. R., Oscco F. M. A., Horn M. J., Gómez M. M. Influence of the temperature of a white LED on its lighting characteristics. *Journal of Physics Conference Series*, 2023, vol. 2538, 012009. https://doi.org/10.1088/1742-6596/2538/1/012009

17. Peng D. S., Liu K. L. Effect of ambient temperature and heating time on high-power LED. *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 1777, 012033. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1777/1/012033

18. Yuan N. F., Pan N. K., Guo N. Y., Chen N. S. Study on thermal degradation of high power LEDs during high temperature and electrical aging. 2013 10<sup>th</sup> China International Forum on Solid State Lighting (ChinaSSL), Beijing, 2013, vol. 48, pp. 150–153. https://doi. org/10.1109/sslchina.2013.7177336

Дата надходження рукопису до редакції 19.11 2024 р.

#### Опис статті для цитування:

#### Cite the article as:

Пекур Д. В., Міняйло А. М., Пекур І. В., Сорокін В. М. Вплив температурних умов експлуатації світлодіодних модулів на їхні електрооптичні та експлуатаційні параметри. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 37–41. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.37

Pekur D. V., Minyaylo A. M., Pekur I. V., Sorokin V. M. The influence of operating temperature conditions of LED modules on their electro-optical and operational parameters. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 37–41. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.37

DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.37 UDC 621.383.51:621.362.422 D. V. PEKUR, A. M. MINYAYLO, I. V. PEKUR, V. M. SOROKIN

Ukraine, Kyiv, V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine E-mail: demid.pekur@gmail.com

## THE INFLUENCE OF OPERATING TEMPERATURE CONDITIONS OF LED MODULES ON THEIR ELECTRO-OPTICAL AND OPERATIONAL PARAMETERS

Modern LEDs are characterised by high energy efficiency, which makes them one of the most promising light sources in many industries. The efficiency and durability of LED modules largely depend on the temperature conditions of operation. Elevated temperatures can adversely affect electro-optical parameters such as luminous flux and spectral characteristics, as well as accelerate degradation processes. This article investigates the effect of temperature conditions of LED modules on their electro-optical and operational parameters. The paper considers how temperature unevenness in the LED module affects their luminous flux and service life. It is determined that when assessing the efficiency and durability of LED modules, it is necessary to take into account the standard deviation of the LED temperature from the average. Given the presence of temperature gradient between LEDs in a LED module, the service life of the latter is estimated by the temperature of the most heated LED, as shown in this paper. The influence of the deviation of the LED temperature from the average on the overall luminous efficiency of LED modules based on them is demonstrated. In particular, with a standard temperature deviation of 20°C, the relative decrease in the module's luminous flux can be about 1%. For the considered cases, an increase in temperature unevenness by 10°C reduces the lifetime of the LEDs more than three times. To ensure the efficient operation of LED modules, it is necessary to reduce the standard deviation of temperature from the mean value through effective heat dissipation and improved cooling system design. The use of LEDs with lower temperature coefficients can also reduce the sensitivity to temperature fluctuations, increasing the overall luminous flux and luminous efficiency of LED lighting devices based on them.

Keywords: LED modules, electro-optical parameters, temperature conditions, temperature unevenness, luminous efficiency, service life, heat dissipation.

#### REFERENCES

1. Weisbuch C. Review — On the search for efficient solid state light emitters: past, present, future. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2020, vol. 9, no. 1, 016022. https://doi.org/10.1149/2.0392001jss

2. Bhattarai T., Ebong A., Raja M. A review of light-emitting diodes and ultraviolet light-emitting diodes and their applications. *Photonics*, 2024, vol. 11, no. 6, 491. https://doi.org/10.3390/photonics11060491

3. Pekur D.V., Sorokin V.M. State of the art and prospects for the evolution of white LEDs with near natural light emission. *Optoelectronics and Semiconductor Technique*, 2023, vol. 58, pp. 16–20. https://doi.org/10.15407/iopt.2023.58.016 (Ukr)

4. Barbosa J. L. F., Coimbra A. P., Simon D., Calixto W. P. Optimization process applied in the thermal and luminous design of high power LED luminaires. *Energies*, 2022, vol. 15, iss. 20, 7679. https://doi.org/10.3390/en15207679

5. Różowicz A., Wachta H., Baran K. et al. Arrangement of LEDs and their impact on thermal operating conditions in high-power luminaires. *Energies*, 2022, vol. 15, iss. 21, 8142. https://doi. org/10.3390/en15218142

6. Chinchero H. F., Alonso J. M., Hugo O. T. A review on smart LED lighting systems. 2020 IEEE Green Energy and Smart Systems Conference (IGESSC), Long Beach, CA, USA, 2020, pp. 1–6. https:// doi.org/10.1109/igessc50231.2020.9285004

7. Taki T., Strassburg M. Review—Visible LEDs: more than efficient light. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2019, vol. 9, no. 1, 015017. https://doi.org/10.1149/2.0402001jss

8. Tan L., Liu P., She C. et al. Research on heat dissipation of multi-chip LED filament package. *Micromachines*, 2021, vol. 13, iss. 1, 77. https://doi.org/10.3390/mi13010077

9. Cengiz C., Azarifar M., Arik M. A critical review on the junction temperature measurement of light emitting diodes. *Micromachines*, 2022. vol. 13, iss. 10, 1615. https://doi.org/10.3390/mi13101615

10. Li Y., Yang Y., Zheng H. et al. Review of high power phosphorconverted light-emitting diodes. 2019 16<sup>th</sup> China International Forum on Solid State Lighting & 2019 International Forum on Wide Bandgap Semiconductors China (SSLChina: IFWS), Shenzhen, China, 2019, pp.111–115. https://doi.org/10.1109/sslchinaifws49075.2019.9019776

11. Tan K.-Z., Lee S.-K., Low H.-C. LED Lifetime prediction under thermal-electrical stress. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 2021, vol. 21, no. 3, pp. 310–319. https://doi.org/10.1109/tdmr.2021.3085579

12. Padmasali A. N., Kini S. G. Accelerated degradation test investigation for life-time performance analysis of LED luminaires. *IEEE Transactions on Components Packaging and Manufacturing Technology*, 2019, vol. 10, iss. 4, pp. 551–558. https://doi.org/10.1109/tcpmt.2019.2958852

13. Padmasali A. N., Kini S. G. A generalized methodology for predicting the lifetime performance of LED luminaire. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2020, vol. 67, iss. 7, pp. 2831–2836. https://doi.org/10.1109/ted.2020.2996190

14. Luo W., Kramer R., Kompier M. et al. Effects of correlated color temperature of light on thermal comfort, thermophysiology and cognitive performance. *Building and Environment*, 2022, vol. 231, 109944. https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109944

15. Beliakova I., Kostyk L., Maruschak P. et al. The temperature dependence of the parameters of LED light source control devices powered by pulsed voltage. *Applied Sciences*, 2024, vol. 14, iss. 13, 5678. https://doi.org/10.3390/app14135678

16. Quispe M. R., Oscco F. M. A., Horn M. J., Gómez M. M. Influence of the temperature of a white LED on its lighting characteristics. *Journal of Physics Conference Series*, 2023, vol. 2538, 012009. https://doi.org/10.1088/1742-6596/2538/1/012009

17. Peng D. S., Liu K. L. Effect of ambient temperature and heating time on high-power LED. *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 1777, 012033. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1777/1/012033

18. Yuan N. F., Pan N. K., Guo N. Y., Chen N. S. Study on thermal degradation of high power LEDs during high temperature and electrical aging. 2013 10<sup>th</sup> China International Forum on Solid State Lighting (ChinaSSL), Beijing, 2013, vol. 48, pp. 150–153. https://doi.org/10.1109/sslchina.2013.7177336

#### УДК 615.47:621.791

К. т. н. А. Г. ДУБКО<sup>1, 2</sup>, к. т. н. О. В. РОМАНЕНКО<sup>1</sup>

Україна, м. Київ, <sup>1</sup>Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України, <sup>2</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського E-mail: andreyies17@gmail.com, romann125@gmail.com

### ВПЛИВ ПОВЕРХНЕВОГО ЕФЕКТУ НА ОПІР ЕЛЕКТРОДІВ ЕЛЕКТРОХІРУРГІЧНИХ ІНСТРУМЕНТІВ

Досліджено вплив поверхневого ефекту на середовища, які залучені у процес при проведенні електрохірургічних втручань. Отримано залежності глибини поверхневих шарів електродів та біологічних тканин від частоти. Глибина поверхневого шару при частоті 440 кГц для біологічної тканини є достатньо великою — близько 1 м, для міді вона становить 0,1 мм. Для круглих та прямокутних електродів, виготовлених з міді та неіржавної сталі 410, розраховано опір в широкому частотному діапазоні (1 кГц – 1 МГц). Показано, що при збільшенні зовнішнього периметра електрода, а значить і ефективної площі, зменшується його опір, що створює умови для підвищення ефективності електрохів.

Ключові слова: електропровідні середовища, глибина поверхневого шару, електрохірургічні втручання, біологічні тканини, струм високої частоти, форма електродів.

На сьогодні все ширше застосування знаходять нові методи високочастотної електрохірургії, які завдяки своїм перевагам замінюють традиційні методи, де застосовуються хірургічні нитки та скобки [1]. Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України спільно з фахівцями Міністерства охорони здоров'я України розробили спосіб, технології та відповідне устаткування для застосування струму високої частоти в хірургічній практиці [2–6]. Впровадження нових методів високочастотної електрохірургії, які мають ряд суттєвих переваг над традиційними, наштовхуються на труднощі, пов'язані з забезпеченням проходження високочастотного струму через електроди електрохірургічних інструментів і біологічну тканину.

Результати високочастотного нагрівання визначаються в основному частотою струму, розмірами та формою електропровідного середовища, електричними, магнітними та тепловими властивостями матеріалу.

На **рис.** 1 продемонстровано поширення синусоїдального струму в однорідному провідному півпросторі, коли вектор густини змінного струму  $J_z(0)$  паралельний граничній поверхні.

Густина змінного струму у поперечному перерізі провідника розподіляється нерівномірно, зменшуючись у напрямку від зовнішньої його поверхні до центра. Це явище має назву поверхневого ефекту [7]. При заданих властивостях матеріалу провідника (питомої електричної провідності  $\sigma$  та абсолютної магнітної проникності  $\mu$ ) поверхневий ефект проявляється тим сильніше, чим більше розміри провідника та чим вище частота струму. Поверхневий ефект спостерігається у провідниках будь-якої форми.

Для випадку поширення струму, показаному на рис. 1, з системи рівнянь Максвелла витікає рівняння [8]

$$\frac{d^2 J_z}{dy^2} = j\omega\mu\sigma J_z,\tag{1}$$

де *J<sub>z</sub>* — густина струму; *j* — уявна одиниця; ω — кутова частота.

Це рівняння має таке рішення:

$$J_{z}(y) = J_{1} \exp(Ky) + J_{2} \exp(-Ky);$$
 (2)

$$K = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = (1+j)k;$$
(3)

$$k = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}.$$
(4)

Якщо для y=0 густина струму  $J_z(0)$ , а для  $y \to \infty$  вона дорівнює 0, тоді можемо записати

$$J_{z}(y) = J_{z}(0)\exp(-Ky)\exp(-jKy).$$
(5)







Рис. 2. Утворення коагуляційних кілець через дію поверхневого ефекту при контактному приварюванні відшарованої сітківки до судинної оболонки ока

Густина струму експоненційно зменшується зі збільшенням *у*. Відстань, на якій вона зменшується в е разів, тобто до 1/е від значення  $J_z(0)$  на граничній поверхні, відома як глибина поверхневого шару і дорівнює

$$\delta = \frac{1}{k} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}.$$
(6)

На **рис. 2**, отриманому за допомогою мікроскопа, продемонстровано наслідки дії поверхневого ефекту при контактному приварюванні відшарованої сітківки до судинної оболонки ока, а саме — коагуляційні кільця в місцях проходження струму, утворені через нерівномірне нагрівання тканин [9].

Автори [10, 11] моделювали проходження змінного струму при електрохірургічних втручаннях, але при цьому вони не враховували поверхневий ефект, що дещо знижує достовірність запропонованих моделей. Втім це є дуже важливим при проєктуванні нових електрохірургічних інструментів, оскільки перегрівання живих біологічних тканин може призводити до тяжких наслідків, зокрема до некрозу.

Метою цієї роботи було розроблення методики розрахунку електричних параметрів електродів електрохірургічних інструментів з урахуванням поверхневого ефекту.

## Розрахунок глибини поверхневого шару в електродах та біологічних тканинах

Нерівномірний розподіл густини струму по поперечному перерізу електродів викликає перекоагуляцію, тобто перегрівання тканини. Особливе значення це має в нейрохірургії та офтальмології, де післяопераційні наслідки цього, скоріш за все, будуть важкими й незворотними (неврологічні проблеми, ушкодження зорового нерву тощо).

У високочастотній електрохірургії традиційно застосовують активні електроди прямокутної, круглої або іншої форми. В роботі [12] запропоновано знизити вплив поверхневого ефекту, збільшивши периметр контактної поверхні електрохірургічних електродів (**рис. 3**).



Рис. 3. Електрохірургічні електроди зі збільшеним периметром контактної поверхні:

а, б — прямокутний та круглий електроди, виконані за допомогою профілювання; в — прямокутний електрод у вигляді пакету окремих електродів, ізольованих один від одного діелектриком

(1 — металева поверхня; 2 — діелектрик)

Розрахунки поверхневого шару при проєктуванні електрохірургічних електродів дозволяють оптимізувати перекоагуляцію біологічних тканин, а також отримати точні значення ефективної площі електродів, через яку проходить змінний струм.

В табл. 1 приведені питома електрична провідність  $\sigma$ , відносна магнітна проникність  $\mu_r$  та абсолютна магнітна проникність  $\mu$  електропровідних середовищ, які залучені до процесу при електрохірургічних втручаннях. Список цих середовищ сформовано з урахуванням їх використання при проведенні електрохірургічних досліджень [13 – 15].

Абсолютна магнітна проникність матеріалу визначається за формулою

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$
,

де  $\mu_0$  — магнітна проникність вакууму,

 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \, \Gamma_{\rm H}/{\rm M}.$ 

В табл. 2 для різних матеріалів наведено значення глибини поверхневих шарів, отримані з використанням формул (4), (6), (7).

Таблиця 1

(7)

| Параметри | матеріалів | [13-15] |
|-----------|------------|---------|
|-----------|------------|---------|

| Матеріал            | σ,<br>См∕м           | $\mu_{r}$ | μ,<br>Гн/м           |
|---------------------|----------------------|-----------|----------------------|
| Зовнішній шар шкіри | 1,18                 |           |                      |
| Шкіра               | 1,18                 |           |                      |
| Підшкірний жир      | 1,19                 | 1         | $4\pi \cdot 10^{-7}$ |
| М'язова тканина     | 0,34                 |           |                      |
| Біологічні тканини  | 0,47                 |           |                      |
| Морська вода        | 4                    |           |                      |
| Неіржавна сталь 410 | $1,74 \cdot 10^{6}$  | 700       | 8,7920.10-4          |
| Мідь                | 5,70·10 <sup>7</sup> |           | 4 10-7               |
| Срібло              | 6,20·10 <sup>7</sup> |           | $4\pi \cdot 10^{-7}$ |
| Золото              | 4,50·10 <sup>7</sup> |           |                      |

Таблиця 2

| Haamama             | Глибина поверхневого шару, м |                           |                         |             |                           |             |                        |  |  |  |
|---------------------|------------------------------|---------------------------|-------------------------|-------------|---------------------------|-------------|------------------------|--|--|--|
| частота,<br>Гц      | біологічні<br>тканини        | морська<br>вода           | шкіра                   | мідь        | срібло                    | золото      | неіржавна<br>сталь 410 |  |  |  |
| 101                 | $2,3227 \cdot 10^2$          | 7,9618·10 <sup>1</sup>    | $1,4659 \cdot 10^2$     | 2,1091.10-2 | 2,0223.10-2               | 2,3737.10-2 | 4,5626.10-3            |  |  |  |
| 10 <sup>2</sup>     | 7,3450·10 <sup>1</sup>       | $2,5177 \cdot 10^{1}$     | 4,6355·10 <sup>1</sup>  | 6,6696.10-3 | 6,3951·10 <sup>-3</sup>   | 7,5064.10-3 | 1,4428.10-3            |  |  |  |
| 10 <sup>3</sup>     | $2,3227 \cdot 10^{1}$        | 7,9618                    | 1,4658·10 <sup>1</sup>  | 2,1091.10-3 | 2,0223 · 10 <sup>-3</sup> | 2,3737.10-3 | 4,5626.10-4            |  |  |  |
| 104                 | 7,3450                       | 2,5177                    | 4,6355                  | 6,6696.10-4 | 6,3951.10-4               | 7,5064.10-4 | 1,4428.10-4            |  |  |  |
| 6,6·10 <sup>4</sup> | 2,8590                       | 9,8003 · 10 <sup>-1</sup> | 1,8044                  | 2,5962.10-4 | 2,4893.10-4               | 2,9219.10-4 | 5,6162.10-5            |  |  |  |
| 10 <sup>5</sup>     | 2,3227                       | 7,9618.10-1               | 1,4659                  | 2,1091.10-4 | 2,0222.10-4               | 2,3737.10-4 | 4,5626.10-5            |  |  |  |
| $4, 4 \cdot 10^5$   | 1,1073                       | 3,7956.10-1               | 6,9883·10 <sup>-1</sup> | 1,0055.10-4 | 9,6409.10-5               | 1,1316.10-4 | 2,1752.10-5            |  |  |  |
| 106                 | 7,3450.10-1                  | 2,5177.10-1               | 4,6355.10-1             | 6,6696.10-5 | 6,3950·10 <sup>-5</sup>   | 7,5064.10-5 | 1,4428.10-5            |  |  |  |

Глибина поверхневого шару матеріалів за різної частоти

З наведених у табл. 2 даних видно, що для біологічної тканини глибина поверхневого шару при частоті 440 кГц, що є робочою для електрохірургічних апаратів, становить близько 1 м, а для міді — 0,1 мм. Очевидно, що струм високої частоти тече в дуже вузькому шарі електрохірургічних електродів, які безпосередньо контактують з біологічною тканиною. Всередині цих електродів струм не тече, а нагрівання біологічної тканини відбувається завдяки струму, який проходить через поверхневий шар електродів і тканину.

#### Розрахунок поверхневого опору та опору електродів з різною формою перерізу

Як було сказано вище, глибина поверхневого шару залежить від частоти змінного струму. Чим вище частота, тим менша ефективна площа поперечного перерізу електродів  $S_{e\phi}$ , через яку протікає струм. Точний розрахунок  $S_{e\phi}$  є складним, але його можна спростити, якщо припустити, що струм тече рівномірно по всій глибині б поверхневого шару. Таким чином, ефективна площа поперечного перерізу електрода, яка створює поверхневий опір змінному струму, може бути визначена множенням б на його зовнішній периметр. Від ефективної площі залежить значення поверхневого опору електрода  $R_{\rm S_AD}$  при протіканні через нього змінного струму:

$$R_{\rm S_AD} = 1/(\sigma S_{\rm e\phi}). \tag{8}$$

Для електрода круглого поперечного перерізу радіусом *r* ефективна площа дорівнює

$$S_{\rm eb\ \kappa} \approx 2\pi r \delta.$$
 (9)

Для електрода з прямокутним поперечним перерізом розмірами  $h \times v$  ефективна площа складає

$$S_{\mathrm{e}\phi_{-}\pi} \approx h\nu - (h - 2\delta)(\nu - 2\delta) = 2\delta(h + \nu) - 4\delta^2.$$
(10)

На **рис. 4** наведено отримані з використанням формул (8)-(10) частотні залежності поверхневих опорів таких електродів, вироблених з міді та неіржавної сталі 410.



Рис. 4. Частотна залежність поверхневого опору круглих електродів діаметром 3 мм (*a*) та електродів прямокутного перерізу розмірами 1×2 мм (*б*), вироблених з міді (*1*) та неіржавної сталі 410 (*2*)



Рис. 5. Частотна залежність опору круглих електродів діаметром 3 мм та довжиною 15 мм, вироблених з міді (1) та неіржавної сталі 410 (2)

На високих частотах, коли струм протікає на поверхні провідника, опір провідника з периметром *p* і довжиною *l* можна наближено визначити як

$$R \approx R_{\rm S AD} \cdot l/p, \tag{11}$$

тобто опір провідника обернено пропорційний периметру перерізу.

На **рис. 5** наведено частотні залежності опору круглих електродів, вироблених з міді та неіржавної сталі 410.

З рис. 5 видно, що при збільшенні частоти опір електродів зростає. Зменшити опір на високих частотах можна збільшивши периметр, як це витікає з формули (11).

#### Висновки

Таким чином, приведена методика розрахунків дозволяє з урахуванням поверхневого ефекту проводити аналіз опору електродів круглого та прямокутного перерізу з різною електропровідністю в широкому частотному діапазоні (1 кГц–1 МГц). Показано, що збільшення зовнішнього периметру електрода зменшує його опір. Тобто, змінюючи форму перерізу електродів так, щоб збільшився периметр і, відповідно, ефективна площа, через яку протікає високочастотний струм, можна зменшити їхній опір, що підвищить рівномірність нагрівання біологічних тканин. Це дозволить створити умови для підвищення ефективності роботи електрохірургічних інструментів.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Патон Б.Е. Электрическая сварка мягких тканей в хирургии. *Автоматическая сварка*, 2004, № 9, с. 7–11.

2. Патон Б.Е., Иванова О. Н. *Тканесохраняющая высоко*частотная электросварочная хирургия. Киев : Наукова думка, 2009, 200 с.

3. Umanets N., Pasyechnikova N.V., NaumenkoV.A. et al. Highfrequency electric welding: A novel method for improved immediate chorioretinal adhesion in vitreoretinal surgery. *Graefe's Arch. Clin. Exp. Ophthalmol.*, 2014, № 252, iss. 11, pp. 1697–1703. https://doi. org/10.1007/s00417-014-2709-0

4. Shlykov V., Kotovskyi V., Dubko A. et al. Temperature monitoring for high frequency welding of soft biological tissues: A prospective study. *Technology and Health Care*, 2019, vol. 27, iss. 6, pp. 643–649. https://doi.org/10.3233/THC-191613

5. Dubko A., Sydorets V., Bondarenko O. Simulation of the temperature distribution with high-frequency electrosurgical heating. *IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 2018, pp. 394–397. https://doi.org/10.1109/ELNANO.2018.8477555

6. Molotkovets V. Yu., Medvediev V. V., Korsak A. V. et al. Restoration of the integrity of a transected peripheral nerve with the use of an electric welding technology. *Neurophysiology*, 2020, vol. 52, pp. 31–42. https://doi.org/10.1007/s11062-020-09848-3

 Шамов А. Н., Бодажков В.А. Проектирование и эксплуатация высокочастотных установок. Л.: Машиностроение, 1974, 280 с.
 8. Ророvic Z., Ророvic В. Introductory Engineering Electromag-

netics. Prentice Hall, 1999, 548 p. 9. Lebedev A.V., Dubko A.G. Use of electric welding of living

tissues in surgery. *Biomedical Engineering*, 2020, vol. 54, pp. 73–78. https://doi.org/10.1007/s10527-020-09977-3

10. González-Suárez A., Pérez J., Irastorza R. et al. Computer modeling of radiofrequency cardiac ablation: 30 years of bioengineering research. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, 2022, vol. 214, 106546. https://doi.org/10.1016/j.cmpb.2021.106546

11. Trujillo M., Berjano E. Review of the mathematical functions used to model the temperature dependence of electrical and thermal conductivities of biological tissue in radiofrequency ablation. *International Journal of Hyperthermia*, 2013, vol. 29, iss. 6, pp. 590–597. https://doi.org/10.3109/02656736.2013.807438

12. Дубко А.Г., Чвертко Н.А., Сіленко А.К., Васильченко В.А. Активний електрод для високочастотної електрохірургії. Патент України на корисну модель №117691, 2017, бюл. №13.

13. Wessapan T., Rattanadecho P. Thermal effects of metal implants embedded in different layers of human tissues exposed to electromagnetic fields. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2024, vol. 53, 103771. https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.103771

14. Foster K. R. Dielectric Properties of Tissue. In *The Biomedical Engineering Handbook* (Ed. J. D. Bronzino), Boca Raton : CRC Press LLC, 2000, 3189 p.

15. Wessapan T., Rattanadecho P., Somsuk, N. et al. Thermal effects of electromagnetic energy on skin in contact with metal: a numerical analysis. *Energies*, 2023, vol. 16, iss. 16, 5925. https://doi.org/10.3390/en16165925

Дата надходження рукопису до редакції 12.08 2024 р.

#### Опис статті для цитування:

Cite the article as:

Дубко А. Г., Романенко О. В. Вплив поверхневого ефекту на опір електродів електрохірургічних інструментів. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3–4, с. 42–46. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.42

Dubko A. H., Romanenko O. V. Influence of surface effect on the resistance of electrodes of electrosurgical instruments. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3–4, pp. 42–46. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.42 DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.42 UDC 615.47:621.791 A. H. DUBKO<sup>1, 2</sup>, O. V. ROMANENKO<sup>1</sup>

Ukraine, Kyiv, <sup>1</sup>E. O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine, <sup>2</sup>National Technical University of Ukraine "Igor Sikorskyi Kyiv Polytechnic Institute" E-mail: andreyies17@gmail.com, romann125@gmail.com

## INFLUENCE OF SURFACE EFFECT ON THE RESISTANCE OF ELECTRODES OF ELECTROSURGICAL INSTRUMENTS

The paper presents a study of the influence of the surface effect on the environments involved in electrosurgical interventions. Taking into account the influence of the surface effect when designing new electrosurgical instruments allows reducing overheating and necrosis of living biological tissues, which is of practical interest and is a topical task. The authors plot frequency dependences of the depth of the surface layers of electrodes and biological tissues. For biological tissue, the depth of the surface layer is at a frequency of 440 kHz is considerable, about 1 m. For copper, at such a frequency, the depth of the surface layer is 0.1 mm. Using the example of round and rectangular electrodes made of copper and stainless steel 410, in a wide frequency range (1 kHz – 1 MHz), the resistance values of these electrodes are calculated. The work shows that increasing the outer perimeter of the electrode reduces its resistance. Thus, increasing the total length of the outer perimeter of the electrode reduces its effective area conducting high-frequency current, which creates conditions for increasing the efficiency of electrosurgical instruments.

Key words: electrically conductive media, depth of the surface layer, electrosurgical interventions, biological tissues, high frequency current, shape of electrodes.

#### REFERENCES

1. Paton B.E. Electric welding of soft tissues in surgery. *Automatic Welding*, 2004, no. 9, pp. 7–11. (Rus)

2. Paton B.E., Ivanova O.N. *Tkanesokhranyayushchaya vysokochastotnaya elektrosvarochnaya khirurgiya*. [Tissue-Saving Highfrequency Electric Welding Surgery]. Kyiv, Naukova Dumka, 2009, 200 p. (Rus)

3. Umanets N., Pasyechnikova N.V., NaumenkoV.A. et al. Highfrequency electric welding: A novel method for improved immediate chorioretinal adhesion in vitreoretinal surgery. *Graefe's Arch. Clin. Exp. Ophthalmol.*, 2014, № 252, iss. 11, pp. 1697–1703. https://doi. org/10.1007/s00417-014-2709-0

4. Shlykov V., Kotovskyi V., Dubko A. et al. Temperature monitoring for high frequency welding of soft biological tissues: A prospective study. *Technology and Health Care*, 2019, vol. 27, iss. 6, pp. 643–649. https://doi.org/10.3233/THC-191613

5. Dubko A., Sydorets V., Bondarenko O. Simulation of the temperature distribution with high-frequency electrosurgical heating. *IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 2018, pp. 394–397. https://doi. org/10.1109/ELNANO.2018.8477555

6. Molotkovets V. Yu., Medvediev V. V., Korsak A. V. et al. Restoration of the integrity of a transected peripheral nerve with the use of an electric welding technology. *Neurophysiology*, 2020, vol. 52, pp. 31–42. https://doi.org/10.1007/s11062-020-09848-3

7. Shamov A. N., Bodazkov V. A. *Proyektirovaniye i ekspluatatsiya vysokochastotnykh ustanovok* [Design and Operation of High-Frequency Installations]. L. Mashinostroyeniye, 1974, 280 p. (Rus) 8. Popovic Z., Popovic B. *Introductory Engineering Electromagnetics*. Prentice Hall, 1999, 548 p.

9. Lebedev A.V., Dubko A.G. Use of electric welding of living tissues in surgery. *Biomedical Engineering*, 2020, vol. 54, pp. 73–78. https://doi.org/10.1007/s10527-020-09977-3

10. González-Suárez A., Pérez J., Irastorza R. et al. Computer modeling of radiofrequency cardiac ablation: 30 years of bioengineering research. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, 2022, vol. 214, 106546. https://doi.org/10.1016/j.cmpb.2021.106546

11. Trujillo M., Berjano E. Review of the mathematical functions used to model the temperature dependence of electrical and thermal conductivities of biological tissue in radiofrequency ablation. *International Journal of Hyperthermia*, 2013, vol. 29, iss. 6, pp. 590–597. https://doi.org/10.3109/02656736.2013.807438

12. Dubko A.G., Chvertko N.A., Silenko A.K., Vasylchenko V.A. [Active electrode for high-frequency electrosurgery]. Pat. Ukraine on utility model №117691, 2017, bull. № 13. (Ukr)

13. Wessapan T., Rattanadecho P. Thermal effects of metal implants embedded in different layers of human tissues exposed to electromagnetic fields. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2024, vol. 53, 103771. https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.103771

14. Foster K. R. Dielectric Properties of Tissue. In *The Biomedical Engineering Handbook* (Ed. J. D. Bronzino), Boca Raton : CRC Press LLC, 2000, 3189 p.

15. Wessapan T., Rattanadecho P., Somsuk, N. et al. Thermal effects of electromagnetic energy on skin in contact with metal: a numerical analysis. *Energies*, 2023, vol. 16, iss. 16, 5925. https://doi.org/10.3390/en16165925

#### УДК 621.314:76.13.25:616-7:615.47

#### Є. Д. ДЗЮБА, к. т. н. О. Ф. БОНДАРЕНКО

Україна, м. Київ, КПІ ім. Ігоря Сікорського E-mail: bondarenkoaf@gmail.com

### ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ БІОЛОГІЧНОЇ ТКАНИНИ ДЛЯ ЗАДАЧ МОДЕЛЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОХІРУРГІЇ

3 використанням спеціально створеної експериментальної установки визначено параметри біологічної тканини як навантаження електрокоагулятора. Вимірювання фазового зсуву між зварювальним струмом та напругою на електродах електрокоагулятора дозволило встановити, що його величина за різних рівнів потужності та тривалості впливу для експериментальної установки з робочою частотою електрохірургічної апаратури не перевищує 1°. Запропоновано вважати характер імпедансу живих біологічних тканин чисто активним, оскільки в усьому досліджуваному діапазоні він визначається переважно своєю активною складовою, тоді як реактивна складова є несуттєвою. Такий підхід дозволяє використовувати для розрахунків рівняння нижчих порядків, що значно спрощує математичні моделі.

Ключові слова: електрохірургія, зварювання, біологічна тканина, фазовий зсув, імпеданс.

Створення інноваційного хірургічного обладнання завжди є актуальним завданням, а в умовах війни стає нагальною необхідністю. Динамічний розвиток сучасної медицини забезпечується використанням передових здобутків електроніки, механіки, мехатроніки, робототехніки, матеріалознавства, хімії та інших галузей. Надзвичайно перспективним напрямком хірургії вбачається вдосконалення електрохірургічної технології, яка успішно запроваджується для зварювання та різання живих біологічних тканин і характеризується високою швидкістю та доведеною ефективністю [1, 2].

Одним з найважливіших аспектів проєктування електрохірургічного обладнання є експериментальні дослідження та перевірка ефективності запропонованих рішень на практиці. Втім, експерименти в цьому напрямку ускладнюються через необхідність мати в розпорядженні саме живі тканини, властивості та реакції яких на електрохірургічну процедуру суттєво відрізняються від властивостей та реакцій біологічних тканин, які вже не є живими. Очевилно, що наявність адекватної математичної моделі живої тканини може значно спростити проведення експериментальних та налагоджувальних робіт з електротехнічною частиною електрохірургічного обладнання в лабораторії. Досягнення високої ефективності застосування такого обладнання можливе за умов глибокого знання характеристик біологічних тканин, тоді як невідповідність його режимів роботи цим характеристикам може заподіяти шкоду здоров'ю пацієнтів. Оскільки процес електрозварювання тканини базується на використанні її електричного опору при пропусканні електричного струму, необхідно мати чітке уявлення, зокрема, про характер цього опору та його залежність від частоти струму.

У [3, 4] описуються експериментально отримані залежності імпедансу живої незміненої біологічної тканини від частоти електричного струму, що протікає крізь неї, та наводяться значення фазового зсуву між напругою та струмом. Так, для м'язової тканини кролика на частоті 1 кГц фазовий зсув становить  $-55^{\circ}$ , а при збільшенні частоти до декількох МГц він встановлюється на рівні  $-65^{\circ}$ . Ці дані свідчать про наявність в імпедансі живої незміненої тканини суттєвої ємнісної складової. Проте важливою особливістю роботи електрохірургічних апаратів є те, що в процесі зварювання структура та фізичні властивості біологічних тканин змінюються, і при цьому на сьогодні в наукових публікаціях відсутня інформація щодо характеру змін імпедансу тканин під час електрокоагуляції.

Метою цієї роботи є експериментальне визначення імпедансних властивостей живих біологічних тканин та оцінка їх залежності від потужності та тривалості електрохірургічної процедури на робочих частотах обладнання.

#### Експериментальна вимірювальна установка

Для визначення імпедансних властивостей біологічних тканин в процесі зварювання електричним струмом була створена експериментальна установка (**рис. 1**), яка дозволяє вимірювати фазовий зсув між напругою, що підводиться до зварюваних тканин, та струмом, що проходить крізь них, на робочій частоті електрокоагулятора.

Установка складається з електрохірургічного апарата, вимірювального шунта, осцилографа (в експерименті використовувався двоканальний осцило-

граф Tektronix TDS2012C), пасивного зварювального електрода (мідна пластина 100×100 мм), активного зварювального електрода (мідний стрижень з перерізом 5×6 мм) з фіксованою силою притискання. Досліджуваний зразок біологічної тканини розміщується між пасивним та активним електродами.

На **рис. 2** показано спрощену структурну схему електрохірургічного апарата. Вхідний модуль випрямляє та фільтрує напругу мережі. Транзисторний регулятор забезпечує стабілізований рівень напруги для високочастотного інвертора, який далі формує необхідні параметри напруги для зварювальних електродів. Після давача струму (ДС) вимірювачі струму та напруги нормалізують відповідні вимірювані значення.



Рис. 1. Схема експериментальної вимірювальної установки



Рис. 2. Спрощена структура електрохірургічного апарата

#### Калібрування експериментальної установки

Для зниження впливу паразитних індуктивностей елементів та провідників установки проводився їх розрахунок і подальше калібрування стенда.

Вимірювальний шунт опором 2,5 Ом складається з 17 паралельно з'єднаних металоплівкових резисторів типу MF02SFF опором 43 Ом кожен (**рис. 3**, *a*). Паразитна індуктивність шунта  $L_{RP}$  за такого виконання складає приблизно 2 нГн [5–7]. Індуктивність виводів компонентів  $L_p$  знаходиться в межах 2–7 нГн. Тож загальна індуктивність одного резистора розраховується як  $L_R = L_{RP} + L_P$  і становить

4–9 нГн. Індуктивність секції шунта з N таких резисторів розраховується як  $L_{R_{\Sigma}} = L_R/N$ , і за N = 17 становить 0,24–0,53 нГн.

Загальна довжина з'єднувальних провідників зовні корпусу електрокоагулятора не перевищує 15 см, всередині корпусу — 15–20 см. Діаметр провідників 0,5 мм. Звідси загальна індуктивність провідників  $L_W$  становить близько 342–503 нГн відповідно до формули, наведеної у [6, 8, 9]:

$$L_{W} = 2l \left( \ln \left[ \frac{2l}{d} \left( 1 + D \right) \right] - D + \frac{\mu}{4} + \frac{d}{2l} \right), \tag{1}$$



де 
$$D = \sqrt{1 + (d/(2l))^2};$$

*d*, *l* — діаметр та загальна довжина виводів;

 $\mu$ — магнітна проникність (приймається  $\mu\!=\!1,\!0).$ 

В ході калібрування стенда фазовий зсув між напругою *U*, що підводиться до зварюваних тканин, та струмом *I*, що проходить крізь них, вимірювався з використанням як навантаження еквівалентного опору замість досліджуваного зразка.

Еквівалентний опір навантаження виконано як три послідовно з'єднані секції, що складаються з 17 паралельно ввімкнених металоплівкових резисторів типу MF02SFF опором 430 Ом (рис. 3,  $\delta$ ). З урахуванням вище наведених даних паразитна індуктивність еквівалентного опору становить 0,72–1,59 нГн, а сумарна паразитна індуктивність стенда *L*, відповідно, знаходиться в межах 342,93–504,77 нГн.

Для калібрування стенда розраховувалися реактивний опір електричного кола:  $X=2\pi fL$  та фазовий зсув між струмом та напругою:  $\varphi = \operatorname{arctg}(X/R)$ (R - сумарний активний опір кола, f - робоча частота електрокоагулятора). Результати розрахунків наведені у**табл. 1**.

| Параметри для калібрування стенда |               |            |           |  |  |  |  |  |
|-----------------------------------|---------------|------------|-----------|--|--|--|--|--|
| <i>f</i> , МГц                    | <i>R</i> , Ом | Х, Ом      | φ, °      |  |  |  |  |  |
| 0,44                              | 75            | 0,95-1,39  | 0,72-1,07 |  |  |  |  |  |
| 1,76                              | 75            | 3,78-5,58  | 2,89-4,26 |  |  |  |  |  |
| 3,5                               | 75            | 7,52-11,10 | 5,72-8,42 |  |  |  |  |  |

#### Вимірювання фазових зсувів, зумовлених паразитними індуктивностями елементів експериментальної установки

Вимірювання проведено за потужності 50 ум. од. (при оптимальному навантаженні 1 ум. од.≈1 Вт) та еквівалентного опору 75 Ом для частот 0,44 МГц, 1,76 МГц та 3,5 МГц. Методом курсорних вимірювань за допомогою осцилографа визначено зсув фаз між напругою та струмом. Відповідні осцилограми для частоти 0,44 МГц показано на **рис. 4**.

У табл. 2 наведено результати вимірювання імпедансних властивостей при навантаженні еквівалентним опором.

#### Таблиця 2

Таблиня 1

Результати, отримані при калібруванні стенда

| <i>f</i> , МГц | <i>R</i> 1, Ом | <i>U</i> , B | I, A | φ, ° |
|----------------|----------------|--------------|------|------|
| 0,44           | 75             | 125          | 1,6  | 1,27 |
| 1,76           | 75             | 130          | 1,76 | 3,05 |
| 3,5            | 75             | 135          | 2,2  | 7,71 |



Рис. 4. Осцилограми напруги на шунті (1) та на еквівалентному навантаженні (2) на частоті 0,44 МГц у часовому масштабі 500 нс/клітинка (*a*) та 50 нс/клітинка (б)

Як видно з табл. 2, виміряні для зазначених частот при калібруванні значення фазового зсуву, що зумовлені паразитними індуктивностями елементів експериментальної установки, знаходяться в межах розрахованих значень (див. табл. 1).

## Експериментальне дослідження біологічних тканин

Дослідження проводилося з метою визначення фазового зсуву при різних рівнях потужності та тривалості електрохірургічного впливу — часу експозиції *t*.

Оскільки, згідно з [10, 11], впродовж часу, що триває наш експеримент, біологічна тканина в достатній мірі зберігає властивості живої тканини, було прийнято рішення використати для дослідження м'язову тканину свіжозабійної свині зі зрізами товщиною 5–7 мм.

#### Таблиця 3

Таблиця 4

| Результати е | експерименту | для часу | експозиції t | = 0,12 c | та потужності | 10 ум. |
|--------------|--------------|----------|--------------|----------|---------------|--------|
| -            | 1 2          | ~        | ,            |          | -             | ~      |

| Ι | 0,80 | 0,72 | 0,80 | 0,88 | 0,72 | 0,72 | 0,80 | 0,80 | 0,88 | 0,92 |
|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| U | 22,0 | 22,0 | 21,6 | 21,4 | 21,8 | 21,0 | 22,2 | 22,8 | 22,0 | 23,2 |
| R | 27,5 | 30,5 | 27,0 | 24,3 | 30,3 | 29,2 | 27,8 | 28,5 | 25,0 | 25,2 |
| φ | 0,96 | 0,64 | 0,96 | 0,96 | 0,96 | 0,64 | 0,96 | 0,96 | 0,96 | 0,96 |

a)



Рис. 5. Осцилограми напруги на шунті (1) та на досліджуваному зразку біологічної тканини (2) на частоті 0,44 МГ цу часовому масштабі 500 нс/клітинка (a) та 50 нс/клітинка  $(\delta)$ 

На **рис. 5** зображено осцилограми напруги на шунті (еквівалент зварювального струму) та на біологічній тканині для частоти 0,44 МГц, рівня потужності 50 ум. од., часу експозиції 2 с у різних часових масштабах.

Результати досліджень наведено в **табл. 3**, 4 (*P* — вихідна потужність електрохірургічного апарата, *I* — середній струм, *R* — середній опір,  $\phi$  — фазо-

#### Результати експерименту на різних частотах

*од*.

| (            |                      |         |                 |                  |      |  |  |  |  |
|--------------|----------------------|---------|-----------------|------------------|------|--|--|--|--|
| <i>t</i> , c | <i>Р</i> ,<br>ум.од. | U,<br>B | I, A            | <i>R</i> ,<br>Ом | φ, ° |  |  |  |  |
| 0,44 МГц     |                      |         |                 |                  |      |  |  |  |  |
| 0,12         |                      | 22      | 0,80            | 27,50            |      |  |  |  |  |
| 0,22         |                      | 20      | 0,76            | 26,30            |      |  |  |  |  |
| 0,60         |                      | 21      | 0,80            | 26,25            |      |  |  |  |  |
| 1,10         | 10                   | 20      | 0,80            | 25,00            |      |  |  |  |  |
| 2,40         | 10                   | 18      | 0,80            | 22,50            |      |  |  |  |  |
| 6,0          |                      | 21      | 0,78            | 26,92            |      |  |  |  |  |
| 20,0         |                      | 19      | 0,72            | 26,38            |      |  |  |  |  |
| 35,0         |                      | 18      | 0,76            | 23,68            |      |  |  |  |  |
| 0,12         |                      | 44      | 1,60            | 27,50            |      |  |  |  |  |
| 0,22         |                      | 38      | 1,60            | 23,75            | .1   |  |  |  |  |
| 0,60         |                      | 35      | 1,60            | 21,88            | <1   |  |  |  |  |
| 1,10         | 50                   | 30      | 1,60            | 18,75            |      |  |  |  |  |
| 2,40         |                      | 24      | 1,60            | 15,00            |      |  |  |  |  |
| 6,0          |                      | 23      | 1,45            | 15,87            |      |  |  |  |  |
| 20,0         |                      | 32      | 0,40            | 80,00            |      |  |  |  |  |
| 0.12         |                      | 70      | 3.60            | 19,44            |      |  |  |  |  |
| 0,22         |                      | 60      | 3,60            | 16,67            |      |  |  |  |  |
| 0,60         | 280                  | 50      | 3,60            | 13,89            |      |  |  |  |  |
| 1,10         |                      | 50      | 3,65            | 13,69            |      |  |  |  |  |
| 2.40         |                      | 50      | 3.70            | 13.51            |      |  |  |  |  |
| ,            | ļ                    | 1,76 N  | ИГц             | ,                |      |  |  |  |  |
| 2            |                      | 21      | 0.60            | 35.00            |      |  |  |  |  |
| 4            |                      | 21      | 0.64            | 32.81            |      |  |  |  |  |
| 10           | 25                   | 19      | 0.64            | 29.69            | 2,54 |  |  |  |  |
| 30           |                      | 17      | 0.68            | 25.00            |      |  |  |  |  |
| 2            |                      | 33      | 1.00            | 33.00            | 3.16 |  |  |  |  |
| 10           | 50                   | 28      | 1,08            | 25,93            | 2,54 |  |  |  |  |
| 2            |                      | 38      | 1,20            | 31,67            | 3,81 |  |  |  |  |
| 4            | 75                   | 30      | 1.20            | 25.00            | 3.16 |  |  |  |  |
| 10           |                      | 40      | 1,20            | 33,33            | 3,81 |  |  |  |  |
|              | <u>.</u>             | 3,5M    | <u>,</u><br>ГГц |                  |      |  |  |  |  |
| 2            |                      | 30      | 1,00            | 30,00            | 1,26 |  |  |  |  |
| 4            |                      | 25      | 1,00            | 25.00            | <1   |  |  |  |  |
| 10           | 25                   | 16      | 1,00            | 16,00            | 1,26 |  |  |  |  |
| 20           |                      | 20      | 0,88            | 22,73            | 2,53 |  |  |  |  |
| 2            |                      | 42      | 1,68            | 28,57            | 5,05 |  |  |  |  |
| 4            | 50                   | 56      | 1,60            | 35.00            | 6,32 |  |  |  |  |
| 10           | 20                   | 40      | 1,60            | 25,00            | 3,79 |  |  |  |  |
| 2            |                      | 40      | 1,60            | 20.00            | 3,16 |  |  |  |  |
| 4            | 75                   | 50      | 1,60            | 25.00            | 1,89 |  |  |  |  |
|              | l                    |         |                 |                  |      |  |  |  |  |

вий зсув між напругою і струмом). Всі представлені дані розраховувалися як математичне очікування з 10 вимірювань за формулою

$$M = \sum_{i} X_i P_i.$$

Як видно з табл. 4, на частоті 0,44 МГц для потужності в межах 10-280 ум. од. та тривалості впливу 0,12-35 с фазовий зсув менший за 1°.

#### Висновки

Значення фазового зсуву між напругою, що підводиться до зварюваних біологічних тканин, та струмом, що проходить крізь них, отримані при дослідженні імпедансу біологічної тканини на частотах 0,44 МГц, 1,76 МГц, 3,5 МГ, з точністю до 1% збігаються з розрахунковими даними та результатами експериментального визначення фазового зсуву у випадку використання еквівалентного навантаження. Це дозволяє стверджувати, що при розв'язанні задач математичного моделювання біологічних тканин як навантаження електрохірургічного апарата їхній імпеданс можна вважати чисто активним. Такий підхід дозволить використовувати для розрахунків рівняння нижчих порядків, що значно спрощує математичні моделі.

#### ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Тканесохраняющая высокочастотная электросварочная хирургия : Атлас / Под ред. Б. Е. Патона и О. Н. Ивановой. Киев : Наукова думка, 2009. 200 с.

2. Yadav A., Agarwal L., Jain S. A. et al. Comparison between scalpel incision and electrocautery incision in midline abdominal surgery: a comparative study. *International Surgery Journal*, 2021, vol. 8, no. 5, pp. 1507–1511. https://doi.org/10.18203/2349-2902. isj20211817

3. Ремизов А. Н., Максина А. Г., Потапенко А. Я. Учебник по медицинской и биологической физике. М. : Дрофа, 2003. 559 с.

4. Белик Д.В. Импедансная электрохирургия (Аппараты и особенности применения). Н. : Наука, 2000. 253 с.

5. *Resistor Guide* [Електронний ресурс]. Режим доступу: https://eepower.com/resistor-guide/resistor-fundamentals/resistorinductance/ (дата звернення: 07.12.2024)

6. Grover F.W. *Inductance Calculations: Working Formulas and Tables*. N.Y., Mineola : Dover Publications, 2004. 286 p.

7. Barry W. W. Power *Electronics: Devices, Drivers, Applications, and Passive Components*. Barry W Williams, 2006. URL: https://personal.eee.strath.ac.uk/barry.williams/book.html (дата звернення: 04.12.2024)

8. Wire Self Inductance Calculator [Електронний ресурс]. Режим доступу: https://www.elektroda.com/calculators/passive-tools-wire (дата звернення: 07.12.2024)

9. Rosa E. B. The self and mutual inductances of linear conductors. *Bulletin of the Bureau of Standards*, 1908, vol. 4, no. 2, pp. 301–344. https://doi.org/10.6028/bulletin.088

10. Dean D. A., Ramanathan T., Machado D., Sundararajan R. Electrical impedance spectroscopy study of biological tissues. *Journal of Electrostatics*, 2008, vol. 66, iss. 3–4, pp. 165–177. https://doi. org/10.1016/j.elstat.2007.11.005

11. Krezdorn N., Tasigiorgos S., Wo L. et al. Tissue conservation for transplantation. *Innovative surgical sciences*, 2017, vol. 2, no. 4, pp. 171–187. https://doi.org/10.1515/iss-2017-0010

Дата надходження рукопису до редакції 20.11 2024 р.

DOI: 10.15222/TKEA2024.3-4.47 UDC 621.314:76.13.25:616-7:615.47

#### Ie. D. DZIUBA, O. F. BONDARENKO

Ukraine, Kyiv, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute" E-mail: bondarenkoaf@gmail.com

## DETERMINATION OF BIOLOGICAL TISSUE PARAMETERS FOR SIMULATION TASKS IN ELECTROSURGERY

The problem of creating innovative surgical equipment becomes an urgent necessity in wartime. A promising direction in surgery is the improvement of electrosurgical technology, which is successfully implemented for welding and cutting living biological tissues and is characterized by high speed and proven efficiency. The important aspect of designing electrosurgical equipment is experimental research and verification of the effectiveness of the proposed solutions in practice. However, experiments in this area are complicated by the need to have living tissues at hand, the properties of which are significantly different from the properties of dead biological tissues. So, an adequate mathematical model of living tissue can significantly simplify experimental and adjustment work with the electrical part of electrosurgical equipment in the laboratory. The aim of this work is to experimentally determine the impedance properties of living biological tissues and assess their dependence on the power and duration of the electrosurgical procedure at the operating frequencies of the equipment for further use of the obtained data in creating mathematical models. Using a specially created experimental device, the parameters of biological tissue were determined as the load of the electrocoagulator. By measuring the phase shift between the welding current and the voltage on the electrodes of the electrocoagulator, it was found out that its value does not exceed 1° at different levels of power and duration of exposure for the experimental device with the operating frequency of the electrosurgical equipment. As a result, it is proposed to consider the kind of the impedance of living biological tissues as purely active, since in the entire studied range it is determined mainly by its active component, while the reactive component is insignificant. This approach allows the use of lower-order equations for calculations, which essentially simplifies mathematical models.

Keywords: electrosurgery, welding, biological tissue, phase shift, impedance.

#### REFERENCES

1. Tkanesokhranyayushchaya vysokochastotnaya elektrosvarochnaya khirurgiya : Atlas [Tissue-preserving high-frequency electric welding surgery. Atlas] / Ed. by B. E. Paton and O. N. Ivanova. Kyiv : Naukova Dumka, 2009. 200 p. (Rus)

2. Yadav A., Agarwal L., Jain S. A. et al. Comparison between scalpel incision and electrocautery incision in midline abdominal surgery: a comparative study. *International Surgery Journal*, 2021, vol. 8, no. 5, pp. 1507–1511. https://doi.org/10.18203/2349-2902. isj20211817

3. Uchebnik po meditsinskoy i biologicheskoy fizike [Textbook on medical and biological physics]. Moscow: Drofa, 2003. 559 p. (Rus)

4. Belik D.V. Impedansnaya elektrokhirurgiya (Apparaty i osobennosti primeneniya) [Impedance Electrosurgery (Devices and Application Features)]. Novosibirsk: Nauka, 2000. 253 p. (Rus)

5. *Resistor Guide* [Electronic resource]. Regime of access: https:// eepower.com/resistor-guide/resistor-fundamentals/resistor-inductance/ (accessed 07.12.2024). 6. Grover F.W. *Inductance Calculations: Working Formulas and Tables*. N.Y., Mineola : Dover Publications, 2004. 286 p.

7. Barry W. W. Power *Electronics: Devices, Drivers, Applications, and Passive Components.* Barry W Williams, 2006. URL: https://personal.eee.strath.ac.uk/barry.williams/book.html (accessed 04.12.2024)

8. *Wire Self Inductance Calculator* [Electronic resource]. Regime of access: https://www.elektroda.com/calculators/passive-tools-wire (accessed 07.12.2024).

9. Rosa E. B. The self and mutual inductances of linear conductors. *Bulletin of the Bureau of Standards*, 1908, vol. 4, no. 2, pp. 301–344. https://doi.org/10.6028/bulletin.088

10. Dean D. A., Ramanathan T., Machado D., Sundararajan R. Electrical impedance spectroscopy study of biological tissues. *Journal of Electrostatics*, 2008, vol. 66, iss. 3–4, pp. 165–177. https://doi. org/10.1016/j.elstat.2007.11.005

11. Krezdorn N., Tasigiorgos S., Wo L. et al. Tissue conservation for transplantation. *Innovative surgical sciences*, 2017, vol. 2, no. 4, pp. 171–187. https://doi.org/10.1515/iss-2017-0010

#### Опис статті для цитування:

Дзюба Є. Д., Бондаренко О. Ф. Визначення параметрів біологічної тканини для задач моделювання в електрохірургії. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 3-4, с. 47-52. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.47

#### Cite the article as:

Dziuba Ie. D., Bondarenko O. F. Determination of biological tissue parameters for simulation tasks in electrosurgery. Technology and design in electronic equipment, 2024, no. 3-4, pp. 47-52. http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.3-4.47

#### РЕЦЕНЗЕНТИ НОМЕРА

- Белоха Галина Сергіївна, канд. техн. наук, доцент, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ
- Бондаренко Олександр Федорович, канд. техн. наук, доцент, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ
- Вінниченко Дмитро Валерійович, канд. техн. наук, ст. наук. співробітник, Інститут електродинаміки, м. Київ
- Добровольский Юрій Георгійович, докт. техн. наук, доцент, Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, м. Чернівці
- *Тимочко Михайло Дмитрович*, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук. співробітник, Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова, м. Київ
- *Трофімов Володимир Євгенович*, канд. техн. наук, доцент, Національний університет «Одеська політехніка», м. Одеса
- Корбутяк Дмитро Васильович, докт. фіз.-мат. наук, професор, Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова, м. Київ

Видавець і виготовлювач версії online ПП «Політехперіодика» (Україна, 65044, Пр.-т Шевченка, б. 21в, к. 52, Одеса, 65015) E-mail: tkea.journal@gmail.com Web-caйт: www.old.tkea.com.ua, тел. +38 099 444 63 52 Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3232 від 09.07.2008

Підписано до друку 27.12 2024 р. Формат 60×84 1/8. Друк. арк. 7,0. Тираж 100 прим. Зам. № 163/164 Оригінал-макет виготовлено у видавництві «Політехперіодика» (Пр.-т Шевченка, б. 21в, к. 52, Одеса, 65015) Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3232 від 09.07.2008 р.

> Надруковано ТОВ «Сімекс-прінт» з готового оригінал-макету (вул. Дальницька, 53, м. Одеса, 65005, тел. (048) 709 20 50) Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3807 від 22.06.2010

