

ИНФОКОММУНИКАЦИОННЫЕ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Том 7
№ 2

ИНФОКОММУНИКАЦИОННЫЕ и РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

2024

Том 7

№ 2

Журнал основан в 2018 г.
Выходит 4 раза в год

Почетный главный редактор

Гуляев Юрий Васильевич — научный руководитель Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, академик, член Президиума РАН (Москва, Россия)

Главный редактор

Вольвач Александр Евгеньевич — доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работе федерального государственного бюджетного учреждения науки «Крымская астрофизическая обсерватория РАН» (Крым, Россия)

Редакционная коллегия

Абрамов Игорь Иванович — доктор физико-математических наук, профессор кафедры микро- и нанoeлектроники, заведующий научно-исследовательской лабораторией «Физика приборов микро- и нанoeлектроники» Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Минск, Беларусь)

Громов Дмитрий Викторович — доктор технических наук, профессор отделения нанотехнологий в электронике, спинтронике и фотонике офиса образовательных программ, главный научный сотрудник центра экстремальной прикладной электроники институт нанотехнологий в электронике, спинтронике и фотонике Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (Москва, Россия)

Ермолов Павел Петрович — кандидат технических наук, заведующий базовой кафедрой «Инновационная радиоэлектроника» Института радиоэлектроники и информационной безопасности федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Севастопольский государственный университет» (Севастополь, Россия) — заместитель главного редактора

Иванов Вячеслав Элизбарович — доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой радиоэлектроники и телекоммуникаций Института радиоэлектроники и информационных технологий — РТФ федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина» (Екатеринбург, Россия)

Калошин Вадим Анатольевич — доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией «Электродинамика композиционных сред и структур» Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, профессор кафедры «Радиотехника и системы управления» федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт — национальный исследовательский университет» (Москва, Россия)

Кураев Александр Александрович — доктор физико-математических наук, профессор кафедры информационных радиотехнологий Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Минск, Беларусь)

Носков Владислав Яковлевич — доктор технических наук, профессор кафедры радиоэлектроники и телекоммуникаций Института радиоэлектроники и информационных технологий — РТФ федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина» (Екатеринбург, Россия)

Обухов Илья Андреевич — доктор физико-математических наук, заместитель генерального директора по научной работе НПП «Радиотехника» (Москва, Россия)

Пестриков Виктор Михайлович — доктор технических наук, профессор кафедры аудиовизуальных систем и технологий федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения» (Санкт-Петербург, Россия)

Пестряков Александр Валентинович — доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Радиооборудование и схемотехника», руководитель научно-исследовательского отдела «Радиотехнические системы и устройства» федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технический университет связи и информатики» (Москва, Россия)

Совлуков Александр Сергеевич — доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник Института проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН (Москва, Россия)

Старостенко Владимир Викторович — доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой радиофизики и электроники Физико-технического института федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского» (Симферополь, Россия)

Широков Игорь Борисович — доктор технических наук, профессор кафедры «Электронная техника» Института радиоэлектроники и информационной безопасности федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Севастопольский государственный университет» (Севастополь, Россия)

Международный редакционный совет

Афонин Игорь Леонидович — доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Радиоэлектронные системы и технологии» Института радиоэлектроники и информационной безопасности федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Севастопольский государственный университет» (Севастополь, Россия)

Богуш Вадим Анатольевич — доктор физико-математических наук, профессор, ректор Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (Минск, Беларусь)

Ipev Dimov Stojce — professor at Durban University of Technology (South Africa)

Nemai Chandra Karmakar — associate professor at Department of Electrical and Computer Systems Engineering Monash University (Australia)

Нечаев Владимир Дмитриевич — доктор политических наук, профессор РАО, ректор федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Севастопольский государственный университет» (Севастополь, Россия)

Новиков Владимир Витальевич — доктор технических наук, профессор кафедры ракетного вооружения надводных кораблей федерального государственного бюджетного военного образовательного учреждения высшего образования «Черноморское высшее военно-морское ордена Красной Звезды училище имени П. С. Нахимова» (Севастополь, Россия)

Содержание

Физические науки (1.3)

Ларионов М. Г. Физические свойства материи, связанной с понятием «темная энергия». Дискуссия	157
--	-----

Электроника, фотоника, приборостроение и связь (2.2)

Обухов И. А., Обухов И. И. Моделирование характеристик полевого транзистора с каналом из антимонида индия	190
Каминская Т. П., Степович М. А., Шипко М. Н., Стулов А. В. Атомная силовая микроскопия ленточных аморфных сплавов для СВЧ-техники	208
Богданов С. А. Оценка коэффициента преобразования умножителя частоты на основе варикапа с глубокими примесными центрами	222
Чернега В. С., Лушина В. С., Бондарев А. П. Система определения эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии	231
Арутюнян А. А., Малютин Н. Д. Экстракция эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов СВЧ с объемными кристаллами	242
Сучков А. В., Иванов Д. М. Коммутационный метод калибровки моноимпульсной ФАР в ближней зоне	254
Семёнов П. А., Земляков В. В., Вяткина С. А. Анализ эффективности реконструкции фазового поля в мультиапертурных оптических системах на основе алгоритмов обработки изображений	268
Аверина Л. И., Гутерман Н. Е. Стохастические модели канала связи в задаче оптимизации параметров антенной решетки	280
Слезкин В. Г., Неведров М. Г. Трехсекционная микрополосковая антенна с вращающейся поляризацией излучения	295
Малышев И. В., Паршина Н. В. Применение совместного воздействия сильных постоянных магнитных и электрических полей в разработках микроволновых смесителей	311
Полетаев Д. А., Соколенко Б. В. Применение голографической микроскопии для детектирования взвешенных в воде частиц микропластика	326

История науки и техники (5.6.6)

Пестриков В. М. Некоторые ранние технологии совершенствования конструкций и характеристик аудиона Ли де Фореста	340
---	-----

INFOCOMMUNICATIONS and RADIO TECHNOLOGIES

2024

Vol. 7

No. 2

The journal was founded in 2018
Published 4 times a year

Honorary Chief Editor

Gulyaev Yury Vasilievich – Scientific Director of the Institute of Radio Engineering and Electronics named after V. A. Kotelnikov RAS, academician, member of the Presidium of the RAS (Moscow, Russia)

Editor in Chief

Volvach Alexander Evgenievich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Deputy Director for Research of the Federal State Budgetary Institution of Science “Crimean Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences” (Crimea, Russia)

Editorial Board

Abramov Igor Ivanovich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Micro- and Nanoelectronics, Head of the Research Laboratory “Physics of Micro- and Nanoelectronics Devices” of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Belarus)

Gromov Dmitry Viktorovich – Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Nanotechnologies in Electronics, Spintronics and Photonics of the Office of Educational Programs, Chief Researcher of the Center for Extreme Applied Electronics Institute of Nanotechnologies in Electronics, Spintronics and Photonics of the National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow, Russia)

Yermolov Pavel Petrovich – Candidate of Technical Sciences, Head of the Basic Department “Innovative Radio Electronics” of the Institute of Radio Electronics and Information Security of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Sevastopol State University” (Sevastopol, Russia) – Deputy Editor-in-Chief

Ivanov Vyacheslav Elizbarovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Department of Radio Electronics and Telecommunications of the Institute of Radio Electronics and Information Technologies – RTF of the Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education “Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin” (Ekaterinburg, Russia)

Kaloshin Vadim Anatolyevich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory “Electrodynamics of Composite Media and Structures” of the Institute of Radio Engineering and Electronics named after V. A. Kotelnikov RAS, Professor of the Department of Radio Engineering and Control Systems of the Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education “Moscow Institute of Physics and Technology – National Research University” (Moscow, Russia)

Kuraev Aleksandr Aleksandrovich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Information Radio Technologies of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Belarus)

Noskov Vladislav Yakovlevich – Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Radio Electronics and Telecommunications of the Institute of Radio Electronics and Information Technologies – RTF of the Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education “Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin” (Ekaterinburg, Russia)

Obukhov Ilya Andreevich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Deputy General Director for Research, Radiotekhnika Co. (Moscow, Russia)

Pestrikov Victor Mikhailovich – Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Audiovisual Systems and Technologies of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “St. Petersburg State Institute of Film and Television” (St. Petersburg, Russia)

Pestryakov Alexander Valentinovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Department of Radio Equipment and Circuitry, Head of the Research Department of Radio Engineering Systems and Devices of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Moscow Technical University of Communications and Informatics” (Moscow, Russia)

Sovlukov Alexander Sergeevich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Chief Researcher of the Institute of Control Problems named after V. A. Trapeznikov RAS (Moscow, Russia)

Starostenko Vladimir Viktorovich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of Radiophysics and Electronics of the Physico-Technical Institute of the Federal State Autonomous Educational Institution of Higher Education “Crimean Federal University named after V. I. Vernadsky” (Simferopol, Russia)

Shirokov Igor Borisovich – Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Electronic Engineering of the Institute of Radio Electronics and Information Security of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Sevastopol State University” (Sevastopol, Russia)

International Editorial Council

Afonin Igor Leonidovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Department “Radioelectronic Systems and Technologies” of the Institute of Radioelectronics and Information Security of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Sevastopol State University” (Sevastopol, Russia)

Bogush Vadim Anatolyevich – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Rector of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Belarus)

Ilicev Dimov Stojce – Professor at Durban University of Technology (South Africa)

Nemai Chandra Karmakar – Associate Professor at Department of Electrical and Computer Systems Engineering Monash University (Australia)

Nechaev Vladimir Dmitrievich – Doctor of Political Sciences, Professor of the Russian Academy of Education, Rector of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Sevastopol State University” (Sevastopol, Russia)

Novikov Vladimir Vitalievich – Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Missile Weapons of Surface Ships of the Federal State Budgetary Military Educational Institution of Higher Education “Black Sea Higher Naval Order of the Red Star School named after P. S. Nakhimov” (Sevastopol, Russia)

Address:

Sevastopol State University
33, Universitetskaya str., Sevastopol, 299053, Russian Federation
E-mail: icrt.mail@mail.ru
Website: <http://icrtjournal.com>

Contents

Physical sciences

M. G. Larionov , Physical Properties of the Matter Associated with the Concept “Dark Energy”. Discussion	157
--	-----

Electronics, photonics, instrumentation and communications

I. A. Obukhov and I. I. Obukhov , Simulation of Characteristics of FET with Indium Antimonide Channel	190
T. P. Kaminskaya, M. A. Stepovich, M. N. Shipko, and A. V. Stulov , Atomic Force Microscopy of ribbon amorphous Alloys for Microwave Technology	208
S. A. Bogdanov , Estimation of the Conversion Coefficient of a Frequency Multiplier Based on a Varicap with Deep Impurity Centers	222
V. S. Chernega, V. S. Lushina, and A. P. Bondarev , System for Determining the Effectiveness of Treatment of Urolithiasis Using the Method Laser Lithotripsy	231
A. A. Arutyunyan and N. D. Malyutin , Extraction of Effective Dielectric Permittivity of Microwave Strip Resonators with Bulk Crystals	242
A. V. Suchkov and D. M. Ivanov , Switching Method for Calibration Monopulse Phased Array	254
P. A. Semenov, V. V. Zemlyakov, and S. A. Viatkina , Analysis of the Efficiency of Phase Field Reconstruction in Multiaperture Optical Systems Based on Image Processing Algorithms	268
L. I. Averina and N. E. Guterman , Stochastic Channel Models for Antenna Array Parameters Optimization	280
V. G. Slezkin and M. G. Nevedrov , The Three-Section Microstrip Antenna with Rotating Polarized Field	295
I. V. Malyshev and N. V. Parshina , The Use of the Combined Effects of Strong Permanent Magnetic and Electric Fields in the Development of Microwave Mixers	311
D. A. Poletaev and B. V. Sokolenko , Application of Holographic Microscopy for Detection of Suspended in Water Microplastic Particles	326

History of science and technology

V. M. Pestrikov , Some Early Technologies to Improve the Design and Performance of Lee de Forest’s Audion	340
---	-----

Physical Properties of the Matter Associated with the Concept “Dark Energy”. Discussion

M. G. Larionov

*Astro Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences
Moscow, 117997, Russian Federation
mgl-mikhail@yandex.ru*

Received: May 16, 2024

Peer-reviewed: May 21, 2024

Accepted: May 21, 2024

Abstract: *In the discussion on the physical properties of matter associated with the concept of “dark energy” examines such issues as the baryon asymmetry of the Universe, the proposed structure of hadrons, the problem of “dark matter”, the stability of elementary particles, the past and future of “dark energy” and the Universe as a whole, angular fluctuations of the CMB (Cosmic Microwave Background) on the scale of the first Doppler peak, hypothesis of the occurrence of the CMB.*

Keywords: *cosmology, “dark matter”, “dark energy”, evolution of the Universe.*

For citation (IEEE): M. G. Larionov, “Physical Properties of the Matter Associated with the Concept ‘Dark Energy’. Discussion,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 157–189, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.11.

1. Introduction

The author in article [1] presents the main provisions on the physical properties of matter associated with the concept of “dark energy”. It was shown that all physical characteristics of the Universe are derived through five world microscopic and macroscopic “constants”: the electron charge e , its mass m , Planck’s constant $\hbar$, the gravitational constant G and the speed of light c . The entire dynamics of baryonic matter in the Universe is determined by a global virtual charge of the Universe $Q_{Un, acc}$, what causes the observed accelerated expansion a_{Un} . The past and the future of “dark energy” and the Universe as whole are considered. In discussion on this issue presented a set of observational data indicating that we live in a Universe with spherical symmetry and an average density of matter $\rho = 2\rho_{cr}$. New interpretations of the angular fluctuations of the cosmic microwave background (CMB) and the nature of the CMBs themselves

are proposed. The numbering of formulas, tables is continuous between the previous article and the present one.

2. Baryon asymmetry of the Universe

The question of the existence of baryon asymmetry of matter in the Universe is one of the most important. Why does baryonic matter make up a small fraction of all matter in the Universe? This question is key, as are questions about the structure of the Universe and its evolution. Modern upper estimates of the density of the baryon component of matter ρ_{Un} are based mainly on the interpretation of the L_{α} absorption lines. Estimates give a value of $\rho_{\text{bar}} = 0.04\rho_{\text{cr}}$, but the uncertainty is tens of percent.

In the early Universe at a temperature $T \approx 10^{13}$ K, the formation of baryons was possible due to the asymmetry of the virtual PV component at the $1/k$ level of the total number of PV cells. As a result, about $N_{e-p} = N_{\text{Un}}/k$ PV cells constituted the lepton part of the Universe $M_{\text{Un},e-p}$, in the format of real particles – electrons. This can have happened due to the predominance of virtual electric charges of electrons over positrons at the $1/k$ level. The transformation of leptons into baryons will occur by violating the lepton and baryon numbers. Given the virtual nature of PV cells and their total number $N_{\text{Un}} \approx 10^{122}$, the probability of such an event cannot be excluded. The physical basis for the appearance of such disturbances and transformations is the asymmetry caused by the curvature in the structure of the PV. The uncompensated mass of cells can be estimated:

$$M_{e-p,\text{Un}} = (N_{\text{Un}}/k) \cdot 2m_e = 3.37 \cdot 10^{54} \text{ g}, \quad (60)$$

and onwards

$$M_{e-p,\text{Un}}/M_{\text{Un}} = 3.37 \cdot 10^{54}/1.63 \cdot 10^{56} = 0.02. \quad (61)$$

If $\rho_{\text{Un}} = 2\rho_{\text{cr}}$, then we have a portion of baryons $\rho_{\text{bar}} = 0.04\rho_{\text{cr}} = 0.02\rho_{\text{Un}}$, or 2% of the density of the Universe. This is consistent with modern experimental estimates of ρ_{bar} . It can be noted thus that at a certain stage of the evolution of the Universe, under appropriate conditions, there is a probability of the transformation of an insignificant part of the PV cells into the real lepton component of matter with its transition to the baryon component. The fraction of real lepton matter that could appear in our Universe can be determined based on (60, 61). A small part of $N_{\text{Un}}/k \approx 1.86 \cdot 10^{81}$ PV cells turned into the baryonic component of the matter of the Universe, and this process was accompanied by a corresponding energy component (64).

Now we can name the number of baryons in the Universe that could appear at its early stage (the number of protons):

$$N_{\text{bar}} = M_{\text{bar}}/m_p = 3.37 \cdot 10^{54}/1.67 \cdot 10^{-24} \approx 2 \cdot 10^{78}. \quad (62)$$

Knowing the CMB density in the modern era $N_{\text{quan}} \cdot \text{cm}^{-3} \approx 4 \cdot 10^2 \text{cm}^{-3}$ and the density of matter in cm^3 (ρ_{Un}), we obtain the number of quanta per baryon:

$$N_{\text{quan/bar}} = (N_{\text{quan}} \cdot m_{\text{bar}}) / 0.02\rho_{\text{Un}} = \quad (63)$$

$$(4 \cdot 10^2 \cdot 1.64 \cdot 10^{-24}) / 0.02 \cdot 2.19 \cdot 10^{-29} \approx 3 \cdot 10^7.$$

This value is within the current estimates of the number of quanta per baryon.

The PV environment is filled with cells in a state of quantum fluctuations, which are hyper frequency transformations of e-p pairs from the state of a virtual electron to a virtual positron and vice versa. In addition to this, PV cells also quiver at hyper frequency near the equilibrium position due to shocks from neighboring cells. As a result, the PV environment maintains a temperature determined by its dynamic parameters (1) [1]:

$$E_\lambda = \sqrt{\lambda \cdot (\hbar / 2) \cdot c} = H_0 \cdot \hbar / \sqrt{2} = m_{\text{pV}} \cdot c^2 = (3/2) \cdot k^* \cdot T_{\text{Un}}, \quad (64)$$

$$T_{\text{Un}} = (H_0 \cdot \hbar / \sqrt{2}) / (3/2) \cdot k^* \approx 0.90 \cdot 10^{-29} \text{ K}.$$

Here H_0 is the Hubble constant, $\hbar$ is the Planck constant, $k^* \approx 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg deg}^{-1}$ is the Boltzmann constant, T_{Un} is the quantum temperature of the PV. Substituting the expression for m_{pV} into (64) (Table 4 in [1]), we obtain the value of T_{Un} in terms of world “constants”:

$$T_{\text{Un}} = (\hbar^2 \cdot G \cdot m_e^3 \cdot c^4) / 3 \cdot k^* \cdot e^6 \approx 0.90 \cdot 10^{-29} \text{ K}. \quad (65)$$

It can be shown that the obtained value of the PV temperature remains unchanged over time. This follows from the relation $m_{\text{pV}} \cdot c^2 = 3/2 \cdot k^* \cdot T_{\text{Un}}$. The left side of the relation has dimension [erg]. On the right side, the dimension [erg] is included only in the value k^* [erg deg⁻¹]. **Consequently, $T_{\text{Un}} = \text{const}$.** This is a fundamental conclusion that states that our Universe is a black hole that does not evaporate. This happens because all processes of transformations of e-p pairs occur at the elementary level and, therefore, without loss of energy. Energy is “pumped” into the Universe in the form of space-time from the additional dimension in which it is located. This energy enters each PV cell, ensuring its accelerated expansion against the background of an increase in the radius of curvature of the Universe. **Thus, we have added another important constant that does not change over time – T_{Un} .** We obtained the temperature value based on microscopic quantum data – the energy of the virtual PV cell. Just because a black hole has, a certain temperature does not mean that its energy is radiated outward and its temperature drops over time. In the unit cells of the PV, any processes associated with energy loss are excluded. Therefore, T_{Un} should not change over time.

It will be interesting to compare the obtained value of the PV temperature with the Hawkins result for the evaporation of black holes. The expression applied to our Universe as a black hole gives the temperature value:

$$T_{\text{BH,Haw}} = (\hbar \cdot c^3) / (8\pi \cdot G \cdot M_{\text{BH}} \cdot k^*) \approx 0.76 \cdot 10^{-30} \text{ K}, \quad (66)$$

In this expression, $M_{\text{BH}} = M_{\text{Un}}$ is substituted.

This value is approximately an order of magnitude smaller than our value (65). Considering the fundamental difference in approaches to determining the temperature of a black hole, such a difference between the two values can be considered natural. Formula (66) was obtained by calculating the difference between the “zero energy” of a quantum field in a curved space near a black hole and the “zero energy” of a point at infinity in flat space. In addition, it was assumed that radiation occurs not only at the event horizon itself, but also throughout the entire curved space around it. All these assumptions are not without controversy and, naturally, are absent in our case.

Now it is important to understand what the physics of the phenomenon of baryon asymmetry itself is. We have already established that a very small part ($\approx 10^{-40}$) of PV cells took part in the formation of baryon asymmetry. Despite the unimaginably low temperature of the PV medium, this temperature is ultimately responsible for the appearance of the baryon asymmetry of the Universe. Expanding like itself and with acceleration, the Universe retained in its composition a constant number of N_{Un} , densely packed weakly compressible PV cells. Oscillating with hyper frequency around a certain equilibrium position, each PV cell can transfer excess energy to others or receive it from neighboring cells. There is a finite probability that the energy of the cell can exceed the threshold for the birth of a real particle. Despite such a low temperature T_{Un} , some part of the N_{PV}/k PV cells overcome the energy barrier and real particles appear. In the quantized PV environment, there is an energy distribution of cells. Although quantum representations of the PV medium have not yet been fully created, it can be assumed that the quantum distribution of PV cells has an energy distribution similar to the Maxwell–Boltzmann distribution in a thermodynamic medium, which has the following properties.

1. The medium must consist of a large number of particles and be in equilibrium.
2. Possess the property of isotropy.
3. Relativistic effects should be small.
4. The environment should be dominated by collisional processes.

Even in our quantized PV environment, the interaction between PV cells causes their deformation. In addition, the greater the deformation of the elements, the

higher their temperature. In all other respects, taking into account the quantization of processes, the PV environment can resemble a collision environment.

With a constant influx of energy in the form of volumes of space from the additional dimension, it can be assumed that baryon asymmetry will persist all the time. The process of transformation of the uncompensated lepton component of the PV into neutrons will occur all the time with violation of cpt-symmetry on the quantum time scale t_{Un} with the subsequent transformation of neutrons into protons. There are a number of conditions that determine the existence of baryon asymmetry – the presence of spherical symmetry of the Universe, which leads to the existence of N_{Un}/k uncompensated number of PV cells, the presence of quantum effects in the PV medium and violation of the quantum numbers on time scales t_{Un} . Here we should add the presence of fundamental constants, such as k , t_{Un} , which determine all quantum processes in the PV.

Thus, at an extremely low temperature $T_{Un} \approx 10^{-29}$ K, but an unimaginably huge number of PV cells in the Universe – $N_{Un} \approx 10^{122}$ with its spherical geometry, the indicated baryon asymmetry exists. The dynamic mass of PV cells is directly related to the temperature of the PV environment T_{Un} , and the radius of curvature of the Universe through the fundamental coefficient k gives the fraction of uncompensated PV cells.

It is more natural to assume that our Universe, which arose because of quantum fluctuations in the World of additional dimension, from the very beginning had all the existing characteristics, including baryon asymmetry, which was determined, firstly, by the spherical symmetry of the Universe. Since the Universe expands over time like itself, all the prerequisites for the appearance of baryon asymmetry were preserved.

3. Proposed structure of hadrons

Consequently, due to the localization of virtual electrons and positrons on the outer and inner surfaces of the World and the Anti-World, there is a difference in their radii of curvature at the level of $1/k$. At a temperature $T_{e-p} > 10^{10}$ K mass “birth” of e-p pairs occurs by converting them into real electrons and positrons. The value T_{e-p} is approximately k times higher than the PV temperature. The energy spent on each act of appearance of a real e-p pair is equal to $E_{e-p} = 2m_e \cdot c^2 = 1.6 \cdot 10^{-6}$ erg (compare with the energy of PV cells, formula (14) in [1]). Despite such a low quantum temperature of the PV, there will always be a fraction of PV cells that have reached the formation temperature of real particles. **Since the temperature of the PV does not change with time, such a state of PV has always existed, from the moment the PV itself appeared. This could happen at the stage of quantum fluctuations in an additional**

dimension. Thus, all the physical characteristics inherent in the Universe could have been given to it from its very birth.

As already mentioned, the details of the lepton and baryon charge violation are unknown to us. At the quantum level, this is not prohibited. At such high temperatures, the process of formation of e-p pairs can be associated with an additional dimension into which they are “squeezed out” at a high temperature of the PV environment. When we, for example, throw tennis balls into a net in which we carry them, the hole in the net narrows. In fact, we can only see the fifth dimension section of the four-dimensional World in which our baryon (proton, neutron) is located. This cross section appears to us to be the nuclear region of a proton with a diameter of $d \approx 10^{-16}$ cm. This nuclear region is surrounded by a cloud of mesons. They may also be a cross-section of the fifth dimension of the four-dimensional World. In this case, the proton itself can be located in an additional fifth dimension connected with our World.

In this concept, the nuclear regions of nucleons and mesons should contain e-p pairs in the fifth dimension with a total mass that is a multiple of $2m_e \pm m_e$. In the case of a neutron and an antineutron, the total mass will be a multiple of $2m_e$. Additionally, it is necessary to take into account the binding energy of the constituent their particles, the value of which also depends on the lifetime of unstable formations (mesons and neutrons). If we specifically consider, for example, a neutron, then the additional mass defect accompanying its decay is equal to $1.5m_e$. It is converted into the energy of the newly appeared electron and antineutrino.

The structural elements of protons and neutrons can be both charged and neutral π -mesons, which can also contain objects that are multiples of $2m_e \pm m_e$. During decays, mesons can release high-energy γ -quanta. It should be noted that K-mesons decay not only into γ -quanta, but also “generate” π -mesons. This may indirectly indicate that γ -quanta from the decays of π -mesons close the range of the electromagnetic spectrum. This characterizes the PV as the medium necessary for the propagation of electromagnetic radiation $t_{PV} = 0.94 \cdot 10^{-23} \text{ s}^{-1}$ (see Table 3 in [1]). Thus, particles heavier than π -mesons do not directly “generate” γ -quanta due to the impossibility of their propagation in the PV by creating wave packets in it. Outside the electromagnetic spectrum, we talk about high-energy cosmic rays and think of them as particles.

4. The problem of “dark matter”

Ideas about the physical properties of “dark energy” allow us to take a fresh look at the problem of interaction of the PV medium with the baryonic component of matter. Dark energy, from our point of view, is an electrically active medium, the virtual elements of which interact with charges in the atoms

of the baryon component of matter. In principle, this interaction can be calculated, but this is a separate study. Here I would like to note the following.

If we really live on the three-dimensional surface of the World with a radius of curvature equal to R_{Un} , then according to the “Main Cosmological Principle”, all PV cells are equal and obey the same laws that operate in the Universe. The acceleration due to the action of the λ -term is the same at any point in space-time. The limit of the action of gravitational acceleration is determined from the condition that it is equal to the acceleration due to the action of the λ -term (see (56) in [1]):

$$R = [(G \cdot M)/(c \cdot H_0)]^{1/2}. \quad (67)$$

Substituting the numerical values of the constants for the Universe as a whole, we obtain:

$$R_{Un} = [G/(c \cdot H_0)]^{1/2} \cdot \sqrt{M_{Un}} = (0.95 \text{ cm} \cdot \text{g}^{-1/2}) \cdot \sqrt{M_{Un}} = 1.21 \cdot 10^{28} \text{ cm}. \quad (68)$$

In other words, the mass of the Universe M_{Un} inside a volume of radius R_{Un} is gravitationally bound, and we live in a black hole called the Universe.

For a galaxy with a mass of $10^{11} M_0$ (like our Galaxy), the gravitationally bound volume is located within the radius R , also determined by formula (68). As we move away from the center of the Galaxy, gravitational acceleration decreases, but the acceleration due to the λ -term remains unchanged. Despite the increase in mass with distance from the center, the role of acceleration due to the λ -term increases. The characteristic shape of the galaxy's arms in its outer parts can be explained by the predominance of acceleration associated with the action of the λ -term controlled by the macroscopic charge Q_{Un} . Without accurate data on the growth curve of the Galaxy's mass depending on the distance from its center, it is impossible to model the Galaxy's rotation curve taking into account the influence of acceleration from the λ -term. Nevertheless, it is already clear why the shape of the arms of our Galaxy is now this way.

It only remains to add that in the center of the Galaxy there is a dense disk of molecular hydrogen with a size of 0.7 kpc and a mass of about $1.4 \cdot 10^9 M_0$. This disk precesses, and when its edge crosses the plane of the Galaxy, shock waves arise from its impacts on the plane of the Galaxy. They spread across the disk and initiate the process of star formation in the arms of the Galaxy. The existence of twisted arms in galaxies like ours suggests that in an earlier period of evolution the role of gravitational acceleration was greater. In accordance with formula (68), the radii of galaxies were smaller, the masses inside this region changed as R^3 , and the effect of gravitational acceleration changed in proportion to R . At a later stage of evolution, when the influence of acceleration due to λ -

terms began to dominate over the gravitational, the arms of the Galaxy came under his influence. Let us recall, for example, the detected anomalous accelerations of the Pioneer-10 and Pioneer-11 spacecraft, the magnitude of which coincides with the acceleration due to the λ -term $a_{\text{Pion}} = c \cdot H_0$. We can only conclude that to describe the structure of the Galaxy there is no need to involve a hypothetical substance – “dark matter”, but it is better to focus on finding the dependence of the mass of matter on the distance to the center of the Galaxy.

For a large cluster of galaxies with a mass of $10^{15}M_0$, the boundary between the action of gravitational acceleration and the action of the λ -term passes at a distance of $R \approx 0.5$ Mpc from the center of the cluster. Beyond this distance, the cluster stabilizes the λ -term and prevents the galaxies of the cluster from flying beyond its boundaries. This can also resolve the question of the dynamic stability of galaxy clusters without the involvement of “dark matter”.

The role of “dark matter” as the initial potential well in the formation of primary structures in the Universe becomes unnecessary if we take into account that in the model of an expanding closed Universe, the speed of light becomes dependent on the epoch and grows proportionally with time. This leads to the fact that the speed of light increases by 2.1 cm s^{-1} per year. Such a change in the speed of light is very difficult to measure experimentally, since the error in its measurement is more significant. However, the main difficulty in determining the change in the speed of light is completely different. Section 11 [1] stated that the main dispersion relation will now look like this: $\lambda = c/v = \text{Const.}$, assuming that both c and v depend on the scale factor in the same way. In this regard, it is unclear what experiment can be used to measure changes in the speed of light. Returning to the extraordinary cosmological role of changes in the speed of light with epoch, this dependence of the speed of light on epoch can be confirmed by the following relationships

$$\begin{aligned} dc/dt &= a = c \cdot H_0, \quad dc/c = H_0 \cdot dt, \\ t &= (1/H_0) \cdot \int_{c_1}^{c_2} dc/c = (1/H_0) \cdot \ln c \Big|_{c_1}^{c_2}. \end{aligned} \quad (69)$$

Since the change in the speed of light is proportional to the scale factor, the period of time that passed from $z = 100$, when the first structural formations began to form, to $z = 6$, when the large-scale structure of the Universe already exists, will be:

$$\Delta t_1 = H_0^{-1} \cdot (\ln c_2 - \ln c_1) = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ years.} = 37 \text{ b years.} \quad (70)$$

Here c_1 and c_2 are the speeds of light for epochs $z = 100$ and $z = 6$, respectively.

Consequently, from the moment the temperature of primordial hydrogen drops to approximately 250 K ($z \approx 100$) until the epoch of the appearance of

primordial supermassive stars in the Universe ($z \approx 20$), about 21 billion years pass, which is quite enough for the formation of primordial supermassive stars POP III without bringing into consideration “dark matter”. From $z = 20$ to $z = 6$ a period of 16 billion years passed. In addition, since that time another 26 billion years have passed. It becomes clear why already at $z \approx 6$ we see the large-scale structure of the Universe. From the beginning of the structuring of the Universe at $z \approx 100$ to the present time, we are separated by a time interval of more than 60 billion years. **The result we got fundamentally changes our understanding of the need to use the concept of “dark matter”.**

From the analysis of expression (68) we can conclude that the dimensional constant $[G/(c \cdot H_0)]^{1/2}$ is proportional to the scale factor and, as a consequence, time (see Table 2 [1]). Therefore, over time, the sizes of gravitationally bound regions increase in proportion to the scale factor. Due to this, stars are first formed, then galaxies, clusters and superclusters. **This is the most important conclusion of evolutionary ideas about the Universe. Thus, both the formation of structures in the Universe and their evolution, including the dynamics of all formations, can be explained without involving “dark matter” as a necessary substance. Thus, one of the most important and fundamental conclusions of our research was obtained.**

5. Stability of elementary particles and the issue of hydrogen atom decay

With the accelerated expansion of the Universe, the ratios between gravitational acceleration, electrical interactions and the action of the λ -term do not change. Each of them grows in proportion to the scale factor. However, the value of R in formula (68) (the boundary separating the influence of gravitational forces and the λ -term) increases proportionally to R_{Un} . This leads to the fact that the dynamics of any system develops differently inside and outside the volume of radius R . Expression (68) can be used in the case when the volumes of matter under consideration are electrically neutral. The hydrogen atom is electrically neutral, and we have the right to analyze its evolution over time. Formally, the radius of a proton can be determined by the formula:

$$r_p = e^2 / (m_p \cdot c^2) = 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm.} \quad (71)$$

The mass of a hydrogen atom is actually determined by the mass of the proton. The limit of the action of the gravitational and the λ -term is still determined from expression (68). This boundary is located at a distance of $R_H \approx 1.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. It is even outside the meson cloud surrounding the nuclear part of the proton. Thus, the region of the hydrogen atom, located outside the nuclear zone,

is not affected by nuclear forces, but only action of the λ -term. Consequently, the shell of the hydrogen atom expands under the influence of forces created by the λ -term.

Thus, from the point of view of quantum physics, there is no reason to consider the hydrogen atom as a stable formation. From our reasoning about the increase in the size of the atom in accordance with the change in the scale factor, far-reaching conclusions follow. Indeed, an increase in the size of the hydrogen atom leads to the fact that all atomic transitions change over time in accordance with the change in the scale factor. Quanta, emitted by a hydrogen atom by the same energy transitions at different cosmological times have different frequencies. This changes our understanding of the picture of the evolution of the Universe as a whole. **It leads to a revision of our ideas about the stability of the frequency of quanta emitted by the hydrogen atom.**

An increase in the frequency of the same energy transitions in a hydrogen atom will eventually lead to the fact that the frequency of the quantum emitted by the atom will approach the spectral boundary located in the short-wavelength region of the γ -range. After this, quanta will not be able to propagate in the PV environment and the Universe will plunge into darkness. This will not happen very soon, not earlier than in $\sim 10^{40}$ years. According to modern concepts, the decay time of a proton is no less than 10^{34} years.

6. The past and future of “dark energy” and the Universe as a whole

Within the proposed concept, a logical question arises: how did the Universe arise and what awaits it in the future? There is an opinion that the Universe arose from quantum fluctuations. We can recognize the validity of this assumption and try to justify it within the framework of our constructions. In the model of the Universe proposed here, it is assumed that it is closed and expanding with an acceleration that grows in proportion to the scale factor. How long will the accelerated expansion of the Universe take place? The space of the expanding Universe “emerges” from an additional dimension. From this point of view, expansion can continue indefinitely and is determined by the “capacity” of this dimension. The matter of the Universe in various forms does not disappear anywhere. No structural changes are expected in the PV, which remains unchanged at a constant temperature of the environment and the frequency of hyper frequency oscillations of the PV cells. Only the sizes of PV cells increase, due to which the speed of light also increases in proportion to the growth of the scale factor.

Another thing is the baryon component of matter. The dependence of some world constants on the scale factor can lead to significant limitations on

the possibility of the existence of living beings on Earth in the past and near future for various reasons. Even a decrease in gravity by an order of magnitude on a planet like Earth at $z = 10$ would not ensure the preservation of its atmosphere. What saves us is that we do not live in that distant era 30 billion years ago ($z = 10$), and the Earth was formed only 4 billion years ago. On the other hand, in the future, if gravitational interaction were to increase by the same amount, it would crush everyone to the surface of the planet, and a dense atmosphere would complement the gloomy picture of life. We are lucky that we live in this period with the corresponding values of world "constants".

The simultaneous increase in the frequency of quantum and the speed of light with epoch means the constancy of the wavelengths emitted by the same quantum transitions at different epochs ($\lambda = c/v$). The wavelength emitted by the same energy transition in an atom at different epochs will consist of the same number of PV cells. **This means that all attempts to determine the change in the speed of light over time are doomed to failure, since all-time intervals are ultimately determined through the frequencies of energy transitions in atoms.**

At the same time, the sizes of PV cells increase over time. The same wavelength will contain fewer and fewer PV cells. Finally, there will come a moment when this wavelength (frequency) will cease to exist due to the impossibility of its propagation in the PV. There will be a cut in frequencies, starting from high, towards low. Currently, this boundary is in the short-wave part of the gamma range, and then it will move to the ultraviolet region, and so on. The moment will come and the Universe will plunge into darkness. By this time, the baryonic component will probably be concentrated in black holes.

It was noted that the Universe could have arisen because of quantum fluctuations. We can give an explanation for how this could happen. The energy reserves of the Universe $E_{Un} = M_{Un} \cdot c^2$ increase with epoch in proportion to the square of the scale factor due to the additional volume of space that appears. In the early era, the coefficient c^2 could be arbitrarily small, and therefore the product $M_{Un} \cdot c^2$, despite the impressive but constant value of M_{Un} .

Therefore, in the early era, any arbitrarily small energy quantum fluctuations could arise in the world of a higher dimension. These disturbances could give rise to our Universe with all its parameters: $M_{Un} \cdot c^2$, the number of PV cells N_{Un} , the global average density ρ_{Un} , the Hubble constant H_0 and even baryon asymmetry. Our microscopic Universe began to expand like itself while maintaining the spherical metric. If we assume that the "birth" of the Universe occurred with the size of the modern hydrogen atom $r_H \approx 10^{-10}$ cm, then the energy of our Universe at birth would be $E_{Un} \approx M_{Un} \cdot c^2 = 10^{-20}$ erg. This is a com-

pletely insignificant value. **In this way, everything could have happened quietly and “peacefully”, without any so-called “big bang”, but a long time ago, more than a thousand billion years ago.**

This scenario can be considered the most probable and appropriate in the proposed concept of the structure and evolution of the Universe.

7. Angular fluctuations of the CMB on the scale of the first Doppler peak

Half a century after the start of large-scale studies of the structure of the Universe [2], the existence of superclusters and voids in the Metagalaxy was reliably established [3, 4]. This is also confirmed by infrared and radio data [5, 6, 7]. The results of deep studies of the Universe in the optical range using surveys of selected areas of the sky provide a less general picture of the large-scale structure of the Universe on a scale of thousands of megaparsecs [8]. One of the reasons for the lack of unified ideas about the structure of the Universe is the presence in the sample of sky survey sources of both objects located at cosmological distances and relatively close objects in the each range of flux densities. These two indicated groups of sources are located at opposite ends of the general luminosity function [9], which can lead to masking deviations from the random (Poisson) distribution of sources over the celestial sphere. Another reason for the lack of detection of deviations in the distribution of sources over the celestial sphere from random is the sensitivity of the optical range to selection effects connected with the passage of radiation from sources through the galactic medium, which strongly emits in the optical range, on the one hand, and absorbs radiation by clouds of gas and dust. From this point of view, it is advisable to conduct cosmological research using radio-astronomical data. However, the lack of reliable methods for determining distances at radio frequencies does not allow using this range to check the cosmological parameters of the Universe without additionally using of optical range.

Long before space experiments to determine CMB fluctuations, we began work on studying the distribution of radio sources across the celestial sphere. The work was carried out after the processing of data from a centimeter search survey of the sky, carried out by us on the RATAN-600 radio telescope, was completed. As a result, a list of detected radio sources of the Zelenchuk survey “Z” was compiled, which contained about 12 thousand objects. At that time, in 1986, it was the largest catalog in the world obtained at centimeter waves. Immediately after compiling the list of sources, their angular distribution over the celestial sphere was studied and deviations from the random (Poisson) distribution were found at the level of 5σ (five standard deviations) on scales of about a degree, on the first Doppler peak $l = 200$ [10]. It became clear why it took so

much time to detect deviations from the random distribution of radio sources across the celestial sphere. There simply was not enough statistical data from sky surveys for this. It was necessary to have a more complete list of sources down to low flux density levels where a sufficient population of distant objects would be present. The “Z” Sky Survey was the first of these lists. Subsequently, a few years later, a survey of GB6 appeared, the study of which confirmed our results.

When analyzing the distribution of sources for the “Z” survey, a special statistical method was used, with the help of which Abel discovered the existence of superclusters of galaxies by studying the visible distribution of cells of different sizes and the number of objects in them across the celestial sphere [1, 10, and 11]. The statistics of the number of cells in the sky with different numbers of sources in them with a random distribution of objects on the celestial sphere obeys the Poisson distribution:

$$P(n) = (e^{-\lambda} \cdot \lambda^n) / n!, \quad (72)$$

where λ is the average number of sources in a cell of a given size, n is the number of sources in a cell of the analyzed size. The range of n values depends on the size of cell. To test the hypothesis of random distribution of sources across the celestial sphere, the χ^2 criterion was used:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(T_n - E_n)^2}{T_n}. \quad (73)$$

Here $T_n = P(n) \cdot N$ is calculated from (72), N is the total number of cells in the viewing zone, E_n is obtained by counting the number of cells of each size containing n sources.

For large N (about several hundred), statistics (73) will be well approximated by the distribution χ^2 . This makes it possible to calculate the probability of the Poisson distribution using the one-parameter function $p(\chi^2)$:

$$p(\chi^2) = \int_{\chi_2}^{\infty} e^{-\frac{x}{2}} x^{\left(\frac{\nu}{2}-1\right)} \frac{1}{2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} dx, \quad (74)$$

where $\nu = (n - 1)$ is the number of independent degrees of freedom. The range of sizes of cells was 0.3–1.5 square degrees. The probability of random occurrence, calculated using formula (74) for different sizes of cells in the Zelenchuk sky survey zone “Z”, is presented in Fig. 1 (top panel). For a clear comparison with CMB, the graph shows the inverse value of the probability of random deviation from the Poisson distribution. A clearly expressed scale of deviation from the random distribution is visible within about one degree. This scale may

correspond to the harmonic component of the large-scale structure of the Universe, associated with the size of Superclusters of galaxies. The viewing depth “Z” based on the spectral flux density is 20 mJy.

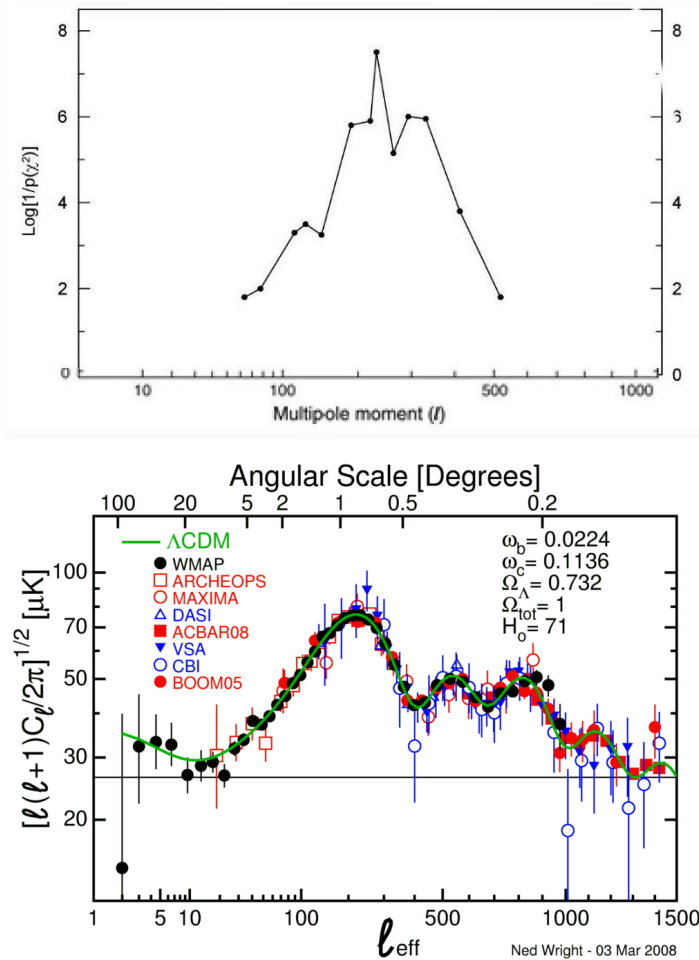


Fig. 1. Angular distribution (top panel) and CMB fluctuations

The same deviations from the random distribution are visible in lists of radio sources with a low level of detection of objects by flux density. Deviations from the Poisson distribution were identified in [12], where a different method was used to study the angular distribution of radio sources of the GB 87 survey. In our survey, we divided the sample of sources into two equal parts by flux in order to establish the probability of deviation of the distribution of sources from

random (Poisson) in each from these parts. The median flux was about 32 mJy. For two groups of strong and weak sources, the procedure for studying their distribution over the celestial sphere was similar to that described. As a result, the sample of weak sources contains more objects associated with regular periodic large-scale structures than the sample of strong radio sources. This difference is more than 1.5 times, which indicates that the fainter and more distant objects in the sample have a cosmological nature associated with the beginning of the formation of the large-scale structure of the Universe at $z \approx 6$. The deviation of the distribution of sources from random occurs because that at z greater than six, large-scale structures associated with superclusters of galaxies have not yet been formed. **Thus, analysis of the distribution of radio sources over the celestial sphere revealed the difference between this distribution and the random, Poisson one. The characteristic sizes of the structures are $100/H_0$ Mpc, which, in accordance with the scale factor for the formation epoch at $z \approx 6$, gives the observed angular sizes of large-scale formations.**

Observational data indicate that giant elliptical galaxies, which make up the bulk of the sources of radio surveys, are concentrated in regions of increased matter density and are associated with the central regions of clusters and superclusters of galaxies. Consequently, they can be indicators of the large-scale structure of the Universe. This result was later confirmed by studies of other lists of sources in the centimeter wavelength range [12, 13].

However, we must remember that during the first surveys of the sky in the radio range; extended structures were identified, which later turned out to be ensembles of discrete sources. This was due to the insufficient resolution of radio telescopes at low frequencies of the radio range at which the first sky surveys were carried out. Perhaps a similar situation occurs with CMB surveys on space telescopes with small-diameter mirrors. We cannot exclude the possibility that discrete structures of the Universe have a dominant influence on the angular distribution of background fluctuations. In this case, it will be necessary to seriously reconsider the basic principles of the role of background radiation in cosmological constructions.

Based on the data from the study of the cosmic microwave background radiation, it can be shown that the angular fluctuations of the CMB can be interpreted as a result of the contribution to the temperature of the background radiation from a large population of infrared galaxies located at high redshifts ($z \approx 6$) during the era of the formation of the large-scale structure of the Universe (Fig. 1, top panel). From SCUBA surveys of small areas of the celestial sphere at submillimeter waves, it became known that there are numerous high-luminosity infrared galaxies located at high redshifts. They have a very high star formation

rate $\Delta M \approx 10^3 M_\odot$ per year, high luminosity $L \approx 5 \cdot 10^{13} L_\odot$ and contained a large amount of dust $M_d \approx 5 \cdot 10^9 M_\odot$ [14, 15, 16]. The latter circumstance is the reason that it is very difficult to carry out optical identification of such objects [17].

Statistical calculations of the SCUBA sources revealed fundamental differences in their properties compared to the sources of centimeter surveys, both in the density of objects per square degree and in the slope of the dependence of the number of N – flux sources S ($\log N - \log S$). The high source density ($\sim 10^4$ per square degree up to a flux of 1 mJy) and the steep slope of the source counting curve $\log N - \log S$ lead to the fact that the main contribution to the background temperature is made by weak sources at the flux level of 0.5–1 mJy per maximum CMB [16, 17, 18] (Fig. 2).

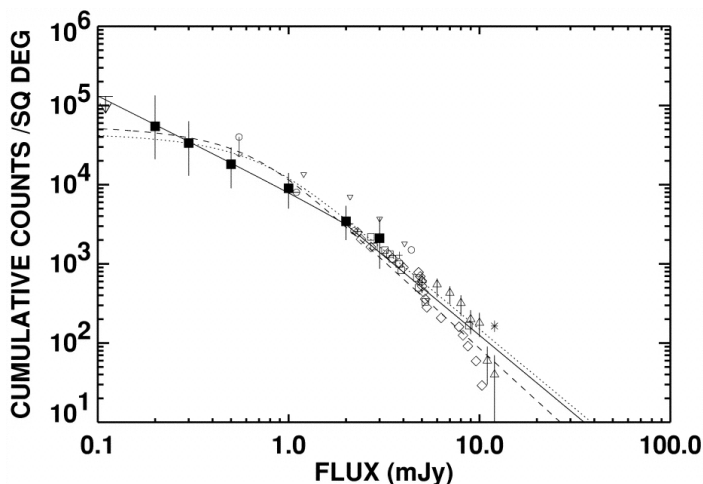


Fig. 2. Dependence of the number of infrared sources located at large z on the flux density ($\log N - \log S$) on a celestial sphere with an area of one square degree

Based on observational data in the radio and submillimeter ranges, it was concluded that there is a spatial connection between two populations of sources in the submillimeter and centimeter wavelength ranges. Moreover, a number of sources detected at submillimeter waves have detectable fluxes at centimeter waves and vice versa [15]. The only difference is that the mechanisms of radiation in the radio range and at submillimeter waves are different: in the first case, the activity is associated with the central region of the galactic nucleus, where synchrotron radiation is formed; in the second, its radiation is determined by active star formation in the circumnuclear regions and is of a thermal nature. Thus, discrete sources can be one of the main interfering factors in the interpretation of background observations made using small antennas placed in space. The radia-

tion patterns of space telescopes, which are only a few tenths of a square degree, contain large quantities of sources. With a surface source density of 10^4 per square degree and a steep source count slope, the bulk of the angular background fluctuations at the scale of the first Doppler peak can come from weak and numerous infrared sources located at high redshifts around $z \approx 6$ (Fig. 2). At centimeter waves, the situation is different. Due to the strong cosmological decrease in the number of sources with decreasing flux density, the contribution of faint objects to the antenna temperature is insignificant. In this case, antenna temperature fluctuations are caused by strong sources that can be easily taken into account.

At submillimeter waves, where the spectrum of background radiation is located, it is impossible to conduct a deep survey of the sky down to 0.5 mJy due to the prohibitive time spent on viewing even small areas of the celestial sphere. Extrapolation of the contribution of discrete sources of centimeter and decimeter surveys to submillimeter waves is incorrect due to the different spectral characteristics of different types of objects detected in the full sample of survey sources. There are additional arguments in favor of considering an alternative, in addition to the generally accepted, possibility of the nature of CMB angular fluctuations. They are based on the results of observations from both space telescopes and ground-based small-sized interferometers operating at high frequencies, where the spectrum of microwave background radiation is located. These data include the following:

1. There is an unsatisfactory (for theoretical constructions) value of the amplitude of the second Doppler peak of the CMB.
2. On the contrary, there are excess fluctuations that are detected on large angular scales (at small values of the multipole l).
3. There is a complex behavior of the vibration spectrum, which cannot be represented by a single slope value $n = 1$.
4. Low quadrupole value obtained.
5. Polarization data indicate early secondary ionization at $z \approx 11$ with a significant optical thickness τ .
6. The presence of large-scale structures of the Universe at high redshifts $z \approx 6$, which do not fit well into the framework of standard cosmology.
7. The need for the existence of an early population of POP III stars at high redshifts, which would provide the necessary number of quanta for reionization.

All these observational data suggest the possible significant influence of discrete sources on the results of background studies. In the words, these means that a certain fraction of the cosmic microwave background radiation may come from discrete formations. If we assume that angular fluctuations of background radiation on a scale $l = 200$ are determined by discrete formations in the Universe, then the parameters of angular fluctuations of background radiation ob-

tained from observations can be used to find the necessary characteristics of these formations based on additional data on the infrared radiation of galaxies located at a distance $z \approx 6$. The energy of angular fluctuations is negligible $\Delta E_{\text{fluct}} \approx 10^{-5} E_{\text{CMB}}$ compared to the CMB itself, so it is not possible to measure the spectrum of these angular fluctuations, especially considering that it is close to the Planck spectrum. Therefore, by default it is assumed that angular fluctuations belong to the cosmic microwave background radiation, which has a Planck spectrum with a temperature of 2.7 K. If we abandon this postulate, then the spectrum of angular fluctuations can be represented in the form of two components:

1. The first component corresponds to angular fluctuations on the scale of the first Doppler peak at temperatures above 27 μK (Fig. 1, upper part of the lower panel).

2. Frequency-independent “substrate” located below the 27 μK level (Fig. 1, lower part of the lower panel).

According to point 1, the features of the fluctuation spectrum at $l = 200$ are created by a submillimeter population of high-luminosity galaxies located at high redshifts $z \approx 6$ during the era of the formation of large-scale structures of the Universe. However, the frequency-independent part is due to angular fluctuations of the 2.7 K background radiation [19, 20].

In Fig. 1, brightness temperature fluctuations on the scale of the first Doppler peak are $4.8 \cdot 10^{-5}$ K (they located above the horizontal line) and $2.7 \cdot 10^{-5}$ K (below the horizontal line). If these components can be of different natures, then temperature fluctuations from these parts are dispersions of independent processes. To find the parameters of discrete sources responsible for the observed structure of background radiation on the scale of the first Doppler peak, the emissivity of dust cocoons in infrared galaxies was estimated.

The flux density on the Earth's surface from the radiation of the dust cocoon surrounding galaxies is about $P_{\text{Earth}} \approx 0.5 \cdot 10^{-29}$ Jy $\approx 0.5 \cdot 10^{-26}$ erg·cm⁻²·s (Fig. 2). As already mentioned, objects with the indicated fluxes make the maximum contribution to the background temperature on a scale of $l = 200$. Let's accept the bandwidth of the WMAP space observatory channel near 1 mm is approximately 10^{11} Hz and the evolution of cosmological power changes as $(1 + z)^4$. Then the distance to infrared galaxies is $R_z \approx 10^{28}$ cm ($z \approx 6$). After this, we find that dust cocoons provide the radiated power $P_z = P_{\text{Earth}} \cdot 4\pi R_z^2 \cdot \Delta \nu \cdot (1+z)^4 \approx 1.4 \cdot 10^{45}$ erg s⁻¹. For the temperature of the dust cocoon ($z \approx 6$) $T_{\text{coc}} \approx 19$ K, we obtain in the blackbody approximation the radiation power per square centimeter of the dust cocoon $P_{\text{coc}} = \sigma T^4 \approx 7.4$ erg·cm⁻²·s⁻¹. From here we find the required surface size of the dust cocoon at radiation power P_z , which would provide a flux density on Earth of about 0.5 mJy: $S_{\text{coc}} = P_z / P_{\text{coc}} = 1.9 \cdot 10^{44}$ cm², or

the effective dimensions of the dust cocoon $R_{\text{coc}} \approx 4.0 \cdot 10^{21}$ cm, which is about 1.3 kpc. In reality, the dust is distributed unevenly; most likely, it has a shell structure, as we see around stellar associations and high-luminosity stars. Therefore, active star formation zones occupy a circumnuclear region with dimensions of about one kpc. Thus, to explain the radiation of distant objects of the submillimeter population by a thermal mechanism, it is sufficient to assume the existence of active star formation processes occurring in the central regions of infrared galaxies at redshifts $z \approx 6$.

Judging by the $\log N - \log S$ statistics for submillimeter sources, their density near one mJy is about 10^4 per square degree (Fig. 2). The total contribution of the flux density over the entire flux range in accordance with the existing $\log N - \log S$ relationship is about four mJy per square degree. In this case, in the radiation pattern of the WMAP space telescope with an effective area of 0.25 square meters and a beam width of 0.25 square degrees for the first frequency channel there will be radiation from $N \approx 10^4$ sources. The temperature of the antenna from each source with a flux of 1 mJy is equal to $T_a \approx 0.9 \cdot 10^{-7}$ K. The total contribution from $N \approx 10^4$ objects to the antenna temperature will be $T_a \approx 0.9 \cdot 10^{-3}$ K. If the temperature fluctuations of the space antenna radio telescope is created by sources with a random distribution over the celestial sphere, then the magnitude of the fluctuations will be $\Delta T_a \approx T_a / \sqrt{N} \approx 0.9 \cdot 10^{-5}$ K ≈ 9 μ K. In other words, we would observe fluctuations of 1% of the antenna temperature. Random fluctuations of 9 μ K are 5 times smaller than the first Doppler peak. However, if there are real deviations of sources from the Poisson distribution on the scale of the first Doppler peak due to the existence of large-scale structures of the Universe at high redshifts, then the situation changes radically.

In fact, we are dealing with a non-random distribution of infrared galaxies. Surveys of limited areas of the celestial sphere at submillimeter waves show that the number of detected sources varies greatly in background fields and in galaxy clusters. Deviations from the random distribution of infrared sources on a scale $l = 200$ by 5% of T_a are sufficient to obtain the value of the first Doppler peak $\text{CMB} \approx 45 \cdot 10^{-6}$ K. For radio sources, we obtained just such deviations (5σ) from their random distribution over the celestial sphere [10, 13, and 21]. Thus, in the space experiment we observe angular fluctuations on the scale of the first Doppler peak, the magnitude of which corresponds to our calculations about the contribution of discrete formations to the temperature of the space telescope antenna at $z \approx 6$.

Observations on high-frequency Planck channels do not change the situation, since the sources have a spectrum close to the Planck one. In the Rayleigh–Jeans region, where observation was made, the spectral flux density increases in

proportion to the square of the frequency, but the solid angle of the space telescope decreases in this proportion. The data set we have allows us to draw the following conclusions about the spectra of distant infrared galaxies, confirming our hypothesis:

1. The dust there is multicomponent with temperature fluctuations from 10 K in cold dust globules to several tens of degrees in dust shells around high-luminosity stars [22].

2. The emission spectrum of each dust component depends on temperature. At lower temperatures the spectrum is closer to Planck one.

3. To explain the first Doppler peak by emission from distant infrared galaxies, it is necessary to have a dust component with a weighted average temperature of about 20 K, which dominates the overall spectrum [23, 24].

4. The emission spectrum of low-temperature dust is close to the spectrum of a black body [13], which rightly leads us to a natural explanation of the angular fluctuations of the CMB on the scale of the first Doppler peak by the appearance of a large-scale structure of the Universe at $z \approx 6$.

We do not know with high accuracy the mass spectra of high-luminosity infrared galaxies located at high redshifts. In the vast majority of cases, z is unknown for these galaxies, which are surrounded by thick shells of dust. Due to the high absorption of light, it is difficult to observe the spectra of these sources. Redshifts obtained indirectly, such as from spectral energy distribution (SED), require additional procedures and assumptions that do not appear to be completely reliable.

In any case, the explanation of the first Doppler peak of background radiation by angular fluctuations of infrared sources looks quite plausible. The crucial experiment that will allow us to answer these educated guesses will be to conduct surveys of 0.25 square degrees of sky in places with lower background temperatures and higher their values. If it is confirmed that the number of objects in the sites changes synchronously with the change in background temperature, then this will be direct evidence of the proposed explanation for the nature of the first Doppler peak. However, it will be extremely difficult to conduct such surveys of the celestial sphere due to the enormous amount of time required. For example, to view an area with a diameter of three sq. min, when the flux density reaches one mJy, 5 hours of observation time are required. It is necessary to reach a level of 0.2 mJy. Thus, for one area 0.25 sq. hail the hail will have to spend at least 10^4 hours, that is, a year and a half, if breakthrough hardware solutions do not appear. It is clear why this has not been done until now.

8. Hypothesis for the appearance of CMB

What physical processes led to the appearance of CMB? If we want to explain the frequency-independent part of the angular fluctuation of the back-

ground radiation, which are located below the horizontal line in Fig. 1, then you need to answer the following question. What physical parameters should discrete formations in the Universe have and at what epoch should they emit the required number of quanta in order to provide of observational characteristics of the background radiation of 2.7 K? What kind of formations are these? Considering the very high-energy release required to create a gigantic amount of cosmic microwave background radiation quanta, it is natural to assume that this is a population of primordial supermassive POP III stars. Therefore, this population of stars should have the following characteristics.

1. Discrete formations (POP III) must provide the required number of quanta so that they are observed at now as background radiation with a temperature of 2.7 K.

2. These structures must release the necessary energy in a short period of time on the order of $\Delta T_{\text{CMB}} \approx (1-3) \cdot 10^6$ years, so that the Planck spectrum of the CMB does not become distorted.

3. The required number of quanta to create cosmic microwave background radiation must be absorbed by a large amount of dust.

4. Dust must mass at least $M_{\text{dust}} \approx 10^{-5} M_{\text{PopIII}}$ and re-emitted in the infrared wavelength range.

5. The radiation from dust shells around supermassive stars should have a spectrum very close to that of a black body.

6. There must be a mechanism for the emission and re-emission of quanta, ensuring their observed ratio for each baryon in the Universe ($N_{\text{qua}} / N_{\text{bar}} \approx 10^8 - 10^9$).

7. The parameters of the objects must also correspond to the detected high isotropy of the cosmic microwave background radiation and its fluctuations ($\Delta T_{\text{CMB}} \approx 2.7 \cdot 10^5$ K, Fig. 1).

8. The statistical characteristics of angular fluctuations of the background must correspond to the data of experiments performed in space and in balloons.

9. Data on secondary ionization must correspond to the time of its occurrence and the energy characteristics of the emitted quanta.

10. Polarization data must fit into the picture of the formation of background radiation.

11. Abundance of helium, deuterium and lithium: the so-called primordial nucleosynthesis should find its natural explanation in the evolution of the POP III stellar population and be related to the chemical composition of stars and the environment both at high z and in the modern era.

12. The picture of the occurrence of background radiation should correspond to observational data of known discrete formations located at high red-shifts.

13. It is desirable to have specific observational forecasts regarding the possibility of observing primary formations responsible for the occurrence of cosmic microwave background radiation.

Discrete formations of POP III stars create the so-called “first light” at the end of the “dark epoch” following recombination at $z = 1300$. The concept of “dark epoch” is arbitrary, since after recombination and the formation of hydrogen atoms the temperature of hadronic matter during the accelerated expansion of the Universe decreased, starting from several thousand degrees. At the same time, the radiation separated from the hadronic matter. Initially, this process occurred with a uniform distribution of hadronic matter.

If CMB fluctuations are associated with discrete formations of POP III stars, then $\Delta T_{\text{POP III}} / T_{\text{POP III}} \approx 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ K} / 2,7 \text{ K} = 10^{-5}$. We assume that $\Delta T_{\text{POP III}} \approx 1/\sqrt{N_{\text{bw}}} T_{\text{POP III}}$, where N_{bw} is the average number of POP III sources in the diagram of the WMAP space telescope $N_{\text{bw}} \approx 1,0 \cdot 10^{10}$. The ratio of the area of the celestial sphere to the solid angle of the beam width of the space telescope on the first frequency channel is $\Omega_{\text{sph}}/\Omega_{\text{dn}} \approx 1,8 \cdot 10^5$ ($\Omega_{\text{dn}} \approx 0,25 \text{ sq. deg.}$). The total number of such objects on the celestial sphere is $N_{\text{totle}} = N_{\text{bw}} \cdot \Omega_{\text{sph}}/\Omega_{\text{dn}} \approx 1,8 \cdot 10^{15}$. The solid angle occupied by each such object on the celestial sphere is equal to $\Omega_{\text{source}} = \Omega_{\text{sph}} / N_{\text{totle}} \approx 4,4 \cdot 10^4 / 1,8 \cdot 10^{15} \approx 2,5 \cdot 10^{-11}$. The mass of each formation can be determined through the value of the baryon mass of the Universe $M_{\text{bar}} \approx 0,02 \cdot M_{\text{Un}} \approx 0,02 \cdot 1,6 \cdot 10^{56} \text{ g} = 3,2 \cdot 10^{54} \text{ g}$. Thus, the formation mass $M_{\text{form}} \approx M_{\text{bar}} / N_{\text{totle}} \approx 1,8 \cdot 10^{39} \text{ g} \approx 10^6 M_{\odot}$.

There are works showing that as soon as the mass of the gas reaches the critical value $M_{\text{J}} = 0,7 \cdot 10^6 M_{\odot}$, the gas cooling mechanism begins to work effectively due to radiation in the rotational lines of hydrogen. The process of formation of such clouds can occur even at $z \approx 30$. Due to this process, dense clouds of molecular hydrogen are formed. From this, we can draw the following conclusions:

1. The obtained value of the formation mass M_{form} is close to the Jeans critical mass M_{J} with high accuracy.
2. Objects must be formed in the post-recombination period at $z \approx 30$.
3. The mass of discrete formations indicates that these objects are most likely dwarf protogalaxies.
4. These protogalaxies can be primary blocks, from which galaxy structures with masses up to $M \approx 10^{12} M_{\odot}$ are formed through mergers.
5. The processes of generation of relict background radiation that interest us should arise precisely in these structures during the formation and evolution of the primary population of POP III stars in them.

So far, everything is developing in accordance with the proposed ideology proposed by us. According to it, when the structuring of the Universe occurs, dis-

crete smaller objects are first formed and over time, the process moves towards their enlargement. We started with supermassive POP III stars in dwarf galaxies. The processes occur in accordance with expression (68), which indicates the limits of the action of gravitational forces in the process of accelerated expansion of the Universe. To determine a boundary action of a gravitational forces, it is necessary to know the epoch z of formation of the structure and its mass. This follows from the fact that in formula (68) before the square root of the mass there is a dimensional coefficient proportional to R_{Un} ($G \sim R^3$, $c \sim R$; Table 2 [1]).

For the first discrete formations in the Universe – supermassive POP III stars, these values are respectively $z \approx 20$, $M_{POP\ III} \approx 10^2 M_o$. The redshift was obtained from data from the PLANCK space observatory, where the epoch of secondary ionization (reionization) was determined at $z \approx 11$, but we must be taking into account data from the James Webb Space Telescope, which discovered giant galaxies already at z more than 13.

Reionization requires the presence of an extremely large number of quanta of sufficient power, which could only be provided by a gigantic number of supermassive POP III stars. The duration of the reionization process was determined by the evolutionary time of POP III stars, which for supermassive stars was 1-3 million years. Such an insignificantly short period of evolution by cosmic standards ensured the preservation of the Planck spectrum of the cosmic microwave background radiation.

Thus, for the first population of discrete formations POP III we obtain the value of the gravitational acceleration dominance boundary (68):

$$\begin{aligned} R_{POP\ III} &\approx [G(1+z)^{-3}/c(1+z)^{-1} \cdot H_0^{-1}]^{1/2} \cdot \sqrt{M_{POP\ III}} \approx \\ &[G/(c \cdot H_0)]^{1/2} (1+z)^{-1} \cdot \sqrt{M_{POP\ III}} \approx 0.95 \text{ cm} \cdot g^{-1/2} \cdot 0.83 \cdot 10^{-1} \cdot 4.5 \cdot 10^{17} \text{ g}^{1/2} \\ &\approx 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm} \approx 0.01 \text{ pc}. \end{aligned} \quad (75)$$

This means that in a region with a radius of 0.01 pc, matter is in a gravitational connection for each POP III star. We are considering the option when primary stars are formed inside structural formations, which we call dwarf galaxies, with masses on the order of 10^6 solar masses. In that distant era, they become galaxies only when they include discrete structural formations - POP III stars. Before that, they were cold clouds of molecular hydrogen. It is interesting to know the size of the region from which such dwarf galaxies are formed. As was said, the total number of such objects on the celestial sphere is $N_{totle} = 1.8 \cdot 10^{15}$, and the solid angle on the celestial sphere is equal to $\Omega_{dwarf} \approx \Omega_{sph}/N_{totle} \approx 2.5 \cdot 10^{-11}$ sq. deg. Taking into account the radius of curvature of the Universe $R \approx 1.2 \cdot 10^{28}$ (Table 4 [1]), the size of the formation region of these galaxies is

$R_{\text{draf}} \approx R_{\text{Un}} \cdot \theta_{\text{dwarf}} \approx R_{\text{Un}} \cdot \sqrt{\Omega_{\text{dwarf}}} \approx 10^{15}$ cm, where $\theta_{\text{dwarf}} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ deg $\approx 10^{-3}$ arc sec is the angle at which the dwarf galaxy is visible from Earth. For example, the modern ALMA interferometric system has the best resolution for reliable registration of objects, no better than an arc second.

To clarify the physical characteristics of primary stars, we will estimate the required for this energy component of the relict radiation. It is known that the density of cosmic microwave background radiation quanta in the modern era is $\rho_{\text{CMB}} \approx 4 \cdot 10^2$. The total number of quanta in the Universe is equal to $N_{\text{CMB}} \approx \rho_{\text{CMB}} \cdot V_{\text{Un}} \approx 2.8 \cdot 10^{87}$. The total energy of quanta $E_{\text{CMB}} \approx N_{\text{CMB}} \cdot h \cdot \nu_{\text{max}} \approx 0.9 \cdot 10^{72}$ erg, where $\nu_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{11}$ Hz. In epoch $z \approx 20$ (the estimated period of evolution of POP III stars), the total energy of quanta in the Universe was $E_{\text{CMB},z} \approx E_{\text{CMB}} \cdot (1 + z) \approx 2.0 \cdot 10^{73}$ erg. The corresponding energy equivalent $m_{\text{CMB},z} \approx 2.0 \cdot 10^{52}$ g. Thus, in a cosmologically short period of time $\Delta t_{\text{CMB}} \approx 2 \cdot 10^6$ years (the evolutionary time of the primary supermassive stars POP III), a small part of the baryonic mass of the Universe ($\approx 1\%$ M_{bar}) should have turned into background radiation. In fact, energy is released due to changes in the nuclear bond between nucleons.

Knowing the energy of the background radiation ($E_{\text{CMB}} \approx 2.0 \cdot 10^{73}$ erg) and knowing the number of protogalaxies at the specified redshift ($N_{\text{draf}} \approx 1.8 \cdot 10^{15}$), we can find the required energy release for each protogalaxies $E_{\text{draf}} \approx E_{\text{CMB}} / N_{\text{draf}} \approx 1.0 \cdot 10^{58}$ erg. In accordance with modern ideas about stellar evolution, the population of primary POP III stars was very massive formations with $M_{\text{POP III}} \approx 2 \cdot 10^2 M_{\odot}$. Primary stars, formed from hydrogen without heavy metal impurities, could have a surface temperature of approximately $T^* \approx 10^5$ K and, during their existence of two million years, emitted energy at the Eddington level, determined by electron scattering [25].

The possibility of the occurrence of background radiation due to the re-emission of quanta by dust ejected into the surrounding interstellar space by primary supernovae is considered in [26]. To explain the occurrence of relict radiation, the required amount of the dust component turned out to be sufficient, in their opinion, only in the modern era. Therefore, they had to abandon this idea of the appearance of a background. In the case we are considering, it is assumed that the Planck emission spectrum is obtained due to optically thick dust shells around POP III stars. This method of CMB formation is fundamentally different from that proposed by Zeldovich and Novikov [26], since the emission of quanta, their complete interception by the dust shell, and re-emission in the infrared range occur before the onset of massive explosions of POP III stars. The beginning of the epoch of secondary ionization practically coincides with the formation of the cosmic microwave background radiation and is also provided by the energy of POP III stars in the process of their evolution.

If, as mentioned above, each protogalaxy is responsible for the indicated energy of background radiation $E_{\text{draf}} \approx 1,0 \cdot 10^{58}$ erg and the formation of the background occurred over a time interval $\Delta t_{\text{CMB}} \approx 2 \cdot 10^6$ years, then the total luminosity of the population of POP III stars in each protogalaxy should be $L_{\text{draf}} \approx E_{\text{draf}} / \Delta t_{\text{CMB}} \approx 1.5 \cdot 10^{44}$ erg s⁻¹, or in solar luminosities $L_{\text{draf}} \approx 4 \cdot 10^{10} L_{\odot}$. The obtained value of the luminosity of protogalaxies allows us to compare the value of the ratio of luminosity to mass of such objects at $z \approx 20$ and $z \approx 6$, where measurements of the star formation rate (SFR) were carried out for distant galaxies of high luminosity. If, according to observations at $z \approx 6$, the ratio is $L_{z=6} / M_{z=6} \approx 5 \cdot 10^3$, then in the case of protogalaxies at $z \approx 20$ this ratio is $L_{z=20} / M_{z=20} \approx 4 \cdot 10^4$. Thus, when moving from $z = 6$ to $z = 20$, the L/M ratio can increase up to 8 times. An increase in SFR was also noted by a number of authors as a necessary condition for the energy supply of reionization of the interstellar and intergalactic medium. However, reionization does not require as many quanta as the creation of cosmic microwave background radiation. Consequently, if there are enough quanta for the formation of cosmic microwave background radiation, then the conditions for reionization will be provided.

The evolutionary characteristics of POP III stars have been actively studied theoretically for a long time [23, 24]. If the mass of such stars in the protogalaxy is two-thirds of its mass, then for the total mass of stars in the protogalaxy we obtain the value $M^* \approx 6.6 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Their number in each protogalaxy $N^* \approx (6.6 \cdot 10^5 M_{\odot}) / (2 \cdot 10^2 M_{\odot}) \approx 3.3 \cdot 10^3$. The luminosity of each star required for the occurrence of background radiation is equal to $L^* \approx L_{\text{draf}} / N^* \approx 1.5 \cdot 10^{44} / 3.3 \cdot 10^3 \approx 0.45 \cdot 10^{41} \approx 1.2 \cdot 10^7 L_{\odot}$. For example, blue supergiants in our galaxy with masses $40 M_{\odot}$ have luminosities $L_{\text{bsg}} \approx 10^6 L_{\odot}$. Their surface temperature is $T_{\text{bsg}} \approx 4 \cdot 10^4$ K, radii $R_{\text{bsg}} \approx 40 R_{\odot}$. Even if we assume that our blue supergiants with a mass of $2 \cdot 10^2 M_{\odot}$ have a stellar radius of the same magnitude, their surface temperature T^* will be twice as high, then their luminosity will be equal to the value $L^* \approx 1.6 \cdot 10^7 L_{\odot}$. We took the value $T^* \approx 8 \cdot 10^4$ K:

$$L^* \approx 4\pi \cdot R^{*2} \cdot \sigma \cdot T^{*4} \approx 0.6 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \approx 1.6 \cdot 10^7 L_{\odot}, \quad (76)$$

($\sigma = 5.7 \cdot 10^{-5}$ erg cm² s). The data obtained indicate that the energetics of supermassive POP III stars can provide the necessary energy release to create cosmic microwave background radiation. The distance of the dust cocoon from the supermassive star POP III will be equal to:

$$R_{\text{coc}} \approx [(1.2 \cdot 10^7 L_{\odot}) / (4\pi\sigma \cdot T^{*4})]^{1/2} \approx [4.5 \cdot 10^{40} / (12.5 \cdot 5.7 \cdot 10^{-5} \cdot 55^4)]^{1/2} \quad (77)$$

$$\approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm} \approx 0.7 \text{ pc}.$$

Thus, supermassive primary POP III stars, constituting 0.66 of the mass of the dwarf protogalaxy, are sufficient to create the required number of quanta that ensure the formation of cosmic microwave background radiation. As a result, the remaining mass of these dwarf galaxies will be hydrogen, the state of which is determined by the temperature of the surrounding medium.

To explain the background phenomenon with $T_{\text{CMB}} \approx 2.76$ K emission of dust cocoons emerging around POP III giant stars at $z \approx 20$, it is necessary to have a cocoon temperature of about $T_{\text{coc}} \approx 55$ K and a Planck spectrum of dust cocoon emission. If all the star's radiation is intercepted by a dust cocoon and re-emitted at a given Planck temperature, then the effective distance from the star to the dust shell will have the value $R^* \approx 2 \cdot 10^{18}$ cm ≈ 0.7 pc. From the Earth's surface, these dust cocoons would have angular dimensions $\theta_{\text{coc}} \approx 0.5 \cdot 10^{-2}$ arc. sec. ($\Omega_{\text{dwarf}} \approx 2.0 \cdot 10^{-12}$ sq. deg.). Registration of such angles is not possible. Powerful ground-based systems such as ALMA have a guaranteed angular resolution of not much less than an arc second at the highest frequency channel.

In addition, other difficulties may arise. Because of the reionization of the Universe, a gigantic number of free electrons are formed, filling all of outer space. Their number is close in order of magnitude to the number of hydrogen atoms in the Universe, although their total mass is insignificant compared to the baryon component of matter. Their approximate number $N_{\text{Un,e}} \approx 10^{78}$. At the cosmological distances that quanta travel, there is a high probability of their Thomson scattering by electrons. There may be a haze that prevents us from seeing the cosmic ripples created by primordial dwarf galaxies. Behind this haze may lie an entire era of the appearance of the primary discrete structures of the Universe.

Now let us return to our dust shells around POP III stars. The gas component of matter in dense clouds can be in three states: molecular, atomic and ionized. Absorption of radiation in dense clouds of molecular hydrogen, even without dust, can reach many tens of stellar magnitudes in the optical range. Strong absorption by molecular hydrogen is also observed in the infrared region of the spectrum. In the denser environment of primordial dwarf galaxies, the effects of absorption of quanta of radiation from primordial supermassive POP III stars are even more pronounced. However, to create a Planck spectrum with a temperature of 55 K at $z = 20$, a very large amount of the dust component of the substance is required. Dwarf protogalaxies with a mass of about $10^6 M_{\odot}$, during the process of their emergence and evolution, naturally had a distribution of gas mass with increasing density towards the center. In the denser central regions of these galaxies, star formation processes occurred faster than at the periphery. During the evolution of primary stars of large mass, a gigantic volume of dust component up to a third of the mass of the star can be formed. For

stars with a mass of $200 M_{\odot}$, the dust mass will be $M_{\text{dust}} \approx 1.4 \cdot 10^{35} \text{ g}$. This dust should fill the surface with a radius $R_{\text{coc}} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}$ (0.7 pc). The surface density of dust ΔS_{dust} will be:

$$\Delta S_{\text{dust}} = M_{\text{dust}} / 4\pi \cdot R_{\text{coc}}^2 \approx 1.4 \cdot 10^{35} \text{ g} / 12.5 \cdot (2 \cdot 10^{18})^2 \text{ cm}^2 \approx 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}. \quad (78)$$

If we take the characteristics of interstellar dust in our Galaxy to estimate the absorption of radiation from the POP III star, we obtain the following picture of the formation of cosmic microwave background radiation with a Planck spectrum. In this case, the size of the dust grain in the shell around the super-massive star should be taken equal to 0.3μ , the mass of the dust grain $m_{\text{gr}} \approx 10^{-13} \text{ g}$, and the density $\rho_{\text{gr}} \approx 1.1 \text{ g cm}^{-3}$. The absorption per unit mass of such dust is $A_{\text{dust}} = 4 \cdot 10^4 \text{ mag. cm}^2 \text{ g}^{-1}$ [27]. Using data on the surface density of dust S_{dust} and the absorption value per unit mass, we obtain the absorption of the dust envelope in stellar magnitudes:

$$Am_{\text{dust}} \approx \Delta S_{\text{dust}} \cdot A_{\text{dust}} \approx 7 \text{ m(magnitudes)}. \quad (79)$$

An absorption of seven magnitudes is equal to $A_{\text{mdust}} \approx 625$ times. With this consideration, we obtain an ideal Dyson sphere emitting a Planck spectrum with a temperature of 55 K.

Now about the possibility of registering primary dwarf protogalaxies. Currently, technical means for detecting a galaxy of high luminosity $L \approx 10^{13} L_{\odot}$ in the submillimeter wavelength range at redshifts $z \approx 6$. It is impossible to detect protogalaxies with a luminosity $L_{\text{draf}} \approx 1.7 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ at $z \approx 20$. The difficulty lies not only in the need to increase the sensitivity of the equipment by 4 orders of magnitude, but also in the ability to provide high angular resolution when using a filled aperture of interferometers. There is also a circumstance associated with the low brightness temperature of the objects under study. The characteristic “ripples” on the celestial sphere from protogalaxies have an angular scale of about one millisecond of arc. For example, a radio telescope with a diameter of 25 meters at submillimeter waves has a radiation pattern of about 10 arc. s. Try synthesizing a filled aperture with a resolution of 10^{-3} arc. s. We do not have such an opportunity yet.

It is necessary to answer the question of obtaining a high ratio of the number of background radiation quanta to the number of baryons in the Universe. This value can be obtained from an analysis of the evolution of primary POP III stars. This relationship is obtained due to the fact that the temperatures inside the main stars, where thermonuclear reactions occur, reach the value $T_c \approx 5 \cdot 10^9 \text{ K}$, and the temperature on the outer surface of the dust cocoons surrounding the stars has $T_{\text{coc}} = 55 \text{ K}$. The initial fragmentation of quanta occurs inside

stars due to multiple acts of absorption and re-emission. In addition, each baryon repeatedly participates in the reactions of converting hydrogen into helium, helium into carbon, etc. It takes much time for quanta to reach the surface of the star. As a result, on the surface $T_{\text{surf}} \approx 10^5$ K. Further, the temperature decreases in gas and dust shells formed because of emissions from the surfaces of giant stars. Ultimately, the process ends with the absorption and scattering of quanta in dust shells around stars. Thus, primary nucleosynthesis occurs inside primary stars, which ultimately participates in the formation of the necessary ratio of the number of quanta per baryon:

$$N_{\text{qua/bar}} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ K} / 55 \text{ K} \approx 10^8. \quad (80)$$

In addition, each baryon repeatedly participates in the transformation of hydrogen into helium, helium into carbon, etc. As a result, this makes it possible to obtain a ratio of quanta per baryon of the value $N_{\text{qua/bar}} \approx 10^9$.

In fact, stars tend to form in clusters. In the case of protogalaxies with masses $M_{\text{gal}} \approx 10^6 M_{\odot}$, stellar associations may contain up to hundreds of supermassive stars. Dust shells formed by primary stars can have a complex configuration in a compact circumnuclear region less than a parsec in size. The radius of action of gravitational forces is equal to:

$$R_{\text{gal}} \approx [G/(\kappa \cdot H_0)]^{1/2} (1+z)^{-1} \cdot \sqrt{M_{\text{gal}}} \approx 0,5 \text{ pc}. \quad (81)$$

The first supermassive POP III stars, located in the central regions of dwarf protogalaxies, evolve very quickly. This occurs both because of their large mass and because of the more high density of matter in the centers of these protogalaxies. Therefore, the evolutionary cycle of these stars does not exceed 2 million years. It ends with massive supernova explosions and the release into the surrounding space of a gigantic amount of heavy elements, which serve as the basis for the further formation of the dust component of the cocoons surrounding other supermassive POP III stars, evolving in the more peripheral regions of protogalaxies, where the density is lower. The rate of formation of supermassive stars there is also lower.

In reality, dust is not evenly distributed; it mixes with the gas component. However, these effects only enhance the effect of radiation absorption. It should also be noted that the uneven distribution of dust creates conditions for partial “leakage” of quanta into the space surrounding the star and ionizes it. Thus, the process of reionization of the Universe can begin with the appearance of background radiation. The polarization characteristics of the background radiation indicate noticeable electronic scattering of background quanta at high redshifts.

It is worth noting that the primary dust formed before supernova explosions at temperatures below $T \approx 10^3$ K is mainly single-component. This can be

significant from the point of view of the occurrence of distortions in the Planck spectrum of dust radiation. As metallicity increases, the mass loss of stars also increases. The first to disappear are very massive stars that collapse into black holes. Then, at the end of the evolution of pairwise unstable supermassive stars, supernova explosions occur, producing increasingly less powerful explosions until these processes disappear completely.

Returning to the observational possibility of recording phenomena associated with supermassive POP III stars, the following can be noted. The high energy of primary stars, on the one hand, and the proven isotropy of sources of gamma-ray bursts and high-energy cosmic rays, on the other, suggest the possibility of explaining these phenomena, or part of them, as a result of the evolution of POP III stars. Researchers do indeed observe such isotropic bursts of gamma rays, and it is possible that they are associated specifically with POP III stars. It should also be noted that the power of supernova explosions in that ancient era was much higher [25]. **Thus, in the process of rapid evolution, the energy necessary for both the emergence of background radiation with $T_{\text{CMB}} = 2.76 \text{ K}$ and the reionization quanta of the Universe can be released.**

References

- [1] M. G. Larionov, "Physical Properties of the Matter Associated with the Concept 'Dark Energy'," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 1, pp. 1–34, 2024, doi: 10.29039/2587-9936.2024.07.1.01.
- [2] E. P. Hubble, *The Realm of the Nebulae*. Oxford Univ. Press, 1936.
- [3] M. Davis and P. J. E. Peebles, "A survey of galaxy redshifts. V. The two-point position and velocity correlations," *Astrophysical Journal*, vol. 267, pp. 465–482, 1983, doi: 10.1086/160884.
- [4] N. A. Bahcall, "Large-scale structure in the universe indicated by galaxy clusters," *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 26, pp. 631–686, 1988, doi: 10.1146/annurev.aa.26.090188.003215.
- [5] K. B. Fisher, M. Davis, M. A. Strauss, A. Yahil, and J. Huchra, "Clustering in the 1.2-Jy IRAS Galaxy Redshift Survey – I. The redshift and real space correlation functions," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 266, iss. 1, pp. 50–64, 1994, doi: 10.1093/mnras/266.1.50.
- [6] D. L. Brown and J. O. Burns, "Parkes radio sources in the directions of southern rich clusters," *Astronomical Journal*, vol. 102, no. 6, pp. 1917–1927, 1991.
- [7] P. A. Shaver, "Radio Surveys and Large Scale Structure," *Australian Journal of Physics*, vol. 44, pp. 759–770, 1991, doi: 10.1071/PH910759.
- [8] B. Guiderdoni and B. Rocca-Volmerange, "Constraints on the evolution of high-redshift galaxies and on q_0 from faint galaxy counts," *Astron. and Astrophys.*, vol. 227, pp. 362–378, 1990.
- [9] J. S. Heyl, S. Cole, C. S. Frenk, and J. F. Navarro, "Galaxy formation in a variety of hierarchical models," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 274, iss. 3, pp 755–768, 1995, doi: 10.1093/mnras/274.3.755.
- [10] M. G. Larionov, "Zelenchuk catalog with updated provisions radio sources. Optical and radio properties of sources" in : *Proc. of the XIX All-Union Radio Astronomy Conference*, Tallinn, pp. 10–13, 1987.

- [11] G. O. Abell, "The Distribution of Rich Clusters of Galaxies," *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 3, pp. 211–288, 1958, doi: 10.1086/190036.
- [12] B. L. Kooiman, J. O. Burns, and A. A. Klypin, "Two-Point Angular Correlation Function for the Green Bank 4.85 GHz Sky Survey," *Astrophysical Journal*, vol. 448, pp. 500–509, 1995.
- [13] M. G. Larionov, "Distribution of radio sources and the era of formation of large-scale structures," *Astronomy Letters*, vol. 24, iss. 1, pp. 1–6, 1998.
- [14] I. Smail, R. J. Ivison, and A. W. Blain, "A Deep submillimeter survey of lensing clusters : A New window on galaxy formation and evolution," *Astrophysical Journal Letters*, vol. 490, pp. L5–L8, 1997.
- [15] R. J. Ivison, J. S. Dunlop, I. Smail et al. "An excess of submillimeter sources near 4C 41.17 : a candidate protocluster at $z = 3.8?$," *Astrophysical journal*, vol. 542, no. 1, pp. 27–34, 2000.
- [16] A. W. Blain, J.-P. Kneib, R. J. Ivison, and I. Smail, "Deep counts of submillimeter galaxies," *Astrophysical Journal*, vol. 512, no. 2, pp. L87–L90, 1999.
- [17] R. S. Priddey and R. G. McMahon, "The far-infrared–submillimetre spectral energy distribution of high-redshift quasars," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 324, iss. 1, pp. L17–L22, 2001, doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04548.x.
- [18] A. J. Barger, L. L. Cowie, and D. B. Sanders, "Resolving the submillimeter background : the 850 micron galaxy counts," *Astrophysical Journal*, vol. 518, pp. L5–L8, 1999.
- [19] M. G. Larionov, "Dark energy – a virtual form of existence of matter?" In : *All-Russian astronomical conf. VAK-2004 "Horizons of the Universe"* (June 3–10, 2004), pp. 192–195. Moscow : 2004. (In Russ.).
- [20] M. G. Larionov, Possible quantum character of dark energy. In : *Gamow conference dedicated to the 100th anniversary of the birth of George Gamow "Astrophysics and cosmology after Gamow – theory and observations"* (Odessa, Aug. 8–14, 2004). 2004. pp. 35–39. (In Russ.).
- [21] M. G. Larionov, "A Friedmann-Lemaître Universe Model with a Positive Cosmological Constant," *Astrophysics and Space Science*, vol. 252, pp. 139–149. 1997, doi: 10.1023/A:1000818316842.
- [22] A. E. Visser, J. S. Richer, and C. J. Chandler, "A SCUBA survey of compact dark Lynds clouds," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 323, no. 2, pp. 257–269, 2001.
- [23] N. J. Rodríguez-Fernández, et al., "Warm molecular gas, dust and ionized gas in the 500 central pc of the Galaxy," *Astronomische Nachrichten : Astronomical Notes*, 2003, vol. 324, no. S1, pp. 59–63.
- [24] G. A. Blake, L. G. Mundy, J. E. Carlstrom et al. "A $\lambda = 1.3$ millimeter aperture synthesis molecular line survey of Orion Kleinmann-Low," *Astrophysical Journal*, vol. 472, pp. L49–L52, 1996.
- [25] V. Bromm, R. P. Kudritzki, and A. Loeb, "Generic spectrum and ionization efficiency of a heavy initial mass function for the first stars," *Astrophysical Journal*, vol. 552, no. 2, pp. 464–472. 2001.
- [26] Ya. B. Zeldovich and I. D. Novikov, "The Uniqueness of the Interpretation of Isotropic Cosmic Radiation with $T=3^{\circ}\text{K}$," *Sov. Astron. AJ*, vol. 11, pp. 526–527, 1967.
- [27] G. W. Allen, *Astrophysical quantities*, London : Athlone Press, 1973.

Information about the author

Michail G. Larionov, Dr. Sci., Astro Space Center, P. N. Lebedev Physical Institute, RAS, Chief Researcher of the Astro Space Center, Moscow, Russian Federation.

УДК 524.8

Физические свойства материи, связанной с понятием «темная энергия». Дискуссия

Ларионов М. Г.

*Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН
Профсоюзная, д. 84/32, г. Москва, ГСП-7, 117997, Российская Федерация
mgl-mikhail@yandex.ru*

Получено: 16 мая 2024 г.

Отрецензировано: 21 мая 2024 г.

Принято к публикации: 21 мая 2024 г.

Аннотация: В дискуссии по вопросу физических свойств материи, связанной с понятием «темная энергия», рассмотрены такие вопросы, как барионная асимметрия Вселенной, предполагаемая структура адронов, проблема «темной материи», стабильность элементарных частиц и вопрос распада протона, прошлое и будущее «темной энергии» и Вселенной в целом, угловые флуктуации СМВ (Cosmic Microwave Background) на масштабе первого Допплеровского пика, гипотеза возникновения СМВ.

Ключевые слова: космология, «темная материя», «темная энергия», эволюция Вселенной.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Larionov M. G. Physical Properties of the Matter Associated with the Concept “Dark Energy”. Discussion // Infocommunications and Radio Technologies. 2024. Vol. 7, no. 2. P. 157–189.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Larionov, M. G. Physical Properties of the Matter Associated with the Concept “Dark Energy”. Discussion / M. G. Larionov // Infocommunications and Radio Technologies. – 2024. – Vol. 7, no. 2. – P. 157–189.

Список литературы

1. Ларионов М. Г. Физические свойства материи, связанной с понятием «темная энергия» // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2024. Т. 7, № 1. С. 1—34.
2. Hubble E. P. The Realm of the Nebulae. Oxford Univ. Press, 1936. 210 p.
3. Davis M., Peebles P. J. E. A survey of galaxy redshifts. V. The two-point position and velocity correlations // Astrophysical Journal. 1983. Vol. 267. P. 465–482.
4. Bahcall N. A. Large-scale structure in the universe indicated by galaxy clusters // Annual Rev. Astron. Astrophys. 1988. Vol. 26. P. 631–686.
5. Fisher K. B. et al. Clustering in the 1.2-Jy IRAS Galaxy Redshift Survey. I. The redshift and real space correlation functions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1994. Vol. 266, iss. 1. P. 50–64.

6. Brown D. L., Burns J. O. Parkes radio sources in the directions of southern rich clusters // *Astronomical Journal*. 1991. Vol. 102, no. 6. P. 1917–1927.
7. Shaver P. A. Radio Surveys and Large Scale Structure // *Australian Journal of Physics*. 1991. Vol. 44. P. 759–770.
8. Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B. Constraints on the evolution of high-redshift galaxies and on q_0 from faint galaxy counts // *Astron. and Astrophys.* 1990. Vol. 227. P. 362–378.
9. Heyl J. S., Cole S., Frenk C. S., Navarro J. F. Galaxy formation in a variety of hierarchical models // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1995. Vol. 274, iss. 3. P. 755–768.
10. Larionov M. G. Zelenchuk catalog with updated provisions radio sources. Optical and radio properties of sources. In: *Proc. of the XIX All-Union Radio Astronomy Conference*. Tallinn, 1987. P. 10–13.
11. Abell G. O. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies // *Astrophysical Journal Supplement*. 1958. Vol. 3. P. 211–288.
12. Kooiman B. L., Burns J. O., Klypin A. A. Two-Point Angular Correlation Function for the Green Bank 4.85 GHz Sky Survey // *Astrophysical Journal*. 1995. Vol. 448. P. 500–509.
13. Larionov M. G. Distribution of radio sources and the era of formation of large-scale structures // *Astronomy Letters*. 1998. Vol. 24, no. 1. P. 1–6.
14. Smail I., Ivison R. J., Blain A. W. A Deep submillimeter survey of lensing clusters : A New window on galaxy formation and evolution // *Astrophysical Journal Letters*. 1997. Vol. 490. P. L5–L8.
15. Ivison R. J., Dunlop J. S., Smail I. et al. An excess of submillimeter sources near 4C 41.17 : a candidate protocluster at $z = 3.8?$ // *Astrophysical journal*. 2000. Vol. 542, no. 1. P. 27–34.
16. Blain A. W., Kneib J.-P., Ivison R. J., Smail I. Deep counts of submillimeter galaxies // *Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 512, no. 2. P. L87–L90.
17. Priddey R. S., McMahon R. G., The far-infrared–submillimetre spectral energy distribution of high-redshift quasars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2001. Vol. 324, iss. 1. P. L17–L22.
18. Barger A. J., Cowie L. L., Sanders D. B. Resolving the submillimeter background : the 850 micron galaxy counts // *Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 518. P. L5–L8.
19. Ларионов М. Г. Темная энергия — виртуальная форма существования материи? В кн. : Тез. докл. Всеросс. астрономич. конф. ВАК-2004 «Горизонты Вселенной» (МГУ, ГАИШ, 3—10 июня 2004 г.). М. : 2004. С. 192—195.
20. Ларионов М. Г. Возможный квантовый характер темной энергии. В кн. : Гамовская конференция, посвященная 100-летию со дня рождения Георгия Гамова «Астрофизика и космология после Гамова — теория и наблюдения» (Одесса, 8—14 авг. 2004 г.). 2004. С. 35—39.
21. Larionov M. G. A Friedmann-Lemaître Universe Model with a Positive Cosmological Constant // *Astrophysics and Space Science*. 1997. Vol. 252. P. 139–149.
22. Visser A. E., Richer J. S., Chandler C. J. A SCUBA survey of compact dark Lynds clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2001. Vol. 323, no. 2. P. 257–269.
23. Rodríguez-Fernández N. J. et al. Warm molecular gas, dust and ionized gas in the 500 central pc of the Galaxy // *Astronomische Nachrichten: Astronomical Notes*. 2003. Vol. 324. No. S1. P. 59–63.
24. Blake G. A., Mundy L. G., Carlstrom J. E. et al. $\lambda = 1.3$ millimeter aperture synthesis molecular line survey of Orion Kleinmann-Low // *Astrophysical Journal*. 1996. Vol. 472. P. L49–L52.
25. Bromm V., Kudritzki R. P., Loeb A. Generic spectrum and ionization efficiency of a heavy initial mass function for the first stars // *Astrophysical Journal*. 2001. Vol. 552, no. 2, P. 464–472.

26. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. [Единственность] интерпретации изотропного космического излучения с $T=3^{\circ}\text{K}$ // *Астрономический журнал*. 1967. Т. 44, № 3. С. 663—665.
27. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. Москва : Изд-во иностр. лит., 1960. 304 с.

Информация об авторе

Ларионов Михаил Григорьевич, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Астрокосмического центра Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Российская Федерация.

Infocommunications and Radio Technologies, vol. 7, no. 2, pp. 190–207, 2024.

Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2024. Т. 7, № 2. С. 190—207.

ISSN: 2587-9936

DOI: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.12

УДК 621.382.323; 621.382.2/.3:004.333

Моделирование характеристик полевого транзистора с каналом из антимонида индия

Обухов И. А., Обухов И. И.

Научно-производственное предприятие «Радиотехника»

г. Москва, 119334, 5-й Донской проезд, д. 15, стр. 11, Российская Федерация

iao001@mail.ru

Получено: 2 апреля 2024 г.

Отрецензировано: 12 апреля 2024 г.

Принято к публикации: 19 апреля 2024 г.

Аннотация: *Представлены расчеты статических электрических характеристик полевого транзистора с каналом в виде квантовой ямы из антимонида индия. Полученные результаты согласуются с известными экспериментальными данными, что позволяет использовать применяемые модели для оптимизации параметров приборных структур такого типа.*

Ключевые слова: *полевой транзистор, квантовая яма, антимонид индия, перенос заряда, моделирование.*

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Обухов И. А., Обухов И. И. Моделирование характеристик полевого транзистора с каналом из антимонида индия // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 190—207.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Обухов, И. А. Моделирование характеристик полевого транзистора с каналом из антимонида индия / И. А. Обухов, И. И. Обухов // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. — Т. 7, № 2. — С. 190—207.

1. Введение

В 2005 г. компании *Intel* (США) и *QinetiQ* (Великобритания) распространили пресс-релиз, в котором анонсировали создание сверхбыстродействующего полупроводникового прибора со сверхнизким энергопотреблением — полевого транзистора с каналом в виде квантовой ямы из антимонида индия (QWFET). Авторы разработки выражали надежду, что новый транзистор позволит «...продлить действие закона Мура, по крайней мере, еще на десятилетие» [1].

Работы по созданию полевых и гетеропереходных биполярных транзисторов на основе структур, содержащих сурьму (*Sb*), ведутся уже с начала девяностых годов прошлого столетия (см. статьи [2, 3] и цитируемую там литературу). Интерес к ним связан со стремлением повысить быстродействие приборов и снизить их энергопотребление за счет высокой подвижности носителей заряда. Серьезные результаты в этой области получены исследователями из *Naval Research Laboratory* и *Northrop Grumman Space Technology* (США) [3].

Вариантам конструкции *QWFET*, его характеристикам, их оптимизации, а также возможным применениям этого прибора посвящено большое количество публикаций [4—8]. По сравнению с традиционными кремниевыми полевыми транзисторами *QWFET* демонстрировал десятикратное снижение энергопотребления при одинаковой производительности и трехкратное повышение производительности при одинаковом энергопотреблении [1, 4, 5]. Однако, судя по тенденциям развития современной цифровой электроники [9—11], ожидавшегося кардинального переворота в ее компонентной базе пока не произошло.

В статье [12] рассмотрена возможность создания нового сверхбыстродействующего транзистора с низким энергопотреблением на основе нанопроводов из антимонида индия (*InSb*), сформированных в гетероструктуре, применяемой для создания *QWFET*. Для функционирования транзистора при комнатной температуре необходима высокая подвижность электронов в нанопроводе, чего не удастся достичь при выращивании их на поверхности подложки [13, 14].

В связи с этим *QWFET* можно рассматривать как тестовую структуру для определения качества двумерного электронного газа в квантовой яме путем сравнения экспериментальных и расчетных вольтамперных характеристик (ВАХ). Для сравнения необходима модель переноса заряда в приборе, позволяющая связать электрические характеристики прибора с его структурой. В предшествующих статьях внимание уделялось главным образом расчетам потенциального рельефа и уровней энергии под затвором *QWFET* [8], а также разработке его схемотехнической модели [6].

Целью этой работы было выяснение пригодности многокомпонентной модели переноса заряда [15] для расчета электрических характеристик *QWFET* и уточнение параметров модели по имеющимся экспериментальным данным. Использовался квази-одномерный стационарный вариант модели [16], для которого имеется программная реализация. Во всех вычислениях предполагалось, что температура электронного газа равна 300° К.

2. Структура прибора

Структура прибора показана на рис. 1. Штрих-пунктиром обозначены горизонтальное и вертикальные сечения, в которых рассчитывался потенциальный рельеф, а также выделена область под затвором, в которой решалось уравнение Пуассона для моделирования распределения электростатического потенциала вдоль канала.

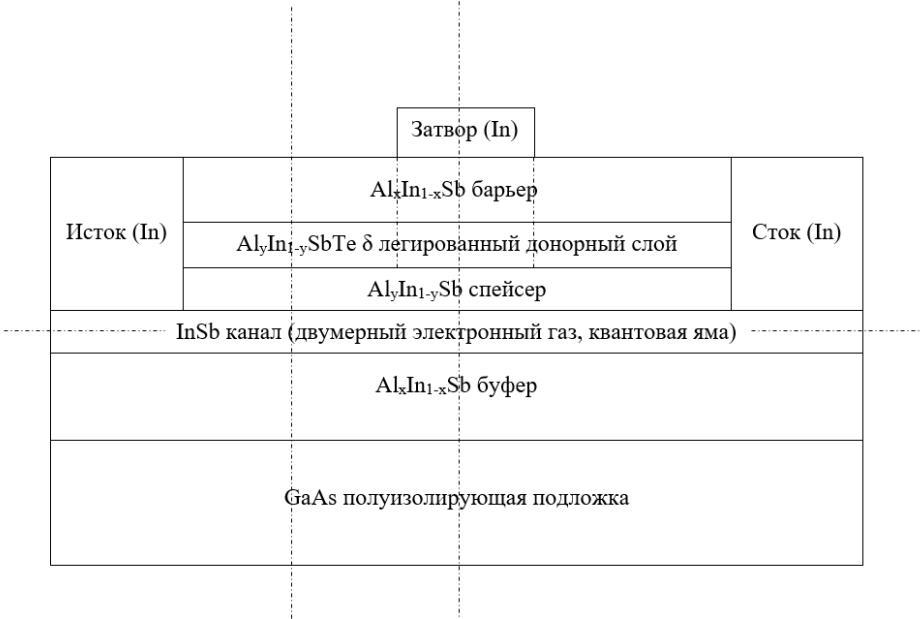


Рис. 1. Структура QWFET.
Fig. 1. QWFET structure

Учитывая результаты работ [4, 5, 8], выбиралось $x = 0,1$ и $y = 0,3$. Более высокое содержание алюминия в спейсере повышает потенциальный барьер, отделяющий канал от δ -легированного слоя, уменьшая тем самым рассеяние электронов и повышая их подвижность в канале [17]. Вертикальные размеры барьера, спейсера, канала и буфера равнялись 30 нм, 5 нм, 20 нм и 3000 нм соответственно. Моделирование зависимостей вертикального потенциального рельефа для электронов от x, y и указанных размеров проводилось в работах [7, 8]. Здесь выбраны оптимальные значения. Используемая нами модель позволяет при необходимости провести дополнительную оптимизацию.

Содержание Te в δ -легированном слое, как и в статье [4], полагалось порядка $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В ряде работ для легирования использовался крем-

ний или азот (см. [7, 8] и цитируемую там литературу). Поскольку для моделирования переноса заряда важно знать концентрацию и тип легирующей примеси, а также величину разрыва зон на гетерограницах, то изменение легирующего материала без труда может быть учтено через эти параметры.

Потенциальные рельефы для электронов в вертикальных сечениях структуры вне области затвора и в области затвора при напряжениях затвор — сток V_{gs} и сток — исток V_{ds} , равных нулю, показаны на рис. 2—4. Направление на этих рисунках слева направо соответствует направлению снизу вверх на рис. 1.

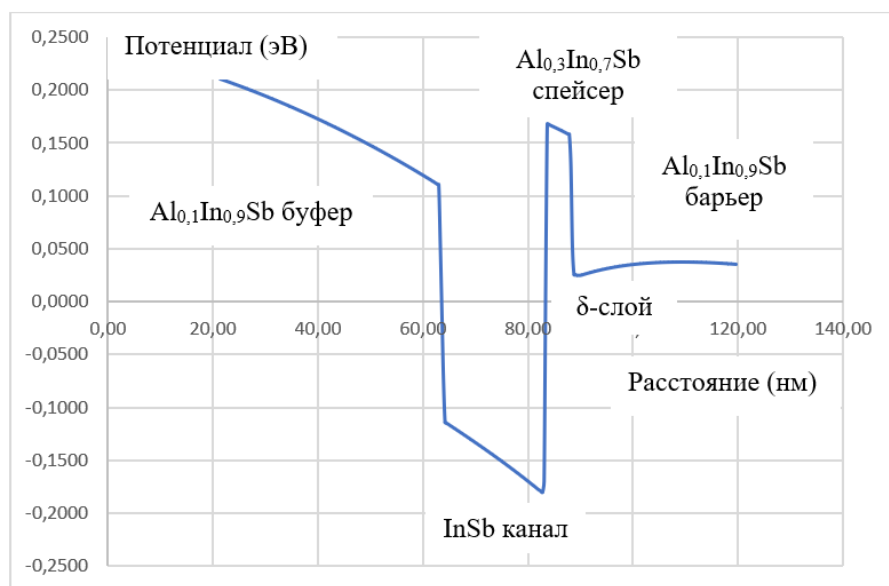


Рис. 2. Потенциальный рельеф для электронов в вертикальном сечении структуры вне области затвора при напряжениях $V_{gs} = 0$ и $V_{ds} = 0$.

Fig. 2. Potential relief for electrons in the vertical section of the structure outside the gate area at voltages $V_{gs} = 0$ V and $V_{ds} = 0$

Видно, что для рассматриваемой структуры затвор существенно искажает потенциальный рельеф и приводит к повышению потенциала под ним приблизительно на 0,111 эВ по отношению к потенциалу в остальной части канала (см. рис. 4). В результате в направлении переноса заряда (направление исток — сток на рис. 1) в области затвора появляется потенциальный барьер для электронов, как показано на рис. 5. Мы приняли длину канала L_{ch} равной 450 нм и длину затвора $L_g = 50$ нм.

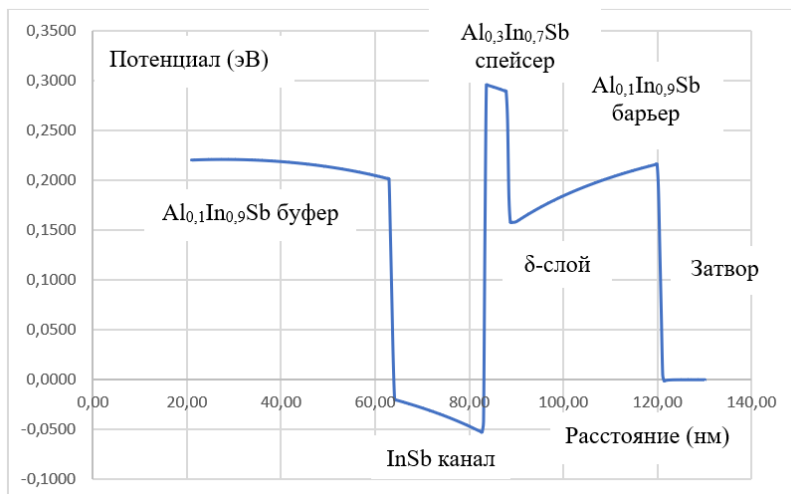


Рис. 3. Потенциальный рельеф для электронов в вертикальном сечении структуры в области затвора при напряжениях $V_{gs} = 0$ и $V_{ds} = 0$.

Fig. 3. Potential relief for electrons in the vertical section of the structure in the gate region at voltages $V_{gs} = 0$ and $V_{ds} = 0$

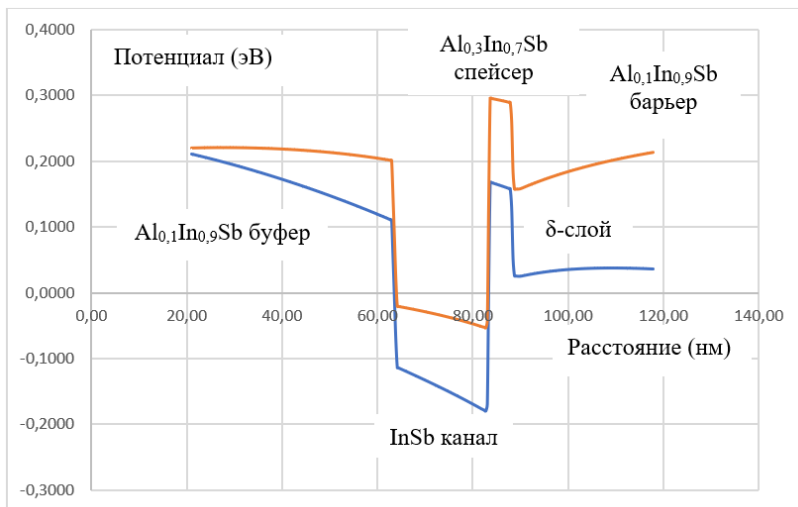


Рис. 4. Потенциальные рельефы для электронов в вертикальных сечениях структуры в области затвора (верхняя кривая) и вне области затвора (нижняя кривая) при напряжениях $V_{gs} = 0$ и $V_{ds} = 0$.

Fig. 4. Potential reliefs for electrons in vertical sections of the structure in the gate region (upper curve) and outside the gate region (lower curve) at voltages $V_{gs} = 0$ and $V_{ds} = 0$

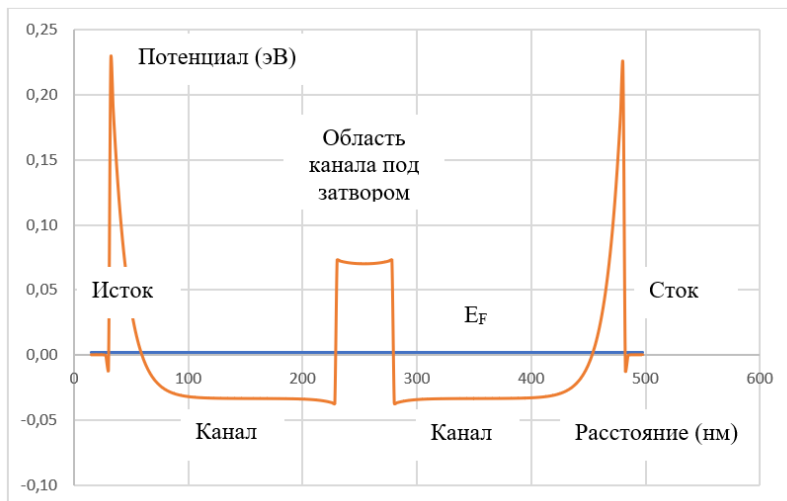


Рис. 5. Потенциальный рельеф для электронов в структуре в горизонтальном сечении (в направлении исток — сток) при $V_{gs} = 0$ и $V_{ds} = 0$.

Fig. 5. Potential relief for electrons in the structure in a horizontal section (in the source–drain direction) at $V_{gs} = 0$ and $V_{ds} = 0$

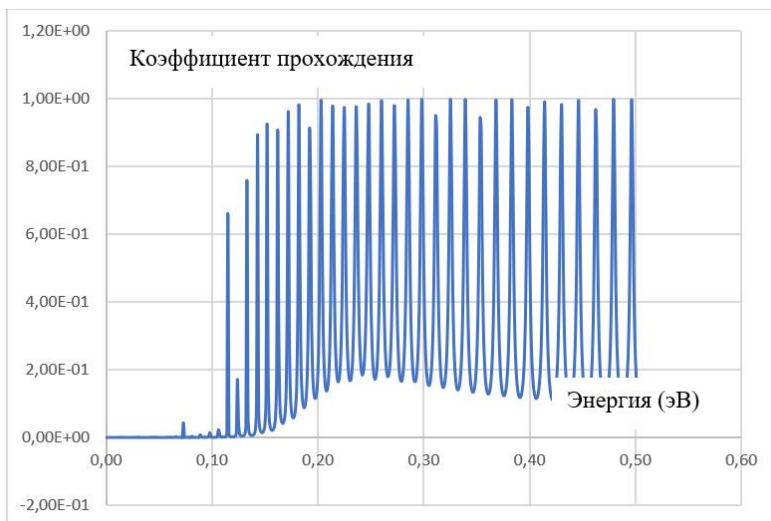


Рис. 6. Коэффициент прохождения электронов через потенциальный рельеф, показанный на рис. 5.

Fig. 6. The coefficient of electron transmission through the potential relief shown in Fig. 5

Для рассматриваемой структуры контакты стока и истока к каналу оказываются контактами Шоттки, образуя довольно высокие потенциальные барьеры $\sim 0,23$ эВ над уровнем энергии Ферми E_F . На рис. 6 показан коэффициент прохождения электронов через потенциальный рельеф, представленный на рис. 5. Видно, что начиная с энергии $\sim 0,12$ эВ структура становится практически туннельно-прозрачной.

3. Электрические характеристики транзистора

На основе экспериментальных электрических характеристик *QWFET* ранее были построены схемотехнические модели [6], которые необходимы для расчета схем на основе этого транзистора. Однако эти модели не позволяют установить связь электрических характеристик прибора с параметрами его структуры и электронного газа. Для выявления такой связи необходима модель переноса заряда, в которой в качестве входных используются указанные параметры.

В этой работе расчеты проводились в рамках модели, подробно описанной в статьях [15, 16] и книге [18], при помощи программного комплекса, разработанного авторами статьи [16]. В одномерном случае в приближении эффективной массы самосогласованно решались уравнения Шредингера, Пуассона и переноса для трех компонентов электронного газа: левых электронов, попадающих в канал из истока; правых электронов, попадающих в канал из стока; связанных электронов, находящихся в канале в состояниях с дискретным спектром энергии (см. [18]).

Для учета распределения электростатического потенциала вдоль канала под затвором в области, выделенной штрихпунктирными линиями на рис. 1, решалось уравнение Пуассона. Как видно на рис. 5, это распределение проявляется характерными изгибами потенциала в канале с максимумами его производной (электрического поля) вблизи границ проекции краев затвора на канал.

Важным параметром используемой модели является время релаксации импульса электронов τ_e . Оно связано с их подвижностью μ_e простым приближенным соотношением

$$\mu_e \approx e\tau_e/m_e, \quad (1)$$

где: e — элементарный заряд, m_e — эффективная масса электронов, которая в модели может быть функцией координат, отражающей зависимость m_e от материала. Из формулы (1) следует непосредственная зависимость характерной плотности тока в приборе от значения τ_e . В расчетах полагалось, что величина τ_e одинакова для всех компонентов электронного газа.

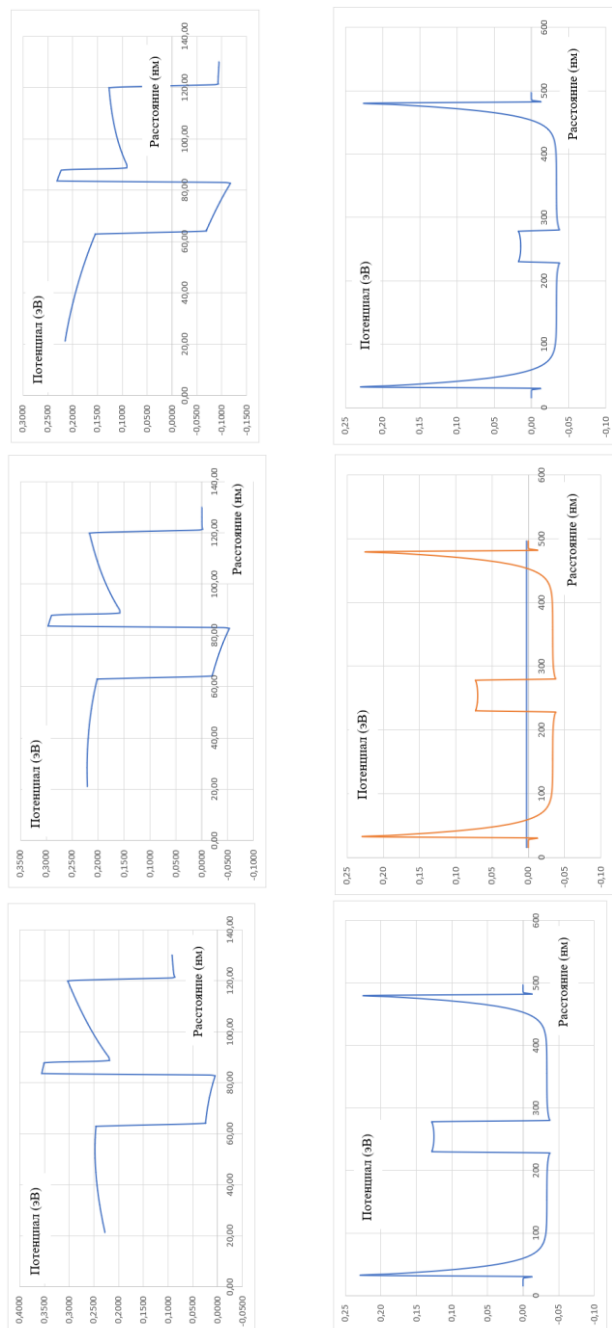


Рис. 7. Потенциальные рельефы для электронов в вертикальном сечении транзистора в области затвора (верхний ряд) и в горизонтальном сечении вдоль канала от истока к стоку (нижний ряд) при $V_{ds} = 0$ и различных значениях V_{gs} .

Fig. 7. Potential reliefs for electrons in the vertical section of the transistor in the gate area (top row) and in the horizontal section along the channel from source to drain (bottom row) at $V_{ds} = 0$ and various values of V_{gs}

При фиксированном напряжении V_{ds} управление током в приборе осуществляется напряжением V_{gs} . На рис. 7 показаны потенциальные рельефы для электронов при $V_{ds} = 0$ В и различных значениях V_{gs} в вертикальном сечении транзистора в области затвора и в горизонтальном сечении вдоль канала от истока к стоку. Видно, что положительные V_{gs} понижают, а отрицательные V_{gs} повышают энергию дна потенциальной ямы под затвором (см. верхний ряд кривых на рис. 7). Это приводит к соответствующему понижению и повышению высоты потенциального барьера для электронов вдоль канала под затвором (см. нижний ряд кривых на рис. 7). Изменение высоты этого барьера является основным фактором, обеспечивающим управление выходной ВАХ транзистора при помощи затвора (см. рис. 8).

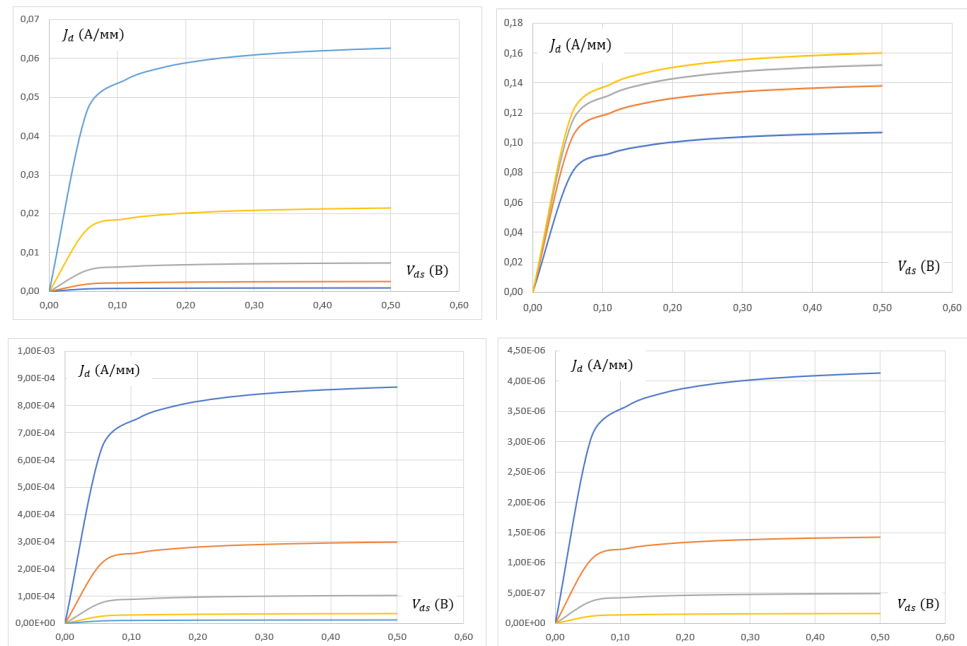


Рис. 8. Выходные ВАХ транзистора с шагом по напряжению затвор — сток 0,05 В.

Сверху: слева V_{gs} изменяется от 0 В до 0,2 В (кривые снизу вверх), справа — от 0,25 В до 0,4 В (кривые снизу вверх). Снизу: слева V_{gs} изменяется от 0 В до -0,2 В (кривые сверху вниз), справа — от -0,25 В до -0,4 В (кривые сверху вниз).

Fig. 8. Output current–voltage characteristics of the transistor with a gate–drain voltage step of 0.05 V. Top: on the left V_{gs} changes from 0 V to 0.2 V (curves from bottom to top), on the right – from 0.25 V to 0.4 V (curves from bottom to top). Bottom: on the left V_{gs} changes from 0 V to -0.2 V (curves from top to bottom), on the right – from -0.25 V to -0.4 V (curves from top to bottom)

Аналогичным образом ведет себя и потенциальный барьер между каналом и затвором, что приводит к росту токов утечки с ростом V_{gs} (см. рис. 9).

На рис. 10 показаны передаточная характеристика $QWFET$, зависимость его удельной крутизны

$$g_m = dJ_d/dV_{gs} \quad (2)$$

и обратной подпороговой крутизны

$$S^{-1} = (d \log J_d / dV_{gs})^{-1} \quad (3)$$

от V_{gs} при $V_{ds} = 0,33$ В. Максимальное значение $g_m^{max} = 865,33$ мСм/мм достигается при $V_{gs} = 0,25$ В. Подпороговая крутизна равна 107,67 мВ/декаду вплоть до $V_{gs} = 0,2$ В, а затем быстро возрастает. Плотность тока стока J_d при $V_{gs} = 0,25$ В и $V_{ds} = 0,33$ В равняется 104,48 мА/мм, отношение $J_d(V_{gs} = 0,25 \text{ В})/J_d(V_{gs} = 0 \text{ В}) = 122,92$ при $V_{ds} = 0,33$ В. Все эти значения хорошо согласуются с экспериментальными результатами [4, 5].

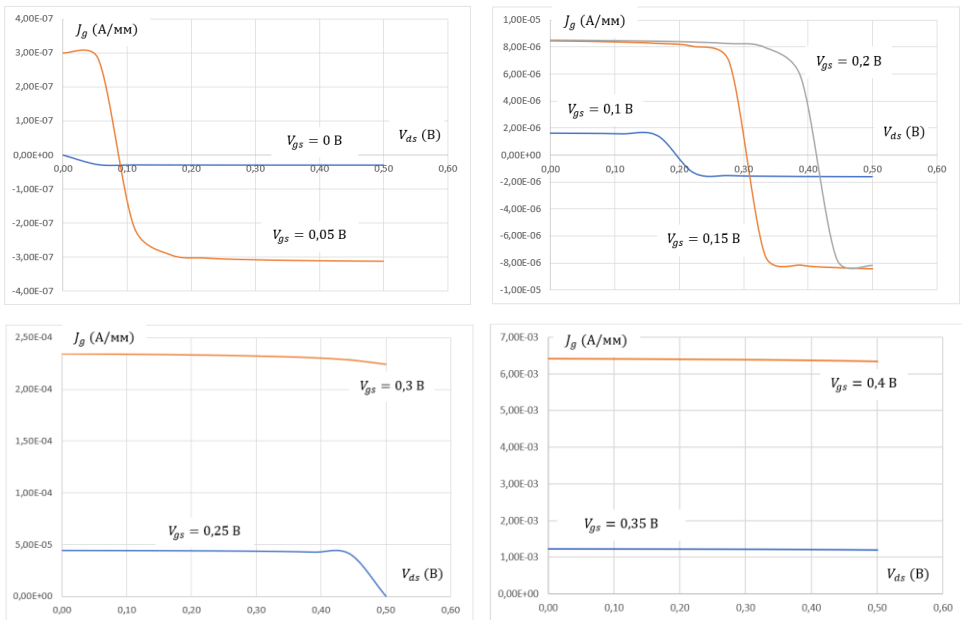


Рис. 9. Зависимости плотности тока утечки транзистора J_g через затвор от напряжения сток — исток при различных напряжениях затвор — сток.

Fig. 9. Dependence of the leakage current density of the transistor J_g through the gate on the drain–source voltage at different gate–drain voltages

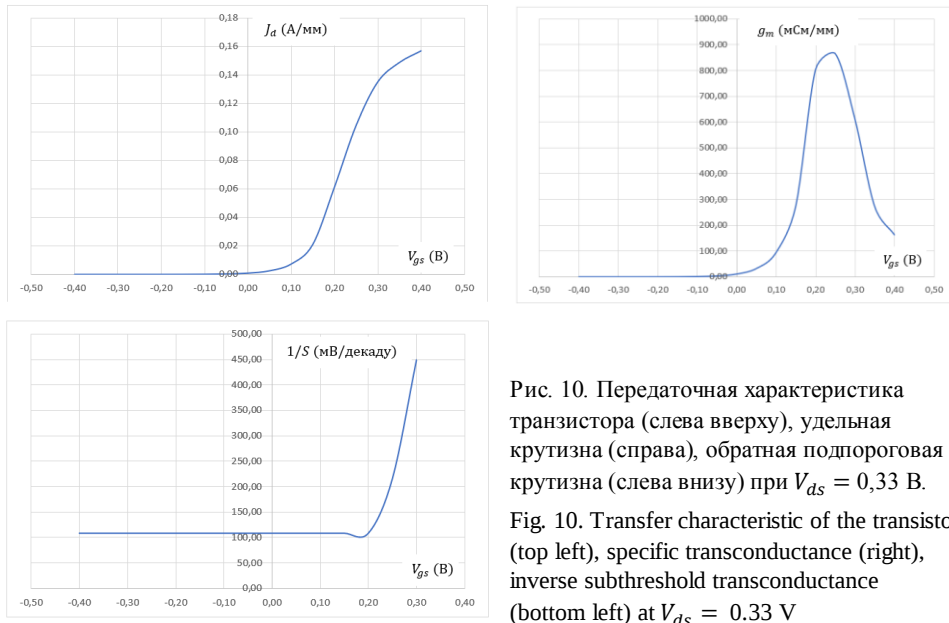


Рис. 10. Передаточная характеристика транзистора (слева сверху), удельная крутизна (справа), обратная подпороговая крутизна (слева внизу) при $V_{ds} = 0,33$ В.

Fig. 10. Transfer characteristic of the transistor (top left), specific transconductance (right), inverse subthreshold transconductance (bottom left) at $V_{ds} = 0.33$ V

Уменьшение крутизны g_m при $V_{gs} > 0,25$ В может быть объяснено превращением потенциального барьера, создаваемого затвором в канале, в потенциальную яму, как показано на рис. 11. До тех пор, пока потенциальный барьер с увеличением V_{gs} понижается, рост плотности тока J_d при фиксированном V_{ds} обусловлен, в первую очередь, увеличением количества электронов над барьером, которое экспоненциально зависит от высоты барьера, и, следовательно, от V_{gs} . При превращении барьера в яму J_d растет за счет инжекции электронов из нее. При этом положение верхнего уровня энергии электронов в потенциальной яме слабо зависит от ее глубины. В результате, рост J_d с возрастанием V_{gs} при фиксированном V_{ds} замедляется, g_m уменьшается.

Уменьшение крутизны транзистора с ростом V_{gs} также связано с возрастанием плотности тока утечки J_g . Потенциальный барьер между каналом и затвором понижается (см. верхний ряд кривых на рис. 7), и его прозрачность возрастает, как показано на рис. 12. Однако, как следует из расчетов, представленных на рис. 9, даже при $V_{gs} = 0,4$ В плотность тока утечки на два порядка меньше, чем плотность тока стока. Влияние этого эффекта не может привести к столь существенному снижению g_m при $V_{gs} > 0,25$ В, как показано на 10 и наблюдается в эксперименте [4, 5].

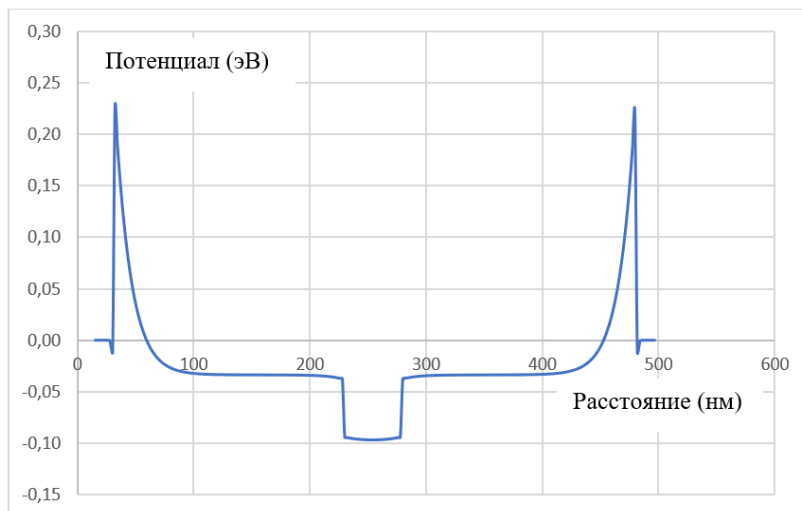


Рис. 11. Потенциальный рельеф для электронов вдоль канала при $V_{ds} = 0$ В и $V_{gs} = 0,3$ В.

Fig. 11. Potential relief for electrons along the channel at $V_{ds} = 0$ V and $V_{gs} = 0.3$ V

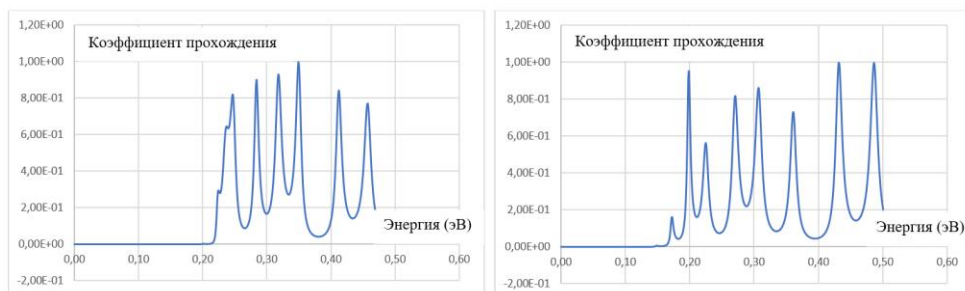


Рис. 12. Коэффициенты прохождения электронов через потенциальный рельеф в вертикальном сечении транзистора в области затвора при $V_{ds} = 0$ В и $V_{gs} = 0$ В (слева), $V_{gs} = 0,2$ В (справа).

Fig. 12. Coefficients of electron transmission through the potential relief in the vertical section of the transistor in the gate area at $V_{ds} = 0$ V and $V_{gs} = 0$ V (left), $V_{gs} = 0.2$ V (right)

Потенциальный рельеф электронов вдоль канала транзистора существенно зависит не только от V_{gs} , как показано на рис. 7 (нижний ряд кривых), но и от V_{ds} (см. рис. 13), что приводит к повышению его прозрачности для электронов при ненулевых V_{ds} (см. рис. 14). Сравнивая кривые на рис. 6 и рис. 14, можно увидеть сильный сдвиг значений коэффициента прохождения электронов в сторону меньших энергий при $V_{ds} = 0,2$ В по сравнению со случаем $V_{ds} = 0$ В. Это приводит к росту «баллистической»

составляющей плотности тока стока с ростом V_{ds} , как показано на рис. 15 (кривые слева).

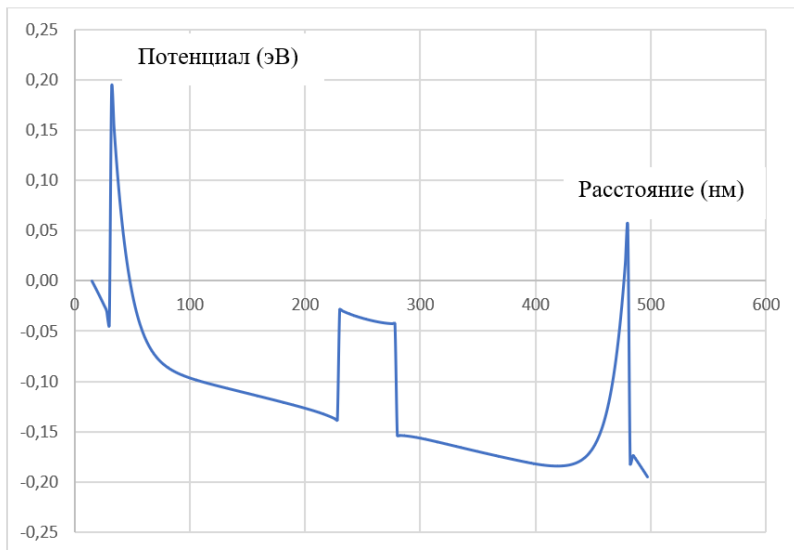


Рис. 13. Потенциальный рельеф для электронов вдоль канала при $V_{ds} = 0,2$ В и $V_{gs} = 0$ В.

Fig. 13. Potential relief for electrons along the channel at $V_{ds} = 0.2$ V and $V_{gs} = 0$ V

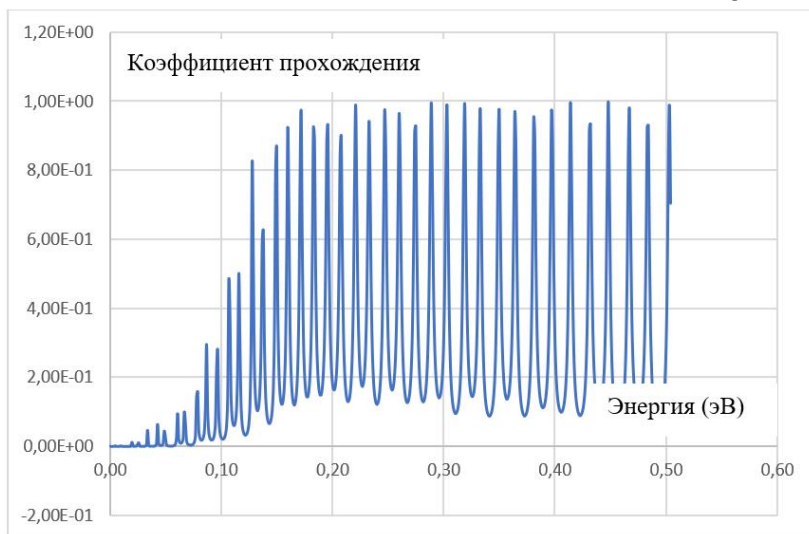


Рис. 14. Коэффициенты прохождения электронов через потенциальный рельеф, показанный на рис. 13.

Fig. 14. The coefficients of electron transmission through the potential relief shown in Fig. 13

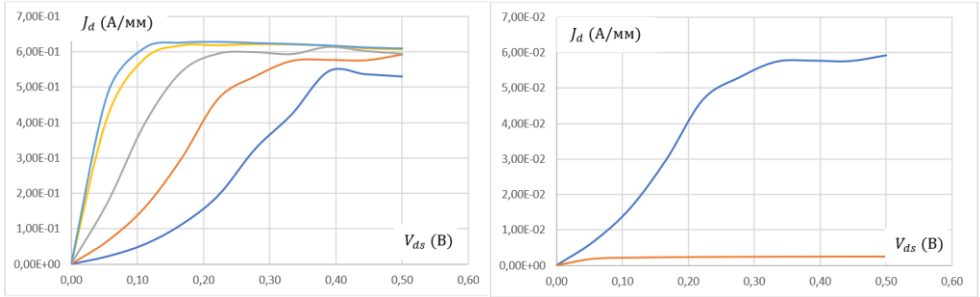


Рис. 15. Семейство «баллистических» ВАХ транзистора при V_{gs} , изменяющемся от 0 В до 0,2 В с шагом 0,05 В (кривые снизу вверх слева); «баллистическая» (верхняя кривая справа) и выходная ВАХ (нижняя кривая справа) при $V_{gs} = 0,05$ В.

Fig. 15. A series of “ballistic” current–voltage characteristics of a transistor with V_{gs} varying from 0 V to 0.2 V in steps of 0.05 V (curves from bottom to top left); “ballistic” (upper curve on the right) and output current–voltage characteristic (lower curve on the right) at $V_{gs} = 0.05$ V

«Баллистическими» здесь названы ВАХ, рассчитанные по хорошо известной формуле Тсу и Есаки [19] без учета случайного рассеяния электронов и возможности их переходов между компонентами электронного

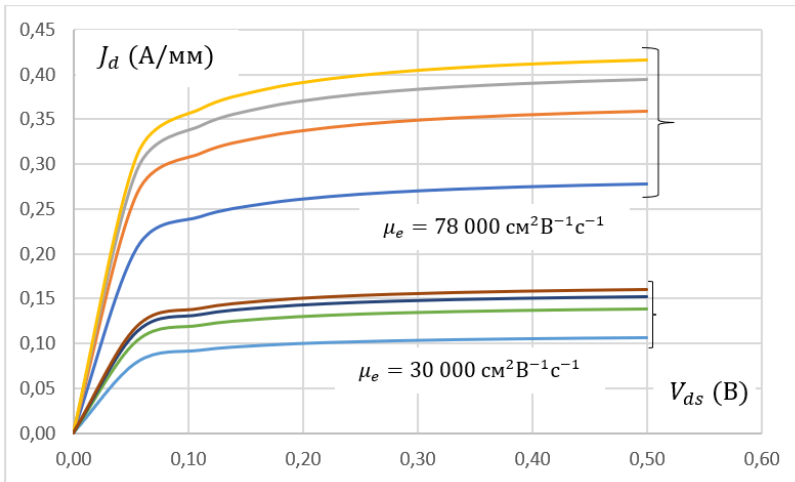


Рис. 16. Семейства расчетных выходных ВАХ транзистора при V_{gs} , изменяющемся от 0,25 В до 0,4 В с шагом 0,05 В (кривые снизу вверх), с различными значениями подвижности электронов в канале.

Fig. 16. A series of calculated output current–voltage characteristics of the transistor with V_{gs} varying from 0.25 V to 0.4 V in steps of 0.05 V (curves from bottom to top), with different values of electron mobility in the channel

газа [15, 16, 18]. Сравнение ВАХ, представленных на рис. 15 слева, с ВАХ на этом рисунке справа и выходными характеристиками на рис. 8, показывает, что перенос заряда в *QWFET* при выбранных размерах структуры и комнатной температуре не является баллистическим. Хорошее соответствие рассчитанных и экспериментальных [4, 5] выходных ВАХ свидетельствует о необходимости учета при моделировании стохастического рассеяния электронов и неравновесности компонентов электронного газа, вызванной переходами электронов между компонентами при протекании тока через прибор.

При моделировании, как и в статье [4], полагалось, что подвижность электронов μ_e в квантовой яме из *InSb* составляла $30\,000\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, что согласно (1) соответствует значению $\tau_e = 2,22 \cdot 10^{-13}\text{ с}$, а поверхностная концентрация $n_s = 1,3 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$. Расчеты с другими значениями подвижности (времени релаксации импульса) показали практически прямую пропорциональность плотности тока J_d этой величине (см. рис. 16).

4. Заключение

Представленные результаты демонстрируют возможность адекватного эксперименту расчета статических электрических *QWFET* при помощи многокомпонентной модели переноса заряда. Она позволяет получить правильные значения для плотностей токов транзистора, связать их с параметрами гетероструктуры, на основе которой он создан, размерами различных областей прибора и характеристиками электронного газа.

В этой работе мы не стремились получить точное совпадение рассчитанных ВАХ транзистора с экспериментальными. Для этого необходимо дополнение имеющегося программного комплекса учетом плотности тока дырок, разогрева носителей заряда при переносе, их лавинного умножения. Однако и без такого усложнения в рамках квази-одномерного приближения получено хорошее численное соответствие результатов расчета и измерений. По-видимому, этого достаточно для проектирования экспериментальных образцов приборов.

В заключение отметим, что с помощью представленного подхода можно моделировать выходные и передаточные характеристики аналогичных транзисторов с каналами из других материалов, например, арсенида индия [20].

Список литературы

1. Intel и QinetiQ анонсировали некремниевый высокопроизводительный транзистор
URL: <https://www.kv.by/archive/index2005073401.htm>.
2. Ashley T., Dean A. B., Elliott C. T. et al. High-speed, low-power InSb transistors.
In : IEDM Technical Digest. 1997. P. 751–754.

3. Magno R., Boos J. B., Campbell P. M. et al. Low-Power, High-Speed Sb-based HEMTs and HBTs. In : 2003 International Symposium on Compound Semiconductors, San Diego, CA, USA. 2003. P. 175–176.
4. Ashley T., Barnes A. R., Buckle L. et al. InSb-based Quantum Well Transistors for High Speed, Low Power Applications. In : 2005 GaAs MANTECH Conf. Dig. Ppr. 2005.
5. Datta S., Ashley T., Brask J., et al. 85nm Gate Length Enhancement and Depletion mode InSb Quantum Well Transistors for Ultra High Speed and Very Low Power Digital Logic Applications. In : IEDM Technical Digest. 2005. P. 763–766.
6. Kulkarni J. P., Roy K. Technology Circuit Co-Design for Ultra Fast InSb Quantum Well Transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. 2008. Vol. 55, no. 10. P. 2537–2545.
7. Subash T. D., Gnanasekaran T., Divya C. Performance analysis of InSb based QWFET for ultra high speed applications. // Journal of Semiconductors. 2015. Vol. 36. No. 1. P. 014003-1 014003-4, DOI: 10.1088/1674-4926/36/1/014003.
8. Mahtab S. S., Alam M. J., Khan A. M. et al. Optimization of InSb QWFET Layer Structure for High-Speed and Low Power Nano Electronics Applications. In : Proceedings of the 2017 4th International Conference on Advances in Electrical Engineering (ICAEE). 2017. P. 707–712.
9. Красников Г. Я. Возможности микрoeлектронных технологий с топологическими размерами менее 5 нм // Наноиндустрия. 2020. Т. 1, № S5-1 (102). С. 13—19.
10. Жалнин В. П., Власов А. И., Коробенко И. С., Шадрин Ю. А. Анализ тенденций развития полевых транзисторов. В кн. : Труды МЭС-2022. С. 53—60.
11. Nanodevices for Integrated Circuit Design. Ed. by S. L. Tripathi, A. Kumar, K. Srinivasa Rao, P. R. Mudimela. Scrivener Publishing, Wiley, 2023. 275 p.
12. Балабанов В. М., Карушкин Н. Ф., Обухов И. А., Смирнова Е. А. Цифровые схемы на основе квантовых транзисторов // Микроэлектроника. 2021. Том 50, № 3. С. 190—198.
13. Das S. R., Delker C. J., Zakharov D. et al. Room Temperature Device Performance of Electrodeposited InSb Nanowire Field Effect Transistors // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 243504-1–243504-3.
14. Yang Z.-X., Han N. et al. Carbon doping of InSb nanowires for high-performance p-channel field-effect-transistors // Nanoscale. 2013. Vol. 5. P. 9671–9676.
15. Обухов И. А. Многокомпонентная модель переноса заряда в квантовых полупроводниковых приборах // Нано- и микросистемная техника. 2021. Т. 23, № 1. С. 24—31.
16. Dianov S. A., Obukhov I. A. Simulation of characteristics of nanoelectronics devices based on quantum wires. In : Proceeding of the Second International Conference on Nanometer Scale Science and Technology (NANO-II). Moscow, Russia. Aug. 2–6, 1993. P. 775–790.
17. Богданов С. А., Пашковский А. Б., Лукашин В. М., Новиков С. И. Нелокальная динамика электронов в транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием // Микроэлектроника. 2020. Т. 49, № 3. С. 210—225.
18. Обухов И. А. Неравновесные эффекты в электронных приборах. Москва — Киев — Минск — Севастополь : Вебер, 2010. 303 с.
19. Tsu R., Esaki L. Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 22, no 11. P. 562–564.
20. Суханов М. А., Бакаров А. К., Журавлев К. С. AlSb/InAs-гетероструктуры для СВЧ-транзисторов // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, вып. 3. С. 37—39.

Информация об авторах

Обухов Илья Андреевич, д.ф.-м.н., технический директор АО НПП «Радиотехника», г. Москва, Российская Федерация.

Обухов Илья Ильич, стажер АО НПП «Радиотехника», г. Москва, Российская Федерация.

Simulation of Characteristics of FET with Indium Antimonide Channel

I. A. Obukhov and I. I. Obukhov

Research and production enterprise “Radiotechnika”
5th Donskoy proezd, 15, build. 11, Moscow, 119334, Russian Federation
iao001@mail.ru

Received: April 2, 2024

Peer-reviewed: April 12, 2024

Accepted: April 19, 2024

Abstract: Calculations of static electrical characteristics of a field effect transistor with a channel in the form of a quantum well from indium antimonide are presented. The obtained results are consistent with the known experimental data, which allows to use the model for optimize the parameters of the such type devices.

Keywords: field effect transistor, quantum well, indium antimonide, charge transport, modeling.

For citation (IEEE): I. A. Obukhov and I. I. Obukhov, “Simulation of Characteristics of FET with Indium Antimonide Channel,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 190–207, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.12. (In Russ.).

References

- [1] Intel and QinetiQ announce non-silicon high-performance transistor. (In Russ.). URL: <https://www.kv.by/archive/index2005073401.htm>.
- [2] T. Ashley, A. B. Dean, C. T. Elliott et al. “High-speed, low-power InSb transistors”, in : *IEDM Technical Digest*, p. 751–754, 1997.
- [3] R. Magno, J. B. Boos, P. M. Campbell et al. “Low-Power, High-Speed Sb-based HEMTs and HBTs”, in : *2003 International Symposium on Compound Semiconductors*. DOI: 10.1109/ISCS.2003.1239962.
- [4] T. Ashley, A. R. Barnes, L. Buckle et al. “InSb-based Quantum Well Transistors for High Speed, Low Power Applications”, in : *2005 GaAs MANTECH Conf. Dig.*, ppr., 2005.
- [5] S. Datta, T. Ashley, J. Brask et al. “85nm Gate Length Enhancement and Depletion mode InSb Quantum Well Transistors for Ultra High Speed and Very Low Power Digital Logic Applications”, in *IEDM Technical Digest*, pp. 763–766, 2005.
- [6] J. P. Kulkarni and K. Roy, “Technology Circuit Co-Design for Ultra Fast InSb Quantum Well Transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, no. 10, pp. 2537–2545, 2008. DOI: 10.1109/TED.2008.2003030.
- [7] T. D. Subash, T. Gnanasekaran, and C. Divya, “Performance analysis of InSb based QWFET for ultra high speed applications”, *Journal of Semiconductors*, vol. 36, no. 1, pp. 014003-1–014003-4, 2015. DOI: 10.1088/1674-4926/36/1/014003.
- [8] S. S. Mahtab, M. J. Alam, A. M. Khan et al. “Optimization of InSb QWFET Layer Structure for High-Speed and Low Power Nano Electronics Applications”, in : *Proceedings of the 2017 4th International Conference on Advances in Electrical Engineering (ICAEE)*, pp. 707–712, 2017. DOI: 10.1109/ICAEE.2017.8255447.

- [9] G. Ya. Krasnikov, "The Capabilities of Microelectronic Processes with 5 nm Critical Dimension and Less", *Nanoindustry*, vol. 13, no. S5-1 (102), pp. 13–19, 2020. (In Russ.).
- [10] V. P. Zhalnin, A. I. Vlasov, I. S. Korobenko, and Y. A. Shadrin, "Analysis of trends in the development of field-effect transistors", in : *Proceedings of MES-2022*, pp. 53–60, 2022. DOI: 10.31114/2078-7707-2022-2-53-60. (In Russ.).
- [11] *Nanodevices for Integrated Circuit Design*, ed. by S. L. Tripathi, A. Kumar, K. S. Rao and P. R. Mudimela. Scrivener Publishing, Wiley, 2023.
- [12] V. M. Balabanov, N. F. Karushkin, I. A. Obukhov, and E. A. Smirnova, "Digital Circuits Based on Quantum Transistors", *Russian Microelectronics*, vol. 50, no. 3, pp. 161–169, 2021. DOI: 10.1134/S1063739721030033.
- [13] S. R. Das, C. J. Delker, D. Zakharov et al. "Room Temperature Device Performance of Electrodeposited InSb Nanowire Field Effect Transistors", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, p. 243504-1–243504-3, 2011. DOI:10.1063/1.3587638.
- [14] Z.-X. Yang, N. Han et al. "Carbon doping of InSb nanowires for high-performance p-channel field-effect-transistors", *Nanoscale*, vol. 5, pp. 9671–9676, 2013. DOI: 10.1039/c3nr03080f.
- [15] I. A. Obukhov, "Multicomponent Model of Charge Transport in Quantum Semiconductor Devices", *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, vol. 23, no. 1, pp. 24–31, 2021. (In Russ.).
- [16] S. A. Dianov and I. A. Obukhov, "Simulation of characteristics of nanoelectronics devices based on quantum wires", in : *Proceeding of the Second International Conference on Nanometer Scale Science and Technology (NANO-II)*. Moscow, Russia. Aug 2–6, pp. 775–790, 1993.
- [17] A. B. Pashkovskii, S. A. Bogdanov, S. A. Lukashin, and S. I. Novikov, "Non-local electron dynamics in transistor heterostructures with donor-acceptor doping", *Mikroelektronika*, vol. 49, no. 3, pp. 210–225, 2020. DOI 10.31857/S0544126920030059. (In Russ.).
- [18] I. A. Obukhov, *Nonequilibrium effects in electron devices*, Moscow–Kiev–Minsk–Sevastopol : Weber, 2010. (In Russ.).
- [19] R. Tsu and L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no 11, pp. 562–564, 1973.
- [20] M. A. Sukhanov, A. K. Bakarov, and K. S. Zhuravlev, "AlSb/InAs Heterostructures for Microwave Transistors", *Tech. Phys. Lett.* vol. 47, pp. 139–142, 2021. DOI: 10.1134/S1063785021020127.

Information about the authors

Ilya A. Obukhov, D.Sc., tech. director of JSC NPP "Radiotekhnika", Moscow, Russian Federation.

Ilya I. Obukhov, intern of JSC NPP "Radiotekhnika", Moscow, Russian Federation.

Атомная силовая микроскопия ленточных аморфных сплавов для СВЧ-техники

¹ Каминская Т. П.,* ² Степович М. А., ³ Шипко М. Н., ⁴ Стулов А. В.

¹ Московский государственный ун-т им. М. В. Ломоносова, физический ф-т, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, ГСП-1, 119991, Российская Федерация

² Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского ул. Степана Разина, д. 26, Калуга, 248023, Российская Федерация

³ Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина ул. Рабфаковская, д. 34, Иваново, 153003, Российская Федерация

⁴ ООО «Научно-производственный комплекс «Автоприбор» ул. Б. Нижегородская, д. 94, Владимир, 600016, Российская Федерация
*ktp53@mail.ru

Получено: 3 мая 2024 г.

Отрецензировано: 12 мая 2024 г.

Принято к публикации: 12 мая 2024 г.

Аннотация: Методами атомной силовой микроскопии исследована структура поверхности ленточных аморфных электротехнических сплавов – фольг состава Fe-Si-B-Nb и сплавов того же состава, но с добавкой 1 % Cu, полученных методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на вращающемся медном барабане. Исследованы свободные поверхности фольг, не прилегающих к вращающемуся барабану, и другие контактные поверхности. На свободных поверхностях фольг, не прилегающих к вращающемуся барабану, обнаружены микрообразования, выступающие неровности с характерными размерами менее 0,5 мкм, что в процессе эксплуатации электротехнических изделий может инициировать на поверхности фольги наличие градиентов электрического поля. Подобных на контактных поверхностях зарегистрировано не было. Исследования аморфных фольг методами магнитно-силовой микроскопии наличия магнитного контраста не выявили.

Ключевые слова: атомная силовая микроскопия, ленточные аморфные сплавы, морфология поверхности, СВЧ-техника.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Каминская Т. П., Степович М. А., Шипко М. Н., Стулов А. В. Атомная силовая микроскопия ленточных аморфных сплавов для СВЧ-техники // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2024. Т. 7, № 2. С. 208—221.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Каминская, Т. П. Атомная силовая микроскопия ленточных аморфных сплавов для СВЧ-техники / Т. П. Каминская, М. А. Степович, М. Н. Шипко, А. В. Стулов // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 208—221.

1. Введение

Анализ возможностей использования различных электротехнических материалов в электроэнергетике показал, что трансформаторы с магнитопроводами из аморфных сплавов более энергоэффективны, чем трансформаторы с традиционными магнитопроводами из электротехнических сталей [1]. А качество значительного числа электротехнических устройств, в том числе цифровых высокочастотных трансформаторов, обеспечивается уровнем электромагнитных свойств ленточных аморфных сплавов [2—4], используемых при изготовлении магнитопроводов. Среди свойств таких сплавов особое место занимают коэрцитивная сила, магнитострикция, магнитные потери, которые определяются химическим составом сплава, состоянием поверхности, особенностями ближнего порядка. Так как чаще всего эти сплавы изготавливаются по тонкопленочной технологии или в результате их сверхбыстрого охлаждения, их электромагнитные свойства во многом определяются состоянием поверхности и особенностями поверхностной миграции атомов. Это обусловлено тем, что поверхность таких материалов представляет сложную систему атомов с различной пространственной организацией и ближним порядком, которые легко изменяются в результате внешних электромагнитных воздействий либо воздействий полей измерительных приборов [4—6]. Это обеспечивает выход такой системы атомов из состояния равновесия, появления локальных участков поверхности с измененной степенью позиционного порядка в расположении атомов. Такие участки представляют собой неоднородности в распределении электрических полей, характеризуются высокими значениями их градиентов, которые обеспечивают изменение энергетического состояния зарядов и, как следствие, изменение микро- и макроскопических свойств сплавов.

Повышение эксплуатационных параметров электротехнических материалов является важной технологической задачей, которая может быть решена различными методами. Наиболее известными и широко используемыми в промышленном производстве являются следующие классические методы: упрочнение легированием, упрочнение пластическим деформированием, упрочнение термическими методами, в том числе поверхностная закалка, обработка лазером и электроискровое легирование, некоторые другие (цементация или азотирование стали, нитроцементация и т. п.) [6, 7], а также плазменная обработка [5—8]. Возможно использование и иных, в настоящее время еще не нашедших широкого промышленного применения, но перспективных и экономичных методов повышения эксплуатационных характеристик материалов, основанных на использовании

электромагнитных излучений (см. [9—15]) и литературу там же. А для исследований физико-химических свойств аморфных электротехнических сплавов используются различные методы, такие, как рентгеновская дифракция, ИК спектроскопия, измерения магнитных характеристик, растворная и просвечивающая электронная микроскопия, оптическая, атомная силовая и магнитно-силовая микроскопия и некоторые другие (см., например, [2—4, 7, 12, 16, 17] и литературу там же).

Особый интерес среди аморфных электротехнических сплавов представляют аморфные материалы на основе системы Fe-B-Si-Nb для СВЧ-техники, полученные методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на вращающемся медном барабане, на поверхности которых в оптическом микроскопе могут наблюдаться упорядоченные области наподобие «цепочек» или «лент» [10]. Для таких материалов установлено, что с ростом напряженности электрического поля возможно инициирование взрывной электронной эмиссии, которая обусловлена наличием на поверхности наночастиц оксидов с более высоким удельным сопротивлением.

В силу того, что эксплуатационные характеристики ленточных аморфных сплавов Fe-B-Si-Nb во многом определяются локальными свойствами, в т. ч. структурой их поверхности, изучение поверхностной структуры таких сплавов методами атомной силовой микроскопии (АСМ) и составляет предмет рассмотрения настоящей работы.

2. Материалы и методы

Образцы аморфной электротехнической стали (фольги) представляли собой ленту толщиной около 100 мкм, шириной 45 мм, которые были получены методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на вращающемся медном барабане. Исследовались неотожженные аморфные сплавы состава $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$ и сплавы того же состава, но с добавкой 1 % Cu, влияющей на процесс кластеризации в процессе последующего термического отжига [18, 19].

Предварительные исследования состояния поверхностей проводилось оптическим микроскопом МКД-Р фирмы «ЛОМО» с видеокамерой, соединенной с компьютером. Были использованы следующие объективы: ПЛАН-АПО $F=5$, ЛОМО 91036 и ЛОМО 91048. Для сохранения и обработки оптических снимков была использована программа *Toup View 3.7 For Digital Camera*.

С использованием оптической микроскопии для АСМ-исследований выбирались участки поверхности фольг, имевшие сравнительно небольшие неровности, и эти участки изучались методом АСМ. Локальные свой-

ства поверхности фольг исследовались по стандартной двухпроходной методике [16] с использованием сканирующего зондового микроскопа SMENA-A, платформа «Solver» (NT-MDT, РФ, г. Зеленоград, Москва). Основная часть исследований выполнена методами АСМ, также исследования фольг были проведены методами магнитно-силовой микроскопии.

3. Результаты исследований и их обсуждение

Сторона фольги, не прилегавшая к медному барабану, т. н. свободная поверхность, имела ровную и блестящую на вид поверхность. Другая поверхность быстро закаленных образцов, прилегавшая к медному барабану, т. н. контактная поверхность, имела неоднородную, характерную для всех быстро закаленных образцов, структуру, вследствие чего визуально эта поверхность фольги кажется матовой. Отметим, что характер поверхности аморфных сплавов состава $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$ и сплавов того же состава, но с добавкой 1 % Cu, при сканировании в АСМ участков от 50×50 мкм и больше имели во многом одинаковые структуры и в последующем для таких участков имеющееся различие в составах отмечаться не будет.

В АСМ свободная и контактная поверхности имели характерную структуру, представленную на рис. 1. В выбранном масштабе для свободной поверхности была характерна практически плоская поверхность без выявления в выбранном масштабе сканирования каких-либо существенных неровностей (рис. 1а), в то время как для контактной поверхности характерным было наличие неровностей с характерными плоскостными размерами до 20—40 мкм (рис. 1б). В то же время на свободной поверхности фольги в этом масштабе сканирования наблюдались мелкие неоднородности с размерами менее 1 мкм. На участке сканирования поверхности фольги 40×80 мкм оценить их размеры и структуру не представлялось возможным. Оценить размеры неоднородностей стало возможным при сканировании меньшего участка поверхности. Так, на рис. 2 представлены полученные в АСМ изображения участков свободной (рис. 2а) и контактной (рис. 2в) поверхностей фольги размером $5,5 \times 5,5$ мкм (рис. 2а) и 87×87 мкм (рис. 2в) соответственно, иллюстрирующее размер и распределение по поверхности неровностей. А на рис. 2б и рис. 2г представлены профили сечения свободной (рис. 2б) и контактной (рис. 2г) участков фольги вдоль отрезков прямых, показанных на рис. 2а и рис. 2в.

Из рис. 1 видно, что для свободной стороны фольги на этом участке поверхности (рис. 2б) высота неровностей не превосходит 40 нм. Также видна упорядоченная структура в расположении этих неровностей: отрезок прямой, указанной на рис. 2а, проходит через 3 неровности, отлично

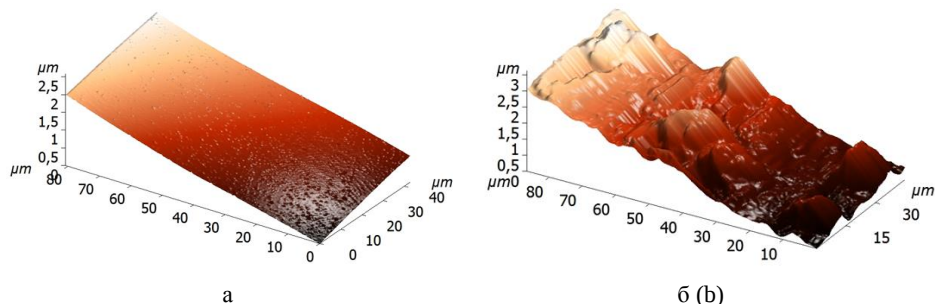


Рис. 1. а – участки поверхности ленточных аморфных сплавов Fe-Si-B-Nb, полученные в АСМ в амплитудном контрасте в 3D:
а – участок свободной поверхности; б – участок контактной поверхности.

Fig. 1. а – areas of the surface of ribbon amorphous Fe-Si-B-Nb alloys obtained in AFM in amplitude contrast in 3D: а – area of the free surface; б – section of the contact surface

отображенные на профиле сечения фольги на рис. 2б. Из рис. 2а и рис. 2б легко оценить размеры этих неровностей: ширина у основания профиля от примерно 2 мкм, но не более 5 мкм и их высоту (для первых двух неровностей около 25 нм, для третьей — немного менее 40 нм). Аналогичные оценки можно сделать и при рассмотрении рис. 2в и рис. 2г. И если для свободной поверхности фольги перепад высот составляет не более 40 нм, то для контактной стороны фольги это уже 1 мкм.

При сканировании свободной поверхности фольги с размерами $2,5 \times 2,5$ мкм (т. е. на порядок меньшими, чем на рис. 1а) в амплитудном контрасте в 3D удалось визуализировать эти неоднородности — см. рис. 3.

На рис. 3 также явно видна упорядоченная структура в расположении этих неровностей. В выбранном масштабе сканирования геометрию неровностей можно описать следующим образом: основой неровности является часть полого цилиндра, внутри которого наблюдаются конусообразные образования, причем для некоторых неровностей ясно видно, что эти образования выходят из цилиндров: на рис. 3 на одной цепочке неровностей в ее верхней части отлично видно одно довольно высокое (около 15 нм) конусообразное образование, «вырастающее» из полого цилиндра, а в нижней части этой цепочки — еще 2 таких же структуры, но высота этих образований меньше.

Морфология свободной поверхности фольги с характерными неровностями лучше видна при сканировании участков поверхности с характерными размерами от 5 мкм и более. Так, при сканировании участка свободной поверхности с размерами 6×6 мкм (рис. 4) отчетливо видны упорядоченные ряды неровностей.

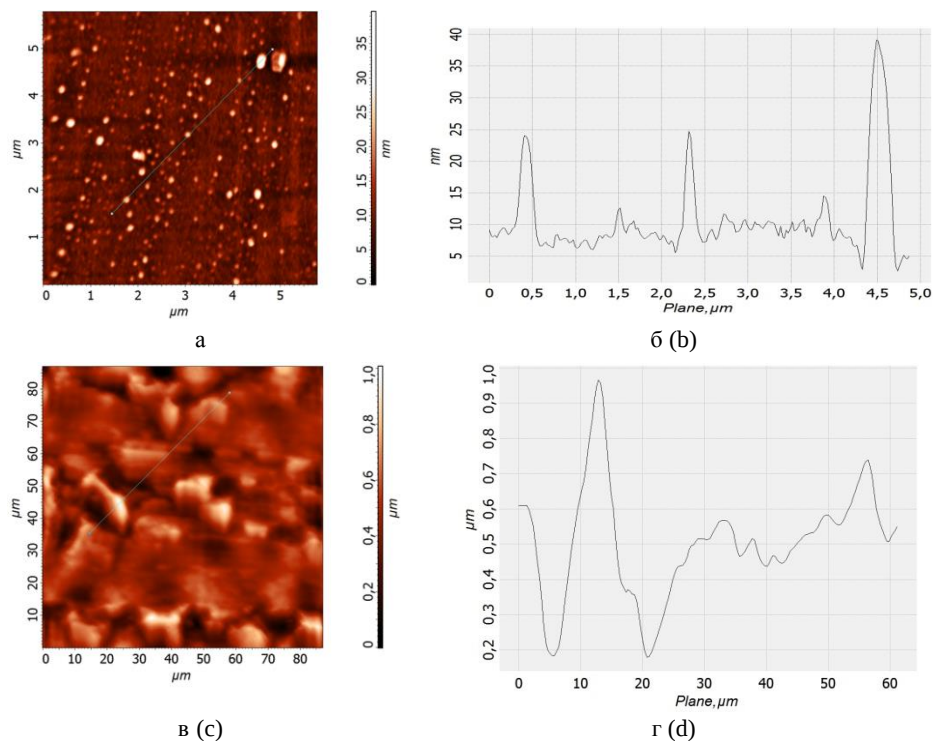


Рис. 2. а — изображение свободной поверхности участка фольги, полученное в АСМ, иллюстрирующее размер и распределение по поверхности неровностей поверхности фольги размером $5,5 \times 5,5$ мкм; б — профиль сечения фольги вдоль отрезка прямой, показанной на рис. 2а, иллюстрирующий характер неровностей; в — изображение контактной поверхности участка фольги, полученное в АСМ, иллюстрирующее размер и распределение по поверхности неровностей поверхности фольги размером 87×87 мкм; г — профиль сечения фольги вдоль отрезка прямой, показанной на рис. 2в, иллюстрирующий характер неровностей.

Fig. 2. a – image of the free surface of a section of foil obtained in AFM, illustrating the size and distribution of irregularities in the surface of the foil measuring 5.5×5.5 μm over the surface; b – cross-sectional profile of the foil along the straight segment shown in Fig. 2a, illustrating the nature of the irregularities; c – image of the contact surface of a section of foil, obtained in AFM, illustrating the size and distribution of surface irregularities of the foil surface measuring 87×87 μm ; d – cross-sectional profile of the foil along the straight segment shown in Fig. 2c, illustrating the nature of the irregularities

Поскольку для свободных поверхностей характерные размеры таких образований существенно меньше $0,5$ мкм, провести локальный рентгено-спектральный микроанализ отдельно для цилиндрической части и отдельно для конусообразной части таких неровностей, по-видимому, является

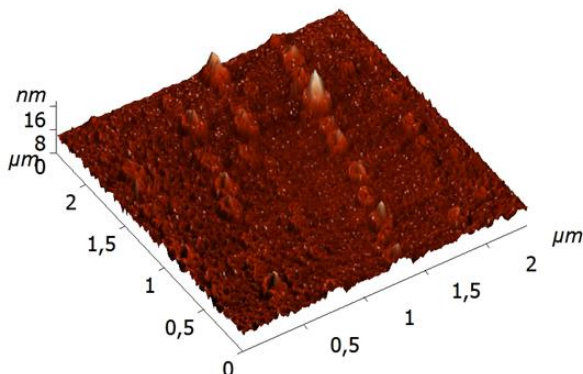


Рис. 3. Участок свободной поверхности ленточного аморфного сплава Fe-Si-B-Nb, полученный в АСМ в амплитудном контрасте в 3D.

Fig. 3. A section of the free surface of a ribbon amorphous Fe-Si-B-Nb alloy, obtained in AFM in amplitude contrast in 3D

весьма непростой задачей. В то же время наличие таких микрообразований, неровностей с «микроостриями» (в выбранных масштабах сканирования поверхности), в процессе эксплуатации может инициировать наличие существенных градиентов электрического поля — для электротехнических устройств это может быть весьма нежелательным.

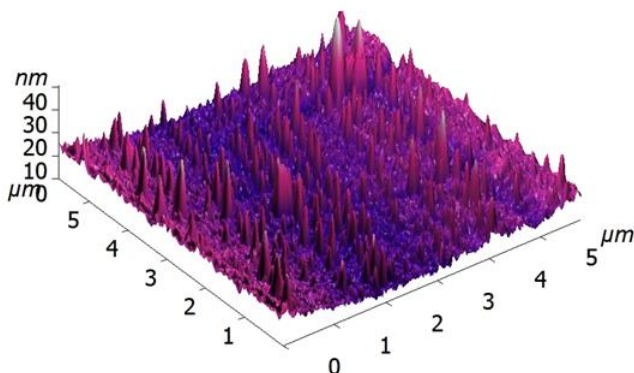


Рис. 4. Участок свободной поверхности ленточного аморфного сплава Fe-Si-B-Nb, полученный в АСМ в амплитудном контрасте в 3D.

Fig. 4. A section of the free surface of a ribbon amorphous Fe-Si-B-Nb alloy, obtained in AFM in amplitude contrast in 3D

Что касается контактной стороны фольг, прилегавшей к медному барабану, то при проведении предварительных исследований методом оп-

тической микроскопии, в зависимости от фокусировки микроскопа получены изображения поверхностей фольги, довольно сильно отличающиеся друг от друга. Так, глубина резкости объектива ПЛАН-АПО позволила визуализировать области поверхности, характерные для свободного остывания расплавленного металла (см. рис. 5а), что позволяет предположить неплотное прилегание расплава к барабану — отчасти, возможно, и ввиду особенностей поверхности барабана. В то же время наблюдались области поверхности (рис. 5б), позволяющие предположить для некоторых участков фольги плотное неравномерное прилегание расплаваемого металла к барабану. На поверхности лент, прилегавших к медному барабану, практически отсутствовали участки с низкой шероховатостью. В то же время для проведения АСМ-измерений контактной стороны фольг удавалось выбирать сравнительно небольшие участки поверхности без существенных неровностей. На рис. 6 представлены некоторые результаты таких исследований участка контактной ленты 85×85 мкм.

Из рис. 6, рис. 2в и рис. 2г следует, что для данного участка фольги перепад высот составляет до 0,8—1 мкм. Неровностей с упорядоченными «микроостриями», аналогичных обнаруженным на свободных поверхностях фольг, на контактных поверхностях зарегистрировано не было.

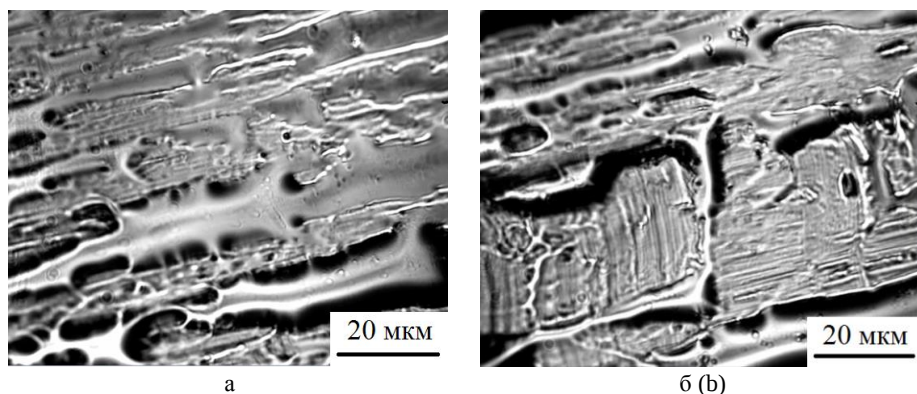


Рис. 5. Структура различных частей поверхности аморфного сплава $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$, прилегавшая к медному барабану. Объектив ПЛАН-АПО $F = 5$, различные участки поверхности.

Fig. 5. Structure of various parts of the surface of the amorphous alloy $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$, adjacent to the copper drum. Lens PLAN-APO $F = 5$, various surface areas

Исследования аморфных фольг на основе состава $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$ наличия магнитного контраста не выявили.

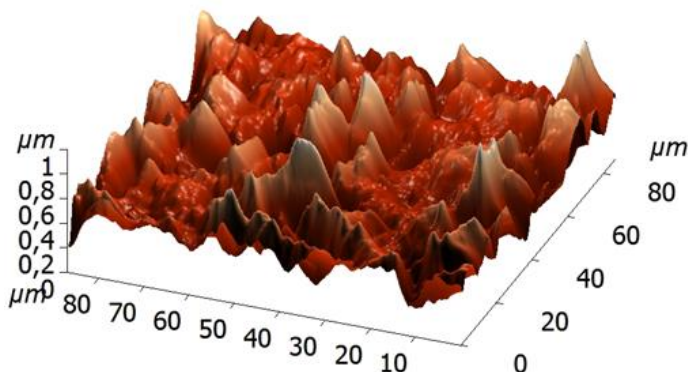


Рис. 6. Участок контактной поверхности ленточного аморфного сплава Fe-Si-B-Nb, полученный в АСМ в амплитудном контрасте в 3D.

Fig. 6. A section of the contact surface of a ribbon amorphous Fe-Si-B-Nb alloy, obtained in AFM in amplitude contrast in 3D

4. Выводы

Методами атомной силовой микроскопии исследована структура поверхности аморфных электротехнических сплавов — фольг состава $\text{Fe}_{73}(\text{SiBNb})_{27}$ и сплавов того же состава, но с добавкой 1 % Cu , полученных методом сверхбыстрого охлаждения при распылении расплава на вращающемся медном барабане. На свободных поверхностях фольг, не прилегающих к вращающемуся барабану, обнаружены микрообразования с характерными размерами у основания менее 0,5 мкм и перепадами высот до 40 нм. Для контактных поверхностей фольг характерные размеры у основания ярко выраженных неоднородностей были около 10—20 мкм и перепады высот до 1 мкм. В процессе эксплуатации электротехнических изделий из таких фольг наличие таких неоднородностей может инициировать на поверхности фольги градиенты электрического поля.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>.

Список литературы

1. Хавроничев С. В. Сошинов А. Г., Галушак В. С., Копейкина Т. В. Современные тенденции применения аморфных сплавов в магнитопроводах силовых трансформаторов // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2015. № 12-4. С. 607—610.

2. Глезер А. М., Молотиллов Б. В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. М. : Металлургия, 1992. 207 с.
3. Стародубцев Ю. Н., Белозеров В. Я. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. Екатеринбург : Изд-во Уральского университета, 2002. 376 с.
4. Стогней О. В. Физика аморфных металлических сплавов. Учебное пособие. Воронеж : 2007. 139 с.
5. Глезер А. М., Плотникова М. Р. Влияние мегапластической деформации на структуру и магнитные свойства аморфных сплавов на основе железа и никеля // Научные ведомости Белгородского государственного университета. Сер. Математика, физика. 2011. № 11 (106), вып. 23. С. 159—165.
6. Драгошанский Ю. Н., Пудов В. И. Улучшение магнитной структуры и свойств магнитотоняких сплавов за счет модифицирования поверхности // Физика и химия обработки материалов. 2013. № 3. С. 44—52.
7. Стародубцев Ю., Белозеров В. Аморфные металлические материалы // Силовая электроника. 2009. № 2. С. 86—89.
8. Сокол-Кутыловский О. Л. Некоторые перспективы применения аморфных ферромагнитных сплавов // Международный научно-исследовательский журнал. 2016. № 5-3 (47). С. 176—179.
9. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Колдаева М. В., Петржик Е. А. Магнитопластический эффект : основные свойства и физические механизмы // Кристаллография. 2003. Т. 48, № 5. С. 826—854.
10. Шипко М. Н. Тихонов А. И., Степович М. А. и др. Влияние магнитоимпульсной обработки на микроструктуру и магнитные свойства аморфной электротехнической стали // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82, № 8. С. 1090—1095.
11. Viryus A. A., Kaminskaya T. P., Shipko M. N. et al. Microscopic research of amorphous alloys AlFeNiLa exposed to magnetic pulse processing // IOP Conference Series : Materials Science and Engineering. 2020. Vol. 848. Art. no. 012085.
12. Шипко М. Н., Сибирев А. Л., Степович М. А. и др. Влияние магнитоимпульсной обработки на эмиссионные и магнитные свойства поверхностного слоя аморфных сплавов, используемых в электротехнике // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2021. № 9. С. 80—85.
13. Шипко М. Н., Степович М. А., Сибирев А. Л. И др. Влияние магнитоимпульсной обработки на состояние поверхности, эмиссионные и магнитные свойства аморфных магнитных сплавов // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85, № 11. С. 1528—1531.
14. Каминская Т. П., Степович М. А., Шипко М. Н. и др. Изучение влияния слабых импульсов магнитного поля на локальные свойства ленточных аморфных сплавов Fe(Ni, Cu)(SiB) // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2023. Т. 6, № 4. С. 398—409.
15. Шипко М. Н., Каминская Т. П., Степович М. А. и др. О влиянии магнитоимпульсной обработки на структуру поверхности и магнитные свойства ленточных аморфных сплавов Fe(Ni, Cu)(SiB) // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. № 2. С. 17—22.
16. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Учебное пособие. Нижний Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2004. 114 с.
17. Meyer E., Hug H. J., Binnig R. Scanning Probe Microscopy. The Lab on a Tip. Berlin, Heidelberg : Springer, 2004. 210 p.
18. Gupta P., Gupta A., Shukla A. et al. Structural evolution and the kinetics of Cu clustering in the amorphous phase of Fe-Cu-Nb-Si-B alloy // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110, iss. 3. Art. no. 033537.

19. Львов П. Е., Крестина Н. С. Моделирование роста кластеров в сплавах на основе системы железо-медь в процессе термического отжига // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2012. Т. 14, № 4 (4). С. 1136—1142.

Информация об авторах

Каминская Татьяна Петровна, кандидат технических наук, доцент, научный сотрудник кафедры общей физики физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Российская Федерация.

Степович Михаил Адольфович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник кафедры физики и математики Калужского государственного университета им. К. Э. Циолковского, Калуга, Российская Федерация.

Шипко Михаил Николаевич, доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ, профессор кафедры физики Ивановского государственного энергетического университета им. В. И. Ленина, Иваново, Российская Федерация.

Стулов Алексей Вадимович, кандидат технических наук, заместитель генерального директора Научно-производственного комплекса «Автоприбор» по научной работе, Владимир, Российская Федерация.

Atomic Force Microscopy of Ribbon Amorphous Alloys for Microwave Technology

T. P. Kaminskaya^{1,*}, M. A. Stepovich², M. N. Shipko³, and A. V. Stulov⁴

¹ Moscow State University n. a. M. V. Lomonosov, Faculty of Physics
Leninskie Gory, 1, build. 2, Moscow, GSP-1, 119991, Russian Federation

² Kaluga State University n. a. K. E. Tsiolkovsky
Stepana Razina st., 26, Kaluga, 248023, Russian Federation

³ Ivanovo State Energy University n. a. V. I. Lenin
Rabfakovskaya st., 34, Ivanovo, 153003, Russian Federation

⁴ Research and Production Complex "Avtopribor"
B. Nizhegorodskaya st., 94, Vladimir, 600016, Russian Federation
*ktp53@mail.ru

Received: May 3, 2024

Peer-reviewed: May 12, 2024

Accepted: May 12, 2024

Abstract: Using the methods of atomic force microscopy, the surface structure of strip amorphous electro technical alloys was studied – foils of the composition Fe-Si-B-Nb and alloys of the same composition, but with the addition of 1% Cu, obtained by the method of ultra-fast cooling by spraying the melt on a rotating copper drum. The free surfaces of foils not adjacent to the rotating drum and other contact surfaces were studied. On the free surfaces of the foils not adjacent to the rotating drum, micro formations were found, protruding irregularities with characteristic sizes less than 0.5 microns, which during the operation of electro technical products can initiate the presence of electric field gradients on the foil surface. No similar events were recorded on contact surfaces. Studies of amorphous foils using magnetic force microscopy did not reveal the presence of magnetic contrast.

Keywords: atomic force microscopy, ribbon amorphous alloys, surface morphology, microwave technology.

For citation (IEEE): T. P. Kaminskaya, M. A. Stepovich, M. N. Shipko, and A. V. Stulov, "Atomic Force Microscopy of Ribbon Amorphous Alloys for Microwave Technology," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 208–221, 2024, doi: 10.11186/2587-9936.2024.07.2.13. (In Russ.).

References

- [1] S.V. Khavronichev, A. G. Soshinov, V. S. Galushchak, and T.V. Kopeikina, "Current trends in the use of amorphous alloys in magnetic cores of power transformers," *Modern Problems of Science and Education*, no. 12-4, pp. 607–610, 2015. Available at: <https://applied-research.ru/ru/article/view?id=7986> (accessed 06.04.2024). (In Russ.)
- [2] A. M. Glezer and B. V. Molotilov, *Structure and mechanical properties of amorphous alloys*. Moscow: Metallurgiya, 1992. (In Russ.).

- [3] Yu. N. Starodubtsev and V. Ya. Belozеров, *Magnetic properties of amorphous and nano-crystalline alloys*, Yekaterinburg : Ural University Press, 2002. (In Russ.)
- [4] O. V. Stogney, *Physics of amorphous metal alloys*, Voronezh, 2007. (In Russ.).
- [5] A. M. Glezer and M. R. Plotnikova, "Influence of megaplastic deformation on the structure and magnetic properties of amorphous alloys based on iron and nickel," *Scientific Bulletin of the Belgorod State University. Ser. Math., physics*, no. 11 (106), iss. 23, pp. 159–165, 2011. (In Russ.).
- [6] Yu. N. Dragoshansky and V. I. Pudov, "Improvement of the magnetic structure and properties of soft magnetic alloys due to surface modification," *Physics and Chemistry of Materials Processing*, no. 3, pp. 44–52, 2013. (In Russ.).
- [7] Y. Starodubtsev and V. Belozеров, "Amorphous metallic materials," *Power electronics*, no. 2, pp. 86–89, 2009. (In Russ.).
- [8] O. L. Sokol-Kutylovsky, "Some prospects for the use of amorphous ferromagnetic alloys," *International Scientific Research Journal*, no. 5-3 (47), pp. 176–179, 2016, doi: 10.18454/IRJ.2016.47.226. (In Russ.).
- [9] V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhik, "Magnetoplastic effect: Basic properties and physical mechanisms," *Crystallography Reports*, vol. 48, No. 5, pp. 768–795, 2003, doi: 10.1134/1.1612598.
- [10] M. N. Shipko, A. I. Tikhonov, M. A. Stepovich et al. "Effect of Magneto-Pulse Processing on the Microstructure and Magnetic Behavior of Amorphous Electrotechnical Steel," *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 82, no. 8, pp. 988–992, 2018, doi: 10.3103/S1062873818080373.
- [11] A. A. Viryus, T. P. Kaminskaya, M. N. Shipko et al. "Microscopic research of amorphous alloys AlFeNiLa exposed to magnetic pulse processing," *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 848, art. no. 012085, 2020, doi: 10.1088/1757-899X/848/1/012085.
- [12] M. N. Shipko, A. L. Sibirev, M. A. Stepovich et al. "Effect of Magnetic-Pulse Processing on the Emission and Magnetic Properties of the Surface Layer of Amorphous Alloys Used in Electrical Engineering," *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, vol. 15, no. 5, pp. 970–974, 2021, doi: 10.1134/S1027451021050190.
- [13] M. N. Shipko, M. A. Stepovich, A. L. Sibirev et al. "Effect of magnetic pulse treatment on the surface state, emission, and magnetic properties of amorphous magnetic alloys," *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 85, no. 11, pp. 1191–1194, 2021, doi: 10.3103/S1062873821110356.
- [14] T. P. Kaminskaya, M. A. Stepovich, M. N. Shipko et al. "Studying the influence of weak impulses magnetic field on local properties ribbon amorphous alloys Fe(Ni, Cu)(SiB)," *Info-communications and Radio Technologies*, vol. 6, no. 4, pp. 398–409, 2023, doi: 10.29039/2587-9936.2023.06.4.30.
- [15] M. N. Shipko, T. P. Kaminskaya, M. A. Stepovich et al. "On the Effect of Magnetic Pulsed Treatment on the Surface Structure and Magnetic Properties of Ribbon Amorphous Fe(Ni,Cu)(SiB) Alloys," *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, vol. 17, no. 1, pp. 186–190, 2023, doi: 10.1134/S1027451023010378.
- [16] V. L. Mironov, *Fundamentals of scanning probe microscopy. Textbook for senior students of higher educational institutions*, Nizhny Novgorod : Institute of Physics of Microstructures RAS, 2004. (In Russ.).
- [17] E. Meyer, H. J. Hug, and R. Bennewitz, *Scanning Probe Microscopy. The Lab on a Tip*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004.
- [18] P. Gupta, A. Gupta, A. Shukla et al. "Structural evolution and the kinetics of Cu clustering in the amorphous phase of Fe-Cu-Nb-Si-B alloy," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, iss. 3, art. no. 033537, 2011, doi: 10.1063/1.3622325.

- [19] P. E. L'vov and N. S. Krestina, "Simulation of Cluster Growth in Iron-Cooper Based Alloys at Thermal Ageing," *Bulletin of the Samara Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*, vol. 14, no. 4 (4), pp. 1136–1142, 2012. (In Russ.).

Information about the authors

Tatiana P. Kaminskaya, PhD. Sci., Assoc. Prof., Researcher Department of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation.

Mikhail A. Stepovich, Dr. Sci., Prof., Chief Researcher of the department of physics and mathematics, Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russian Federation.

Mikhail N. Shipko, Dr. Sci., Prof., Honored Worker of Science of the Russian Federation, Prof. of the department of physics, Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation.

Alexey V. Stulov, PhD. Sci., Deputy General Director of Scientific and Production Complex "Avtopribor", Vladimir, Russian Federation.

Оценка коэффициента преобразования умножителя частоты на основе варикапа с глубокими примесными центрами

Богданов С. А.

*Научно-производственное предприятие «Исток» им. А. И. Шокина
ул. Вокзальная, д. 2а, г. Фрязино Московской обл., 141190, Российская Федерация
bogdanov_sa@mail.ru*

Получено: 6 мая 2024 г.

Отрецензировано: 12 мая 2024 г.

Принято к публикации: 12 мая 2024 г.

Аннотация: Предложена методика оценки коэффициента преобразования умножителя частоты на основе варикапа с глубокими примесными центрами. Показано, что коэффициент преобразования утроителя частоты параллельного типа с ненагруженным резонатором в режиме номинального возбуждения может быть существенно увеличен при использовании в его конструкции варикапа с глубокими примесными центрами.

Ключевые слова: варикап, умножитель частоты, диод Шоттки, глубокие примесные центры.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Богданов С. А. Оценка коэффициента преобразования умножителя частоты на основе варикапа с глубокими примесными центрами // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 222—230.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Богданов, С. А. Оценка коэффициента преобразования умножителя частоты на основе варикапа с глубокими примесными центрами / С. А. Богданов // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 222—230.

1. Введение

Интенсивное развитие мощных транзисторных источников колебаний сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн позволяет успешно осваивать и более коротковолновые диапазоны, применяя для переноса спектра варакторные умножители частоты (УЧ). При этом особую актуальность имеет задача повышения эффективности преобразова-

ния спектра сигнала, для решения которой предлагаются не только различные схемотехнические особенности построения варакторных УЧ [1], но и конструкции варакторных диодов, технология которых еще не достигла широкого практического внедрения, например, гетеробарьерных варакторов [2]. Между тем известно [3], что высокой эффективностью преобразования обладают УЧ на основе диодов Шоттки с низкой кратностью умножения (удвоители и утроители частоты), работающие в режиме номинального возбуждения — при закрытом диоде. В таких УЧ преобразование спектра осуществляется благодаря нелинейной барьерной емкости диода-варикапа, существенное влияние на которую могут оказывать глубокие примесные центры [4].

В работе проведена оценка коэффициента преобразования УЧ на основе кремниевого диода Шоттки с глубокими примесными центрами (ГПЦ).

2. Методика оценки коэффициента преобразования УЧ

Рассмотрим упрощенную схему умножителя частоты параллельного типа с ненагруженным идеальным резонатором Φ_3 (рис. 1.). При анализе работы УЧ используем простую эквивалентную схему варикапа, состоящую из последовательно включенной нелинейной емкости и сопротивления потерь диода R_s , полагая, что индуктивность выводов диода включена в состав фильтров Φ_1, Φ_2 и Φ_3 .

Эффективность преобразования спектра сигнала УЧ оценим с помощью коэффициента преобразования в приближении отсутствия потерь мощности в согласующих цепях и цепях фильтрации:

$$\eta = P_{\text{ВЫХ}} / P_{\text{ВХ}}, \quad (1)$$

где $P_{\text{ВЫХ}}$ — мощность полезной гармоники на выходе УЧ; $P_{\text{ВХ}}$ — мощность входного сигнала.

Будем считать, что в настроенном на максимальное значение коэффициента преобразования УЧ на основе варикапа VD с помощью идеальных фильтров Φ_1, Φ_2 и Φ_3 осуществляется такая частотная селекция гармонических составляющих тока через варикап, что зависимость заряда на нелинейной емкости варикапа от времени имеет вид:

$$q(t) = Q_0 + Q_1 \cos(\omega t) + Q_2 \cos(2\omega t + \psi_2) + Q_3 \cos(3\omega t + \psi_3), \quad (2)$$

где Q_0 — постоянная составляющая заряда; Q_1, Q_2, Q_3 — амплитуды первой, второй и третьей гармоник заряда; $\omega = 2\pi f_0$, f_0 — частота входного воздействия; ψ_2, ψ_3 — начальные фазовые сдвиги между первой и второй, первой и третьей гармониками соответственно. Величина Q_0 в (2) определяется по статической (при $Q_1 = 0, Q_2 = 0, Q_3 = 0$) вольт-кулонной характеристике (ВКХ) $U(q)$ обратного смещенного диода из условия $U_{CM} = U(Q_0)$ и соответствует приложенному к диоду напряжению U_{CM} .

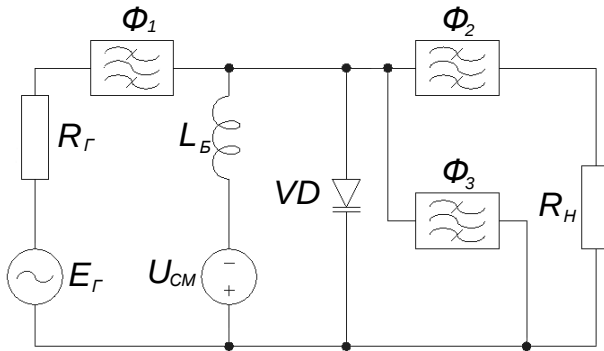


Рис. 1. Схема умножителя частоты параллельного типа.

Fig. 1. Parallel type frequency multiplier circuit

Для применения спектрального метода анализа к рассматриваемой схеме УЧ необходимо рассчитать ВКХ $U(q)$ варикапа VD с ГПЦ. Удельную ВКХ диода Шоттки с ГПЦ получим с помощью решения одномерного уравнения Пуассона. Для определенности рассмотрим ГПЦ акцепторного типа в кремнии, обусловленные атомами индия, с энергетическим положением относительно потолка валентной зоны $E_{ta} = E_V + 0,156$ эВ и с полной концентрацией ГПЦ $N_{ta}(x)$. Распределение ионизированных ГПЦ индия в кремнии по координате оценим с помощью выражения [4]:

$$N_{ta}^-(x, \varphi) = \frac{N_{ta}(x)}{1 + 2 \exp\left(\frac{q(E_{ta} - E_F - \varphi(x))}{kT}\right)}, \quad (3)$$

где q — элементарный заряд; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура ($T = 300$ К); E_F — положение уровня Ферми отно-

сительно дна зоны проводимости E_C в электрически нейтральном объеме полупроводника ($E_C = 0$); $\varphi(x)$ — распределение потенциала в приповерхностной области полупроводника, определяемое из решения одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon_0} (N_D^+(x) - n(x, \varphi) - N_{ta}^-(x, \varphi)), \quad (4)$$

с граничными условиями $\varphi(0) = -\varphi_{BM} - E_F + U_{CM}$, $\varphi(W) = 0$. В (4): $\varphi_{BM} = 0,7$ В — высота барьера Шоттки; U_{CM} — напряжение приложенное к диоду (при обратном смещении $U_{CM} < 0$); $N_D^+(x)$ — концентрационный профиль полностью ионизированной мелкой донорной примеси; $n(x, \varphi) = N_C [1 + \exp(q(\varphi(x) - E_F)/kT)]^{-1}$ — концентрация электронов в зоне проводимости, где N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

По данным [4] постоянная времени ионизации глубоких примесных центров In в кремнии τ не менее 10^{-8} с. Это позволяет считать «замороженным» их зарядовое состояние $N_{ta}^-(x, \varphi)|_{U=U_{CM}}$, рассчитанное с помощью

(3) для заданного постоянного напряжения смещения U_{CM} , приложенного к диоду, и не изменять его для отличных от U_{CM} значений мгновенных напряжений $u(t)$ быстро изменяющегося СВЧ сигнала с частотами f_0 , $2f_0$ и $3f_0$, учитывая, что $f_0 \gg 1/\tau$. С учетом этого зависимость удельного на единицу площади поверхности заряда обедненного приповерхностного слоя полупроводника от напряжения определялась помощью выражения:

$$q(U) = q \int_0^W [N_D^+(x) - n(x, \varphi) - N_{ta}^-(x, \varphi)|_{U=U_{CM}}] dx. \quad (5)$$

Выражение (5) позволяет получить ВКХ $U(q)$ нелинейной емкости варикапа с ГПЦ. Временные зависимости напряжения на нелинейной емкости варикапа $u(t)$ и тока через него $i(t)$ определяются с помощью ВКХ $U(q)$ и выражения (2): $u(t) = U(q(t))$ $i(t) = dq(t)/dt$. Для определения

комплексных величин спектральных составляющих напряжения на нелинейной емкости и тока через нее осуществлялась временная дискретизация зависимостей $u(t)$, $i(t)$ за один период колебаний $T = 1/f_0$ с частотой дискретизации $100 f_0$ с последующим проведением быстрого преобразования Фурье.

Импеданс нелинейной емкости варикапа на первой, второй и третьей гармониках $y = 1, 2, 3$ соответственно [5]

$$\dot{Z}_y = \frac{\dot{U}_y}{\dot{I}_y} = R_y + \frac{1}{j\omega C_y}, \quad (6)$$

позволяет определить сопротивления R_y и емкости C_y эквивалентных ему на гармониках цепочек из последовательно соединенных резистора и конденсатора ($R_y C_y$ -цепей). При этом физически положительные значения $R_y > 0$ означают, что на нелинейной емкости варикапа поглощается мощность на y гармонике

$$P_y = I_y^2 R_y / 2, \quad (7)$$

а отрицательные значения $R_y < 0$ означают, что аналогичное абсолютное значение мощности выделяется во внешнюю цепь. При данной постановке задачи, учитывающей, что идеальная нелинейная емкость варикапа рассматривается в приближении отсутствия потерь, баланс мощностей выполняется $\sum_{y=1}^3 P_y = 0$.

В первом приближении в УЧ учитывались потери мощности в варикапе, обусловленные протеканием тока через сопротивление R_S :

$$P_S = 0,5(I_1^2 R_S + I_2^2 R_S + I_3^2 R_S), \quad (8)$$

где $I_1 = \omega Q_1$, $I_2 = 2\omega Q_2$, $I_3 = 3\omega Q_3$ — амплитуды гармоник тока. Потери мощности, обусловленные током рекомбинации, не учитывались, так как при обратных смещениях они пренебрежимо малы.

Определив эквивалентные сопротивления нелинейной емкости варикапа на гармониках R_y с помощью (6) и учитывая (1), (7), (8) можно оценить коэффициент преобразования рассматриваемого УЧ

$$\eta = -\frac{I_3^2(R_3 + R_s)}{I_1^2(R_1 + R_s)}, \text{ при } R_3 + R_s < 0, R_1 > 0, R_2 = -R_s. \quad (9)$$

Поиск параметров $\{Q_1, Q_2, Q_3, \psi_2, \psi_3\}$ в (2), соответствующих настроенному на максимальный коэффициент преобразования УЧ $\eta_{\max}$ с учетом особенностей схемотехнической реализации, а также принятых приближений и ограничений, определялся путем решения оптимизационной задачи для (9) с применением итерационных методов ненаправленного случайного поиска [6].

3. Результаты и обсуждение

Результаты оценки $\eta_{\max}$ приведены для утроителя частоты параллельного типа с ненагруженным резонатором в режиме номинального возбуждения при использовании в его конструкции кремниевых диодов Шоттки с различными профилями легирования полупроводниковой области, в том числе при наличии в ней ГПЦ акцепторного типа, обусловленных атомами индия. Частота входного воздействия $f_0 = 3$ ГГц, величина удельного сопротивления на единицу площади для определения сопротивления потерь R_s принималась равной $100 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$. Влияние эффектов саморазогрева на параметры диода не учитывалось. Толщина анализируемого в (4) полупроводникового слоя принималась равной $W = 2 \text{ мкм}$. Учитывая сравнительно низкие пробивные напряжения диодов Шоттки, вводилось ограничение на величину мгновенного напряжения на нелинейной емкости варикапа в виде $U_{\max} < u(\omega t) \leq 0$ для $0 \leq \omega t \leq 2\pi$ и $U_{\max} = -5 \text{ В}$.

На рис. 2. приведены зависимости максимального значения коэффициента преобразования УЧ $\eta_{\max}$ от напряжения смещения. Рассматривались различные профили легирования полупроводниковой структуры диода Шоттки. Кривой 1 соответствуют концентрационные профили:

$$N_D(x) = \begin{cases} 10^{16} \text{ см}^{-3}, & \text{при } 0 \leq x \leq a, \\ 10^{18} \text{ см}^{-3}, & \text{при } a < x \leq W, \end{cases} \quad (10)$$

$$N_{ia}(x) = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \text{ при } 0 \leq x \leq W.$$

Для кривой 2 и 3 ГПЦ в полупроводниковой структуре диода Шоттки нет, этим случаям соответствуют концентрационные профили:

$$N_D(x) = \begin{cases} 10^{16} \text{ см}^{-3}, & \text{при } 0 \leq x \leq a, \\ 10^{18} \text{ см}^{-3}, & \text{при } a < x \leq W, \end{cases} \quad (11)$$

и соответственно

$$N_D(x) = \begin{cases} 10^{15} \text{ см}^{-3}, & \text{при } 0 \leq x \leq a, \\ 10^{18} \text{ см}^{-3}, & \text{при } a < x \leq W, \text{ м} \end{cases} \quad (12)$$

В концентрационных профилях (10) – (12) $a = 1 \text{ мкм}$, $W = 2 \text{ мкм}$.

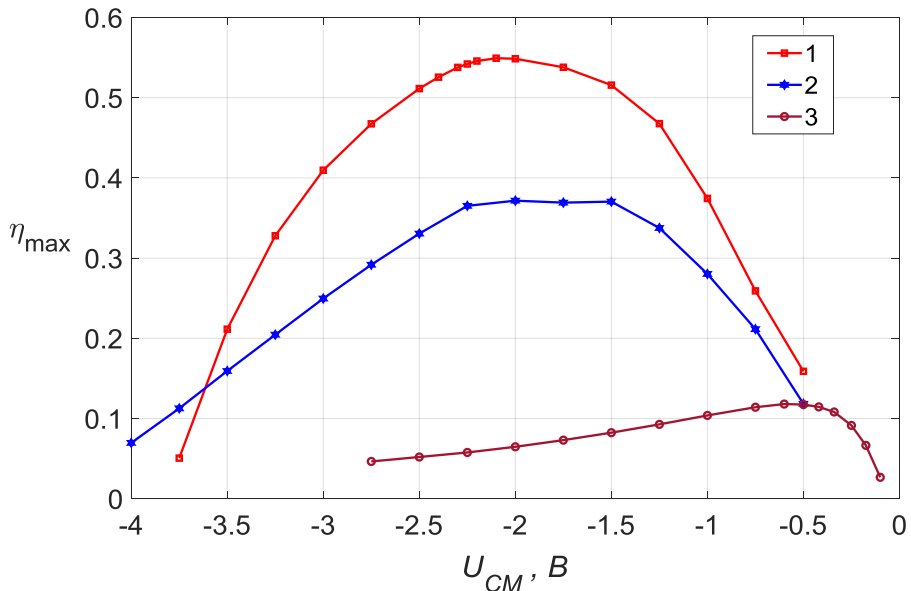


Рис. 2. Зависимость максимального коэффициента преобразования УЧ от напряжения смещения.

Fig. 2. Dependence of the maximum conversion coefficient of the amplifier on the bias voltage

Максимальный коэффициент преобразования УЧ на основе варикапа с ГПЦ достигает значения 0,55 при $U_{CM} \sim -2,1 \text{ В}$. Максимальные коэффициенты преобразования УЧ на основе варикапов с концентрационными профилями (11) и (12) достигают значений 0,37 и 0,12 при $U_{CM} \sim -2 \text{ В}$ и $U_{CM} \sim -0,6 \text{ В}$ соответственно. Максимальному коэффициенту преобразования УЧ на основе варикапа с ГПЦ соответствует удельная выходная мощность 40 Вт/см^2 , а УЧ на основе варикапа с концентрационным профилем (11) имеет на выходе 33 Вт/см^2 площади диода соответственно.

4. Заключение

Единая природа физических явлений, происходящих в обедненных основными носителями заряда областях p - n -переходов, диодов Шоттки, а также поверхностных варикапов на основе структур металл — окисел — полупроводник при наличии в них ГПЦ позволяет предположить возможность получения аналогичных положительных результатов при построении УЧ и на их основе. В этом направлении работа будет продолжена.

Список литературы

1. Аблин А. Н., Могилевская Л. Я., Хотунцев Ю. Л. Транзисторные и варакторные устройства. Анализ и синтез. М. : Радио и связь, 1995. 160 с.
2. Дюков Д. И., Фефелов А. Г., Коротков А. В. и др. Сравнение эффективности перспективных гетероструктурных умножительных диодов терагерцового диапазона частот // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 10. С. 1158—1162.
3. Гусятинер М. С., Горбачев А. И. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. М. : Радио и связь, 1983. 224 с.
4. Милнс А. Г. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М. : Мир, 1977. 562 с.
5. Петров Б. Е., Романюк В. А. Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах. М. : Высшая школа, 1989. 232 с.
6. Бирюков В. Н., Зубков П. Н., Пилипенко А. М. Модификация метода случайного спуска для жестких задач оптимизации // Известия ЮФУ. Технические науки. 2013. № 3. С. 146—153.

Информация об авторе

Богданов Сергей Александрович, кандидат технических наук, начальник сектора АО НПП «Исток им. Шокина», г. Фрязино, Российская Федерация

Estimation of the Conversion Coefficient of a Frequency Multiplier Based on a Varicap with Deep Impurity Centers

S. A. Bogdanov

Research and production enterprise “Istok” n. a. A. I. Shokin
Vokzalnaya st., 2a, Fryazino, Moscow region, 141190, Russian Federation
bogdanov_sa@mail.ru

Received: May 6, 2024

Peer-reviewed: May 12, 2024

Accepted: May 12, 2024

Abstract: Approach for estimating the conversion coefficient of a frequency multiplier based on a varicap with deep impurity centers is proposed. It is shown that the conversion coefficient of a parallel-type frequency tripler with an unloaded resonator in the nominal excitation mode can be significantly increased by using a varicap with deep impurity centers.

Keywords: varicap, frequency multiplier, Schottky diode, deep impurity centers.

For citation (IEEE): S. A. Bogdanov, “Estimation of the Conversion Coefficient of a Frequency Multiplier Based on a Varicap with Deep Impurity Centers,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 222–230, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.14. (In Russ.).

References

- [1] A. N. Ablin, L. Ya. Mogilevskaya, and Yu. L. Khotuntsev, *Transistor and varactor devices. Analysis and synthesis*, Moscow : Radio i svyaz, 1995. (In Russ.).
- [2] D. I. Dyukov, A. G. Fefelov, A. V. Korotkov et al. “Comparison of the Efficiency of Promising Heterostructure Frequency-Multiplier Diodes of the THz-Frequency Range,” *Semiconductors*, vol. 54, pp. 1360–1364, 2020, doi: 10.1134/S1063782620100073.
- [3] M. S. Gusyatiner and A. I. Gorbachev, *Semiconductor ultrahigh-frequency diodes*, Moscow : Radio i svyaz, 1983. (In Russ.).
- [4] A. G. Milnes, *Deep impurities in semiconductors*, Wiley, 1973.
- [5] B. E. Petrov and V. A. Romanyuk, *Radio transmitting devices on semiconductor devices*, Moscow : Vysshaya shkola, 1989. (In Russ.).
- [6] V. N. Biryukov, P. N. Zubkov, and A. M. Pilipenko, “Modification of the random descent method for hard optimization problems,” *Proceedings of the Southern Federal University. Technical science*, no. 3, pp. 146–153, 2013. (In Russ.).

Information about the author

Sergey A. Bogdanov, Ph.D. of Engineering Sciences, Head of the sector of JSC RPC “Istok”, Fryazino, Russian Federation.

Infocommunications and Radio Technologies, vol. 7, no. 2, pp. 231–241, 2024.

Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2024. Т. 7, № 2. С. 231—241.

ISSN: 2587-9936

DOI: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.15

УДК 621.375.826:616.62-003.7

Система определения эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии

Чернега В. С., Лушина В. С., Бондарев А. П.

Севастопольский государственный университет

ул. Университетская, 33, Севастополь, 299053, Российская Федерация
vs_chernega@mail.ru

Получено: 6 мая 2024 г.

Отрецензировано: 12 мая 2024 г.

Принято к публикации: 12 мая 2024 г.

Аннотация: Приведено математическое выражение критерия интегральной эффективности лечения мочекаменной болезни путем разрушения мочевых камней под воздействием лазерного излучения и обоснован выбор влияющих факторов. Разработана структура и алгоритм компьютерной программы, позволяющий осуществлять оценку как эффективности работы бригады урологов, так и урологических отделений в целом. Приведены особенности кроссплатформенной реализации программы для персональных компьютеров.

Ключевые слова: лазерная литотрипсия, многофакторный критерий эффективности лечения, система определения эффективности, кроссплатформенная программная реализация.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Чернега В. С., Лушина В. С., Бондарев А. П. Система определения эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 231—241.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Чернега, В. С. Система определения эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии / В. С. Чернега, В. С. Лушина, А. П. Бондарев // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 231—241.

1. Введение

Мочекаменная болезнь (МКБ) является одним из самых распространенных урологических заболеваний, при котором образуются мочевые камни (конкременты) представляющие собой неорганические соединения

кальция, магния, натрия. В современной урологии наиболее эффективным методом лечения МКБ является дробление мочевых конкрементов специальными устройствами — литотриптерами, которые построены на основе квантовых генераторов различного типа. В настоящее время наиболее широко применяется литотриптеры, созданные на основе гольмиевого и тулиевого лазеров [1—4].

В гольмиевых лазерах длина волны оптических колебаний равна 2100 нм; максимальная мощность излучения достигает 120 Вт; энергия импульсов может регулироваться от 0,2 до 6 Дж; частота импульсов может устанавливаться от 3 до 50 Гц, длительность импульсов — от 150 до 1000 мкс. Гольмиевый лазер является «золотым стандартом» в лазерной литотрипсии. Однако, несмотря на ряд преимуществ, по сравнению с пневматическими и ультразвуковыми литотриптерами, гольмиевым лазерам присущи ряд недостатков: очень низкий к. п. д., вследствие чего ему требуется водяное охлаждение; сравнительно большая глубина проникновения излучения в окружающие ткани, что может привести к их повреждению.

Более перспективными являются литотриптеры, построенные на основе тулиевых волоконных лазерах. Для лазерной литотрипсии тулиевый волоконный лазер оптимизирован для излучения на длине волны 1940 нм, что соответствует пику поглощения воды в ближнем инфракрасном диапазоне при 22°C. Выполнение литотрипсии при длине волны 1940 нм существенно повышает качество проведения операции и снижает риск возникновения послеоперационных осложнений.

До недавнего времени эффективность лечения МКБ оценивалась преимущественно одним фактором — коэффициентом полного освобождения пациента от камней SFR (*Stone Free Rate*) [3, 4]. Он вычисляется как количество операций N_{sfr} , при которых осуществляется полное удаление камней и их фрагментов, по отношению к общему количеству литотрипсий N_{sum} :

$$E_{sfr} = (N_{sfr} / N_{sum}) \cdot 100 \% . \quad (1)$$

Наряду с этим для оценки эффективности литотрипсии применялись и другие факторы, в частности, длительность операции, вероятность возникновения послеоперационных осложнений, длительность нахождения пациента в стационаре. Однако использование для определения эффективности одиночных факторов не позволяло оценить процесс лечения МКБ в целом, учитывающее качество работы хирурга, финансовые затраты лечебного заведения, качество жизни пациентов после операции. Для учета множества неоднородных факторов, оказывающих влияние на процесс лечения МКБ способом лазерной литотрипсии, был предложен интегральный показатель эффективности, учитывающий ряд важнейших, влияющих

на этот процесс, факторов [5]. Актуальной задачей является автоматизация определения интегрального критерия эффективности лечения МКБ при различных параметрах литотрипсии

Целью настоящей статьи является разработка компьютеризированной системы вычисления интегральной эффективности лечения мочекаменной болезни на основании параметров лазерной литотрипсии и определения зависимости количественных значений показателя интегральной эффективности от параметров влияющих факторов.

2. Математические соотношения, используемые в системе определения интегральной эффективности лечения

Интегральный критерий эффективности лечения мочекаменной болезни способом литотрипсии $F_{\text{инт}}$ предложено оценивать в виде взвешенной суммы частных критериев (факторов) Φ_i с учетом важности частных критериев F_i [5]:

$$E_{\text{инт}} = \sum_{i=1}^K w_i \Phi_i = \sum_{i=1}^K F_i, \quad (2)$$

где K — количество учитываемых факторов; w_i — весовые коэффициенты, учитывающие важность (весомость) вклада i -го критерия в суммарный показатель; F_i — взвешенный i -й частный критерий. Более важному критерию приписывается больший вес, а общая важность всех критериев принимается равной 1, т. е:

$$\sum_{i=1}^K w_i = 1.$$

В работе [6] приведена методика выбора доминирующих факторов, оказывающих существенное влияние на интегральный показатель эффективности, а также формулы для расчета нормированных значений влияющих факторов. В процессе исследования авторами определен следующий перечень влияющих факторов:

Фактор Φ_1 — относительная доля больных с полным удалением конкрементов — *Stone Free Rate (SFR)*;

Фактор Φ_2 — средняя длительность операции;

Фактор Φ_3 — наличие интра- и/или послеоперационных осложнений;

Фактор Φ_4 — среднее количество койко-дней нахождения больного в лечебно-профилактическом учреждении (ЛПУ).

Приведенные факторы являются весьма неоднородными и имеют различную размерность. Поэтому авторами [6] были предложены форму-

лы представления всех факторов в относительной форме (процентах). Фактор Φ_1 измеряется в процентах и в нормализации не нуждается. С учетом вышеизложенного фактор Φ_2 — (средняя длительность операции) в нормированном виде вычисляется по следующей формуле:

$$\Phi_2 = \frac{T_{до_ср} - T_{до_факт}}{T_{до_ср}} \times 100\%, \quad (3)$$

где $T_{до_ср}$ — среднее значение длительности операции;

$T_{до_факт}$ — фактическая длительность выполненной операции литотрипсии.

Фактор Φ_3 в нормированном виде вычисляется по следующей формуле:

$$\Phi_3 = (1 - 2K_{осл}) \times 100\%, \quad (4)$$

где $K_{осл}$ — коэффициент осложнений, зависящий от степени (класса) осложнения по шкале *Clavien-Dindo* [7].

Коэффициент осложнений может принимать значения от 0 до 1. В работе [6] предложено использовать нелинейную шкалу коэффициента осложнения: коэффициент равен 0 при отсутствии осложнений; 0,2 — осложнений 1 степени; 0,5 — при второй степени; 0,75 — при осложнениях 3а; 0,8 — осложнениях 3б; 0,9 — при осложнениях 4 степени и 1 — при летальном исходе

Фактор Φ_4 в нормированном виде определяется по формуле:

$$\Phi_4 = \frac{N_{ккд_ср} - N_{ккд_факт}}{N_{ккд_ср}} \times 100\%, \quad (5)$$

где $N_{ккд_ср}$ — среднестатистическое количество койко-дней пребывания больного при лечении МКБ в стационаре; $N_{ккд_факт}$ — фактическое количество койко-дней пребывания больного в стационаре.

Приведенные формулы (1—5) взяты за основу при расчете интегральной эффективности.

С учетом численных значений весовых коэффициентов, полученных методом экспертных оценок, выражение (2) для оценки интегральной эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии принимает вид:

$$E_{инт} = 0,436 \times \Phi_1 + 0,143 \times \Phi_2 + 0,24 \times \Phi_3 + 0,181 \times \Phi_4 \quad (6)$$

3. Структура и особенности программной реализации системы определения интегральной эффективности

Система определения интегральной эффективности создана на базе фреймворка *Electron*, позволяющего создавать графические приложения с

использованием браузерных технологий, логика работы которых определяется на *JavaScript*, *HTML* и *CSS*, а функциональность может быть расширена через систему дополнений [8]. Достоинством этой платформы является то, что в отличие от *web*-приложений программы на базе *Electron* поставляются в виде самодостаточных приложений, не привязанных к браузеру. При этом разработчику не нужно заботиться о портировании приложения для различных платформ, так как для данного фреймворка существуют инструменты, позволяющие собирать приложения под популярные операционные системы.

Для оформления пользовательского интерфейса выбран фреймворк *Bootstrap* [9], представляющий собой свободный набор инструментов для создания сайтов и приложений, который включает в себя *HTML*- и *CSS*-шаблоны оформления веб-форм, кнопок, блоков навигации и прочих компонентов. Благодаря тому, что все компоненты *Bootstrap* оформлены в едином стиле, элементы интерфейса выглядят согласованно и привлекательно на всех устройствах.

Построение графиков зависимостей в системе определения эффективности выполнено с применением бесплатной библиотеки с открытым исходным кодом, используемой для визуализации данных *Chart.js* [10]. Все перечисленные инструменты распространяются под свободной лицензией *MIT*.

Программная реализация системы состоит из 9 модулей (без учета сторонних библиотек и стилей оформления):

1) *index.ts* — точка входа, с которой начинается запуск приложения. В модуле описаны параметры запуска главного окна, а также обработчики событий закрытия и активации окон;

2) *index.html*, где описана разметка страницы, отображаемой при запуске приложения;

3) *defaults.ts* — модуль, в котором описаны значения по умолчанию для всех параметров;

4) *utils.ts* — модуль со вспомогательными функциями, такими как открытие окна подтверждения действия, получение данных из локального хранилища (с дополнением значениями по умолчанию, если параметр отсутствует в хранилище);

5) *calculate-efficiency.ts* — модуль, описывающий функцию вычисления интегрального показателя эффективности лечения при заданных параметрах;

6) *renderer.ts* — модуль, отвечающий за работу с содержимым окна. В данном модуле подключаются все остальные компоненты системы;

7) *efficiency-calculator.ts* — модуль, отвечающий за работу со вкладкой «Калькулятор эффективности»;

8) *analysis.ts* — модуль, отвечающий за вкладку «Анализ эффективности»;

9) *settings.ts* — модуль, отвечающий за вкладку «Параметры».

Запуск программы начинается с точки входа (*index.ts*), после чего загружается страница главного окна (*index.html*), модуль *renderer* и стили оформления (во время сборки в код страницы включается фрагмент, загружающий оформление и модуль *renderer*).

Вид главного окна системы показан на рис. 1. В модуле *efficiency-calculator* восстанавливаются сохраненные в локальное хранилище значения калькулятора, либо вводятся значения по умолчанию. Также устанавливается обработчик события отправки формы (нажатие кнопки «Определить эффективность», либо нажатие клавиши *Enter*). При вызове обработчика введенные данные сохраняются в локальном хранилище, вызывается функция расчета эффективности и выводится результат (в виде числа, округленного до 2 знаков после запятой и прогрессбара для наглядности). Отображаемый прогрессбар окрашивается в зеленый, желтый или красный цвет, в зависимости от вычисленного показателя. Пороговые значения для окраски могут быть изменены во вкладке «Параметры».

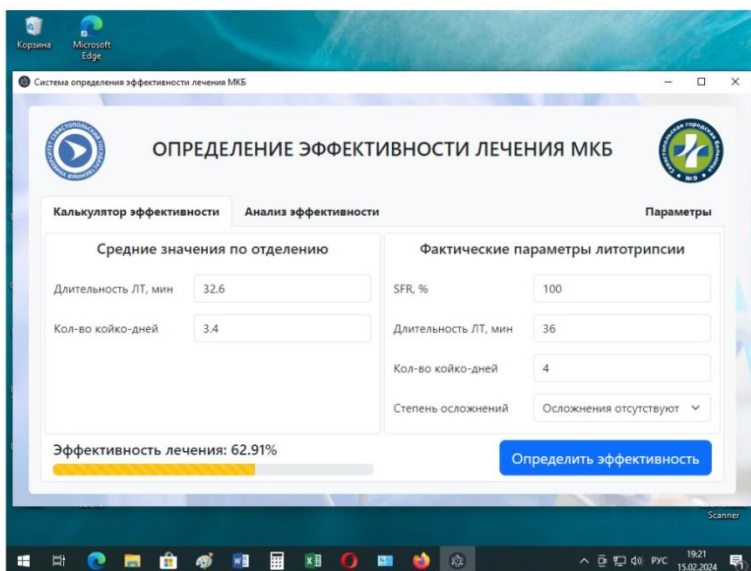


Рис. 1. Вид главного окна системы определения эффективности лечения МКБ.

Fig. 1. The main window of the system for determining the effectiveness of urolithiasis treatment

В модуле *analysis* инициализируется диаграмма и устанавливаются обработчики событий: открытие формы добавления линии на график, изменение меняющегося параметра, отправка формы добавления (изменения) линии на графике, нажатие кнопок удаления или изменения.

При открытии формы поля заполняются либо последними введенными и сохраненными значениями, либо данными той линии, которую нужно отредактировать. Если форма открывается для добавления новой линии, происходит поиск незанятого цвета для графика. Найденный цвет отображается на форме (рис. 2).

При смене меняющегося параметра скрывается поле, предназначенное для ввода фиксированного значения этого параметра. Если график уже заполнен, и добавляемый тип не совпадает с существующим, то показывается предупреждение о том, что диаграмма будет очищена перед добавлением линии. Если выбранный меняющийся параметр — степень осложнения, то скрываются поля ввода начального и конечного значения, а также шага изменения, так как у данного параметра фиксированный список значений.

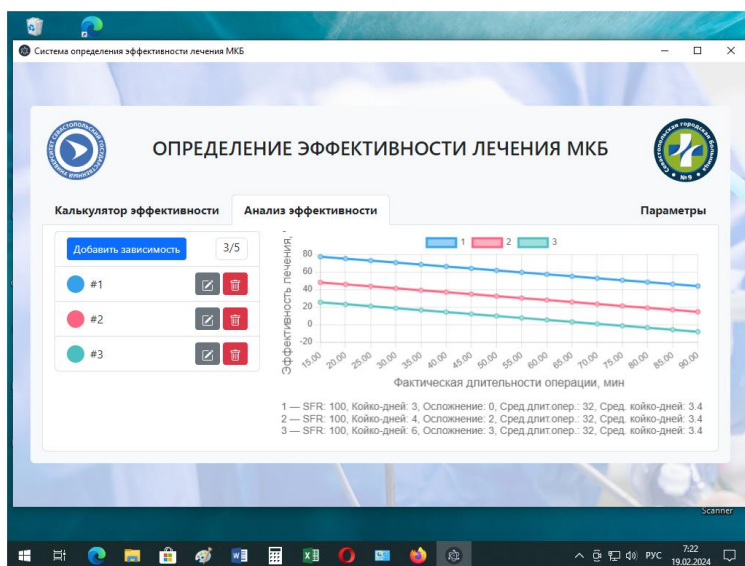


Рис. 2. Вид окна системы при исследовании зависимости эффективности лечения МКБ от фактической длительности операции.

Fig. 2. View of the system window when studying the dependence of the effectiveness of treatment for urolithiasis on the actual duration of the operation

В случае нажатия кнопки редактирования открывается форма добавления, поля заполняются данными изменяемой линии. При нажатии кноп-

ки удаления линия удаляется из списка и с графика, обновляется счетчик, а кнопка добавления новой зависимости становится доступной для нажатия (если была заблокирована ранее).

При отправке формы добавления (изменения) линии делается проверка, что тип добавляемой зависимости совпадает с уже имеющимися на графике. Если тип отличается, то у пользователя запрашивается подтверждение очистки диаграммы перед добавлением новой линии. В случае подтверждения пользователем этого действия все добавленные зависимости удаляются. Одновременно проверяются введенные пользователем данные: если начальное значение совпадает с конечным, линия не будет добавлена. Если форма была открыта для создания новой зависимости, определяется свободный цвет для графика, после чего зависимость добавляется в список. Далее в локальном хранилище сохраняются введенные пользователем данные. Затем формируется набор данных для построения графика, а также подпись под ним, после чего сформированный массив данных добавляется на график, либо заменяет уже существующий (если форма была открыта для изменения). В случае достижения максимального количества линий на графике кнопка добавления блокируется. Далее вызывается метод закрытия формы.

В модуле *settings* устанавливаются обработчики событий открытия вкладки с настройками, отправки формы, нажатия на кнопки сброса параметров. При открытии вкладки с настройками поля ввода заполняются сохраненными параметрами. При отправке формы (при нажатии кнопки «Сохранить», либо при нажатии *Enter*) введенные данные преобразуются в массив, который сохраняется в локальном хранилище. Чтобы пользователю было видно, что сохранение прошло, кнопка сохранения анимируется. В случае нажатия кнопки сброса параметра пользователю выводится подтверждение, если пользователь не отказывается, то в соответствующее поле вводится значение параметра по умолчанию, но не сохраняется в хранилище.

4. Заключение

Разработанная система определения эффективности лечения мочекаменной болезни способом лазерной литотрипсии предназначена для информационной поддержки деятельности руководства медицинским персоналом стационарных урологических отделений лечебно-профилактических учреждений. Система позволяет оценивать интегральную эффективность лечения мочекаменной болезни способом литотрипсии на основе фактических клинических параметров результатов литотрипсии с учетом важности четырех влияющих факторов, а также анализа зависимости интегральной

эффективности от этих факторов. Предусмотрено ручное изменение референтных показателей результатов литотрипсии и весовых коэффициентов. Система также может быть использована в любых других отделениях ЛПУ при изменении показателей влияющих факторов и весовых коэффициентов, учитывающих специфику процесса лечения конкретного отделения.

Система является кроссплатформенной, функционирует на персональных компьютерах с 64-битной ОС *Windows 7* и выше, а также ОС *Linux* с версией ядра не ниже 4. Язык программирования: *TypeScript, HTML, SASS*.

Список литературы

1. Чернега В. С., Еременко А. Н. Особенности использования твердотельных лазеров при лечении мочекаменной болезни // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2020. Т. 3, № 3. С. 287—295.
2. Чернега В. С., Арбузов И. А. Влияние конструктивных особенностей волоконного тулиевого лазера на клинические характеристики литотриптера // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2021. Т. 4, № 1. С. 31—41.
3. Попов С. В., Орлов И. Н., Сытник Д. А. и др. Сравнение клинической эффективности гольмиевой и тулиевого уретеролитотрипсии // Экспериментальная и клиническая урология. 2020. № 4. С. 30—34.
4. Мартов А. Г., Гордиенко А. Ю., Москаленко С. А., Пенюкова И. В. Дистанционная и контактная уретеролитотрипсия в лечении крупных камней верхней трети мочеточника. Экспериментальная и клиническая урология. 2013. № 2. С. 82—85.
5. Арбузов И. А., Феофилов И. И., Рахимов С. А., Чернега В. С. Интегральный критерий оценки эффективности лечения мочекаменной болезни методом литотрипсии // Вестник урологии. 2022. Т. 10, № 4. С. 5—12.
6. Чернега В. С., Арбузов И. А. Формирование многофакторного критерия оценки эффективности использования лазерных технологий в урологии // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2023. Т. 6, № 1. С. 70—80.
7. Mitropoulos D., Artibani W., Graefen M. et al. Reporting and Grading of Complications after Urologic Surgical Procedures : an ad hoc EAU guidelines panel assessment and recommendations // Eur. Urol. 2012. Vol. 61(2). P. 341-9.
8. What is Electron? <https://www.electronjs.org/docs/latest/> (дата обращения: 06.05.2024).
9. Сильвио М. Bootstrap в примерах. М. : ДМК Пресс, 2017. — 314 с.
10. Chart.js - Quick Guide. https://www.tutorialspoint.com/chartjs/chartjs_quick_guide.htm (дата обращения: 06.05.2024).

Информация об авторах

Чернега Виктор Степанович, к. т. н., доц., доцент кафедры «Информационные системы» Севастопольского государственного университета, г. Севастополь, Российская Федерация. ORCID 0000-0001-5054-0396.

Лушина Виктория Сергеевна, ассистент кафедры «Информационные системы» Севастопольского государственного университета, г. Севастополь, Российская Федерация. ORCID 0000-0002-4176-3966.

Бондарев Андрей Павлович, студент Севастопольского государственного университета, г. Севастополь, Российская Федерация. ORCID 0009-0001-1555-6293.

System for Determining the Effectiveness of Treatment of Urolithiasis Using the method Laser Lithotripsy

V. S. Chernega, V. S. Lushina, and A. P. Bondarev

Sevastopol State University
Universitetskaya st., 33, Sevastopol, 299053, Russian Federation
vs_chernega@mail.ru

Received: May 6, 2024

Peer-reviewed: May 12, 2024

Accepted: May 12, 2024

Abstract: The article provides a mathematical expression of the criterion for the integral effectiveness of treatment of urolithiasis by destroying urinary stones under the influence of laser radiation and the choice of influencing factors is justified. Developed the structure and algorithm of a computer program that allows assessing the effectiveness of the work of a team of urologists and urological departments as a whole. The features of cross-platform implementation of the program for personal computers are given.

Keywords: laser lithotripsy, multifactorial criterion of treatment effectiveness, system for determining effectiveness, cross-platform software implementation.

For citation (IEEE): V. S. Chernega, V. S. Lushina, and A. P. Bondarev, "System for Determining the Effectiveness of Treatment of Urolithiasis Using the method Laser Lithotripsy," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 231–241, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.15. (In Russ.).

References

- [1] V. S. Chernega and A. N. Eremenko, "Features of use of Solid-State Lasers in the treatment of urolithiasis", *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 3, no. 3, pp. 287–295, 2020. (In Russ.).
- [2] V. S. Chernega and I. A. Arbuzov, "Influence of design features of thulium fiber laser on clinical characteristics of lithotripter", *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 4, no. 1, pp. 31–41, 2021. (In Russ.).
- [3] S. V. Popov, I. N. Orlov, D. A. Sytnik et al. "Comparison of the clinical effectiveness of holmium and thulium ureterolithotripsy," *Experimental and clinical urology*, no. 4, pp. 30–34, 2020, doi: 10.29188/2222-8543-2020-13-4-30-34 4. (In Russ.).
- [4] A. G. Martov, A. Yu. Gordienko, S. A. Moskalenko, and I. V. Penyukova, "Remote and contact ureterolithotripsy in the treatment of large stones in the upper third of the ureter," *Experimental and clinical urology*, no. 2, pp. 82–85, 2013. (In Russ.).
- [5] I. A. Arbuzov, I. I. Feofilov, S. A. Rakhimov, and V. S. Chernega, "Integral criterion for assessing the effectiveness of treatment of urolithiasis using lithotripsy," *Bulletin of Urology*, vol. 10, no. 4, pp. 5–12, 2022, doi: 10.21886/2308-6424-2022-10-4-05-12. (In Russ.).

- [6] V. S. Chernega and I. A. Arbuzov, “Formation of a multifactorial criterion for assessing the effectiveness of the use of laser technologies in urology,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 6, no. 1, pp. 70–80, 2023, doi: 10.29039/2587-9936.2023.06.1.07 (In Russ.).
- [7] D. Mitropoulos, W. Artibani, M. Graefen et al. “Reporting and Grading of Complications after Urologic Surgical Procedures : an ad hoc EAU guidelines panel assessment and recommendations,” *Eur Urol.*, vol. 61(2), pp. 341-9, 2012, doi: 10.1016/j.eururo.2011.10.033.
- [8] What is Electron? URL: <https://www.electronjs.org/docs/latest/> (06.05.2024).
- [9] M. Silvio, *Bootstrap 4 By Example*, Packt Publishing, 2016.
- [10] Chart.js - Quick Guide. https://www.tutorialspoint.com/chartjs/chartjs_quick_guide.htm (06.05.2024).

Information about the authors

Viktor S. Chernega, Ph.D., Associate Professor at the Department of Information Systems. Sevastopol State University, Sevastopol, Russian Federation. ORCID 0000-0001-5054-0396.

Victoria S. Lushina, assistant at the Department of Information Systems, Sevastopol State University, Sevastopol, Russian Federation. ORCID 0000-0002-4176-3966.

Andrey P. Bondarev, student of Sevastopol State University, Sevastopol, Russian Federation. ORCID 0009-0001-1555-6293.

УДК 621.372

Экстракция эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов СВЧ с объемными кристаллами

Арутюнян А. А., Малютин Н. Д.

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
просп. Ленина, 40, г. Томск, 634050, Российская Федерация,
arutyunyan18@mail.ru*

Получено: 14 мая 2024 г.

Отрецензировано: 21 мая 2024 г.

Принято к публикации: 21 мая 2024 г.

Аннотация: Предложен способ оценки эффективной диэлектрической проницаемости полоскового резонатора. Резонатор состоит из вибратора-возбудителя и вибратора-приемника, разделенных зазором, в 4 раза превышающим ширину токонесущей полоски на диэлектрической подложке. На поверхности полоски помещен объемный кристалл ниобата лития. Приведен пример реализации способа экстракции эффективной диэлектрической проницаемости, который основан на использовании полученных измерений резонансных частот и расчетов с применением итерационной процедуры.

Ключевые слова: эффективная диэлектрическая проницаемость, полосковый резонатор, оценка параметров, ниобат лития, экстракция, разрежение спектра собственных колебаний.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Арутюнян А. А., Малютин Н. Д. Экстракция эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов СВЧ с объемными кристаллами // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 242—253.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Арутюнян, А. А. Экстракция эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов СВЧ с объемными кристаллами / А. А. Арутюнян, Н. Д. Малютин // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 242—253.

1. Введение

Полосковые линии часто используются для измерения относительной диэлектрической проницаемости ϵ_r разных материалов резонансным

методом [1—3]. Однако применение этого метода не дает возможность определения диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот, поскольку измерения образцов и оснастка рассчитываются на фиксированные частоты. В [4] для определения диэлектрической проницаемости объемных кристаллов в широком частотном диапазоне проведено экспериментальное исследование частотных зависимостей коэффициентов матрицы рассеяния полосковых модулей на основе копланарной полосковой линии, верхнее полупространство которой заполнено объемным кристаллом с большой и зависящей от частоты ϵ_r . Для определения эффективной и относительной диэлектрической проницаемости кристаллов измерялась полная (развернутая) фаза коэффициента передачи полосковой линии с кристаллом. Но измерение полной фазы с помощью векторного анализатора цепей показало, что по причине возникновения множественных резонансов алгоритм расчета ϵ_r , исходя из знания полной фазы, дает физически нереальный результат. Поэтому был предложен метод обработки фазы, основанный на введении частотного интервала релаксации δf . Для выбора δf пока не установлены четкие критерии. Поэтому в данной работе поставлена и решена задача разрежения спектра резонансных частот путем изменения конструкции полоскового модуля. На этой основе разработан способ экстракции эффективной диэлектрической проницаемости объемных кристаллов. В способе производится сравнение экспериментально определяемых резонансных частот f_{exp} и результатов расчета f_{sim} в системе *COMSOL Multiphysics*. Получаемое расхождение f_{exp} и f_{sim} минимизируется с помощью итерационной процедуры, что позволило провести экстракцию эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов с объемными кристаллами.

2. Конструкция и экспериментальные частотные характеристики

Для исследований в качестве объемного кристалла применялся ниобат лития. Внешний вид конструкции полоскового резонатора (ПР) с объемным кристаллом ниобата лития показан на рис. 1. В конструкции ПР показаны: 1 — коаксиально-полосковые переходы; 2 — соединительные отрезки полосковых линий; 3 — вибратор-возбудитель; 4 — вибратор-приемник; 5 — кристалл ниобата лития; 6 — боковые экраны, соединенные металлизированными отверстиями с заземляющим основанием; 7 — металлический электрод с плавающим потенциалом.

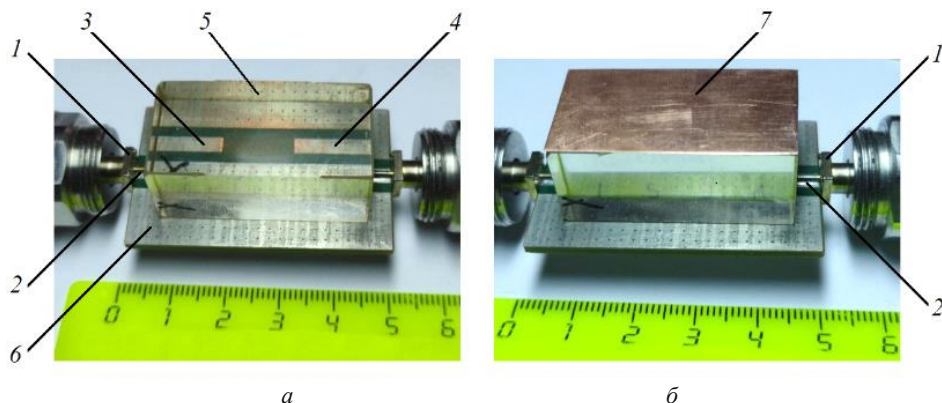


Рис. 1. Внешний вид полоскового резонатора без электрода (*а*) и с электродом (*б*).

Fig. 1. External view of the strip resonator without an electrode (*a*) and with an electrode (*b*)

Кристалл устанавливался на поверхность подложки (рис. 1, *а*) со стороны полосок и боковых экранов симметрично относительно входного и выходного коаксиально-полосковых переходов. На кристалле сверху располагался электрод (рис. 1, *б*), находящийся под плавающим потенциалом, поскольку он не имеет контакта с металлизированным основанием полоскового модуля.

Из рис. 1 видно, что в отличие от конструкции, примененной в [4], полосковые вибраторы отделены друг от друга зазорами 12 мм и взаимодействуют с кристаллом на длине 7 мм каждый. Это создает условия возбуждения собственных колебаний кристалла, свойственных диэлектрическим резонаторам [5, 6]. Как показали экспериментальные измерения, резонансы в предложенной конструкции наблюдаются на более низких частотах в сравнении с условиями, когда на кристалл воздействует электромагнитное поле бегущей волны полосковой линии без зазора [4]. При возбуждении собственных колебаний в кристалле происходит передача энергии в отрезок полосковой линии, отделенный торцевым зазором от входного отрезка. Поэтому отрезки линий 3 и 4 названы вибраторами, возбуждителем и приемником соответственно.

Измерения частотных характеристик предлагаемого полоскового резонатора были проведены по стандартной схеме с помощью векторного анализатора цепей P4226 производства АО НПФ «Микран». На рис. 2 показаны частотные зависимости коэффициента передачи $|S_{21}|$ и коэффициента отражения $|S_{11}|$ исследуемого резонатора с размером кристалла $19 \times 16 \times 38$ мм, расположенным на плоскости противоположной плоскости XZ.

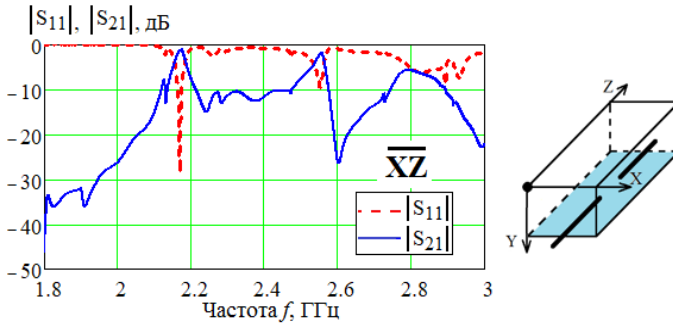


Рис. 2. Экспериментальные результаты частотной зависимости $|S_{11}|$ и $|S_{21}|$ резонатора.

Fig. 2. Experimental results of the frequency dependence of $|S_{11}|$ and $|S_{21}|$ resonators

3. Моделирование частотных характеристик и напряженности электрического поля

Моделирование резонаторов проведено с помощью программы численного моделирования *COMSOL Multiphysics*. Рассчитывались частотные зависимости S -параметров и напряженности электрического поля E на первой и второй резонансной частотах. Поскольку точные значения диэлектрических проницаемостей кристалла ϵ_{11} , ϵ_{33} не были известны, проведены расчеты частотной зависимости $|S_{11}|$ и $|S_{21}|$ при разных значениях относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_r = \epsilon_{11} = \epsilon_{33}$ объемного кристалла без учета анизотропии. Первое приближение ϵ_r было взято как среднее диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{11} = 42$, $\epsilon_{33} = 26$, приведенных в работах [5, 6] для частоты 2 ГГц. Наилучшее совпадение результатов моделирования и эксперимента было получено при $\epsilon_r = 27$.

На рис. 3 приведено сравнение результатов эксперимента и моделирования коэффициента передачи $|S_{21}|$ и коэффициента отражения $|S_{11}|$ резонатора. Наблюдается отклонение первой расчетной резонансной частоты f_1 от экспериментального значения на +0,67 % и второй резонансной частоты f_2 на -8,6 %, частотные зависимости $|S_{21}|$ и $|S_{11}|$ повторяют особенности экспериментальных характеристик. Результаты моделирования электрического поля резонатора на частотах f_1 и f_2 резонатора показаны на рис. 4, а, б в сечении под электродом и в продольном сечении на частоте первого резонанса $f_1 = 2,1623$ ГГц (рис. 4, а) и на второй резонансной частоте $f_2 = 2,5832$ ГГц (рис. 4, б).

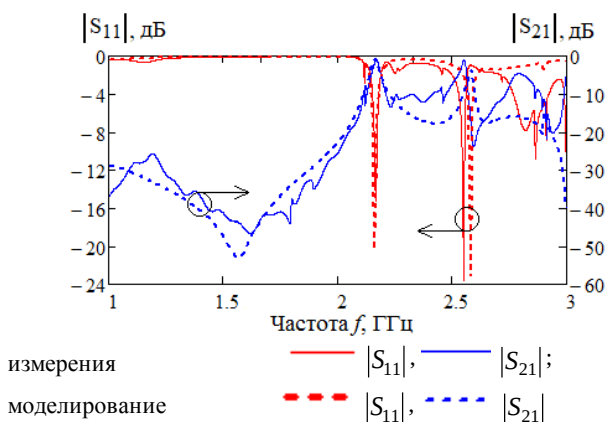


Рис. 3. Частотные зависимости измеренных и рассчитанных коэффициентов передачи $|S_{21}|$ и коэффициентов отражения $|S_{11}|$ резонатора.

Fig. 3. Frequency dependences of the measured and calculated transmission coefficients $|S_{21}|$ and reflection coefficients $|S_{11}|$ of the resonator

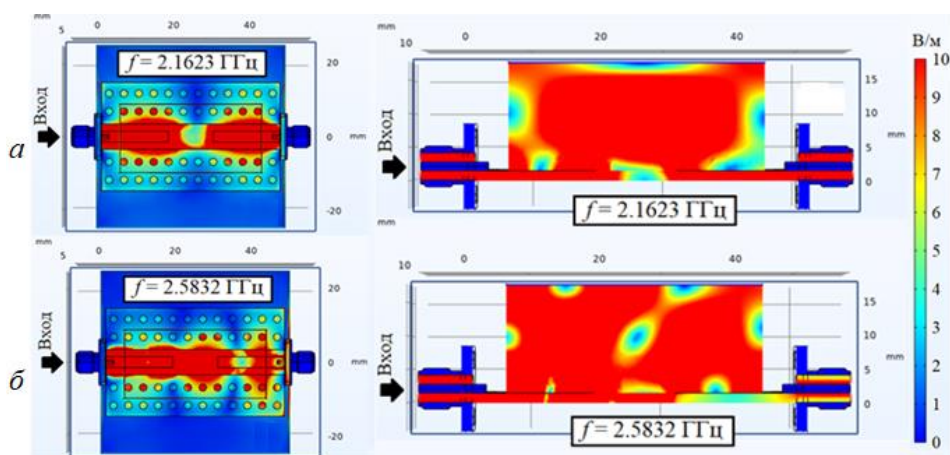


Рис. 4. Результаты расчета нормированной напряженности электрического поля резонатора на первой и второй резонансных частотах.

Fig. 4. Calculation results of the normalized electric field strength of the resonator at the first and second resonant frequencies

Показанные картины напряженности электрического поля иллюстрируют возникновение резонанса с картиной поля, отличающейся от картины поля четвертьволнового резонанса, характерной для полоскового четвертьволнового вибратора в однородной среде. Это связано с сильным влиянием объемного кристалла на отбор энергии вибратора-возбудителя

колебаний и передачу энергии в вибратор-приемник через кристалл. Выполненные расчеты позволяют установить тип колебаний по полученной картине напряженности электрического поля.

4. Экстракция параметров

Известно [5, 6], что спектр частот собственных колебаний диэлектрических резонаторов в виде прямоугольного параллелепипеда находят по формуле (1)

$$f_{mn\delta} = \sqrt{\left(\frac{m \cdot \pi}{A}\right)^2 + \left(\frac{n \cdot \pi}{B}\right)^2 + \left(\frac{\delta \cdot \pi}{L}\right)^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}}, \quad (1)$$

где m, n, δ — целые числа, соответствующие типу колебаний $TE_{mn\delta}$; A, B, L — размеры диэлектрика; c — скорость света; ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость материала резонатора. Размеры кристалла: $A=0,019, B=0,016, L=0,038$ м. Проблема расчета $f_{mn\delta}$ заключается в том, что в нашем случае относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_r неизвестна. Знание экспериментальных резонансных частот $f_{1\text{exp}}$ и $f_{2\text{exp}}$ в рассматриваемом случае также недостаточно чтобы определить ϵ_r . Проведенное моделирование в *COMSOL* позволило путем подбора определить приближенно по значениям $f_{1\text{exp}}$ и $f_{2\text{exp}}$ величину $\epsilon_r \approx 27$. При этом расчет полей показал, что для $f_{1\text{exp}}$ наблюдается картина поля, близкая к TE_{102} , и TE_{112} на второй резонансной $f_{2\text{exp}}$ частоте. Это предположение и знание примерного значения ϵ_r позволило построить итерационную процедуру расчета значений резонансных частот f_{sim1} и f_{sim2} и эффективной диэлектрической проницаемости резонатора $\epsilon_{ef,sim}$ при моделировании (индекс *sim*). Такая постановка задачи нахождения $\epsilon_{ef,sim}$ вызвана тем, что объемный кристалл не находится в состоянии «чистых» свободных колебаний, т. к. снизу граничные условия определяются полосковыми линиями передачи и диэлектриком подложки, а сверху — металлической пластиной с плавающим потенциалом.

Введем матрицу, отражающую тип колебаний на двух частотах резонанса (см. рис. 4)

$$nm\delta = \begin{bmatrix} n_1 & m_1 & \delta_1 \\ n_2 & m_2 & \delta_2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $n_1, \dots, \delta_2$ имеют целочисленные значения, вообще говоря, не известные, их необходимо найти. Матрица экспериментально измеренных частот резонанса известна $F_{\text{exp}} = \begin{bmatrix} f_{1\text{exp}} \\ f_{2\text{exp}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,1623 \cdot 10^9 \\ 2,5832 \cdot 10^9 \end{bmatrix}$.

Зададим цикл по $i=1,2$, привязанный к первой и второй строке матрицы $nm\delta$ по i , а индекс $j=1,2,3$ — соответственно к n_1, m_1, δ_1 или n_2, m_2, δ_2 . Варьируя сочетание n, m, δ , получим тот или иной тип колебаний. Как уже отмечалось, n, m, δ могут быть определены из анализа картины электромагнитного поля в резонаторе, рассчитанной на $f_{\text{sim}1}$ и $f_{\text{sim}2}$ в системе *Comsol* или путем случайного перебора.

Снабдим индексом i коэффициенты

$$\beta x_{i,1} = \frac{nm\delta_{i,1} \cdot \pi}{A}, \quad \beta y_{i,2} = \frac{nm\delta_{i,2} \cdot \pi}{B}, \quad \beta z_{i,3} = \frac{nm\delta_{i,3} \cdot \pi}{L}.$$

Тогда частоты собственных колебаний f_{sim} с номерами $i=1,2$ будут определяться в соответствии с (3)

$$f_{\text{sim},i} = \sqrt{\beta x_{i,1}^2 + \beta y_{i,2}^2 + \beta z_{i,3}^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{r,i}}}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{r,i}$ — изначально задаваемая относительная диэлектрическая проницаемость для i -го типа колебаний. Зная $f_{\text{exp},i}$ можно найти эффективную диэлектрическую проницаемость резонатора по формуле (4)

$$\varepsilon_{\text{ef},i} = \frac{c^2 \cdot (\beta x_{i,1}^2 + \beta y_{i,2}^2 + \beta z_{i,3}^2)}{4 \cdot \pi^2 \cdot f_{\text{exp},i}^2}. \quad (4)$$

Поскольку приближение $\varepsilon_{\text{ef},i}$ найдено, определим приближенно собственные (резонансные) частоты (5)

$$f_{\text{sim},i} = \sqrt{\beta x_{i,1}^2 + \beta y_{i,2}^2 + \beta z_{i,3}^2} \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{ef},i}}}. \quad (5)$$

Выражение (5) позволяет избежать трудностей вычисления квадратного корня из матрицы $\varepsilon_{\text{ef},i}$, возникающих в случае, если бы диэлектрическая проницаемость задавалась матрицей.

Условия истинности вычисления $\varepsilon_{ef,i}$ состоят в одновременном совпадении экспериментально определенных частот и рассчитанных частот при значениях эффективной диэлектрической проницаемости, максимально близких к данным, полученным в результате электродинамического моделирования

$$|f_{exp,i} - f_{sim,i}| \leq \Delta 1, \quad (6)$$

$$|\varepsilon_{r,i} - \varepsilon_{ef,i}| \leq \Delta 2, \quad (7)$$

где $\Delta 1$ и $\Delta 2$ — погрешности вычисления частот $f_{sim,i}$ и $\varepsilon_{ef,i}$.

Шаг 1. Из анализа картины электрических полей (рис. 4) сделан вывод, что

$$nm\delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 2 \\ 1 & 1 & 2 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Вначале вычислений было взято $\varepsilon_{r,i} = \begin{bmatrix} 27 \\ 27 \end{bmatrix}$. При таких значениях индексов типов волн и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{r,i}$ получены резонансные частота $f_{sim,i} = \begin{bmatrix} 2,1487 \cdot 10^9 \\ 2,8057 \cdot 10^9 \end{bmatrix}$. Разница между резонансными частотами, полученными в результате эксперимента и расчета, составила

$\Delta 1 = |f_{exp,i} - f_{sim,i}| = \begin{bmatrix} 1,4525 \cdot 10^7 \\ 2,2251 \cdot 10^8 \end{bmatrix}$. Далее выполнен расчет $\varepsilon_{ef,i}$ по формуле (4) с использованием экспериментально полученных значений резонансных частот $f_{exp,i}$. Получены значения эффективной диэлектрической проницаемости на первом шаге вычислений $\varepsilon_{1,ef,i} = \begin{bmatrix} 26,6386 \\ 31,8518 \end{bmatrix}$ и погрешность вычислений $\Delta 2 = \begin{bmatrix} 0,3614 \\ 4,8518 \end{bmatrix}$.

Шаг 2. Как видно, эффективная диэлектрическая проницаемость для второго типа колебаний значительно отличается от $\varepsilon_{r,i}$, первоначально взятой при моделировании. Поэтому на втором шаге в качестве диэлектрических проницаемостей в формуле (5) взяты $\varepsilon_{1,ef,i}$, полученные на первом шаге. Подставив значение $\varepsilon_{1,ef,i}$ в выражение (5), получим

значения резонансных частот $f_{sim,i} = \begin{bmatrix} 2,1632 \cdot 10^9 \\ 2,5832 \cdot 10^9 \end{bmatrix}$ и погрешность

$$\Delta 1 = |f_{exp,i} - f_{sim,i}| = \begin{bmatrix} 1,4114 \cdot 10^3 \\ 1,3369 \cdot 10^3 \end{bmatrix}. \text{ Заменяв } f_{exp,i} \text{ на } f_{sim,i} \text{ в выражении (4),}$$

получаем эффективную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{2,ef,i} = \begin{bmatrix} 26,6386 \\ 31,8518 \end{bmatrix}$ и погрешность $\Delta 2 = |\varepsilon_{1,ef,i} - \varepsilon_{2,ef,i}| = \begin{bmatrix} 3,4762 \cdot 10^{-5} \\ 3,2968 \cdot 10^{-5} \end{bmatrix}$.

Таким образом, одновременно минимизированы ошибки вычисления резонансных частот и эффективной проницаемости, а также определены типы колебаний на основе проведенного электродинамического моделирования. Абсолютные погрешности определения искомых параметров не более $\Delta 1, \Delta 2 \leq 10^{-4}$.

Итак, примененная итерационная процедура, основывающаяся на электродинамическом моделировании полоскового резонатора и пошаговом приближении экспериментальных и рассчитываемых резонансных частот при изменении относительной диэлектрической проницаемости кристалла и типа колебаний по критерию минимальной погрешности определения резонансных частот, позволила провести экстракцию эффективной диэлектрической проницаемости резонатора.

5. Заключение

Таким образом, в работе решена задача разрежения спектра резонансных частот путем изменения конструкции полоскового модуля. Проведено экспериментальное исследование и моделирование резонатора, содержащего два соосных отрезка полосковых линий на диэлектрической подложке, разделенных зазором и являющихся электрическими вибраторами, а также проведено сравнение экспериментально определяемых резонансных частот и результатов расчета на модели в системе *COMSOL Multiphysics*. Получаемое расхождение минимизируется с помощью итерационной процедуры, что позволило провести оценку эффективной диэлектрической проницаемости полосковых резонаторов с объемными кристаллами с выполнением одновременно условий минимального расхождения погрешности определения резонансных частот и эффективной диэлектрической проницаемости. Примененный способ можно использовать для определения эффективной диэлектрической проницаемости коаксиальных переходов с диэлектрическими опорными шайбами [7] и других устройств.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № FEWM-2023-0014 от 16.01.23.

Список литературы

1. Беляев Б. А., Дрокин Н. А., Шабанов В. Ф. Резонансные датчики для измерения диэлектрических спектров жидких кристаллов в широком диапазоне частот // Приборы и техника эксперимента. 2006. № 5. С. 111—118.
2. Миненко Д. Е., Федоров Е. А., Шеерман Ф. И., Коколов А. А. Метод измерения диэлектрических свойств листовых диэлектриков в СВЧ-диапазоне на основе полосковых резонаторов // Техника радиосвязи. 2023. № 2 (57). С. 63—75.
3. Миненко Д. Е., Шеерман Ф. И. Проектирование полосковых резонаторов для измерения ϵ_r и $\tan \delta$ листовых диэлектрических материалов в СВЧ-диапазоне // Доклады ТУСУР. 2023. Т. 26, № 1. С. 41—47.
4. Частотные характеристики полосковых модулей формирования квазихаотических сигналов на основе объемных нелинейно-оптических кристаллов / А. А. Арутюнян, Н. Д. Малютин, Г. А. Малютин и др. // Ural Radio Engineering Journal. 2023. Т. 7, № 3. С. 227—249.
5. Геворкян В., Кочемасов В. Объемные диэлектрические резонаторы — основные типы, характеристики, производители. Часть 1 // Электроника : наука, технология, бизнес. 2016. №. 4. С. 62—77.
6. Головина И. С., Гейфман И. Н., Родионов В. Е. Диэлектрические резонаторы для ЭПР спектроскопии. Киев : НАН Украины, 2015. 157 с.
7. Khoroshilov E. V., Malyutin N. D. S-Parameters of Coaxial Adapters with Dielectric Beads Made of “Rimamid” // Russ. Phys J. 2024. Vol. 66. P. 1328—1333.

Информация об авторах

Арутюнян Артуш Арсенович, аспирант, м. н. с. НИИ систем электросвязи (НИИ СЭС) Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Российская Федерация. ORCID: 0000-0001-5982-2461.

Малютин Николай Дмитриевич, д. т. н., профессор, главный научный сотрудник НИИ систем электросвязи (НИИ СЭС) Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Российская Федерация. ORCID: 0000-0003-0317-9096.

Extraction of Effective Dielectric Permittivity of Microwave Strip Resonators with Bulk Crystals

A. A. Arutyunyan and N. D. Malyutin

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics
40, Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russian Federation
arutyunyan18@mail.ru

Received: May 14, 2024

Peer-reviewed: May 21, 2024

Accepted: May 21, 2024

Abstract: A method for estimating the effective dielectric constant of a strip line resonator is proposed. The resonator consists of an exciter vibrator and a receiver vibrator, separated by a gap 4 times the width of the current-carrying strip on the dielectric substrate. A bulk crystal of lithium niobate is placed on the surface of the strip. An example of the implementation of a method for extracting effective dielectric constant is given. It is based on the use of obtained measurements of resonant frequencies and calculations using an iterative procedure.

Keywords: effective dielectric constant, strip line resonator, parameter estimation, lithium niobate, extraction, rarefaction of the resonance modes.

For citation (IEEE): A. A. Arutyunyan and N. D. Malyutin, "Extraction of Effective Dielectric Permittivity of Microwave Strip Resonators with Bulk Crystals," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 242–253, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.16. (In Russ.).

References

- [1] B. A. Belyaev, N. A. Drokin and V. F. Shabanov, "Resonance sensors for measuring dielectric spectra of liquid crystals in a wide frequency range," *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 49, no. 5, pp. 696–702, 2006, doi: 10.1134/S0020441206050162.
- [2] D. E. Minenko, E. A. Fedorov, F. I. Sheyerman and A. A. Kokolov, "Method of measuring the dielectric properties of sheet dielectrics in the microwave range based on stripline resonators," *Radio Communications Technology*, vol. 2, no. 57, pp. 63–75, 2023. (In Russ.).
- [3] D. E. Minenko and F. I. Sheyerman, "Design of stripline resonators for measuring the ϵ_r and $\tan\delta$ of sheet dielectric materials in the microwave range," *Proceedings of TUSUR University*, vol. 26, no. 1, pp. 41–47, 2023, doi: 10.21293/1818-0442-2023-26-1-41-47. (In Russ.).
- [4] A. A. Arutyunyan, N. D. Malyutin, G. A. Malyutin, et al., "Frequency characteristics of strip modules of the quasi-chaotic signals formation based on bulk nonlinear optical crystals," *Ural Radio Engineering Journal*, vol. 7, no. 3, pp. 227–249, 2023, doi: 10.15826/urej.2023.7.3.001. (In Russ.).
- [5] V. Gevorkyan and V. Kochemasov, "Cavity dielectric resonators – basic types, characteristics, manufacturers. Part 1," *Electronics : Science, Technology, Business*, no. 4, pp. 62–76, 2016. (In Russ.).

- [6] I. S. Golovina, I. N. Geifman and Eu. V. Rodionov, *Dielectric Resonators for EPR Spectroscopy*, Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, 2015. (In Russ.).
- [7] E. V. Khoroshilov and N. D. Malyutin, “S-Parameters of Coaxial Adapters with Dielectric Beads Made of ‘Rimamid’,” *Russian Physics Journal*, vol. 66, pp. 1328–1333, 2024, doi: 10.1007/s11182-023-03079-9.

Information about the authors

Artush A. Arutyunyan, post-graduate student, junior researcher, Research Institute of Telecommunication Systems (SRI SES), Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russian Federation. ORCID: 0000-0001-5982-2461.

Nickolay D. Malyutin, Doctor of Technical Sciences, Professor, Chief Researcher of the Research Institute of Telecommunication Systems (SRI SES), Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russian Federation. ORCID: 0000-0003-0317-9096.

Switching Method for Calibration Monopulse Phased Array

A. V. Suchkov and D. M. Ivanov

NPO Almaz n. a. A. A. Raspletin

Dmitrovskoe shosse, 110, Moscow, 127411, Russian Federation

avsu@bk.ru

Received: May 16, 2024

Peer-reviewed: May 23, 2024

Accepted: May 23, 2024

Abstract: *The article discusses the issues of calibrating channels of multi-element passive phased array antenna in the near zone by the method of 180-degree phase manipulation of elements. This method enables the isolation of a single channel's signal amidst the overall aperture signal, even in cases where turning off phased array channels isn't feasible. During calibration, the objective is to determine complex channel transmission coefficients accurately in order to further consideration of initial phase distribution in phased array development, configuration and operation. A comparison of near-field calibration results is made between two methods: 180-degree phase manipulation of the elements and direct measurement of the transmission coefficient of each channel.*

Keywords: *radiation pattern, phase shifter, antenna measurements, channel calibration, phased array calibration.*

For citation (IEEE): A. V. Suchkov and D. M. Ivanov, “Switching Method for Calibration Monopulse Phased Array, *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 254–267, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2023.07.2.17.

1. Introduction

Phased array antennas (PAA), due to the possibilities of inertia-free space survey and operational control of the amplitude-phase distribution to optimize the radiation pattern characteristics [1], are currently widely used as part of various radio equipment, including modern civil and dual-use radars [2]. To form the desired radiation pattern (RP) of a multi-element PAA, knowledge of the amplitudes and phases of the transmission coefficients of all its channels is required. The process of determining and incorporating PAA channels transmission coefficients for configuring initial phase states of phase shifters during PAA setup and operation is termed calibration [3]. The accuracy of the PAA calibration depends primarily on the chosen method for determining the trans-

mission coefficients, as well as on the bit depth of the phase shifters, the number of faulty channels, the instantaneous bandwidth of the radio frequency signal, the implementation option of the beam steering feed network, which can be, for example, serial, parallel, multipath, digital, etc. [2].

Solutions to PAA calibration are typically categorized based on the presence of phase measurements. Phase-free methods, including the method of measuring two elements (MTE) and the method of rotating the electric field vector of an element (REV), are prevalent. The MTE method is used if it is possible to turn off the PAA channels. These methods are discussed in detail in [3, 4]. Various adaptive algorithms such as the least squares method (LMS), the recursive least squares method (RLS), and the quasi-Newton algorithm are employed for calibrating active phased array antennas [3]. In [5], the Exhausting Blind Beamforming (EBB) and Partially Blind Beamforming (PBB) algorithms are discussed, which are based on the idea of iterating through the states of the phase shifters and fixing those states of the phase shifters at which the maximum signal was achieved in a given direction. While EBB and PBB algorithms are relatively simple and require only amplitude measurements for calibration, they prove inefficient for multi-element PAA, since against the background of a total aperture signal, the amplitude change will be imperceptible. Additionally, calibrating PAA by methods discussed in [3–5] necessitates either time-intensive enhancements to measuring equipment and software used are necessary or a significant increase in measurement duration.

This paper delves into the calibration nuances of multi-element passive S-band PAA channels on a near-field stand employing ± 180 -degree phase manipulation of the elements [6], which makes it possible to isolate the signal of one channel against the background of the total aperture signal by registering the amplitude-phase distribution of the radiation field in the near zone with subsequent mathematical processing of measurement data.

2. Description of S-band PAA

The PAA is made in the form of four subarrays (2×2), each featuring printed circuit boards with emitters, microwave power distributors, four-bit phase shifters connected to the emitters and outputs of the microwave power distributors (MPD), a phase shifter control module (PSCM) powered by a common power module. The subarrays (I–IV) of the PAA are made using the technology of manufacturing multilayer printed circuit boards. The power supply of the subarrays is carried out through a sum-difference device (SDD) using phase-stable radio frequency cables. The control and monitoring of the performance of the PAA elements are conducted using the control unit. An air cooling system is

integrated into the PAA to ensure heat dissipation. The general view and block diagram of the S-band PAA are shown, respectively, in Fig. 1 and Fig. 2.

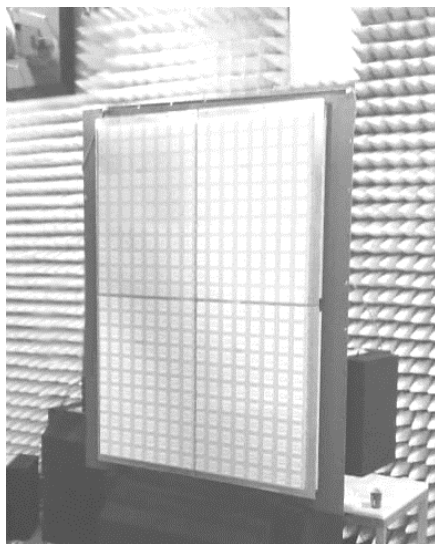


Fig. 1. General view of S-band PAA

The antenna aperture of the PAA is formed from 352 linear polarization emitters (16 columns in the E-plane and 22 rows in the H-plane, 88 elements on the emitter panel in each of the four subarrays I–IV), placed in nodes of a rectangular grid with a step approximately half the wavelength horizontally and vertically. The PAA contains a sum receiving and transmitting channel (Σ) and two receiving difference channels: azimuthal (Δ_1) and elevation (Δ_2). Four emitters positioned in the corners of the antenna aperture function as antennas for compensation channels (Ω_1 – Ω_4).

The microwave power distributors of the PAA form a decaying amplitude distribution that ensures a side lobe level (SLL) of less than minus 20 dB within the operating frequency band with a beam width of $7.5 \times 5.5^\circ$ and a gain factor of about 25 dB.

3. Algorithm for measuring transmission coefficients of PAA channels

The transmission coefficients of the PAA channels are measured by 180-degree phase manipulation of the element, enabling the isolation of one channel's signal against background of the total aperture signal, including in the near zone and scenarios where it is impossible to turn off the PAA channels. During measurements, a continuous signal is applied at the PAA input, stimulating the

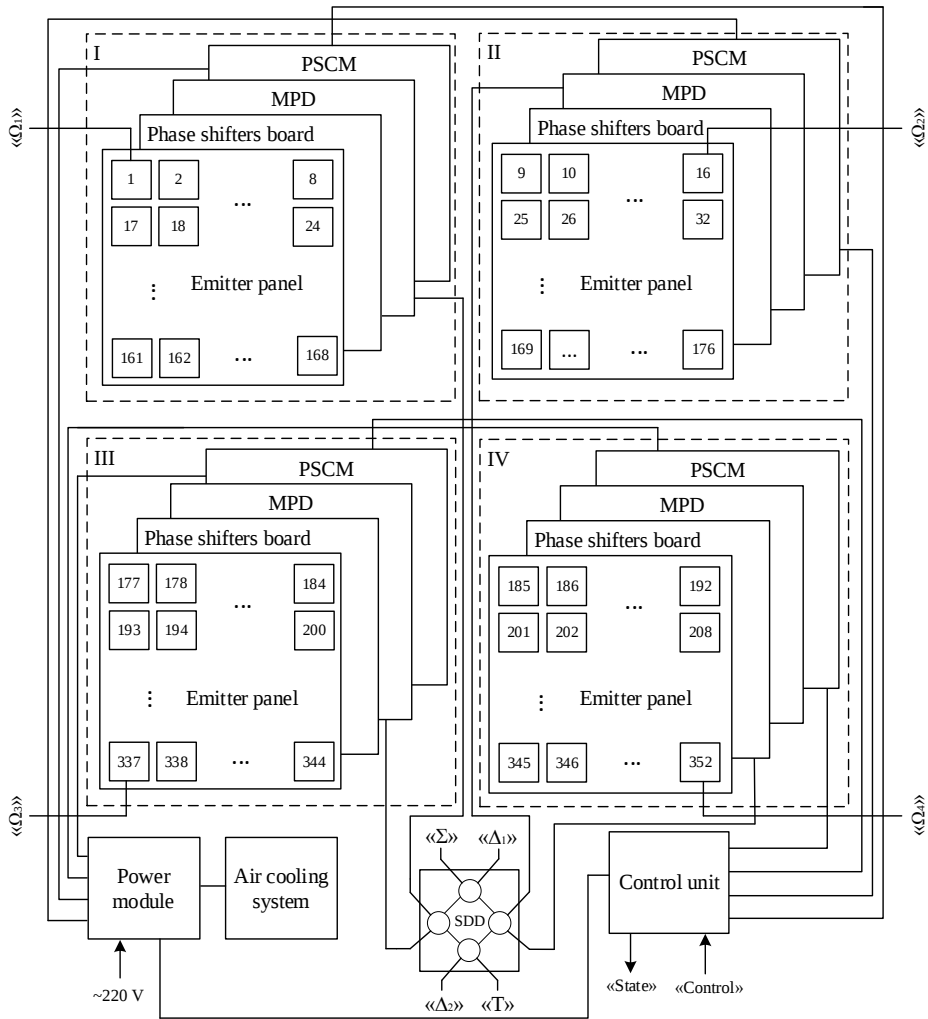


Fig. 2. Block diagram of the S-band PAA

emitters of the antenna aperture. The phase shifter state in the channel under test is toggled 180° relative to its initial state, while states of the remaining remain unchanged. In each phase shifter state, a signal is emitted and received from the emitter of the tested PAA channel, followed by measurements and recording of the amplitude and phase of the total signal. Subsequent mathematical processing involves calculating the difference between the two measured signals. The resultant signal after subtraction equals twice the complex transmission coefficient of the tested PAA channel.

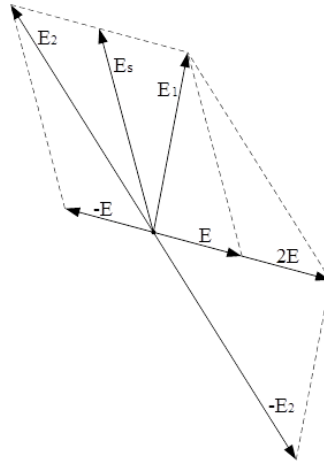


Fig. 3. PAA signals determined during calibration

Fig. 3 illustrates the PAA signals detected during calibration. For each antenna aperture element, two total signals $\mathbf{E}_1$ and $\mathbf{E}_2$ are measured, each representing a superposition [7] of signals from the tested and other channels:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_s + \mathbf{E} \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_s - \mathbf{E}, \quad (2)$$

where $\mathbf{E}$ represents the signal of the tested subarray channel with the phase shifter's initial state, e.g., 0° , $-\mathbf{E}$ is the signal of the test channel of the subarray with the phase shifter state differing by 180° from the initial, and $\mathbf{E}_s$ is the total signal from all other channels of the subarray.

Consequently, the doubled signal of tested channel $2\mathbf{E}$ can be represented as the difference between the measured total signals $\mathbf{E}_1$ and $\mathbf{E}_2$. Accordingly, the desired signal is:

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) / 2, \quad (3)$$

The calibration result is the phase of the transmission coefficient of the tested PAA channel, determined by the formula (4):

$$\varphi = \arg[(\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) / 2] \quad (4)$$

The found phase values of the transmission coefficients φ are rounded, considering the phase shifter's bit depth, and then subtracted from the phase distribution formed to achieve the desired PAA beam position in space.

Fig. 4 shows a block diagram explaining the algorithm for measuring channel transmission coefficients and PAA calibration.

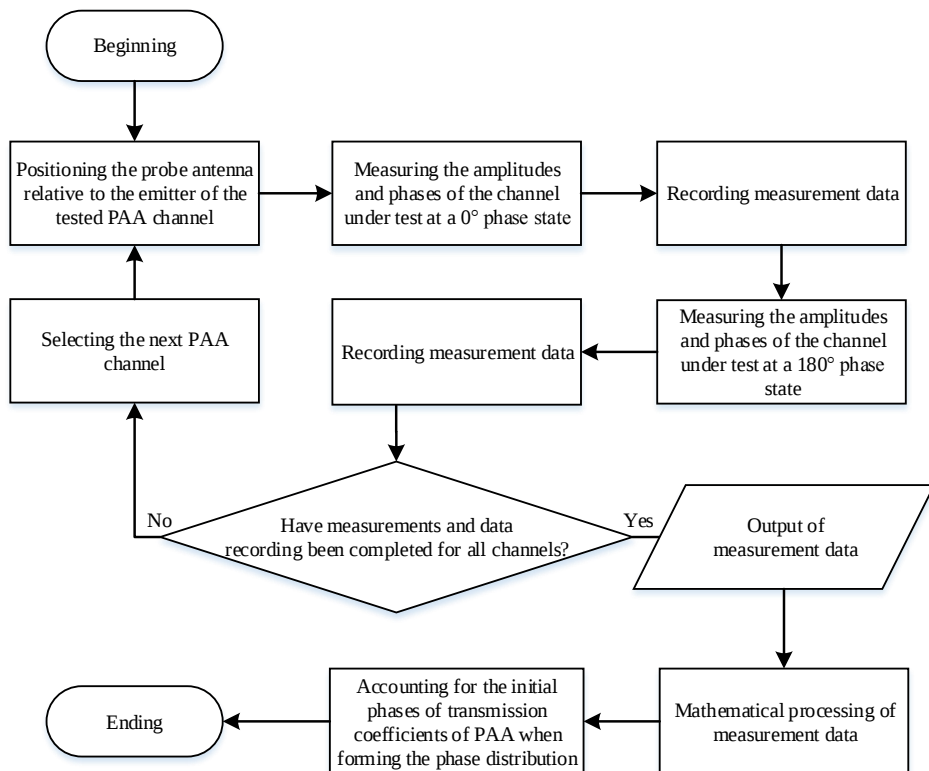


Fig. 4. Block diagram of PAA calibration

4. Measurement scheme

Fig. 5 shows a measurement scheme for the amplitude-phase distribution of the radiation field in the near zone of the PAA using a typical automated measuring and computing complex for measuring the radio technical characteristics of antennas. In Fig. 5 the following notation is used: 1 – calibrated PAA, including four-bit phase shifters, phase shifter control modules, power module, printed emitters, microwave power distributors, sum-difference device, 2 – measuring antenna probe, 3 – mechanical planar scanner with a device for mounting the antenna probe (2), 4 – a pivoting device, 5 – a vector circuit analyzer, 6 – a scanner control device, 7 – a personal computer (PC), 8 – an pivoting controller, 9 – a remote control. Positions (8) and (9) are used for spatial positioning of the calibrated PAA (1) and manual control of the scanner (3) during the measurement preparation stage. The amplitude-phase distribution is measured at a distance $Z > \lambda/4$ (where λ is the wavelength) between the measuring

ured between the total input PAA and the output of the antenna probe. The antenna probe is sequentially positioned in front of each emitter. In each of the positions, the S-parameters are measured and recorded first in the initial phase state of the channel under test, for example, 0° , and then in a state changed by 180° relative to the initial one. The measurement data is recorded by the vector circuit analyzer in the form of a file in the *s2p format. After measuring and registering the S-parameters of the channel under test, its phase returns to its initial state.

4. Processing of measurement data. This stage involved extracting complex coefficients S_{21} corresponding to the signals E_1 and E_2 from the saved files. Subsequently, the phase matrix of the transmission coefficients of the PAA channels is calculated in accordance with formula (4).

5. Accounting for the initial phases. The elements of the calculated phase matrix of the transmission coefficients are rounded, considering the bit depth of the phase shifters, and stored in the PAA control unit. When setting the required position of the PAA beam in space, the control unit performs the operation of subtracting the stored values from the generated phase distribution. Calibration verification was conducted through a control measurement of the RP.

5. Experimental results

Data collection and processing, registration of measurement results, their visualization and cataloging in the process of calibration and radiation patterns measurements of PAA were carried out at the central (2975 MHz) and boundary (2925 MHz, 3025 MHz) operating frequencies using standard measuring instruments and software running under the operating system of the automated measuring and computing complex (AMCC) – planar scanner. The AMCC features a frequency range 1–40 GHz and uses a planar scanner, the size of the scanner's working area ($X \times Y \times Z$) is $4 \times 1.5 \times 1$ m, the accuracy of positioning the scanner, with the working area at X, Y and Z coordinates is not worse than 0.15 mm. Antenna characteristics are measured using AMCC in the near radiation zone using the ampliphasometric method. The calibration and radiation pattern measurements of the PAA on the AMCC took approximately 3 hours and 40 minutes.

Fig. 6 illustrates the main sections of the normalized RP of PAA in the E-plane (solid lines) and H-plane (dashed lines) at the central and boundary operating frequencies, measured before and after calibration by 180-degree phase manipulation. According to the calibration results, the maximum side lobe level (SLL) ranged from minus 20 to minus 22 dB, which is in good agreement with the calculated values of the SLL. Comparable SLL was achieved after calibration of the PAA by measuring phases of the signals at phase shifter's outputs using a vector circuit analyzer with a dismantled emitter panel, as well as based

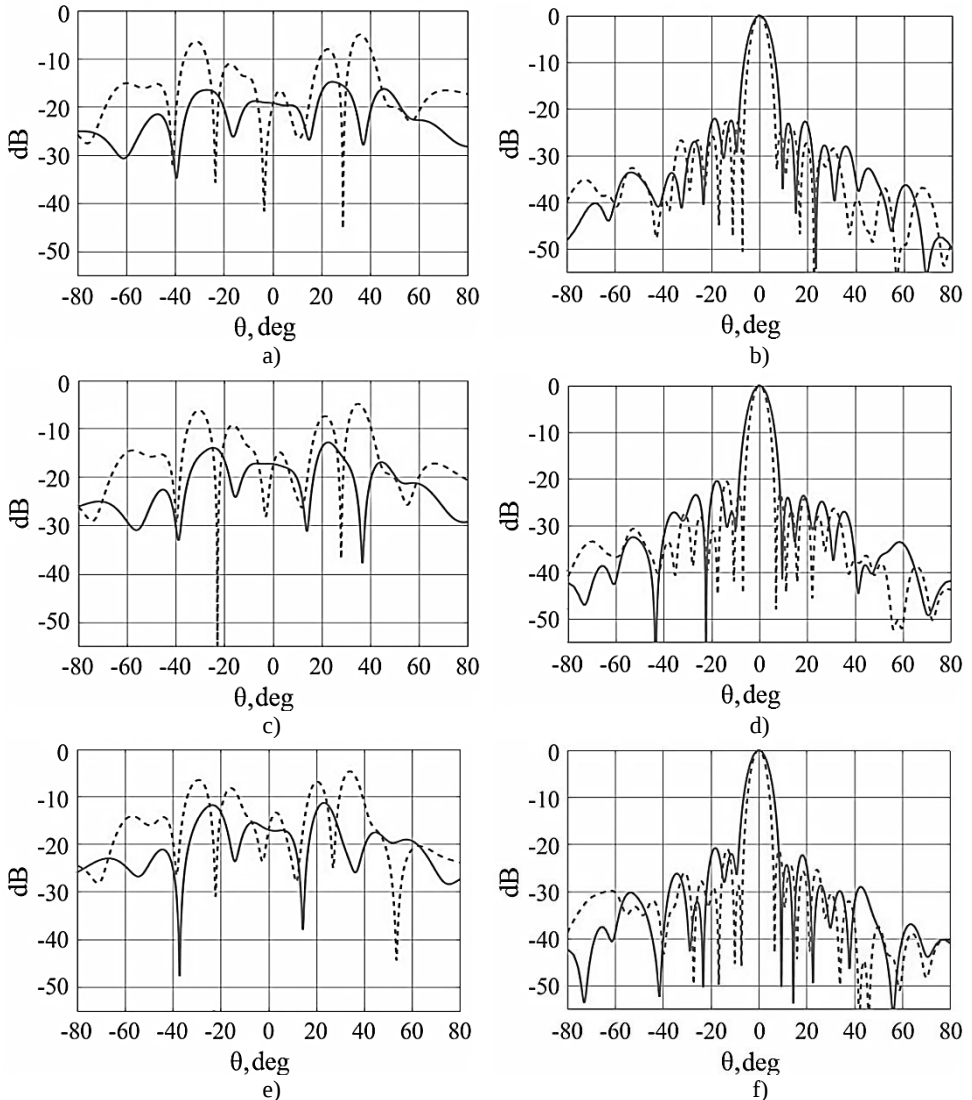


Fig. 6. Sections of normalized RP: a) 2925 MHz before calibration; b) 2925 MHz after calibration; c) 2975 MHz before calibration; d) 2975 MHz after calibration; e) 3025 MHz before calibration; f) 3025 MHz after calibration

on the results of numerical modeling of microwave power distributors and a sum-difference device by the finite element method [8] taking into account random errors of the amplitude-phase distribution and quantization of the phase distribution due to the bit depth of the phase shifters [1, 9].

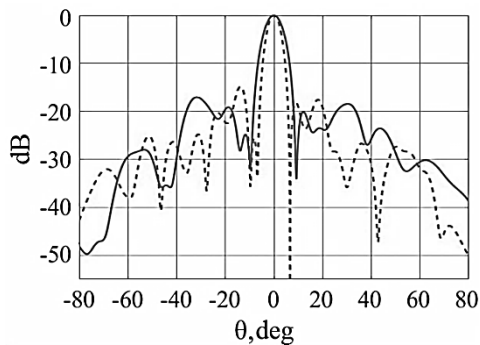


Fig. 7. Results of PAA calibration by direct measurement of transmission coefficients at the central frequency

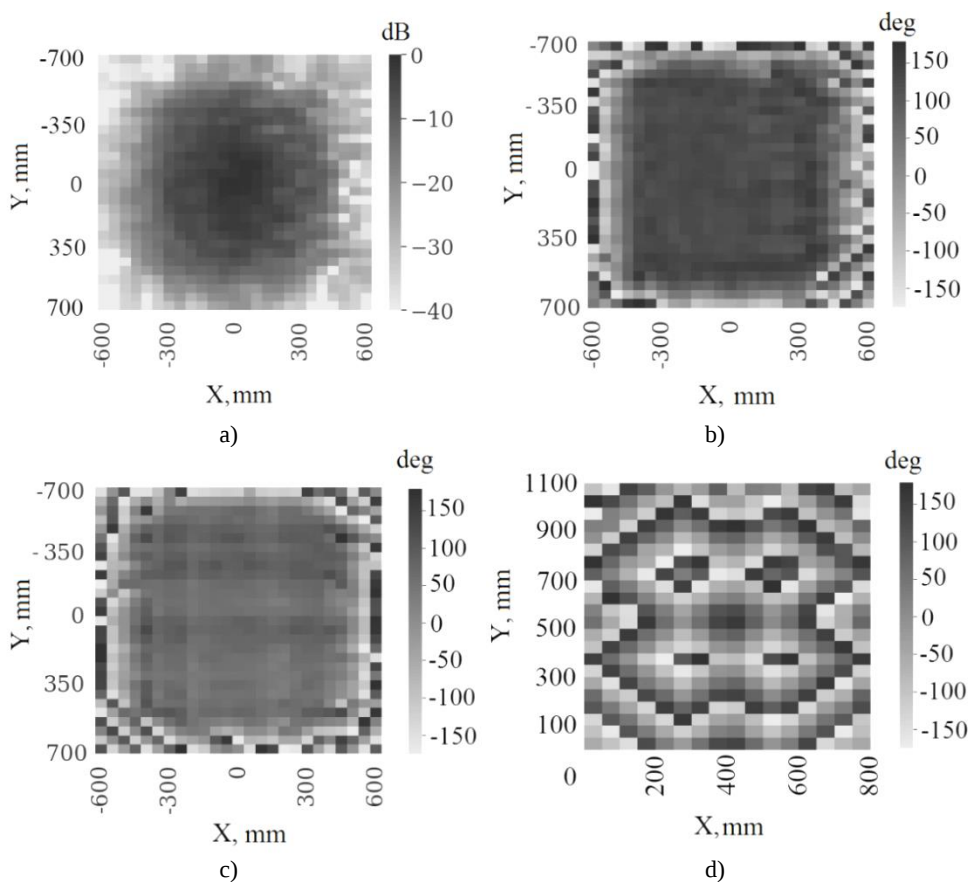


Fig. 8. Amplitude and phase distributions of PAA

For comparison, Fig. 7 shows the results obtained after calibrating the PAA at the central frequency in the near zone by directly measuring the transmission coefficient of each channel, in which the signal of the channel under test is measured against the background of the total aperture signal, and the influence of neighboring elements is not taken into account. In this case, the maximum level of the side lobes of the bottom after calibration exceeded minus 15 dB. The solid lines in Fig. 7 correspond to the main section of the PAA in the E-plane, the dashed lines in the H-plane.

Fig. 8 shows the amplitude (a) and phase (b) distributions of PAA calibrated by 180-degree phase manipulation, as well as the phase distribution based on the results of calibration by direct measurement of transmission coefficients (c) and the phase distribution of elements of uncalibrated PAA (d). The results shown in Fig. 8 are obtained when radiation pattern measurements on AMCC at the central frequency.

It's worth noting that the 180-degree phase manipulation method, in accordance with formula (3), enables diagnosing malfunctions in the PAA channels. Fig. 9 shows the amplitudes of the PAA channels obtained after mathematical processing of measurement data at the central frequency. The highlighted elements in Fig. 9 correspond to faulty channels (excluding elements of channels $\Omega 1$ – $\Omega 4$ in the corners of the antenna aperture), the numbers of columns and rows of PAA are postponed, respectively, along the horizontal and vertical axes.

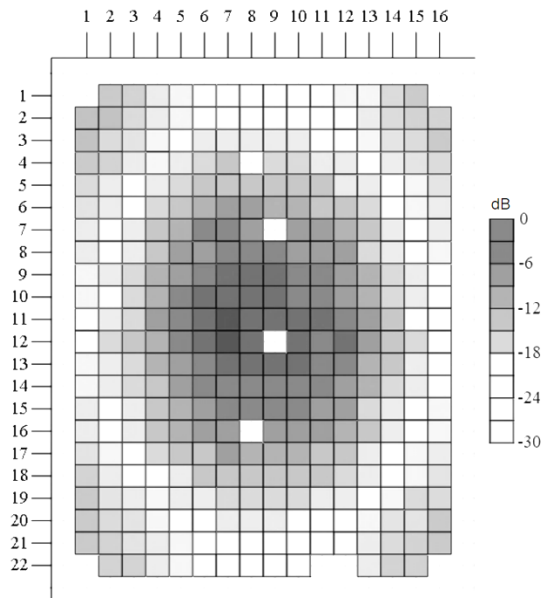


Fig. 9. Amplitudes of the PAA channels

6. Conclusion

Calibration of channels of a 352-element PAA in the near zone by 180-degree manipulation of the phase of the elements using standard measuring equipment of the planar scanner enables forming a RP with a maximum SLL in the range from minus 20 to minus 22 dB, which is in good agreement with the calculated radiation pattern characteristics. Compared, for example, with the method of direct measurement of channel transmission coefficients, the 180-degree phase manipulation method allows reducing the maximum loss of RP by 5–7 dB with acceptable accuracy at relatively low time costs.

The prospects for method's development lie further reducing calibration time and the possibility of using a standard procedure for amplitude-phase measurements in the near zone without requiring enhancements to the measuring equipment and software used. According to the authors, this is feasible by performing PAA calibration in several stages, dividing the multi-element antenna aperture into subarrays with fewer elements, in particular which also need to be manipulated by the phase.

References

1. R. C. Hansen, *Phased array antennas*, 2nd ed. Hoboken : John Wiley & sons, 2009.
2. H. Meikle, *Modern radar systems*, 2nd ed. Boston : Artech house, 2008.
3. M. A. Lukovskiy and A. M. Matveev, "Comparative analysis of methods for calibrating channels of signals of monopulse radar antennas," *Journal of Radio Electronics*, no. 6. 2022, doi: 10.30898/1684-1719.2022.6.5.
4. E. V. Korotetskiy, A. M. Shitikov, and V. V. Denisenko, "Calibration of phased array antennas on open ranges," *Journal of «Almaz – Antey» Air and Space Defence Corporation*, 2022, no. 4, pp. 30–41, doi: 10.38013/2542-0542-2022-4-30-41.
5. M. Fakharzadeh, S. H. Jamali, S. Safavi-Naeini, et al. "A Fast Calibration Algorithm for Phased Array Antennas Based on a Modified Perturbation Method," in : IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2006, pp. 3343–3346, doi: 10.1109/APS.2006.1711329.
6. K. M. Lee, R. S. Chu, and S. C. Liu, "A Built-In Performance-Monitoring/Fault Isolation and Correction (PM/FIC) System for Active Phased-Array Antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41, no. 11, pp. 1530–1540, 1993, doi: 10.1109/8.267353.
7. V. I. Yakovlev, *Classical electrodynamics*, Novosibirsk : Novosibirsk University, 2003. (In Russ.).
8. A. Yu. Grinev, *Numerical methods for solving applied problems of electrodynamics*, Moscow : Radiotekhnika, 2012. (In Russ.).
9. D. I. Voskresenskiy, V. L. Gostyukhin, V. M. Maximov, and L. I. Ponomarev, *Microwave devices and antennas*, ed. by D. I. Voskresenskiy, Moscow : Radiotekhnika, 2016. (In Russ.).

Information about the authors

Alexander V. Suchkov, Candidate of Technical Sciences, senior research fellow, PJSC NPO Almaz (TOP LEMZ), Moscow, Russian Federation.

Daniil M. Ivanov, engineer of PJSC NPO Almaz (TOP LEMZ), Moscow, Russian Federation.

Коммутационный метод калибровки моноимпульсной ФАР в ближней зоне

Сучков А. В., Иванов Д. М.

НПО «Алмаз» им. А. А. Расплетина

Дмитровское шоссе, 110, Москва, 127411, Российская Федерация
avsu@bk.ru

Получено: 16 мая 2024 г.

Отрецензировано: 23 мая 2024 г.

Принято к публикации: 23 мая 2024 г.

Аннотация: В статье обсуждаются вопросы калибровки каналов многоэлементной пассивной фазированной антенной решетки (ФАР) в ближней зоне методом 180-градусной манипуляции фазой элементов, которая позволяет выделить сигнал одного канала на фоне суммарного сигнала апертуры, в том числе в случаях, когда отключение каналов ФАР невозможно. В процессе калибровки решается задача определения комплексных коэффициентов передачи каналов с целью дальнейшего учета начальных фаз при разработке, настройке и эксплуатации ФАР. Проведено сравнение результатов калибровки ФАР в ближней зоне двумя методами: 180-градусной манипуляции фазой элементов и непосредственного измерения коэффициента передачи каждого канала.

Ключевые слова: диаграмма направленности, фазовращатель, антенные измерения, калибровка каналов, калибровка фазированных антенных решеток.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Suchkov A. V., Ivanov D. M. Switching Method for Calibration Monopulse Phased Array // Infocommunications and Radio Technologies. 2024. Vol. 7, no. 2. P. 254–267.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Suchkov, A. V. Switching Method for Calibration Monopulse Phased Array / A. V. Suchkov, D. M. Ivanov // Infocommunications and Radio Technologies. – 2024. – Vol. 7, no. 2. – P. 254–267.

Список литературы

1. Hansen R. C. Phased array antennas. 2nd edition. Hoboken : John Wiley & sons, 2009. 547 p.
2. Meikle H. Modern radar systems. 2nd edition. Boston : Artech house, 2008. – 701 p.
3. Lukovskiy M. A., Matveev A. M. Comparative analysis of methods for calibrating channels of signals of monopulse radar antennas // Journal of Radio Electronics. 2022. No. 6. URL: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.6.5> (15.05.2024).
4. Korotetskiy E. V., Shitikov A. M., Denisenko V. V. Calibration of phased array antennas on open ranges // Journal of «Almaz – Antey» Air and Space Defence Corporation. 2022. No. 4. P. 30–41.

5. Fakharzadeh M., Jamali S. H., Safavi-Naeini S. et al. A Fast Calibration Algorithm for Phased Array Antennas Based on a Modified Perturbation Method // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2006. P. 3343–3346.
6. Lee K. M., Chu R. S., Liu S. C. A Built-In Performance-Monitoring/Fault Isolation and Correction (PM/FIC) System for Active Phased-Array Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1993. Vol. 41, no. 11. P. 1530–1540.
7. Яковлев В. И. Классическая электродинамика. Ч. 1: Электричество и магнетизм. Ч. 1. Новосибирск : РИЦ НГУ, 2003. 266, [1] с.
8. Гринев А. Ю. Численные методы решения прикладных задач электродинамики. М. : Радиотехника, 2012. 336 с.
9. Воскресенский Д. И., Гостюхин В. Л., Максимов В. М., Пономарев Л. И. Устройства СВЧ и антенны / под ред. Д. И. Воскресенского. М. : Радиотехника, 2016. 555 с.

Информация об авторах

Сучков Александр Владимирович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, ПАО «НПО «Алмаз» (ТОП «ЛЭМЗ»), Москва, Российская Федерация.

Иванов Даниил Михайлович, инженер ПАО «НПО «Алмаз» (ТОП «ЛЭМЗ»), Москва, Российская Федерация.

УДК 535.41

Анализ эффективности реконструкции фазового поля в мультиапертурных оптических системах на основе алгоритмов обработки изображений

Семёнов П. А., Земляков В. В., Вяткина С. А.

*Южный федеральный университет
ул. Зорге 5, Ростов-на-Дону, 344090, Российская Федерация
piter@bk.ru*

Получено: 10 июня 2024 г.

Отрецензировано: 13 июня 2024 г.

Принято к публикации: 14 июня 2024 г.

Аннотация: Рассмотрен метод восстановления фазового поля для мультиапертурной лазерной системы когерентного сложения пучков с активной обратной связью, в основе работы которого лежит алгоритм Гершберга — Сэкстона. Проведен анализ алгоритма и показано, что характерными особенностями его использования является наличие состояний стагнации и неоднозначность его решения. Предложена стратегия восстановления фазы, основанная на методах глобальной оптимизации. Проведено физическое моделирование по восстановлению фазовой информации для 7-апертурной системы.

Ключевые слова: мультиапертурная лазерная система, алгоритм Гершберга — Сэкстона, глобальная оптимизация.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Семёнов П. А., Земляков В. В., Вяткина С. А. Анализ эффективности реконструкции фазового поля в мультиапертурных оптических системах на основе алгоритмов обработки изображений // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 268—279.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Семёнов, П. А. Анализ эффективности реконструкции фазового поля в мультиапертурных оптических системах на основе алгоритмов обработки изображений / П. А. Семёнов, В. В. Земляков, С. А. Вяткина // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 268—279.

1. Введение

В настоящее время создание современных информационных и локационных систем связи оптического диапазона требует разработки нового

типа источников когерентного излучения с высокой средней мощностью и малой расходимостью [1]. Однако пределы увеличения мощности отдельного излучателя при минимальных потерях ограничены, а качество излучения при этом существенно снижается [2]. Одновременное выполнение указанных требований в настоящее время может быть достигнуто за счет создания мультиапертурных лазерных систем с когерентным сложением пучков [3]. В этом случае могут быть достигнуты чрезвычайно большие значения пространственно-энергетических характеристик без предъявления предельных требований к мощности отдельных излучателей каналов лазерной системы.

Когерентное сложение пучков является сложной научно-технической задачей, требующей решения проблем фазовой, частотной и поляризационной синхронизаций. В настоящей статье обсуждаются подходы к решению проблемы фазовой синхронизации. Среди них важное место занимают методы, основанные на активном управлении параметрами излучения каждого лазера в системе, в большинстве практических случаев представляющей собой систему апертурного зондирования на основе оптимизации функции резкости изображения [4]. Также в последнее время, стали пользоваться популярностью методы, основанные на нейросетевых технологиях, однако применительно к задаче анализа пространственных характеристик в мультиапертурных системах такие методы пока не дают гарантированного решения и требуют более глубокой проработки [5].

2. Анализ эффективности мультиапертурных оптических систем

На первый взгляд может показаться очевидным преимущество систем с когерентным сложением пучков, однако реализация таких систем в настоящее время, особенно для лазеров средней и высокой мощности (с выходной мощностью более 1 кВт), технически крайне затруднительна и финансово затратна. Поэтому представляет практический интерес проведение сравнительного анализа различных способов построения таких многоканальных излучателей и выявление оптимальных условий их использования.

В качестве основной геометрической модели для численного анализа апертуры выберем гексагональную структуру с круглыми субапертурами и Гауссовым распределением интенсивности в каждом канале (рис. 1).

Фаза в каждом канале для некогерентной системы выбиралась случайным образом в пределах $\pm \pi$ рад. Эффективность системы определялась по нормированной мощности излучения в плоскости цели в пятне заданной площади

$$\eta = P / P_{sng}, \quad (1)$$

где P_{sng} — соответствующая мощность для одноканальной системы, тех же размеров и той же полной мощности на выходе излучателя.

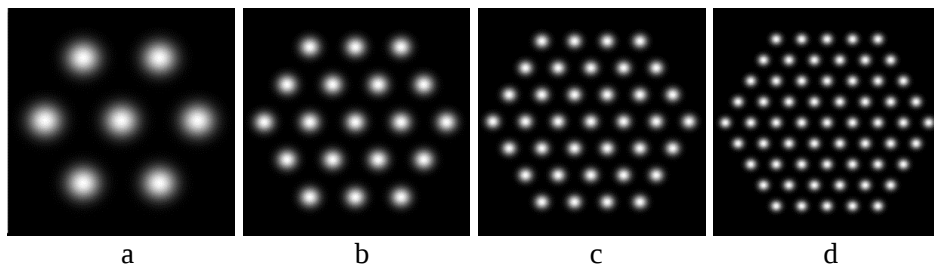


Рис. 1. Варианты гексагональной упаковки лазерных излучателей при различном числе каналов: а — $N = 7$; б — 19; с — 37; д — 61.

Fig. 1. Options for hexagonal packaging of laser emitters with different numbers of channels: а — $N = 7$; б — 19; с — 37; д — 61

На рис. 2 представлены результаты численного расчета по эффективности распространения многоканальных систем без атмосферного канала. Параметры системы: общие размеры апертуры $D = 0,6$ м, длина волны $\lambda = 1,07$ мкм, площадь заданного пятна $S = 100$ см², мощность излучения в каждом канале на выходе излучателя $p_m = 1$ кВт, число каналов $N = 7$.

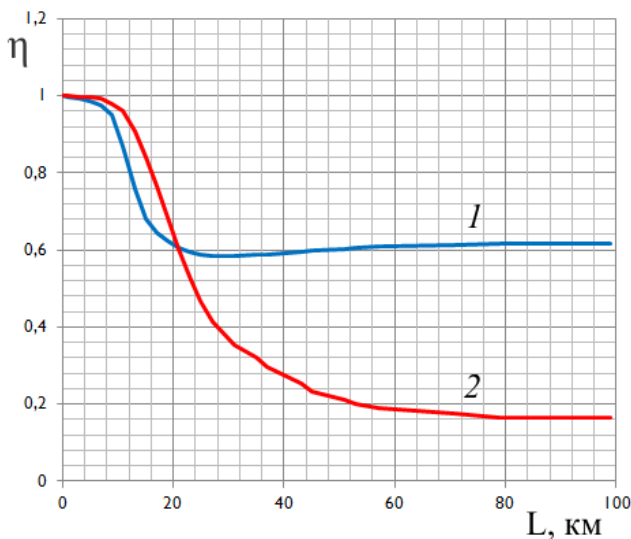


Рис. 2. Эффективность многоканальных систем, в зависимости от дальности (1 — когерентная система; 2 — некогерентная система).

Fig. 2. Efficiency of multi-channel systems, depending on range (1 — coherent system; 2 — incoherent system)

На рис. 3 представлены результаты численного расчета по эффективности распространения многоканальных систем без атмосферного канала. Параметры системы аналогичны первому случаю. Модель атмосферы выбиралась в виде одиночного случайного фазового экрана, параметр турбулентности $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$.

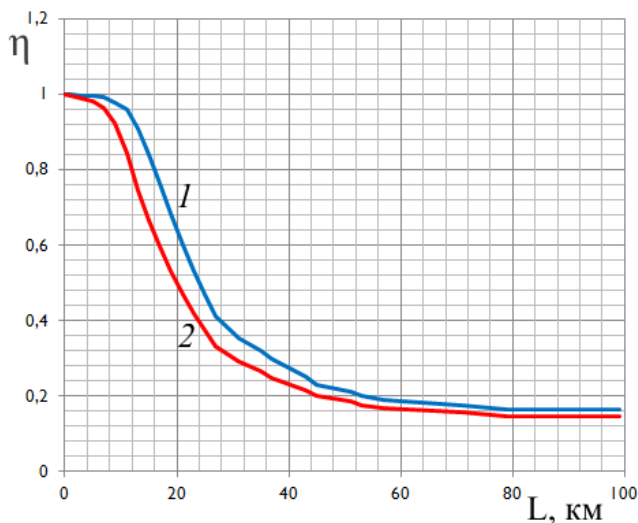


Рис. 3. Эффективность многоканальных систем, при наличии турбулентной атмосферы (1 — когерентная система; 2 — некогерентная система).

Fig. 3. Efficiency of multichannel systems in the presence of a turbulent atmosphere (1 – coherent system; 2 – incoherent system)

Как видно из рисунков, основное преимущество когерентных систем проявляется лишь на больших дальностях (свыше 20 км) без атмосферных искажений. При наличии турбулентной атмосферы эффективность системы с фазовой синхронизацией практически не отличается от аналогичной системы без когерентного сложения пучков. Однако данные результаты показывают эффективность мощности в пятне заданных размеров. Если целью лазерного комплекса является создание максимальной мощности на оси пучка, то в данном случае значительное преимущество будет именно у систем с когерентным сложением пучков.

3. Схема активного когерентного сложения пучков

В настоящей работе рассмотрен метод восстановления фазовой информации без опорного пучка для системы когерентного сложения с активной обратной связью, в основе работы которого лежит алгоритм

Гершберга — Сэкстона [6]. Данный алгоритм позволяет восстанавливать комплексные поля на апертуре линзы и в ее фокальной плоскости по распределениям их интенсивностей. Структурная схема системы активной фазовой синхронизации, использующей данный алгоритм, представлена на рис. 4.

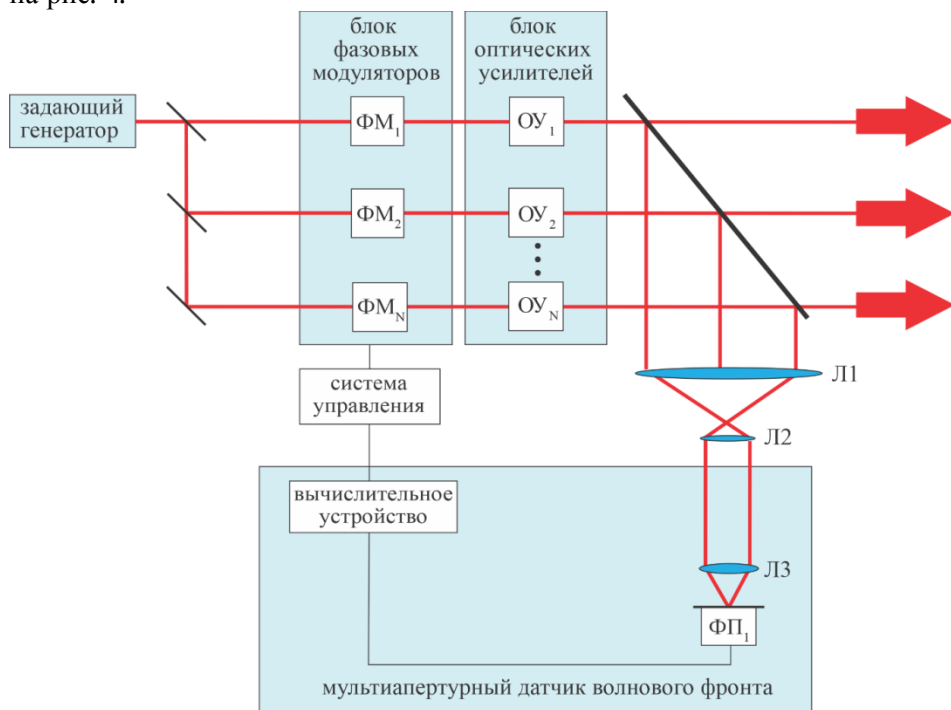


Рис. 4. Структурная схема многоканального лазерного излучателя (ЗГ — задающий генератор; ОУ — оптические усилители; ФМ — фазовые модуляторы, ФП — фотоприемник, ВУ — вычислительное устройство, СУ — система управления).

Fig. 4. Block diagram of a multichannel laser emitter (ЗГ — master oscillator; ОУ — optical amplifiers; ФМ — phase modulators, ФП — photodetector, ВУ — computing device, СУ — control system)

Оптический сигнал от единого задающего генератора разделяется на N лазерных пучков. После прохождения через блок фазовых модуляторов и одномодовых лазерных усилителей излучение разделяется на два пучка. Фаза на выходе каждого из усилителей является случайной вследствие различных оптических путей в отдельных лазерных каналах. Основной пучок попадает на выходную апертуру, а второй фокусируется на фотоприемнике, регистрирующем изображение в фокальной плоскости. В данной схеме не производится измерение интенсивности в апертурной плос-

кости, так как оно будет постоянным для конкретной архитектуры системы и может быть откалибровано и измерено непосредственно до начала работы. Измеренные распределения поступают в вычислительное устройство, где в ходе реализации итерационного алгоритма определяется фазовое распределение, на основе которого формируются управляющие сигналы на фазовые модуляторы для синхронизации лазерных каналов.

Численный анализ такой системы для 7-канальной лазерной системы был проведен в работе [7]. Показано, что при центрально-симметричном начальном модуле сходимость алгоритма не гарантирована и зависит от начальных условий. Проблему сопутствующих побочных решений можно решить введением антисимметричной амплитудной модуляции. В этом случае в систему помещается амплитудная маска, коэффициент прохождения которой представляет собой специально подобранную двумерную функцию, не обладающую центральной симметрией. Реализация этого ограничения обеспечивает гарантированную сходимость алгоритма для 7-лазерной системы. Экспериментальное подтверждение результатов численного моделирования для семиканальной системы приводится в работе [8].

Однако с увеличением числа фазированных каналов алгоритм начинает впадать в локальные экстремумы или так называемые стагнационные состояния [9]. Физически образование локальных экстремумов связано с поиском энергетического баланса между различными составляющими сигнала ошибки. Математически поведение алгоритма в области локального экстремума может быть описано уравнением стагнации, вывод которого приводится в работе [10].

4. Стратегия восстановления фазовой информации

Наличие у алгоритма Гершберга — Сэкстона состояний стагнации или локальных экстремумов является серьезным ограничением для использования его в задаче восстановления фазовой информации мультиапертурного датчика волнового фронта (МДВФ). Сам по себе достаточно простой и быстрый, этот алгоритм сходится к истинному решению только при определенных условиях. Например, если начальное приближение близко располагается к искомому, при небольшом числе фазлируемых каналов и т. д. В этих условиях гарантированную сходимость алгоритма можно обеспечить, используя методы глобальной оптимизации.

Существует достаточно много подходов к решению многоэкстремальных задач, однако какой-то единой установившейся методики их решения не существует. На выбор оптимального для конкретной задачи ме-

тогда оказывают влияние различные факторы, обусловленные спецификой задачи. Для алгоритма Гершберга — Сэкстона этой спецификой является быстрота и легкость проведения локальной оптимизации, когда отсутствует необходимость трудоемкого вычисления частных производных. Действительно, простота выполнения операций замены модуля обеспечивает ему высокую скорость выполнения итераций практически независимо от размерности задачи. В этой связи при конструировании процедуры глобальной оптимизации целесообразно ориентироваться на подход, основанный на многократном отыскании локальных экстремумов из различных начальных точек, расположенных случайным образом на всем множестве оптимизации, и последующем выборе лучшего из них. Алгоритм такого типа получил название «случайный мультистарт» [11]. Несомненным его достоинством, помимо скорости выполнения итераций, является возможность одновременного отыскания локальных экстремумов из различных начальных точек, что позволяет реализовать его на параллельных процессорах, выполняющих одинаковые операции, основная из которых — быстрое преобразование Фурье.

Однако при большом количестве каналов фазовой синхронизации увеличение количества параллельных процессоров практически не влияет на результат. Даже при числе каналов $N = 37$ процент сходимости алгоритма всего 50 %. При дальнейшем увеличении количества каналов наступает момент, когда алгоритм перестает сходиться из любой начальной точки. Поэтому при большом количестве каналов необходимо использовать некоторые методы уменьшения размерности задачи, либо математическими методами, либо аппаратно. В работе [12] был предложен блоковый принцип редукции размерности задачи и приведен расчет необходимого числа итераций для однозначного восстановления волнового фронта в системе с произвольным числом каналов.

Исходя из вышеизложенного, основные этапы стратегии фазовой реконструкции многоканального датчика волнового фронта будут следующими:

1. Реализация антисимметричной амплитудной модуляции для устранения симметричных решений.
2. Разделение системы размерностью более 19 каналов на блоки и синхронизация отдельных блоков.
3. Использование алгоритмов глобальной оптимизации, в частности алгоритма случайный мультистарт.
4. Использование дополнительной априорной информации, основанной на свойствах системы, одномодовых лазерных источников, их упаковке и восстановлении только фазовых сдвигов.

Общая структурная схема для однозначного восстановления фазовой информации в мультиапертурной системе с применением разработанных методик представлена на рис. 5. В результате при применении предложенного подхода можно теоретически гарантировать сходимость алгоритма при произвольном числе лазерных каналов.

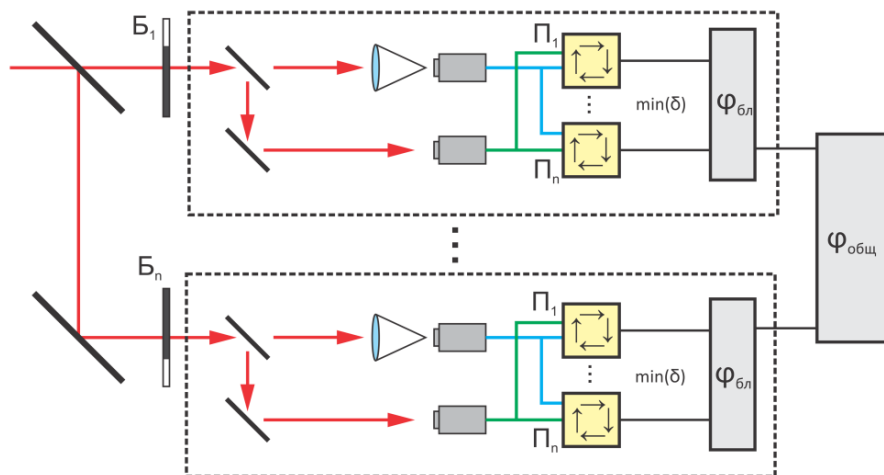


Рис. 5. Общая архитектура мультиапертурного датчика волнового фронта на основе алгоритма Гершберга — Сэкстона с применением глобального поиска.

Fig. 5. General architecture of a multi-aperture wavefront sensor based on the Gershberg-Sexton algorithm using global search

Основываясь на данных о скорости современных процессоров быстрого преобразования Фурье [13], в работе произведен расчет производительности датчика волнового фронта (ДВФ) на основе разработанных алгоритмов. Расчет показал, что производительность современных вычислительных процессоров практически не ограничивают скорость адаптивной системы комплекса, и основным ограничивающим фактором в ДВФ такого типа является частота кадров матриц фотоприемника. Таким образом, скорость работы системы контроля и управления излучением в лазерном комплексе ограничена скоростью адаптивного оптического элемента и для современных гибких адаптивных зеркал составляет порядка 10 кГц.

5. Заключение

Таким образом, в работе проведен анализ эффективности многоканальных лазерных систем. Показано, что основное преимущество систем с фазовой синхронизацией проявляется при распространении излучения на

большие дальности без атмосферных искажений. Во всех остальных случаях системы с когерентным сложением пучков и без него дают практически одинаковую эффективность.

Рассмотренный в настоящей работе подход к построению датчика волнового фронта для фазовой синхронизации одномодовых излучателей в мультиапертурной лазерной системе основан на методах обработки изображений, в частности, на алгоритме Гершберга — Сэкстона. Использование разработанной стратегии восстановления фазы в комбинации с методами глобальной оптимизации позволяет снять основное ограничение этого алгоритма, связанное с отсутствием в общем случае гарантированной сходимости. Все это делает данный подход разумной альтернативой существующим в настоящее время методам.

Список литературы

1. Sadiku M. N. O., Musa S. M., Nelatury S. R. Free space optical communications: an overview // *European scientific journal*. 2016. Vol. 12, no. 9. P. 55–68.
2. Dawson J. W. et al. Power scaling analysis of fiber lasers and amplifiers based on non-silica materials // *Laser Technology for Defense and Security VI*. SPIE, 2010. Vol. 7686. P. 221–232.
3. Liu Z. et al. Development status of high power fiber lasers and their coherent beam combination // *Science China Information Sciences*. 2019. Vol. 62. P. 1–32.
4. Vorontsov M. A., Lachinova S. L. Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. I. Basic considerations for analysis // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2008. Vol. 25, no. 8. P. 1949–1959.
5. Mills B. et al. Single step phase optimisation for coherent beam combination using deep learning // *Scientific Reports*. 2022. Vol. 12, no. 1. Art. 5188.
6. Gerchberg R. W., Saxton W. O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures // *Optik (Stuttgart)*. 1972. Vol. 35, no. 2. P. 237–246.
7. Польских С. Д., Семёнов П. А. Адаптивная оптическая система на основе алгоритма Гершберга — Сэкстона для фазовой синхронизации одномодовых лазерных излучателей // *Оптика атмосферы и океана*. 2014. Т. 27, № 2. С. 100—104.
8. Семёнов П. А. Разработка макета семиканальной лазерной системы для физического моделирования мультиапертурного датчика волнового фронта // *Инженерный вестник Дона*. 2023. № 10 (106). С. 701—708. URL: <http://www.ivdon.ru/ru/magazine/archive/n10y2023/8764> (дата обращения: 05.06.2024).
9. Fienup J. R. Phase retrieval algorithms: a comparison // *Appl. Optics*. 1982. Vol. 21, no. 15. P. 2758–2769.
10. Польских С. Д., Семёнов П. А. Многоапертурный датчик волнового фронта для системы когерентного сложения лазерных пучков // *Оптический журнал*. 2016. Т. 83, № 6. С. 7—13.
11. Жиглявский А. А., Жилинскас А. Г. Методы поиска глобального экстремума. М.: Наука, 1991. 248 с.
12. Семёнов П. А., Польских С. Д. Моделирование системы фазовой синхронизации лазерных излучателей на основе итерационных методов обработки изображений // *Компьютерная оптика*. 2015. Т. 39, № 3. С. 370—375.
13. Иванова Н. Н., Галанина Н. А., Мойсеев Д. В. Особенности реализации алгоритма БПФ на ПЛИС типа FPGA // *Вестник ЧГУ*. 2018. № 3. С. 182—190.

Информация об авторах

Семёнов Пётр Алексеевич, аспирант, физический факультет, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Российская Федерация.

Земляков Вячеслав Викторович, д. ф.-м. н., доцент, профессор кафедры прикладной электродинамики и компьютерного моделирования, физический факультет, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Российская Федерация.

Вяткина Светлана Александровна, к. ф.-м. н., доцент кафедры радиофизики, физический факультет, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Российская Федерация.

Analysis of the Efficiency of Phase Field Reconstruction in Multiaperture Optical Systems Based on Image Processing Algorithms

P. A. Semenov, V. V. Zemlyakov, and S. A. Viatkina

Southern Federal University

5, Zorge st., Rostov-on-Don, 344090, Russian Federation
piter@bk.ru

Received: June 10, 2024

Peer-reviewed: June 13, 2024

Accepted: June 14, 2024

Abstract: A method for reconstructing the phase field for a multi-aperture laser system for coherent beam combining with active feedback, based on the Gershberg–Sexton algorithm, is considered. The algorithm is analyzed and it is shown that the characteristic features of its use are the presence of stagnation states and the ambiguity of its solution. A phase recovery strategy based on global optimization methods is proposed. Physical modeling was carried out to restore phase information for a 7-aperture system.

Keywords: multi-aperture laser system, Gershberg–Sexton algorithm, global optimization.

For citation (IEEE): P. A. Semenov, V. V. Zemlyakov, and S. A. Viatkina, “Analysis of the Efficiency of Phase Field Reconstruction in Multiaperture Optical Systems Based on Image Processing Algorithms,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 268–279, 2024, doi: 10.xxxx/2587-9936.2024.07.2.18. (In Russ.).

References

- [1] M. N. O. Sadiku, S. Musa, and S. R. Nelatury, “Free Space Optical Communications: An Overview,” *European Scientific Journal*, vol. 12, no. 9, pp. 55–68, 2016, doi: 10.19044/esj.2016.v12n9p55.
- [2] J. W. Dawson, et al., “Power scaling analysis of fiber lasers and amplifiers based on non-silica materials,” *Laser Technology for Defense and Security VI. SPIE*, vol. 7686, pp. 221–232, 2010, doi: 10.1117/12.852393.
- [3] Z. J. Liu, X. X. Jin, R. T. Su, P. Ma, and P. Zhou, “Development status of high power fiber lasers and their coherent beam combination,” *Sci. China Inf. Sci.*, vol. 62, art. 41301, 2019, doi: 10.1007/s11432-018-9742-0.
- [4] M. A. Vorontsov and S. L. Lachinova, “Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 25, no. 8, pp. 1949–1959, 2008.
- [5] B. Mills, J. A. Grant-Jacob, M. Praeger, et al., “Single step phase optimisation for coherent beam combination using deep learning,” *Scientific Reports*, vol. 12, art. 5188, 2022, doi: 10.1038/s41598-022-09172-2.
- [6] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures,” *Optik (Stuttgart)*, vol. 35, no. 2, pp. 237–246, 1972.

- [7] S. D. Pol'skikh and P. A. Semenov, "Adaptive optical system based on the Gershberg–Sexton algorithm for phase locking of single-mode laser emitters," *Optika atmosfery i okeana*, vol. 27, no. 2, pp. 100–104, 2014. (In Russ.).
- [8] P. A. Semenov, "Development of a seven-channel laser system layout for physical modeling of a multi-aperture wavefront sensor," *Inzhenerniy Vestnik Dona*, vol. 10 (106), pp. 701–708, 2023, URL: <http://www.ivdon.ru/ru/magazine/archive/n10y2023/8764>. (In Russ.).
- [9] J. R. Fienup, Phase retrieval algorithms: a comparison," *Appl. Optics*, vol. 21, no. 15, pp. 2758–2769, 1982.
- [10] S. D. Pol'skikh and P. A. Semenov, "Multiaperture wave-front sensor for a system for coherently adding laser beams," *Journal of Optical Technology*, vol. 83, no. 6, pp. 7–13, 2016. (In Russ.).
- [11] A. A. Zhiglyavsky and A. G. Zhilinskas, *Methods for searching for a global extremum*. Mjscow: Nauka, 1991. (In Russ.).
- [12] P. A. Semenov and S. D. Pol'skikh, "Phase-locking system modelling based on iterative image processing methods," *Computer optics*, vol. 39, no. 3, pp. 370–375, 2015. (In Russ.).
- [13] N. Ivanova, N. Galanina, and D. Moiseev, "FFT algorithm realization features on FPGA," *Vestnik ChGU*, no. 3, pp. 182–190, 2018. (In Russ.).

Information about the authors

Pyotr A. Semenov, graduate student, Faculty of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russian Federation.

Viacheslav V. Zemlyakov, Doctor of Science, Professor of the Department of Applied Electrodynamics and Computer Modeling, Faculty of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russian Federation.

Svetlana A. Viatkina, PhD, Associate Professor of the Department of Radiophysics, Faculty of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russian Federation.

УДК 624.396

Стохастические модели канала связи в задаче оптимизации параметров антенной решетки

Аверина Л. И., Гутерман Н. Е.

¹Воронежский государственный университет

Университетская площадь, 1, г. Воронеж, 394018, Российская Федерация

averina@phys.vsu.ru, n.guterman@internet.ru

Получено: 19 мая 2024 г.

Отрецензировано: 21 мая 2024 г.

Принято к публикации: 21 мая 2024 г.

Аннотация: В статье проведен сравнительный анализ двух основных стохастических моделей канала связи: модели Кронекера, основанной на введении коэффициентов корреляции подканалов, и геометрической модели 3GPP TR 38.901. Ключевым критерием в оценке качества предложенных вариантов являлось наилучшее соотношение вычислительной эффективности и описательной точности моделей при их использовании в задаче оптимизации параметров антенной решетки. Представлены максимальные значения эргодической пропускной способности канала при оптимальном выборе ширины диаграммы направленности элементов антенной решетки и их линейного размещения.

Ключевые слова: стохастическая модель канала, пропускная способность, антенные решетки, модель Кронекера.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Аверина Л. И., Гутерман Н. Е. Стохастические модели канала связи в задаче оптимизации параметров антенной решетки // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2024. Т. 7, № 2. С. 280—294.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Аверина, Л. И. Стохастические модели канала связи в задаче оптимизации параметров антенной решетки / Л. И. Аверина, Н. Е. Гутерман // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 280—294.

1. Введение

В наши дни системы связи обладают все более сложной структурой и организацией. Переход в область высоких частот знаменует собой достижение сверхбольших скоростей передачи данных за счет обширного спектрального ресурса. Такие тенденции приводят к постоянному поиску новых аппаратных решений, которые позволят сделать связь более эффек-

тивной и устойчивой. Одним из них является использование антенных решеток с большим числом антенных элементов на приемной и передающей сторонах. Уменьшение расстояния между излучателями приводит к росту взаимного влияния, что, в свою очередь, порождает изменение характеристик антенной решетки и, как следствие, уменьшение пропускной способности системы [1]. В [2] продемонстрирована связь взаимного влияния с пространственной корреляцией подканалов в системах ММО, которая при определенном расстоянии между элементами приводит к увеличению скорости передачи данных. Приведенные статьи описывают эффекты взаимного влияния в отсутствие ограничений, то есть при произвольных размерах апертуры антенной решетки. Такое допущение является весьма грубым для реальной аппаратной реализации, в особенности на стороне пользовательского оборудования. В [3] проведен анализ предельных скоростей передачи данных для алгоритмов линейного прекодирования в условиях взаимного влияния антенных элементов при ограниченной апертуре. Поиск максимальной эргодической пропускной способности при заданных ограничениях для линейной антенной решетки изложен в [4]. Авторами выведены аналитические выражения для пропускной способности при низких отношениях сигнал/шум, а также показано, что при оптимальных расстояниях между элементами прекодирование дает незначительное увеличение скорости передачи данных.

Предположение о независимости и одинаковом вероятностном распределении коэффициентов передачи подканалов связи также является весьма грубым для реальных условий. Моделирование в [5—7] подтверждает недостижимость теоретических значений пропускной способности, если учитывать взаимную корреляцию подканалов связи. Влияние мелко-масштабных замираний на скорость передачи данных в системах ММО привлекает все большее внимание исследователей. В [8] представлены выражения для функции пространственной корреляции подканалов в трехмерном пространстве. Авторами проведен анализ взаимной информации в рамках модели Кронекера для сравнения различных алгоритмов диаграммообразования. Выражения взаимной корреляции подканалов в трехмерном пространстве для различных конфигураций антенной решетки изложены в [9]. В статье продемонстрировано влияние вида вероятностных распределений углов прихода на корреляцию между соседними антенными элементами.

Модели каналов в системах связи с ММО подразделяются на две основные категории: статистические (стохастические или вероятностные) и детерминированные [10]. К первой категории, в свою очередь, относятся модели, основанные на корреляции подканалов, и модели, сформирован-

ные исходя из геометрического описания распространения радиоволн. Структура детерминированных моделей, основанных на трассировке лучей, базируется на свойствах электромагнитного поля и демонстрирует высокую точность в отличие от статистических моделей. Ключевым недостатком детерминированного подхода является его чрезмерная сложность.

Эффекты, связанные с пространственной корреляцией подканалов и взаимным влиянием антенных элементов, отражены в стохастических моделях каналов связи. Модель *3GPP TR 38.901* основана на геометрическом представлении рассеяния и переотражения электромагнитных волн [11]. В ее структуре содержится набор параметров вероятностных распределений, описывающих мелкомасштабные и крупномасштабные замирания, а взаимное влияние элементов антенной решетки неявно входит в парциальные диаграммы направленности. Данная модель, хотя и описывает распространение волн миллиметрового диапазона с высокой степенью достоверности, не подходит для задач оптимизации из-за сложности ее аналитического представления. Альтернативный подход основан на модели Кронекаера, явно включающей в себя матрицы взаимного влияния и пространственной корреляции подканалов [7], [12]. Известно, что допущения, входящие в данную модель, в некоторых сценариях делают ее достаточно неточной [13], [14], но явное матричное представление гарантирует высокую скорость вычислений, что побуждает использовать модель Кронекаера в задаче оптимизации параметров антенной решетки.

Основной целью статьи является качественное исследование влияния параметров антенной решетки на эргодическую пропускную способность системы СВЧ связи на основе компьютерного моделирования с применением двух типов стохастических моделей канала связи и обоснование возможности применения модели Кронекаера для задачи оптимизации антенной системы.

2. Стохастические модели каналов связи

Рассмотрим систему, состоящую из базовой станции и N_{UE} пользователей, снабженных одной передающей антенной. На приемной стороне развернута плоская антенная решетка с N_y и N_z антенными элементами в плоскостях Oy и Oz соответственно. В качестве целевой функции выбрана эргодическая пропускная способность в канале с аддитивным белым гауссовским шумом [15], [16]:

$$\mathcal{C} = \max_{\Phi: \text{tr} \Phi = N} \mathbb{E}[\log\{\det(\mathbf{I} + \rho \mathbf{H} \Phi \mathbf{H}^{\dagger})\}], \quad (1)$$

где Φ — ковариационная матрица входных сигналов, $N = N_y N_z$ — число

антенных элементов базовой станции, ρ — отношение сигнал/шум, $\mathbf{H}$ — канальная матрица размера $N \times N_{UE}$ соответственно. Модель Кронекера основана на предположении о независимости корреляционных функций двух различных пар антенных элементов на приемной и передающей стороне. Тогда выражение для канальной матрицы может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{H} = \mathbf{R}_{rx}^{1/2} \mathbf{H}_0 \mathbf{R}_{tx}^{1/2}, \quad (2)$$

где $\mathbf{R}_{rx}$ и $\mathbf{R}_{tx}$ — матрицы взаимных корреляций антенных элементов на приемной и передающей сторонах соответственно, а элементы матрицы $\mathbf{H}_0$ — независимые нормально распределенные случайные величины с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией. Исходя из предположения о равномерном распределении мощности сигнала на передающей стороне, запишем выражение пропускной способности для реализации канала с учетом пространственной корреляции:

$$C = \log \left\{ \det \left(\mathbf{I} + \frac{P_{tx}}{N\sigma_n^2} \mathbf{R}_{rx}^{1/2} \mathbf{H}_0 \mathbf{R}_{tx}^{T/2} \mathbf{R}_{tx}^{1/2} \mathbf{H}_0^H \mathbf{R}_{rx}^{T/2} \right) \right\}, \quad (3)$$

где P_{tx} — совокупная излучаемая мощность, σ_n^2 — дисперсия шума. Величинами, характеризующими антенную решетку, являются расстояния между антенными элементами и параметры их парциальных диаграмм направленности. В качестве модели диаграммы направленности выбрана следующая [17], [18]:

$$A_p(\phi, \theta, \theta_{tilt}) = G_{p,max} - \min \{ -(A_H(\phi) + A_V(\theta, \theta_{tilt})), 20 \}, \quad (4)$$

где $G_{p,max}$ — максимальное усиление антенного элемента в дБ, ϕ, θ — азимут и угол места соответственно. Диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях опишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} A_H(\phi) &= -\min [12(\phi/\phi_{3dB})^2, 20], \\ A_V(\theta, \theta_{tilt}) &= -\min [12((\theta - \theta_{tilt})/\theta_{3dB})^2, 20]. \end{aligned} \quad (5)$$

Матрица $\mathbf{R}_{tx}$ состоит из функций пространственной корреляции между элементами плоской прямоугольной антенной решетки. Корреляция между пользователями, снабженными одной антенной, пренебрежимо мала, поэтому далее предполагается, что $\mathbf{R}_{rx} \equiv \mathbf{I}$. Далее запишем общее выражение для корреляционной функции [19]:

$$\mathbf{R}_{tx}(m, n) = \mathbb{E} \{ v_m(\phi, \theta) v_n^*(\phi, \theta) \}, \quad (6)$$

где $v_m(\phi, \theta)$ — отклик m -го элемента антенной решетки на падающую плоскую электромагнитную волну:

$$v_m(\phi, \theta) = \exp\{-j\langle \mathbf{r}_m, \mathbf{k}(\phi, \theta) \rangle\}, \quad (7)$$

где $\mathbf{r}_m$ — координаты m -го элемента, $\mathbf{k}(\phi, \theta)$ — волновой вектор, определяющий направление распространения волны. Математическое ожидание в выражении (6) усредняет случайные величины X_ϕ и X_θ , вероятностное распределение которых может быть факторизовано $\mathbb{P}_{X_\phi X_\theta}(\phi, \theta) = \mathbb{P}_{X_\phi}(\phi)\mathbb{P}_{X_\theta}(\theta)$, исходя из предположения о независимости углов прихода. Тогда выражение для $\mathbf{R}_{tx}(m, n)$ переписывается следующим образом:

$$\mathbf{R}_{tx}(m, n) = \int_{\phi_0}^{\phi_1} \int_{\theta_0}^{\theta_1} |A_p(\phi, \theta, \theta_{tilt})|^2 \exp\{-j\langle \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n, \mathbf{k}(\phi, \theta) \rangle\} \mathbb{P}_{X_\phi}(\phi) \mathbb{P}_{X_\theta}(\theta) J(\phi, \theta) d\phi d\theta,$$

где $J(\phi, \theta)$ — якобиан перехода от декартовой системы координат к сферической. Для диагональных элементов матрицы $\mathbf{R}_{tx}$ выражение упрощается:

$$\mathbf{R}_{tx}(i, i) = \int_{\phi_0}^{\phi_1} \int_{\theta_0}^{\theta_1} |A_p(\phi, \theta, \theta_{tilt})|^2 \mathbb{P}_{X_\phi}(\phi) \mathbb{P}_{X_\theta}(\theta) J(\phi, \theta) d\phi d\theta, \forall i = 1, \dots, N$$

Таким образом, вводится ограничение, символизирующее постоянство излучаемой энергии:

$$\int_{\phi_0}^{\phi_1} \int_{\theta_0}^{\theta_1} |A_p(\phi, \theta, \theta_{tilt})|^2 J(\phi, \theta) d\phi d\theta = 4\pi.$$

Вероятностное распределение углов прихода, как правило, описывается законом Лапласа [20]:

$$\mathbb{P}_X(x) \propto \exp\left\{-\frac{\sqrt{2}|x-x_m|}{\sigma}\right\}, \quad (8)$$

где x_m — математическое ожидание, а σ — среднеквадратическое отклонение углов прихода; коэффициент пропорциональности для выражения (8) можно получить из условия нормировки с учетом носителя функции плотности вероятностей. Закон, отображенный в формуле (8), с высокой точностью описывает распределение углов места. Для описания распределения азимутальных направлений в литературе широко используется обернутое распределение Гаусса [20], [21]. Однако, в силу простоты ана-

литических выкладок и достаточно точной аппроксимации, зачастую используется закон фон Мизеса [22—24]:

$$\mathbb{P}_X(x) = \frac{1}{2\pi I_0(\kappa)} \exp\{\kappa \cos(x - x_m)\}, \quad (9)$$

где $I_0(\kappa)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, κ характеризует дисперсию, носитель функции $[-\pi, \pi]$.

Таким образом полностью описана модель Кронекера для исследуемой системы связи, получены явные выражения для пропускной способности канала. В отличие от описанной модели, в модель 3GPP TR 38.901 эффекты пространственной корреляции подканалов не входят явно. Канальная матрица в случае отсутствия луча прямой видимости описывается следующим образом:

$$\mathbf{H}_{m,n} = \sum_{u=1}^2 \sum_{i=1}^3 \sum_{s \in R_i} \mathbf{H}_{m,n}^{u,s} \delta(\tau - \tau_{u,i}) + \sum_{u=3}^U \mathbf{H}_{m,n}^u \delta(\tau - \tau_u),$$

где U — общее число кластеров, $\tau_{u,i}$ — временная задержка i -го луча u -го кластера. $\mathbf{H}_{m,n}^u$ — комплексный коэффициент передачи канала от n -й передающей антенны к m -му элементу на приемной стороне, соответствующий u -му кластеру. В выражения для $\mathbf{H}_{m,n}^{u,s}$ и $\mathbf{H}_{m,n}^u$ входит информация о диаграммах направленности элементов антенной решетки, их координатах, мощностях кластеров, распределении углов прихода, коэффициентах кросс-поляризации и т. д. На основе [25], [11] генерируются каналные матрицы для различных сценариев расположения пользователей, условий окружающей среды, динамики передатчика и приемника.

Стохастическая модель канала связи 3GPP TR 38.901 сформирована путем воспроизведения крупномасштабных и мелкомасштабных замираний. При моделировании крупномасштабных замираний для каждого пользователя выбирается интересующий сценарий, например *UMa*, *UMi-Street*, *RMa*, *InH-office*, *InF*, а также задается количество приемных антенн и вектор скорости. Далее кратко опишем, что собой представляют параметры, относящиеся к крупномасштабным замираниям.

Ключевым параметром крупномасштабных замираний являются потери при распространении, которые в значительной степени зависят от расстояния между приемником и передатчиком. Модель 3GPP TR 38.901 содержит соответствующие выражения потерь для всевозможных сценариев. Например, при моделировании распространения в городской среде (сценарий *UMa*) потери выразятся следующим образом:

$$\begin{aligned}
 PL_1 &= 28.0 + 22 \log_{10} d_{3D} + 20 \log_{10} f_c \text{ при } 10 \leq d_{2D} \leq d'_{BP} \\
 PL_2 &= 28.0 + 40 \log_{10} d_{3D} + 20 \log_{10} f_c - 9 \log_{10} (d'^2_{BP} + \Delta h^2) \\
 &\text{при } d'_{BP} \leq d_{2D} \leq 5 \cdot 10^3,
 \end{aligned}$$

где f_c — несущая частота, d_{2D} и d_{3D} — расстояния между базовой станцией и пользователем на плоскости и в пространстве соответственно, d'_{BP} — расстояние отсечки, а $\Delta h = h_{BS} - h_{UE}$ при условиях $1.5 \leq h_{UE} \leq 22.5$ метров и $h_{BS} = 25$ метров.

Помимо потерь при распространении, зависящих от расстояния между передатчиком и приемником, в 3GPP TR 38.901 вводятся потери поглощения:

$$PL_{tw} = PL_{npi} - 10 \log_{10} \sum_{i=1}^N \left(p_i \times 10^{\frac{-L_i}{10}} \right),$$

где PL_{npi} — потери от неперпендикулярного падения, p_i — доля i -го вещества, L_i — потери при поглощении i -м веществом. Потери при поглощении кислородом описываются следующим образом:

$$OL_n = \frac{\alpha(f_c)}{1000} (d_{3D} + c\Delta\tau),$$

где $\alpha(f_c)$ — частотно-зависимый коэффициент, $\Delta\tau$ — относительное время задержки.

Наряду с потерями при распространении радиоволн, к параметрам крупномасштабных замираний относится и эффект затенения. В логарифмическом масштабе он характеризуется случайными отклонениями от среднего значения потерь, распределенными нормально с математическим ожиданием, равным нулю. В 3GPP TR 38.901 коэффициент корреляции затенения представляет собой экспоненциальную зависимость:

$$R(\Delta x) = e^{-\frac{|\Delta x|}{d_{cor}}},$$

где d_{cor} характеризуется свойствами среды. Для соблюдения условий пространственной согласованности случайные величины, связанные с кластером, также коррелируют по экспоненциальному закону относительно d_{cor} в горизонтальной плоскости.

Мелкомасштабные замирания характеризуются импульсной характеристикой канала и генерируются за счет параметров кластера, к которым относятся мощность, распределение углов прихода и распределение относительных временных задержек. Параметры мелкомасштабных замираний подробно описаны в [11].

3. Результаты моделирования

Для проведения сравнительного анализа был рассмотрен сценарий *3GPP TR 38.901 UMa* с количеством пользователей $N_{UE} = 100$. Распределение пользователей продемонстрировано на рисунке 1.

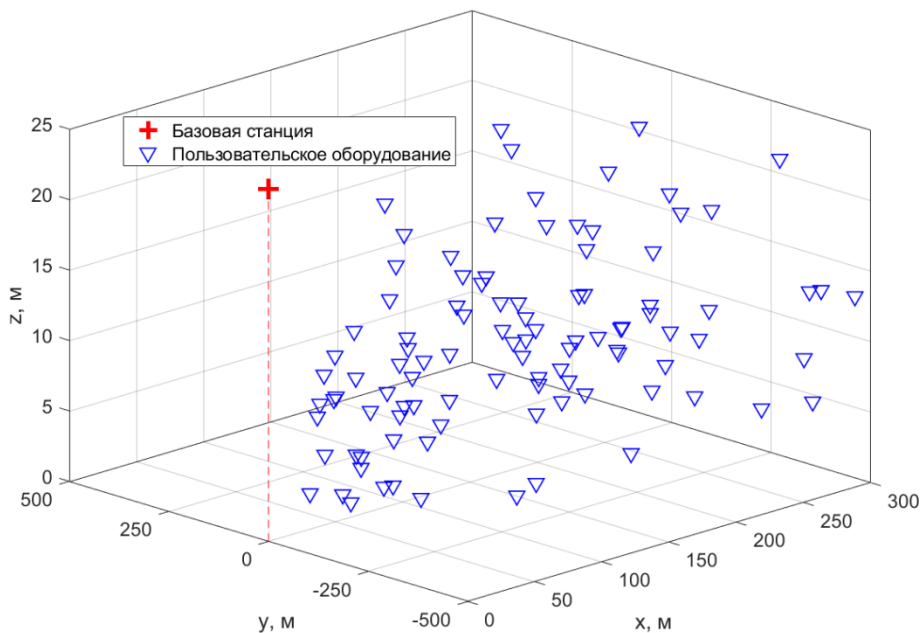


Рис. 1. Распределение пользователей в пространстве.

Fig. 1. Distribution of users in space

Апертура антенной решетки зафиксирована и равна $6 \times 3.6\lambda$ для осей Oy и Oz соответственно. В силу физических ограничений, расстояние Δz между элементами не может быть меньше 0.75λ . Следовательно, $N_y \in \{8, \dots, 20\}$ и $N_z \in \{4, \dots, 9\}$. Соответствие количества антенных элементов их межэлементным расстояниям приведено в таблице 1.

Табл. 1. Межэлементные расстояния для разного числа N элементов

Table 1. Inter-element distances for different numbers N of elements

N_y	8	10	12	14	16	18	20
Δy	0.51	0.40	0.33	0.28	0.24	0.21	0.19
N_z	4	5	6	7	8	9	—
Δz	2	1.50	1.20	1	0.86	0.75	—

Далее приведены зависимости рассчитанной пропускной способности от числа антенных элементов вдоль осей Oy и Oz для модели Кронекера и для реализаций канальной матрицы в модели 3GPP TR 38.901.

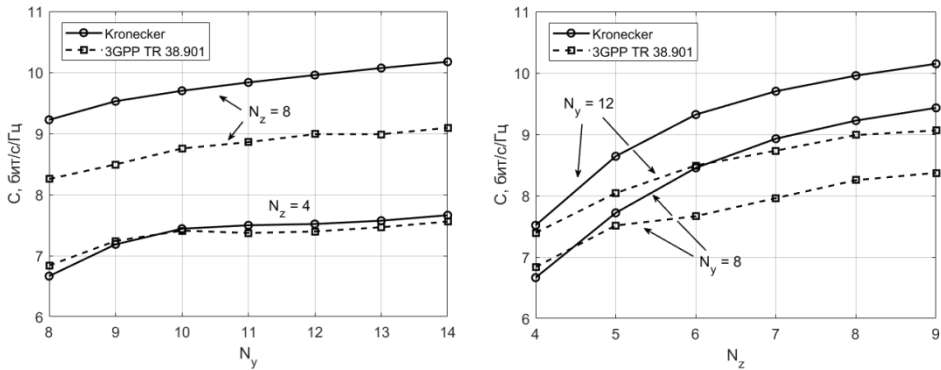


Рис. 2. Пропускная способность для различных моделей канала связи.

Fig. 2. Bandwidth for various communication channel models

Из приведенных графиков следует, что зависимость пропускной способности от числа антенных элементов вдоль осей Oy и Oz для двух стохастических моделей канала имеет схожую структуру. В дальнейших задачах оптимизации параметров антенной решетки можно использовать более простую с вычислительной точки зрения модель Кронекера. Значения пропускной способности для оптимальных антенных элементов, полученных путем максимизации выражения (3), будут пропорциональны таковым при использовании модели 3GPP TR 38.901.

На рисунке 3 представлены зависимости пропускной способности от параметров ϕ_{3dB} и θ_{3dB} для модели Кронекера и модели 3GPP TR 38.901 соответственно при фиксированном количестве антенных элементов $N_y = 8$, $N_z = 4$.

Приведенные зависимости иллюстрируют принадлежность максимумов пропускной способности для обеих стохастических моделей к интервалам $\phi_{3dB} \in [80, 90]^\circ$ для азимута и $\theta_{3dB} \in [15, 20]^\circ$ для угла места. На рисунке 4 продемонстрированы зависимости пропускной способности от N_y и N_z при выборе ширин диаграмм направленности $\phi_{3dB} = 90^\circ$ и $\theta_{3dB} = 20^\circ$.

Исходя из представленных результатов, можно сделать качественный вывод о близости двух стохастических моделей: модели Кронекера и геометрической модели 3GPP TR 38.901. Приведенный анализ позволяет использовать менее точную при верификации с реальными данными, но более удобную с точки зрения вычислений, модель Кронекера для дальнейших задач оптимизации антенной решетки.

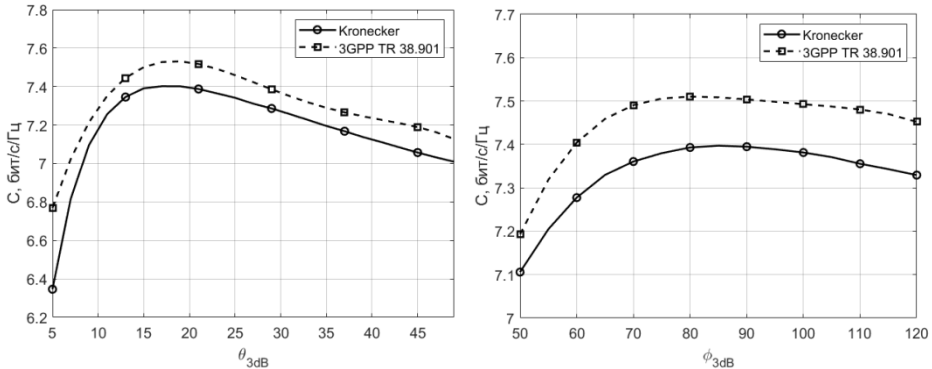


Рис. 3. Зависимость пропускной способности от параметров ϕ_{3dB} , θ_{3dB} для различных моделей канала связи.

Fig. 3. Dependence of throughput on parameters ϕ_{3dB} , θ_{3dB} for various communication channel models

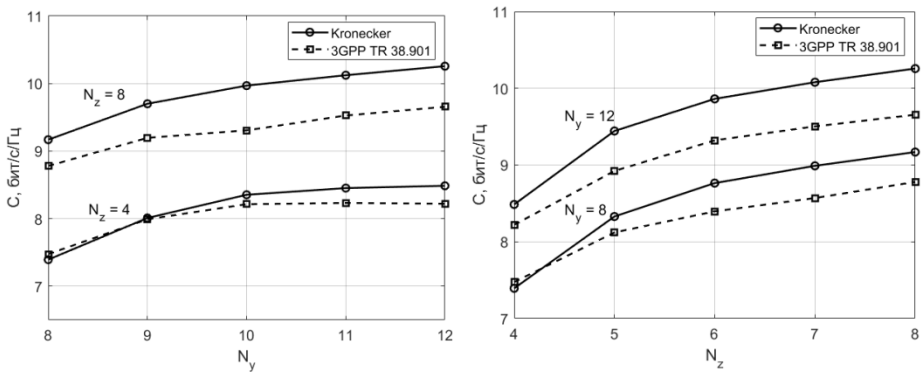


Рис. 4. Пропускная способность для различных моделей канала связи при $\phi_{3dB} = 90^\circ$ и $\theta_{3dB} = 20^\circ$.

Fig. 4. Throughput for various communication channel models at $\phi_{3dB} = 90^\circ$ and $\theta_{3dB} = 20^\circ$

4. Заключение

Проведен сравнительный анализ двух стохастических моделей канала связи в миллиметровом диапазоне длин волн: модели Кронекера и геометрической модели 3GPP TR 38.901. Полученные результаты демонстрируют схожесть предложенных вариантов на качественном уровне. Это подтверждается монотонной зависимостью пропускной способности от числа антенных элементов и близким положением максимумов этой величины в зависимости от ширины парциальных диаграмм направленности. К дальнейшему направлению исследования относится поиск оптимального

расположения антенных элементов решетки с ограниченной апертурой. Более простая с точки зрения вычислений модель Кронекера является крайне удобной для решения возникающих задач оптимизации с целевыми функциями большого числа переменных.

Благодарности

Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцового и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ».

Список литературы

1. Chen X., Zhang S., Li Q. A Review of Mutual Coupling in MIMO Systems // IEEE Access. 2018. Vol. 6. P. 24706–24719.
2. Wang F., Bialkowski M. E., Liu X. Performance of Block Diagonalization Broadcasting Scheme for Multiuser MIMO System Operating in Presence of Spatial Correlation and Mutual Coupling // Int. J. Communications, Network and System Sciences. 2010. Vol. 3. P. 266–272.
3. Masouros C., Sellathurani M., Ratnarajah T. Large-Scale MIMO Transmitters in Fixed Physical Spaces: The Effect of Transmit Correlation and Mutual Coupling // IEEE Transactions on Communications. 2013. Vol. 61, no. 7. P. 2794–2804.
4. Shen S., McKay M. R., Murch R. D. MIMO Systems with Mutual Coupling: How Many Antennas to Pack Into Fixed-Length Arrays? // In : Int. Symposium On Information Theory & Its Applications (Taichung, Taiwan, Oct. 17–20, 2010). P. 531–536.
5. Chiani M., Win M. Z., Zanella A. On the Capacity of Spatially Correlated MIMO Rayleigh-Fading Channels // IEEE Transactions on Information Theory. 2003. Vol. 49, no. 10. P. 2363–2371.
6. Kang M., Alouini M. S. Capacity of Correlated MIMO Rayleigh Channels // IEEE Transactions on Wireless Communications. 2006. Vol. 5, no. 1. P. 143–155.
7. Kermoal J. P., Schumacher L., Pedersen K. I. et al. A Stochastic MIMO Radio Channel Model with Experimental Validation // IEEE Journal on Selected Areas in Communications. 2002. Vol. 20, no. 6. P. 1211–1226.
8. Nadeem Q.-U.-A., Kammoun A., Debbah M., Alouini M. S. A Generalized Spatial Correlation Model for 3D MIMO Channels Based on the Fourier Coefficients of Power Spectrums // IEEE Transactions on Signal Processing. 2015. Vol. 63, no. 14. P. 3671–3686.
9. Yong S.-K., Thompson J. S. Three-Dimensional Spatial Fading Correlation Models for Compact MIMO Receivers // IEEE Transactions on Wireless Communications. 2005. Vol. 4, no. 6. P. 2856–2869.
10. Zhang P., Chen J., Yang X. et al. Recent Research on Massive MIMO Propagation Channels : A Survey // IEEE Communications Magazine. 2018. Vol. 56, no. 12. P. 22–29.
11. Zhu Q., Wang C.-X., Hua B. et al. 3GPP TR 38.901 Channel Model // The Wiley 5G Reference Online. 2021. URL: https://www.researchgate.net/publication/348790466_3GPP_TR_38901_Channel_Model.
12. Shiu D.-S., Foschini G. J., Gans M. J., Kahn J. M. Fading Correlation and Its Effect on the Capacity of Multielement Antenna Systems // IEEE Transactions on Communications. 2000. Vol. 48, no. 3. P. 502–513.
13. Ozcelik H., Herdin M., Weichselberger W. Deficiencies of ‘Kronecker’ MIMO Radio Channel Model // Electronics Letters. 2003. Vol. 39, no. 16. P. 1209–1210.

14. Oestges C. Validity of the Kronecker Model for MIMO Correlated Channels. In : IEEE 63rd Vehicular Technology Conf. (Melbourne, VIC, Australia, May 7–10, 2006). P. 2818–2822.
15. Chiurtu N., Rimoldi B., Telatar E. On the Capacity of Multi-Antenna Gaussian Channels. In : IEEE Int. Symposium on Information Theory. (Washington, DC, USA, June 29–29, 2001). P. 53.
16. Tulino A., Verdu S. Random Matrix Theory and Wireless Communications. Now Foundations and Trends, 2004. 190 p.
17. Kammoun A., Khanfir H., Altman Z. et al. Preliminary Results on 3D Channel Modeling: From Theory to Standardization // IEEE Journal on Selected Areas in Communications. 2014. Vol. 32, no. 6. P. 1219–1229.
18. Yu Y., Zhang J., Smith P. J., Dmochowski P. A. Theoretical Analysis of 3D Channel Spatial Correlation and Capacity // IEEE Communications Letters. 2018. Vol. 22, no. 2. P. 420–423.
19. Huang Y., Karadimas P., Sohrab A. P. Spatial Channel Degrees of Freedom for Optimum Antenna Arrays // IEEE Transactions on Wireless Communications. 2023. Vol. 22, no. 8. P. 5129–5144.
20. Zhang J., Pan C., Pei F. et al. Three-Dimensional Fading Channel Models : A Survey of Elevation Angle Research // IEEE Communications Magazine. 2014. Vol. 52, no. 6. P. 218–226.
21. Kalliola K., Sulonen K., Laitinen H. et al. Angular Power Distribution and Mean Effective Gain of Mobile Antenna in Different Propagation Environments // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2002. Vol. 51, no. 5. P. 823–838.
22. Queiroz W. J. L., Madeiro F., Lopes W. T. A., Alencar M. S. Spatial Correlation for DoA Characterization Using Von Mises, Cosine and Gaussian Distributions // Int. J. of Antennas and Propagation. 2011. Art. 540275. P. 1–12.
23. Ren J., Vaughan R. G. Spaced Antenna Design in Directional Scenarios Using the Von Mises Distribution. In : IEEE 70th Vehicular Technology Conference Fall (Anchorage, AK, USA, Sep. 20–23, 2009). P. 1–5.
24. Lee S.-H., Shi X.-P., Tan T.-H. et al. Maximizing Channel Capacity of 3D MIMO System via Antenna Downtilt Angle Adaptation Using a Q-Learning Algorithm // Electronics. 2022. Vol. 11, no. 8. P. 1189–1216.
25. Jaeckel S., Raschkowski L., Borner K., Thiele L. QuaDRiGa : A 3D Multicell Channel Model with Time Evolution for Enabling Virtual Field Trials // IEEE Transactions on Antennas Propagation. 2014. Vol. 62, no. 6. P. 3242–3256.

Информация об авторах

Аверина Лариса Ивановна, д. ф.-м. н., профессор кафедры электроники Воронежского государственного университета, г. Воронеж, Российская Федерация. ORCID: 0000-0002-5908-5032.

Гутерман Никита Евгеньевич, аспирант кафедры электроники Воронежского государственного университета, г. Воронеж, Российская Федерация. ORCID: 0009-0004-1536-1041.

Stochastic Channel Models for Antenna Array Parameters Optimization

L. I. Averina and N. E. Guterman

Voronezh State University
University Square, 1, Voronezh, 394018, Russian Federation
averina@phys.vsu.ru, n.guterman@internet.ru

Received: May 19, 2024

Peer-reviewed: May 21, 2024

Accepted: May 21, 2024

Abstract: The article provides a comparative analysis of two main wireless communication channel stochastic models: the Kronecker model, which is based on subchannels correlation coefficients and geometric model 3GPP TR 38.901. The main criterion of quality was the best ratio of computational efficiency and descriptive accuracy of proposed channel models in antenna array parameters optimization. The maximum values of the ergodic channel capacity with optimum array elements beam patterns width were presented.

Keywords: stochastic channel model, channel capacity, antenna arrays, Kronecker model.

For citation (IEEE): L. I. Averina and N. E. Guterman, “Stochastic Channel Models for Antenna Array Parameters Optimization,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 280–294, 2024, doi: 10.xxxx/2587-9936.2024.07.3.22. (In Russ.).

References

- [1] X. Chen, S. Zhang, and Q. Li, “A Review of Mutual Coupling in MIMO Systems,” *IEEE Access*, vol. 6, pp. 24706–24719, 2018, doi: 10.1109/ACCESS.2018.2830653.
- [2] F. Wang, M. E. Bialkowski, and X. Liu, “Performance of Block Diagonalization Broadcasting Scheme for Multiuser MIMO System Operating in Presence of Spatial Correlation and Mutual Coupling,” *Int. J. Communications, Network and System Sciences*, vol. 3, pp. 266–272, 2010, doi:10.4236/ijcns.2010.33034.
- [3] C. Masouros, M. Sellathurani, and T. Ratnarajah, “Large-Scale MIMO Transmitters in Fixed Physical Spaces : The Effect of Transmit Correlation and Mutual Coupling,” *IEEE Transactions on Communications*, vol. 61, no. 7, pp. 2794–2804, 2013, doi: 10.1109/TCOMM.2013.052013.120440.
- [4] S. Shen, M. R. McKay, and R. D. Murch, “MIMO Systems with Mutual Coupling: How Many Antennas to Pack Into Fixed-Length Arrays?” in : *Int. Symposium On Information Theory & Its Applications* (Taichung, Taiwan, Oct. 17–20, 2010), 2010, pp. 531–536, doi: 10.1109/ISITA.2010.5654383.
- [5] M. Chiani, M. Z. Win, and A. Zanella, “On the Capacity of Spatially Correlated MIMO Rayleigh-Fading Channels,” *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 49, no. 10, pp. 2363–2371, 2003, doi: 10.1109/TIT.2003.817437.
- [6] M. Kang and M. S. Alouini, “Capacity of Correlated MIMO Rayleigh Channels,” *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 5, no. 1. pp. 143–155, 2006, doi: 10.1109/TWC.2006.1576538.

- [7] J. P. Kermoal, L. Schumacher, K. I. Pedersen, et al., "A Stochastic MIMO Radio Channel Model with Experimental Validation," *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 20, no. 6, pp. 1211–1226, 2002, doi: 10.1109/JSAC.2002.801223.
- [8] Q.-U.-A. Nadeem, A. Kammoun, M. Debbah, and M. S. Alouini, "A Generalized Spatial Correlation Model for 3D MIMO Channels Based on the Fourier Coefficients of Power Spectrums," *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 63, no. 14, pp. 3671–3686, 2015, doi: 10.1109/TSP.2015.2430841.
- [9] S.-K. Yong and J. S. Thompson, "Three-Dimensional Spatial Fading Correlation Models for Compact MIMO Receivers," *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 4, no. 6, pp. 2856–2869, 2005, doi: 10.1109/TWC.2005.858335.
- [10] P. Zhang, J. Chen, X. Yang, et al., "Recent Research on Massive MIMO Propagation Channels : A Survey // IEEE Communications Magazine. 2018. Vol. 56, no. 12. P. 22–29, doi: 10.1109/MCOM.2018.1800196.
- [11] Q. Zhu, C.-X. Wang, B. Hua, et al., "3GPP TR 38.901 Channel Model," *The Wiley 5G Reference Online*, 2021, URL: https://www.researchgate.net/publication/348790466_3GPP_TR_38901_Channel_Model.
- [12] D.-S. Shiu, G. J. Foschini, M. J. Gans, and J. M. Kahn, "Fading Correlation and Its Effect on the Capacity of Multielement Antenna Systems," *IEEE Transactions on Communications*, vol. 48, no. 3, pp. 502–513, 2000, doi: 10.1109/26.837052.
- [13] H. Ozelik, M. Herdin, and W. Weichselberger, "Deficiencies of 'Kronecker' MIMO Radio Channel Model," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 16, pp. 1209–1210, 2003, doi: 10.1049/el:20030785.
- [14] C. Oestges, "Validity of the Kronecker Model for MIMO Correlated Channels," in : *IEEE 63rd Vehicular Technology Conf.* (Melbourne, VIC, Australia, May 7–10, 2006), 2006, pp. 2818–2822, doi: 10.1109/VETECS.2006.1683382.
- [15] N. Chiurtu, B. Rimoldi, and E. Telatar, "On the Capacity of Multi-Antenna Gaussian Channels," in : *IEEE Int. Symposium on Information Theory* (Washington, DC, USA, June 29–29, 2001), 2001, p. 53, doi: 10.1109/ISIT.2001.935916.
- [16] A. Tulino and S. Verdu, *Random Matrix Theory and Wireless Communications. Now Foundations and Trends*, 2004, doi: 10.1561/01000000001.
- [17] A. Kammoun, H. Khanfir, Z. Altman, et al., "Preliminary Results on 3D Channel Modeling: From Theory to Standardization," *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 32, no. 6, pp. 1219–1229, 2014, doi: 10.1109/JSAC.2014.2328152.
- [18] Y. Yu, J. Zhang, P. J. Smith, and P. A. Dmochowski, "Theoretical Analysis of 3D Channel Spatial Correlation and Capacity," *IEEE Communications Letters*, vol. 22, no. 2, pp. 420–423, 2018, doi: 10.1109/LCOMM.2017.2765307.
- [19] Y. Huang, P. Karadimas, and A. P. Sotrab, "Spatial Channel Degrees of Freedom for Optimum Antenna Arrays," *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 22, no. 8, pp. 5129–5144, 2023, doi: 10.1109/TWC.2022.3231732.
- [20] J. Zhang, C. Pan, F. Pei, et al., "Three-Dimensional Fading Channel Models : A Survey of Elevation Angle Research," *IEEE Communications Magazine*, vol. 52, no. 6, pp. 218–226, 2014, doi: 10.1109/MCOM.2014.6829967.
- [21] K. Kalliola, K. Sulonen, H. Laitinen, et al., "Angular Power Distribution and Mean Effective Gain of Mobile Antenna in Different Propagation Environments," *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 51, no. 5, pp. 823–838, 2002, doi: 10.1109/TVT.2002.800639.
- [22] W. J. L. Queiroz, F. Madeiro, W. T. A. Lopes, and M. S. Alencar, "Spatial Correlation for DoA Characterization Using Von Mises, Cosine and Gaussian Distributions," *Int. J. of Antennas and Propagation*, art. 540275, pp. 1–12, 2011, doi: 10.1155/2011/540275.

- [23] J. Ren and R. G. Vaughan, “Spaced Antenna Design in Directional Scenarios Using the Von Mises Distribution,” in : *IEEE 70th Vehicular Technology Conference Fall* (Anchorage, AK, USA, Sep. 20–23, 2009), pp. 1–5, 2009, doi: 10.1109/VETECF.2009.5379012.
- [24] S.-H. Lee, X.-P. Shi, T.-H. Tan, et al., “Maximizing Channel Capacity of 3D MIMO System via Antenna Downtilt Angle Adaptation Using a Q-Learning Algorithm,” *Electronics*, vol. 11, no. 8, pp. 1189–1216, 2022, doi: 10.3390/electronics11081189.
- [25] S. Jaeckel, L. Raschkowski, K. Borner, and L. Thiele, “QuaDRiGa : A 3D Multicell Channel Model with Time Evolution for Enabling Virtual Field Trials,” *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 62, no. 6, pp. 3242–3256, 2014, doi: 10.1109/TAP.2014.2310220.

Information about the authors

Larisa I. Averina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Department of Electronics, Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation. ORCID: 0000-0002-5908-5032.

Nickita E. Guterman, post-graduate student, Department of Electronics, Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation. ORCID: 0009-0004-1536-1041.

УДК 621.396.674.1

Трехсекционная микрополосковая антенна с вращающейся поляризацией излучения

Слезкин В. Г., Неведров М. Г.

Севастопольский государственный университет

ул. Университетская, 33, Севастополь, 299053, Российская Федерация

VGSlezkin@sevsu.ru

Получено: 19 мая 2024 г.

Отрецензировано: 24 мая 2024 г.

Принято к публикации: 24 мая 2024 г.

Аннотация: Предложен новый вариант трехсекционной микрополосковой антенны круглой формы с устройством возбуждения на основе полосковой линии. Антенна выполнена из двух слоев фольгированного диэлектрика и может быть изготовлена по печатной технологии. Верхний слой на верхней стороне содержит симметричную излучающую структуру из трех секций, разделенных узкими зазорами, в центре которой выполнен круглый вырез диаметром около 0,05 от длины волны. На нижней стороне слоя выполнено устройство возбуждения, состоящее из отрезка питающего полоска и трех отрезков полоска разной формы и ширины, расположенных в пределах круглого выреза верхней стороны. Верхняя сторона нижнего слоя диэлектрика свободна от фольги, а нижняя сторона покрыта фольгой полностью и играет роль экрана антенны и устройства питания. Работоспособность антенны доказана результатами численного моделирования в САПР CST Studio Suite. Антенна в относительной полосе рабочих частот около 2 % обеспечивает вращающуюся поляризацию излучения при коэффициенте эллиптичности не менее 0,5 в угловых пределах от 50° до 75° вокруг главного направления излучения с максимальным коэффициентом направленного действия около 10 дБ.

Ключевые слова: трехсекционная микрополосковая антенна, вращающаяся поляризация излучения, печатная технология, моделирование.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Слезкин В. Г., Неведров М. Г. Трехсекционная микрополосковая антенна с вращающейся поляризацией излучения // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 295—310.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Слезкин, В. Г. Трехсекционная микрополосковая антенна с вращающейся поляризацией излучения / В. Г. Слезкин, М. Г. Неведров // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 3. — С. 295—310.

1. Введение

Хорошо известные микрополосковые антенны (МПА) [1] получили широкое распространение благодаря конструктивной простоте: их излучающие структуры (излучатели) обычно выполняют на основе двустороннего фольгированного диэлектрика, имеющего сравнительно малую толщину, много меньшую длины волны излучения. Собственно, излучателю на «верхнем» (в направлении излучения) слое фольги придают определенную форму, а «нижний» слой фольги, который может иметь другую форму, но всегда увеличенные размеры, выполняет роль экрана. Устройство возбуждения МПА чаще всего выполняют на основе коаксиального кабеля, располагаемого либо в плоскости излучателя, либо перпендикулярно ей. По принципу действия МПА относятся к щелевым антеннам, так как роль излучающих «магнитных» токов играет напряжение между частью края излучателя или всем его периметром и экраном.

Предложенные в 2003 году секционированные микрополосковые антенны (СМПА) [2] отличаются тем, что излучающую структуру образует не один участок фольги, а два, три или более секций, разделенных сравнительно узким зазором. При двух секциях появляется возможность отдельно рассматривать форму и размеры излучающей щели, роль которой играет зазор между секциями, и размеры антенны, определяющие рабочую частоту. Антенны из трех и четырех секций приобретают дополнительные качества, в частности, возможность получения эллиптической и круговой поляризации излучения.

Развитие конструкций СМПА привело к появлению вариантов с устройством питания на основе полосковой линии и с дополнительными штырями между секциями и экраном [3, 4], однако до сих пор не рассматривались пути использования подобных элементов в СМПА круговой поляризации. Данная работа посвящена исследованию возможности реализовать СМПА из трех секций с указанными элементами.

2. Конфигурация и принцип действия трехсекционной СМПА

Будем считать, что круглая СМПА (рис. 1) имеет экран достаточно больших размеров или расположена на плоской металлической поверхности (на рисунке обозначена серым цветом). Излучающую структуру образуют три одинаковые секции 1, 2 и 3, разделенные небольшими зазорами. В центре структуры выполнен круглый вырез для размещения сосредоточенных элементов. По секции 1 проложен внешний проводник коаксиального кабеля 4, который электрически соединен с ней и с экраном вблизи края структуры. Центральный проводник кабеля подключен ко входу согласо-

юще-фазирующего устройства 5, выходы которого подключены к секциям 2 и 3. Для обеспечения симметрии по этим секциям проложены такие же отрезки кабеля 6 и 7, у которых центральные проводники не используются, а внешние соединены с секциями и с экраном у края структуры.

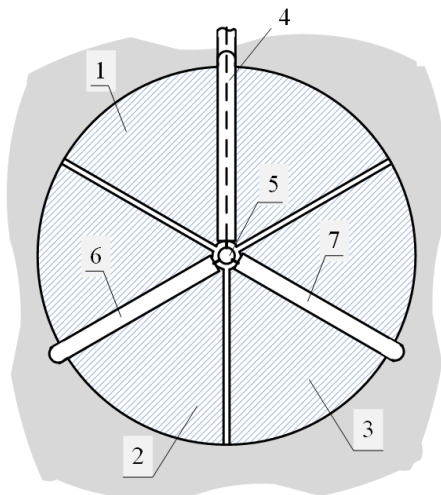


Рис. 1. Схема круглой трехсекционной СМПА.

Fig. 1. Diagram of a round three-section sectional microstrip antenna (SMA)

Рассмотрим принцип действия данной СМПА.

В центре структуры (рис. 2) осуществляется возбуждение краев зазора напряжениями между внешним проводником кабеля (точка $F1$), вторым и третьим выходами согласующе-фазирующего устройства (точки $F2$, $F3$). Распределения напряжений удобно представить в виде распределения виртуальных «магнитных» токов [1], плотности которых изменяются вдоль зазоров между секторами, а затем — вдоль щелей, образованных краями секций и экраном. В точках короткого замыкания каждой секции с экраном $S1$, $S2$, $S3$ плотности магнитных токов равны нулю, поэтому закон изменения плотностей этих токов соответствует стоячей волне с нулями в точках короткого замыкания.

Если фазы возбуждения магнитных токов между парами точек $F1$ и $F2$, $F2$ и $F3$, $F3$ и $F1$ отличаются на 120° , то при одинаковых амплитудах возбуждения излучения этих токов на протяжении зазоров между секциями в главном направлении образуют электромагнитную волну с круговой поляризацией. Вклад в диаграмму направленности токов между внешними краями секций и экраном должен быть сравнительно небольшим, так как вблизи зазоров между секциями эти токи направлены прак-

тически противоположно, поэтому происходит взаимная компенсация излучения, а уровни направленных по-разному токов вблизи точек короткого замыкания $S1$, $S2$, $S3$ относительно малы (см. рис. 2).

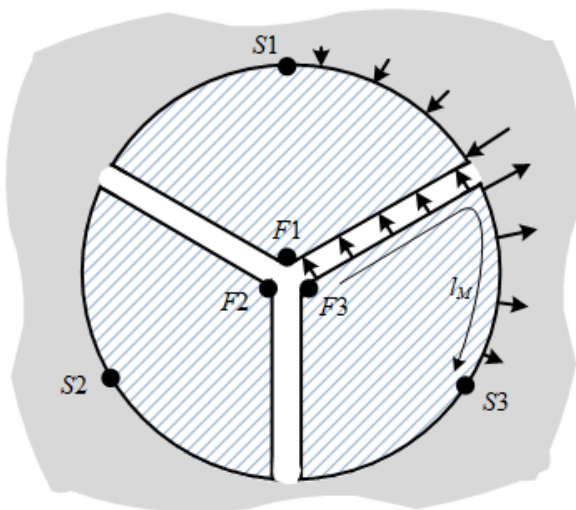


Рис. 2. Схема распределения магнитных токов между точками короткого замыкания для каждой пары секций.

Fig. 2. Scheme of distribution of magnetic currents between short circuit points for each pair of sections

Итак, фазирующая функция согласующе-фазирующего устройства определилась: так как его вход подключен к центральному проводнику коаксиала, а точка $F1$ возбуждается внешним проводником, разность фаз между входом и выходом, подключенным к точке $F2$, должна составлять только $\pm 60^\circ$, а между входом и выходом, подключенным к точке $F3$ — $\mp 60^\circ$ (чередование знаков соответствует двум возможным направлениям вращения поля). С точки зрения технической реализации это означает, что необходимые фазовые соотношения можно реализовать двумя одинаковыми реактивностями индуктивного и емкостного типов.

Для установления согласующей функции устройства рассмотрим характер входного сопротивления секций.

Каждый сектор образует значительную емкость C_S с экраном. Так как размеры секций много больше толщины диэлектрика, а ширина зазоров между секциями незначительна, краевыми эффектами и наличием зазоров можно пренебречь и оценить эту величину как емкость плоского конденсатора

$$C_S \approx \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \pi a^2}{3h}, \quad (1)$$

где a — радиус структуры;

ε_0 — диэлектрическая постоянная, равная $8,85418 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;

ε — относительная диэлектрическая проницаемость основания;

h — толщина основания.

Ранее мы установили, что каждая секция окружена щелевой линией передачи, состоящей из двух участков: планарным зазором между секциями и пространственной щелью между краем секции и экраном. Половина такой щелевой линии длиной l_M (см. рис. 2), например, от точки F3 до точки S3, работает в режиме короткого замыкания, следовательно, при электрической длине этого отрезка (с учетом диэлектрической проницаемости основания), меньшей четверти длины волны λ , входное сопротивление имеет индуктивный характер. Емкость секции C_S подключена параллельно к соответствующей линии, поэтому взаимная компенсация реактивностей возможна вблизи частот параллельного резонанса, когда индуктивный входной импеданс короткозамкнутой щелевой линии становится достаточно большим для компенсации емкостного импеданса C_S . Это условие выполняется на тех частотах, для которых электрическая длина короткозамкнутого отрезка линии длиной l_M близка к нечетному числу четвертей длины волны λ .

Длина криволинейного пути l_M связана с радиусом структуры a очевидным соотношением

$$l_M \approx a(1 + \pi/3), \quad (2)$$

поэтому для предварительной оценки радиуса a получим формулу

$$a = \frac{(2i+1)\lambda}{4\sqrt{\varepsilon_{Ef}}(1 + \pi/3)}, \quad i = 0, 1, \dots \quad (3)$$

В ней эффективную диэлектрическую проницаемость ε_{Ef} можно оценивать, как для планарной щелевой линии между краями секций [3].

При рассмотренных условиях радиус структуры a соизмерим с длиной волны λ , а значит, в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн импеданс емкости C_S (1) будет значительно меньше волнового сопротивления питающего кабеля ρ_F , чаще всего составляющего 50 Ом. Шунтирующее действие емкости приведет к тому, что сопротивление излучения на всех частотах вдали от частоты резонанса будет также существенно меньшим величины ρ_F . Для входного сопротивления секции Z_S

это соответствует малому значению активной составляющей R_S . На частоте же параллельного резонанса f_0 , когда импеданс суммарной реактивности jX_S становится равным нулю, значение активной составляющей R_S должно быть значительно больше величины ρ_F .

Зависимость входного сопротивления антенны $Z_{In}(f)$ от частоты f в сечении кабеля вблизи точки $F1$ будет также иметь резонансный характер, причем максимальное значение активной составляющей R_{In} останется превышающим величину ρ_F . Это означает, что вблизи резонансной частоты f_0 будут расположены две частоты f_1 и f_2 , на которых активная составляющая R_{In} сравнивается с волновым сопротивлением кабеля ρ_F (рис. 3).

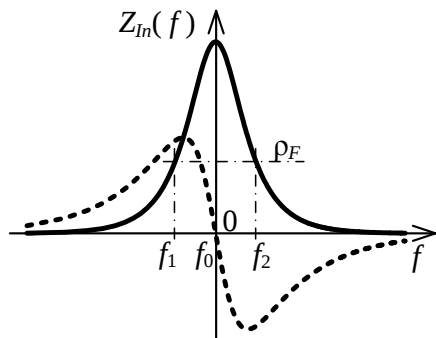


Рис. 3. Вид частотной зависимости активной (сплошная линия) и реактивной (пунктир) составляющих входного сопротивления антенны.

Fig. 3. Type of frequency dependence of the active (solid line) and reactive (dotted line) components of the antenna input impedance

Для достижения согласования реактивности можно скомпенсировать последовательно включенным согласующим элементом с реактивным импедансом jX_M : емкостным на частоте f_1 и индуктивным на частоте f_2 . Так как эти частоты близки друг к другу, выбор типа элемента определяется только степенью удобства технической реализации.

Итак, нами установлено, что согласующе-фазирующее устройство должно содержать три элемента с реактивными импедансами (рис. 4):

- согласующий с импедансом jX_M , подключенный первым выводом к центральному проводнику питающего кабеля;
- первый фазирующий с импедансом jX_{PD} , включенный между вторым выводом согласующего элемента и краем второй секции (точка $F2$ на рис. 2);
- второй фазирующий с импедансом jX_{PC} , включенный между вторым выводом согласующего элемента и краем третьей секции (точка $F3$ на рис. 2).

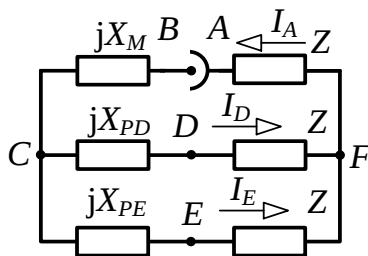


Рис. 4. Эквивалентная схема трехсекционной антенны.

Fig. 4. Equivalent circuit of a three-section antenna

Благодаря осевой симметрии секций можно считать, что, когда антенна настроена на рабочую частоту и обеспечено равенство амплитуд возбуждения секций при разности фаз между ними, равной 120° , входные сопротивления секций Z , имеющие как активную R , так и реактивную X составляющие равны, друг другу.

$$Z = R + jX, \quad (4)$$

На эквивалентной схеме (см. рис. 4) точка F является общей, она соответствует экрану структуры, а точкой A обозначен край первой секции у центра структуры, где заканчивается внешний проводник кабеля. Между точками F и A находится входное сопротивление первой секции, равное Z . Точка B отображает конец центрального проводника кабеля, к которому подключен согласующий реактивный элемент jX_M . Точкой C обозначен второй вывод этого элемента, к которому подключены фазирующие реактивные элементы jX_{PD} и jX_{PE} . Вторые выходы каждого из фазирующих элементов в точках D и E подключены к краям соответствующих секций с входными сопротивлениями, равными Z , вблизи центра структуры.

Обозначим токи, протекающие по секциям как I_A , I_D и I_E (см. рис. 4), а их условно-положительные направления выберем, считая положительным значение мгновенного напряжения в точке B и, соответственно, отрицательным — в точке A . Согласно нашей схеме, ток I_A равен сумме токов I_D и I_E

$$I_A = I_D + I_E,$$

протекающих через точки C и D , соответственно.

Рассмотрим условия, при которых амплитуды токов I_D и I_E одинаковы, а их фазы отличаются на 120° . Так как на выполнение этих условий согласующий элемент не влияет, приравняем его импеданс jX_M к нулю. Согласно закону Ома, произведения токов I_D и I_E на полные сопротивления параллельных ветвей электрической цепи равны напряжению U_C в

точке C , а значит, справедливо равенство, которое с учетом (4) можем записать в виде

$$I_D(jX_{PD} + R + jX) = I_E(jX_{PE} + R + jX),$$

откуда для отношения токов получим

$$\frac{I_D}{I_E} = \frac{R + j(X_{PE} + X)}{R + j(X_{PD} + X)}. \quad (5)$$

Как известно, равенство модулей комплексных чисел обеспечивается, если эти числа являются комплексно-сопряженными, т. е. если их аргументы имеют противоположные знаки

$$\text{Arg}(I_D) = -\text{Arg}(I_E). \quad (6)$$

В нашем случае, кроме того, они должны отличаться на 120°

$$\text{Arg}(I_D) - \text{Arg}(I_E) = 120^\circ. \quad (7)$$

Подставив в (7) условие (6), получим

$$\text{Arg}(I_D) - [-\text{Arg}(I_D)] = 120^\circ,$$

откуда следует

$$\text{Arg}(I_D) = \frac{120^\circ}{2} = 60^\circ; \quad (8)$$

$$\text{Arg}(I_C) = -\text{Arg}(I_D) = -60^\circ.$$

Аргумент комплексной величины тока I_D определяется двумя реактивными импедансами: секции и фазирующего элемента

$$\text{Arg}(I_D) = \arctg \frac{X + X_{PD}}{R}. \quad (9)$$

Так как тангенс — монотонная функция в пределах своей главной ветви, вместо (9) можем записать эквивалентное соотношение

$$\text{tg}[\text{Arg}(I_D)] = \frac{X + X_{PD}}{R}. \quad (10)$$

С учетом (8), используя табличное значение

$$\text{tg}(60^\circ) = \sqrt{3},$$

можем из (10) получить требование к величине импеданса X_{PD} первого фазирующего элемента

$$\frac{X + X_{PD}}{R} = \sqrt{3}; \quad (11)$$

$$X_{PD} = \sqrt{3}R - X.$$

Аналогичным образом найдем величину импеданса X_{PE} второй фазирующей реактивности

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}[\operatorname{Arg}(I_E)] &= \frac{X + X_{PE}}{R}; \\ \operatorname{tg}(-60^\circ) &= -\sqrt{3}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{X + X_{PE}}{R} = -\sqrt{3};$$

$$X_{PE} = -\sqrt{3}R - X.$$

Полные сопротивления ветвей $C-D-F$ и $C-E-F$ — величины Z_D и Z_E , соответственно, выразим с учетом полученных соотношений

$$Z_D = R + j(X + X_{PD}) = R + j(X + \sqrt{3}R - X) = R + j\sqrt{3}R; \quad (13)$$

$$Z_E = R + j(X + X_{PE}) = R + j(X - \sqrt{3}R - X) = R - j\sqrt{3}R.$$

Так как эти сопротивления соединены между собой параллельно, а с сопротивлением ветви $A-F$, которое равно Z , последовательно, для входного сопротивления между точками A и B Z_{in0} при нулевой величине jX_M получим выражение

$$\begin{aligned} Z_{in0} &= Z + Z_D \parallel Z_E = Z + \frac{Z_D Z_E}{Z_D + Z_E} = R + jX + \frac{(R + j\sqrt{3}R)(R - j\sqrt{3}R)}{R + j\sqrt{3}R + R - j\sqrt{3}R} = \\ &= R + jX + \frac{R^2 + 3R^2}{2R} = 3R + jX. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, входное сопротивление антенны в целом получилось комплексным. Его реактивную составляющую можно скомпенсировать, применив согласующий элемент с импедансом такой же величины, но противоположного знака

$$jX_M = -jX. \quad (15)$$

Для согласования оставшейся активной составляющей входного сопротивления (14) с волновым сопротивлением фидера R_F требуется обеспечить их равенство

$$\rho_F = 3R, \quad (16)$$

откуда получаем требуемую величину активной составляющей

$$R = \frac{\rho_F}{3}. \quad (17)$$

Приведенные соотношения (11, 12, 15, 17) верны для окончательного результата настройки антенны, но не учитывают тот факт, что в реактивный импеданс каждой секции X вносят вклад распределенные сопротивления щелевых линий между соседними краями секций и между их внешними краями и экраном. Простых методик учета этого влияния не существует, а дополнительную сложность представляет практическая реализация рассмотренных реактивных элементов, поэтому окончательный выбор конфигурации и размеров антенны данного типа может быть выполнен по результатам физического или численного эксперимента.

3. Подход к практической реализации и моделирование трехсекционной СМПА

Существенным недостатком рассмотренной конфигурации трехсекционной СМПА является наличие отрезков коаксиального кабеля: одного — питающего, двух остальных — добавленных для симметрии, но не используемых как фидеры. Так как эти отрезки проложены поверх секций, антенна в целом перестает быть плоской, что для ряда практических приложений нежелательно. Кроме того, повышается материалоемкость антенны и снижается технологичность ее производства.

Для устранения этих недостатков предлагается, как и в СМПА из двух секций [3], заменить отрезок питающего кабеля отрезком симметричной полосковой линией (ПЛ): благодаря значительной ширине и электрическому контакту с экраном антенны («нижним» экраном ПЛ) одна секция может служить «верхним» экраном ПЛ. В работе [3] доказано, что полосок этой линии не нарушает конфигурацию самой секции как излучателя, поэтому симметрия структуры сохранится без каких-либо дополнительных элементов.

Реактивные элементы согласующе-фазирующего устройства нами рассматривались как сосредоточенные, однако при полосковом питании целесообразно и эти элементы реализовать на полосковой или микрополосковой линии. При размерах полосковых элементов не более 0,03 от длины волны [5] их параметры практически не отличаются от сосредоточенных. Данное ограничение не является жестким, поэтому в исследован-

ных моделях для диаметра круглой площадки под эти элементы был взят размер, равный 0,05 от длины волны λ .

Моделирование выполнялось средствами САПР *CST Studio Suite* [6] в полосе частот от 1000 до 3000 МГц при расчетной рабочей частоте 2000 МГц.

Так как было заранее известно, что наши предварительные оценки основных размеров являются довольно приблизительными, в первой модели трехсекционной СМПА применялось возбуждение дискретным портом с внутренним сопротивлением 50 Ом и сосредоточенные последовательные *RLC*-элементы.

В результате серии оценочных расчетов было установлено, что реальная частотная зависимость реактивной составляющей входного сопротивления, в отличие от идеализированной (см. рис. 3) имеет разные максимальные значения вблизи резонанса, вследствие чего техническая реализация всех трех элементов проще при индуктивном характере их реактивности. Соотношения (11, 12) такой возможности не противоречат. Действительно, если на частоте f_2 , когда активная составляющая сопротивления равна ρ_F , реактивный емкостной импеданс одной секции X превышает величину $\sqrt{3}R$, то фазирующие элементы должны будут иметь индуктивные импедансы, отличающиеся по величине.

Для наглядности выполним количественные оценки. Граничное значение импеданса секции X_B выразим через волновое сопротивление фидера ρ_F учетом соотношения (17)

$$X_B = \sqrt{3}R = \sqrt{3} \frac{\rho_F}{3} = \frac{\rho_F}{\sqrt{3}}. \quad (18)$$

Итак, граничное значение X_B меньше волнового сопротивления фидера ρ_F . Для примера возьмем емкостной импеданс секции равным удвоенному значению ρ_F при 50-омном фидере, тогда из (11, 12, 15) получим

$$\begin{aligned} X_{PE} &= -X_B - X = -\frac{\rho_F}{\sqrt{3}} - (-2\rho_F) = -\frac{50}{\sqrt{3}} + 2 \cdot 50 \approx -30 + 100 = 70 \text{ Ом}; \\ X_{PD} &= X_B - X = \frac{\rho_F}{\sqrt{3}} - (-2\rho_F) = \frac{50}{\sqrt{3}} + 2 \cdot 50 \approx 30 + 100 = 130 \text{ Ом}; \\ X_M &= -X = -(-2\rho_F) = 2 \cdot 50 = 100 \text{ Ом}. \end{aligned} \quad (19)$$

Полученные оценки подсказывают такой порядок моделирования:

— вначале определить приблизительное значение емкостного импеданса модели X на частоте возможного согласования f_2 (см. рис. 3) и задать равное ему значение индуктивного импеданса X_M ;

— задавать начальные значения индуктивных импедансов X_{PE} и X_{PD} , отличающимися от импеданса X_M «вверх» и «вниз» приблизительно на 30 Ом (19);

— в процессе «настройки» модели отдельно подбирать величину импеданса согласующего элемента X_M , а для импедансов фазирующих элементов — одинаковые по модулю значения смещения X_{PE} и X_{PD} относительно значения X_M .

Были выполнены исследования для радиуса структуры a (3), близко-го к $\frac{3}{4}$ длины волны ($i = 1$), как представляющего наибольший практический интерес [3]. Результаты подтвердили правильность описанного подхода, что проявилось в сравнительно небольшом числе шагов, понадобившихся для достижения приемлемых результатов.

На следующем этапе моделирования был выполнен ряд модификаций модели с возбуждением через ПЛ и пошаговой заменой дискретных RLC -элементов на отрезки ПЛ с различным индуктивным импедансом, что достигалось подбором ширины отрезков и их формы: от прямых до изогнутых по форме «меандра» с различным числом изгибов. Эти отрезки были выполнены на нижней стороне излучающей структуры, а их внешние концы соединялись с секциями через металлические штыри (рис. 5).

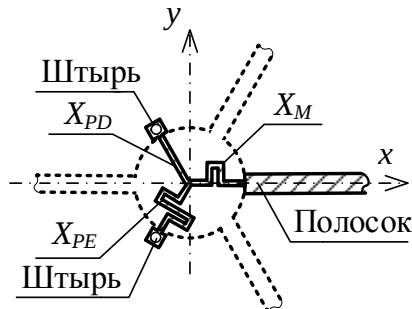


Рис. 5. Схема топологии центральной части среднего слоя трехэлементной СМПА.

Fig. 5. Topology diagram of the central part of the middle layer of a three-element SMA

В результате моделирования удалось добиться следующих электрических характеристик.

Относительная полоса рабочих частот по уровню КСВ 2,0 составила около 2 % при наилучшем значении КСВ на средней частоте 2000 МГц, близким к 1,1.

Направленные и поляризационные свойства модели оценивались по сечениям ненормированных диаграмм направленности $F(\theta)$ для углов φ , равных нулю и 180° (соответствует оси x , вдоль которой проложен поло-

сок ПЛ) и 90° — 270° , в качестве которых выбирались угловая зависимость абсолютного значения КНД и зависимости КНД для правой и левой круговых поляризаций (рис. 6).

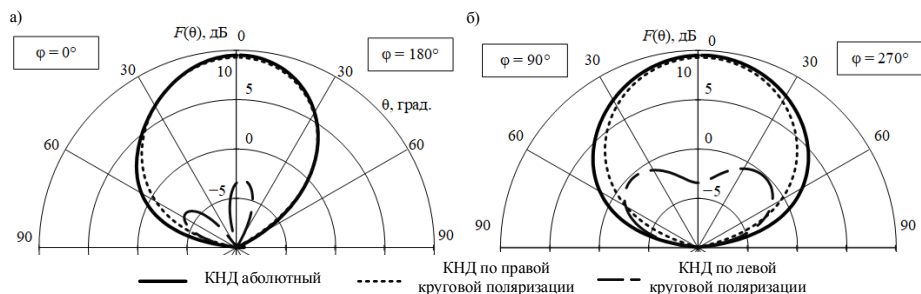


Рис. 6. Сечения ненормированных диаграмм направленности для угла φ , равного нулю (а) и равного 90° (б).

Fig. 6. Sections of non-standardized radiation patterns for angle φ equal to zero (a) and equal to 90° (b)

Максимальное значение КНД оказалось близким к 9,5 дБ. Как и следовало ожидать, для сечения, проходящего через зазор между секциями (см. рис. 6 а), диаграммы получились менее симметричными (более резкое спадаение в сторону зазора), чем для перпендикулярного ему сечения (см. рис. 6 б).

Описанные результаты для наглядности были пересчитаны в угловые зависимости коэффициента эллиптичности K_{el} (рис. 7).

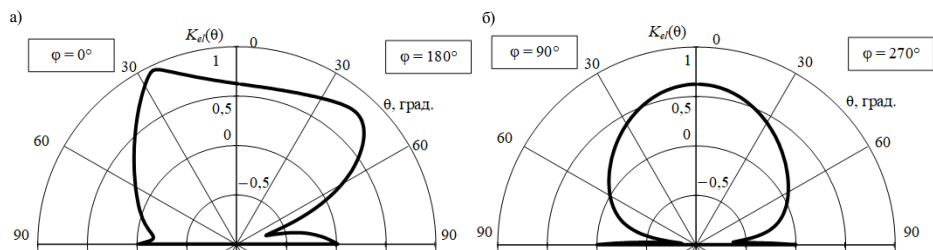


Рис. 7. Сечения угловых зависимостей коэффициента эллиптичности для угла φ , равного нулю (а) и равного 90° (б).

Fig. 7. Sections of angular dependences of the ellipticity coefficient for an angle φ equal to zero (a) and equal to 90° (b)

Видно, что в значительных угловых пределах преобладает правая круговая поляризация. В наихудшем случае (см. рис. 7 б) она переходит в линейную и левую (отрицательные значения коэффициента эллиптичности) за пределами «воронки» по углу θ около 60° .

4. Заключение

Предложен вариант реализации трехсекционной СМПА с устройством возбуждения на основе полосковой линии, содержащей согласующее устройство из трех отрезков полосков разной формы и разных размеров. Описана рекомендуемая методика проектирования антенны, включающая моделирование в среде САПР *CST Studio Suite* с выполнением нескольких моделей: начальной с дискретным портом возбуждения и сосредоточенными реактивными элементами, ряда промежуточных и окончательной с пошаговой заменой порта и сосредоточенных элементов.

В результате моделирования доказано, что данный вариант СМПА, в котором отсутствуют неплоские элементы, может представлять практический интерес в тех случаях, когда узкополосная антенна с эллиптической поляризацией излучения и минимальными габаритами по высоте должна располагаться на металлической поверхности больших габаритов.

Список литературы

1. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны. Москва : Радио и связь, 1986. 145 с.
2. Mishoostin B. A., Slyozkin V. G. The sectioned microstrip antennas. In : 4th International Conference on Antenna Theory and Techniques (Sevastopol, 2003). Vol. 2. P. 501–503.
3. Afonin I. L., Slyozkin V. G., Slyozkin G. V. Modelling of Sectionalized Microstrip Antennas with Stripline Feeding Scheme. In : Proc. of conf. Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves – RSEMW. (Divnomorskoye, June 26–30, 2023). P. 192–195. URL: <https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10201999> (06.05.2024).
4. Неведров М. Г. Слезкин Г. В., Слезкин В. Г. Двухсекционная микрополосковая антенна // Современные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций. 2023. № 6. С. 109.
5. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств. Под ред. В. И. Вольмана. Москва : Радио и связь, 1982. 328 с.
6. Курушин А. А. Проектирование СВЧ устройств в CST STUDIO SUITE. Москва : СОЛОН-Пресс, 2018. 428 с.

Информация об авторах

Слезкин Виталий Геннадьевич, к. т. н., доцент кафедры «Радиоэлектронные системы и технологии» Севастопольского государственного университета, г. Севастополь, Российская Федерация.

Неведров Михаил Геннадьевич, ассистент кафедры «Радиоэлектронные системы и технологии» Севастопольского государственного университета, г. Севастополь, Российская Федерация.

The Three-Section Microstrip Antenna with Rotating Polarized Field

V. G. Slezkin and M. G. Nevedrov

Sevastopol State University
Universitetskaya st., 33, Sevastopol, 299053, Russian Federation
VGSlezkin@sevsu.ru

Received: May 19, 2024

Peer-reviewed: May 24, 2024

Accepted: May 24, 2024

Abstract: Proposed below is a new version of a three-sectioned circular shaped microstrip antenna with a microstrip line feed device. The antenna is based on two layers of foil-clad dielectric material and can be manufactured using printing technology. The upper layer at its upper side performs symmetric radiating structure having three sections separated by narrow gaps with a circular cutout at the center of the structure having a diameter of about 0.05 times the wavelength. The bottom side of this layer holds the microstrip excitation device that contains of feed line cut and three another microstrip feed line cuts of different shapes and widths located at the limits of the upper circular cutout of structure. The lower layer upper side is free from a foil but the bottom one is fully covered by foil to perform a screen for the antenna and feeding device. The operability of this with rotating polarization of radiation circularly polarized antenna in the relative bandwidth about 2% with a directivity of about 10 dB and elliptic factor of not less 0.5 within 50° to 75° around the main direction of radiation is proved by the results of numerical modeling preformed using CST Studio Suite CAD system.

Keywords: three-sectioned microstrip antenna, rotating polarization, printing technology, modeling.

For citation (IEEE): V. G. Slezkin and M. G. Nevedrov, "The Three-Section Microstrip Antenna with Rotating Polarized Field," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 295–310, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.20. (In Russ.).

References

- [1] B. A. Panchenko and Ye. I. Nefedov, *Microstrip antennas*, Moscow : Radio i svyaz, 1986. (In Russ.).
- [2] B. A. Mishoostin and V. G. Slyozkin, "The sectioned microstrip antennas," in : 4th International Conference on Antenna Theory and Techniques (Sevastopol, 2003), vol. 2, pp. 501–503, doi: 10.1109/ICATT.2003.1238784.
- [3] I. L. Afonin, V. G. Slyozkin, and G. V. Slyozkin, "Modeling of Sectionalized Microstrip Antennas with Stripline Feeding Scheme," in : *Proc. of conf. Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves – RSEMW* (Divnomorskoye, June 26–30, 2023), pp. 192–195, URL: <https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10201999> (06.05.2024).

- [4] M. G. Nevedrov, G. V. Slezkin, and V. G. Slezkin, “Two-section microstrip antenna,” *Sovremennye problemy radioelektroniki i telekommunikatsiy*, no. 6, p. 109, 2023. (In Russ.).
- [5] *Handbook on the calculation and design of microwave strip devices*, ed. V. I. Volman, Moscow : Radio and Svyaz, 1982. (In Russ.).
- [6] A. A. Kurushin, *Design of microwave devices in CST STUDIO SUITE*, Moscow : SOLON-Press, 2018. (In Russ.).

Information about the authors

Vitaly G. Slezkin, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of the Department of Radioelectronic Systems and Technologies, Sevastopol State University, Sevastopol, Russian Federation.

Mikhail G. Nevedrov, assistant at the Department of Radioelectronic Systems and Technologies, Sevastopol State University, Sevastopol, Russian Federation.

УДК 621.382

Применение совместного воздействия сильных постоянных магнитных и электрических полей в разработках микроволновых смесителей

Малышев И. В., Паршина Н. В.

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения,

Южный федеральный университет

ул. Шевченко, 2, г. Таганрог, Ростовская область, 347922, Российская Федерация

ivmalyshev@sfedu.ru

Получено: 19 мая 2024 г.

Отрецензировано: 24 мая 2024 г.

Принято к публикации: 24 мая 2024 г.

Аннотация: *Представлены результаты разработки смесителя автодинного типа на объемной полупроводниковой структуре в условиях воздействия сильных постоянных электрических и магнитных полей. В работе на основе проведенного анализа поведения носителей заряда в условиях влияния сильных ортогонально-ориентированных электрических и магнитных полей доказана возможность создания автодинного преобразователя и предложены эквивалентная структурная схема такого смесителя и его конструктивная реализация.*

Ключевые слова: *магнитное поле, смеситель автодинного типа, напряжённость электрического поля, индукция магнитного поля, эффективная масса, перенос носителей заряда, квазиимпульс, кинетическая энергия горячих электронов, эффект Ганна, полупроводники типа $A^{III}B^V$.*

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Малышев И. В., Паршина Н. В. Применение совместного воздействия сильных постоянных магнитных и электрических полей в разработках микроволновых смесителей // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 311—325.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Малышев, И. В. Применение совместного воздействия сильных постоянных магнитных и электрических полей в разработках микроволновых смесителей / И. В. Малышев, Н. В. Паршина // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 311—325.

1. Введение

В основе преобразовательных устройств (к числу которых относятся и смесители) микроволнового диапазона лежат объёмные эффекты, играющую большую роль в разработке современных приборов и устройств.

При таких исследованиях наибольшее удобство представляют феноменологические методы расчета [1], в основе которых лежат кинетические уравнения, описывающие поведение носителей с учетом их дрейфовых и диффузионных особенностей.

В настоящей работе на основе такого феноменологического подхода, а также особенностей поведения эффективной массы горячих носителей, приведено теоретическое доказательство, проведен анализ поведения плотности выходного тока полупроводникового объемного элемента, который в условиях одновременного воздействия постоянных и переменных электрических и магнитных полей может являться нелинейным элементом, представляющим рабочую часть смесителя, у которого автодинный генератор будет индуцироваться за счет воздействия внешнего магнитного поля.

Эта магнитоуправляемая полупроводниковая структура (МУПС), которая будет определена как активный элемент смесительного узла, включена в волноводную конструкцию, приведенную в настоящей работе.

2. Учёт энергозависимости эффективной массы горячих носителей в объёме полупроводников типа $A^{III}B^V$

Для учета нелинейных свойств объема полупроводников применяют уравнения усредненного дрейфа и разогрева носителей, описывающие зависимость от внешнего поля E_g и времени t среднего дрейфового квазиимпульса p и энергии W электрона [1, 2]:

$$\frac{dp}{dt} = eE_B - p/\tau, \quad (1)$$

$$\frac{dW}{dt} = \left(\frac{ep}{m}\right) E_B - (W - W_0)/\tau_E. \quad (2)$$

где τ и τ_E — времена релаксации импульса и энергии электрона соответственно, e — заряд электрона.

После представления внешнего поля в виде суммы постоянных и переменных компонент можно получить плотность тока в виде [3, 4]

$$j = en p(t)/m_0 [1 - p_m \left(\frac{W(t) - W_0}{W_0} \right)]. \quad (3)$$

Важную роль при исследовании механизмов возникновения указанной нелинейности играет вопрос об отклонении дисперсионной характеристики от квадратичного закона, которую можно рассмотреть путем ввода зависимости эффективной массы m носителей от их средней энергии W [4].

Учитывая различные эффекты изменения эффективной массы от энергии, было получено соотношение [4, 5]:

$$m = \frac{1}{m_0} \frac{\left(1 + 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{33}}\right)^3}{\left(1 - 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{31}}\right)} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_B} \frac{\left(1 + 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{336}}\right)^3}{\left(1 - 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{316}}\right)} - \frac{1}{m_0} \frac{\left(1 + 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{33}}\right)^3}{\left(1 - 2 \frac{W - W_0}{\Delta W_{31}}\right)} \right) \times \left[1 + th \left(\frac{W - W_0}{\Delta W_{11}} \right) \right]. \quad (4)$$

В практических расчётах могут возникнуть трудности в применении полученного выражения, поэтому была доказано возможность использования [4, 5] соотношения $\frac{1}{m} = f(W)$, полученного после разложения в ряд Тейлора с ограничением до второго члена этого ряда [1]:

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_0} \left(1 - p_m \frac{W - W_0}{W_0} \right), \quad (5)$$

где p_m — безразмерный параметр, зависящий от типа полупроводника и определяемый из его дрейфовой характеристики. (Для арсенида галлия $p_m = 0,1$).

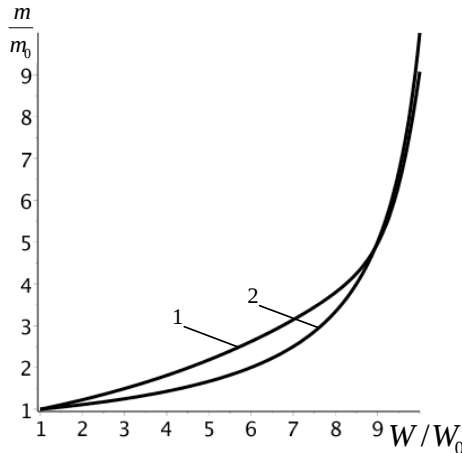


Рис. 1. Энергетические зависимости нормированной эффективной массы, рассчитанные по уравнениям (4) (график 1) и (5) (график 2).

Fig. 1. Energy dependences of the normalized effective mass, calculated using equations (4) (graph 1) and (5) (graph 2)

При сравнении соотношений (4) и (5) и рис. 1, наблюдается практически полное совпадение кривых, особенно при величинах $\frac{W}{W_0} > 8,5$.

Определим при помощи этих соотношений уравнение для плотности выходного тока, используя дифференциальные уравнения сохранения [6]:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{eEp}{m} - \frac{W-W_0}{\tau_3}, \quad (6)$$

$$\frac{dp}{dt} = eE - \frac{p}{\tau}. \quad (7)$$

Подставив (6) в (5), получим уравнение в нормированном виде:

$$\frac{E}{E_\pi} = \sqrt{\frac{m}{m_0} p_m \left(\frac{W}{W_0} - 1 \right)}, \quad (8)$$

где $E_\pi = \sqrt{\frac{m_0 W_0}{e^2 p_m \tau \tau_3}}$ — напряжённость порогового электрического поля эффекта Ганна [7].

Плотность выходного тока можно найти из уравнения (5).

$$j = en\mu E = \frac{e^2 n \tau}{m} E. \quad (9)$$

Определяя подвижность как $\mu_0 = \frac{e\tau}{m_0}$ и добавляя нормирующий параметр $j_\pi = en\mu_0 E_\pi = e^2 n \tau E_\pi / 2m_0$, получим решение стационарного случая уравнений (6) и (7) в нормированном виде:

$$\frac{j}{j_\pi} = \frac{E}{E_\pi} \frac{m}{m_0} = 2 \frac{E}{E_\pi} \left(1 + \frac{E^2}{E_\pi^2} \right). \quad (10)$$

Полученная зависимость представлена в виде графика на рис. 2. Уравнение (10) удобно применять для аналитических и численных расчётов.

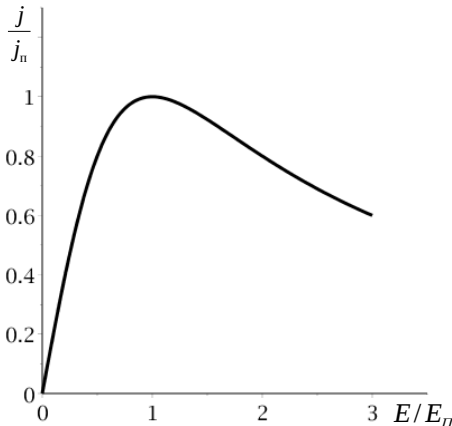


Рис. 2. График, построенный по соотношению (10).

Fig. 2. Graph calculated by ratio (10)

Из графика, представленного на рис. 2 видно, что он определяет экстремум в точке $\frac{E}{E_n} = 1$, что соответствует виду дрейфовой характеристики для GaAs.

3. Зависимости коэффициента диффузии от воздействия сильных электрических и магнитных полей

В условиях воздействия сильных электрических и магнитных полей важным электрофизическим параметром является коэффициент диффузии, который определяет вклад диффузионной компоненты в плотность полученного выходного тока. При этом большую роль играет сила Лоренца, направленная вдоль одной из декартовых осей координат (рис. 3).

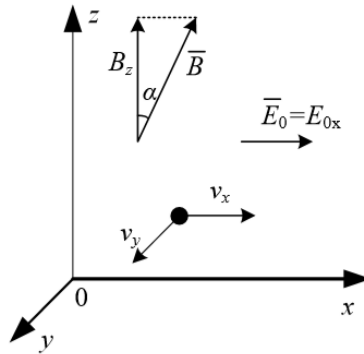


Рис. 3. Ориентация векторов E и B в декартовой системе координат.

Fig. 3. Orientation of vectors E and B in the Cartesian coordinate system

Уравнения для разогрева и дрейфа представим в векторном виде, т. к. в результате взаимодействия магнитного поля и потока носителей возникает поперечная холловская компонента скорости, которая, как и кинетическая энергия в данных условиях будет иметь компонентные составляющие [2, 4]:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{eE_0}{m} - \frac{v_x}{\tau}, \quad (11)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{eE_B}{m} - \frac{v_y}{\tau}, \quad (12)$$

$$\frac{dW_x}{dt} = ev_x E_0 - \frac{W_x - W_0}{\tau_3}, \quad (13)$$

$$\frac{dW_y}{dt} = ev_y E_B - \frac{W_y - W_0}{\tau_3}, \quad (14)$$

где $eE_B = ev_x B_z \cos \alpha$ — сила Лоренца.

Для связи подвижности μ и коэффициента диффузии D применяем соотношение Эйнштейна:

$$D = \frac{\mu kT}{e} = \frac{2\mu W}{3e} = \frac{2\tau W}{3m}. \quad (15)$$

При этом можно определить компонентные составляющие этого коэффициента вдоль осей x и y . В этом случае коэффициент диффузии по оси x D_x зависит от электрического поля $E_0 = E_{0x}$, а по оси y D_y — от электрического и магнитного $B = B_z$ полей благодаря действию силы Лоренца.

Для определения коэффициента диффузии $D_x = \frac{2\tau W_x}{3m_x}$; $D_y = \frac{2\tau W_y}{3m_y}$ проведем подстановку в эти соотношения уравнений для компонент эффективной массы, поскольку она тоже будет иметь компонентные составляющие вдоль осей x и y . Таким образом, всё вышеизложенное можно записать в виде соотношений [8]:

$$\frac{1}{m_x} = \frac{1}{m_0} \left(1 - p_m \frac{W_x - W_0}{W_0} \right); \quad \frac{1}{m_y} = \frac{1}{m_0} \left(1 - p_m \frac{W_y - W_0}{W_0} \right). \quad (16)$$

$$\frac{D_x}{D_0} = \frac{z + p_m(z+1)}{p_m(z+1)^2}; \quad \frac{D_y}{D_0} = \frac{z_B + p_m(z_B+1)}{p_m(z_B+1)^2}. \quad (17)$$

4. Индукционные характеристики коэффициента диффузии и дрейфовой скорости

Вдоль оси x коэффициент диффузии и дрейфовая скорость не зависят от поперечного магнитного поля, а зависят только от электрического, приложенного вдоль этой оси.

В случае, изображенном на рис. 4, показаны диффузионная $\frac{D_x}{D_0} = f\left(\frac{E_{0x}}{E_n}\right)$ и дрейфовая $\frac{v_x}{v_0} = f\left(\frac{E_{0x}}{E_n}\right)$ характеристики. При этом нормировка скорости дрейфа проведена по $v_0 = \sqrt{\frac{2W_0}{m_0}}$ — линейной скорости хаотического движения в отсутствие разогрева.

На рис. 5 показана дрейфовая характеристика $\frac{v_x}{v_0} = f\left(\frac{E_{0x}}{E_n}\right)$ в сравнении с $\frac{v_y}{v_0} = f\left(\frac{E_{0y}}{E_n}, B_z\right)$, решенными при различных значениях магнитной индукции, при этом угол α между направлением вектора магнитной индукции и осью z принят равным нулю, что, собственно, соответствует $B_z = B$.

По полученным результатам (рис. 5) построено трехмерное изображение дрейфовой индукционной характеристики (рис. 6), поясняющей поведение скорости v_y/v_0 от параметров B_z и E_{0x}/E_n .

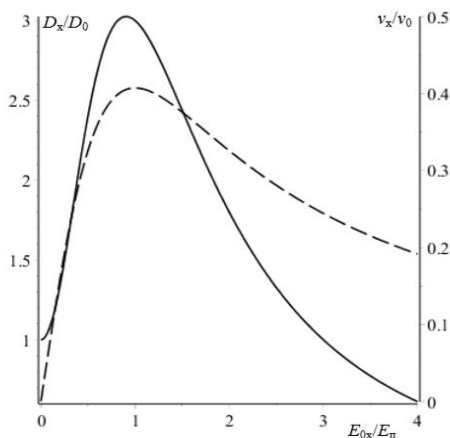


Рис. 4. Зависимости нормированных компонент коэффициента диффузии D_x/D_0 (сплошная линия) и дрейфовой скорости v_x/v_0 (штриховая линия) от внешнего электрического поля.

Fig. 4. Dependences of the normalized components of the diffusion coefficient D_x/D_0 (solid line) and drift velocity v_x/v_0 (dashed line) on the external electric field

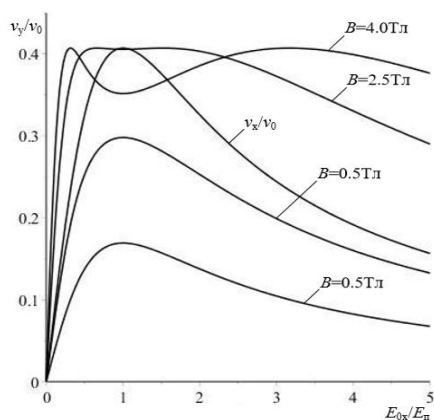


Рис. 5. Индукционные характеристики дрейфовой скорости

$$\frac{v_y}{v_0} = f\left(\frac{E_{0y}}{E_n}, B_z = B\right)$$

в сравнении $\frac{v_x}{v_0} = f\left(\frac{E_{0x}}{E_n}\right).$

Fig. 5. Drift speed induction characteristics

$$\frac{v_y}{v_0} = f\left(\frac{E_{0y}}{E_n}, B_z = B\right)$$

compared $\frac{v_x}{v_0} = f\left(\frac{E_{0x}}{E_n}\right)$

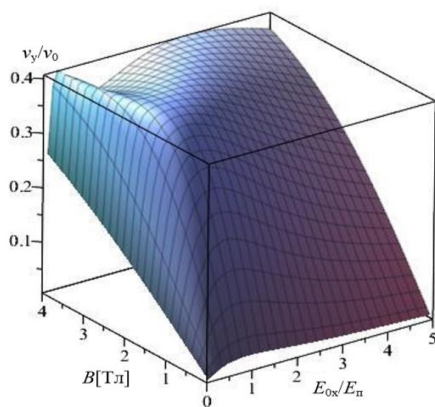


Рис. 6. Трехмерное изображение дрейфовой индукционной характеристики.

Fig. 6. 3D image of drift induction characteristic

Аналогично получены диффузионные индукционные характеристики при различных значениях B_z (рис. 7) и их трехмерное изображение (рис. 8).

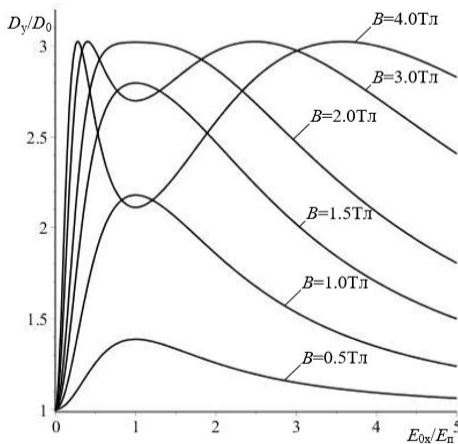


Рис. 7. Индукционные характеристики коэффициента диффузии $D_y/D_0 = f(E_{0x}/E_n, B_z)$.

Fig. 7. Induction characteristics of diffusion coefficient $D_y/D_0 = f(E_{0x}/E_n, B_z)$

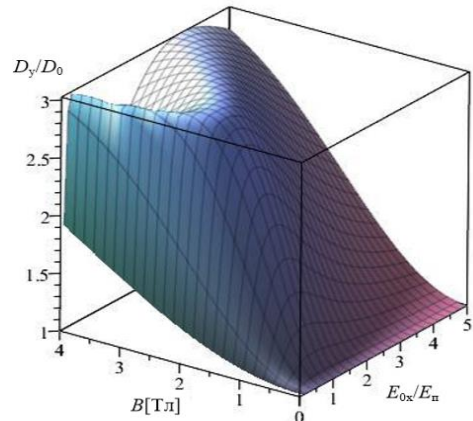


Рис. 8. Трехмерное изображение коэффициента диффузии.

Fig. 8. 3D image of diffusion coefficient

Важно отметить, что изменения угла α (от -90° до $+90^\circ$) позволяет дополнительно управлять этими характеристиками (рис. 9).

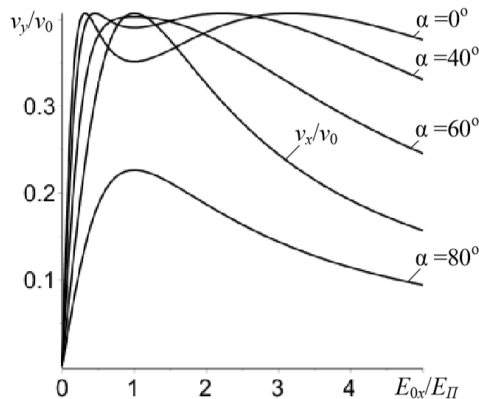


Рис. 9. Угловые зависимости поперечных характеристик в сравнении с продольными.

Fig. 9. Angular dependences of transverse characteristics in comparison with longitudinal ones

На данном рисунке приведены дрейфовые индукционные характеристики $v_y/v_0 = f(E_{0x}/E_n, \alpha)$ при $B = 4$ Тл.

Говоря о полевых нелинейностях продольной и поперечной компонент D_x/D_0 и D_y/D_0 , следует учесть, что в количественном выражении их отдельное выделение не представляется возможным, поскольку диффузионная компонента тока, в совокупности с дрейфовой, входит в состав выходного тока. Однако их совместная величина может быть обнаружена при проведении экспериментальных исследований [8, 9].

Проанализировав поведение носителей заряда в условиях действия сильных магнитных полей, можно сделать следующие выводы:

1) при увеличении магнитной индукции B растёт значение скорости v_y/v_0 , а после на дрейфовой индукционной характеристике $v_y/v_0 = f(E_{0x}/E_n, B = B_z)$ появляются падающие участки, что свидетельствует о возможности использования эффекта для создания нелинейных индукционных активных элементов [1, 2];

2) диффузионная индукционная характеристика $D_y/D_0 = f(E_{0x}/E_n, B = B_z)$ аналогична $D_x/D_0 = f(E_{0x}/E_n)$, но при больших значениях $B_z > 2$ Тл происходит «расщепление» максимума на два. Данная анизотропия коэффициента диффузии перспективна с точки зрения создания новых преобразовательных устройств [3];

3) в результате влияния силы Лоренца электрофизические параметры приобретают векторно-компонентную форму по осям x и y декартовой системы координат;

4) обнаружен эффект уменьшения напряжённости порогового поля на дрейфовой характеристике почти в 2 раза. Это позволяет во столько же раз увеличить КПД генератора, работающего в указанных условиях. Кроме того, обнаружено, что диффузионные индукционные характеристики с увеличением индукции B внешнего магнитного поля приобретают падающие участки и даже обнаруживают 2 максимума при величинах $B > 4$ Тл;

5) уменьшение значения напряжённости порогового поля эффекта Ганна с 4 до 2 КВ/см позволит увеличить коэффициент полезного действия объёмного диода на 50 % (в предположении неизменности плотности выходного тока). Решение этой задачи теоретически было обнаружено при рассмотрении процессов дрейфа и разогрева электронов в объёме полупроводников типа $A^{III}B^V$ при поперечном воздействии сильного постоянного магнитного поля, имеющего величины индукции B в диапазоне 1—7 Тл. Расчёты основаны на влиянии эффекта Холла на различные пространственные компоненты дрейфовой скорости и кинетической энергии в предположении известной универсальной зависимости эффективной массы электрона от энергии [10].

6) возможность создания двухмерных устройств для преобразования частоты (смесителей автодинного типа) [3]. Так же в случае реализации

возможности модуляции магнитного поля появляется возможность получать импульсно-модулированные СВЧ или КВЧ колебания.

5. Эквивалентная структурная схема смесителя автодинного типа и его конструктивная реализация

На рис. 10 представлена структурная схема смесителя автодинного типа, поясняющая его работу.

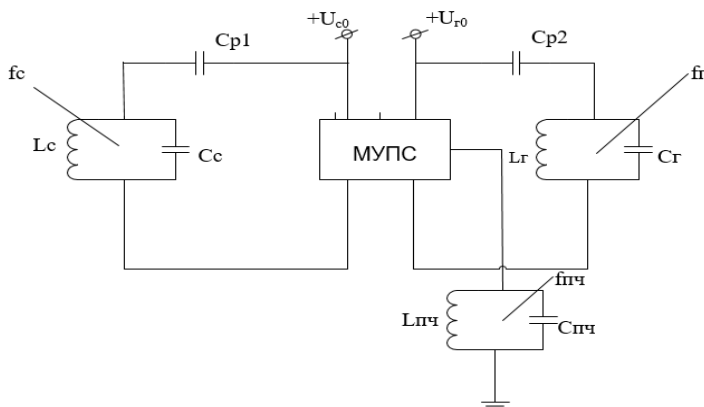


Рис. 10. Структурная схема смесителя автодинного типа.

Fig. 10. Block diagram of an autodyne type mixer

Входной СВЧ сигнал поступает на резонансный контур L_c и C_c . Затем через разделительную емкость C_{p1} попадает во входную цепь автодинного смесителя. Подстройка параметров магнитоуправляемой полупроводниковой структуры (МУПС) происходит путем изменения влияния величины магнитного поля на кристалл, представляющий собой активный чип диода Ганна (ДГ). Автогенератор образован ДГ и контуром $L_{пч}$, $C_{пч}$, и играет роль генератора гетеродина, который взаимодействует с напряжением своей рабочей частоты с напряжением частоты принимаемого сигнала. Полученная в результате работы смесителя итоговая промежуточная (разностная) частота через разделительный конденсатор C_{p2} поступает на настроенный не неё контур L_r и C_r . Этот сигнал разностной промежуточной частоты идет на дальнейшее усиление (обработку) в следующие каскады УПЧ.

На рис. 11 показан эскиз активной структуры объёмного магнитоуправляемого смесителя. На диэлектрической подложке с магнитным элементом располагается магнитоуправляемая полупроводниковая структура (МУПС), которая помещена в диэлектрический материал корпуса.

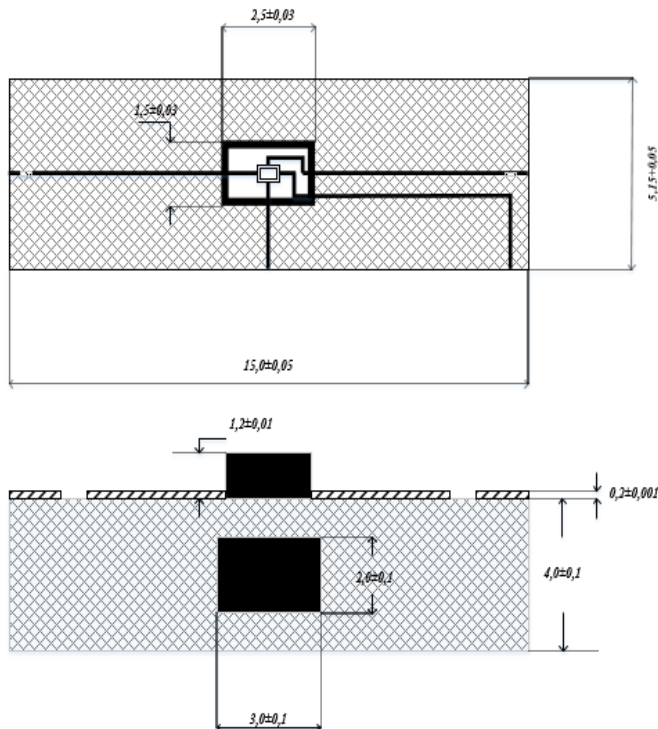


Рис. 11. Эскиз магнитоуправляемой полупроводниковой структуры на подложке с магнитным элементом (размеры имеют приблизительные величины).

Fig. 11. Sketch of a magnetically controlled semiconductor structure on a substrate with a magnetic element (dimensions are approximate)

В данной работе разработка смесителя была проведена в эскизном виде в волноводном исполнении с возможностью механической перестройки частоты.

Для перестройки генератора используют бесконтактный поршень из поглощающего материала, т. е. подстройка на частоту сигнала является механической. НЧ фильтр в цепи питания состоит из коаксиальных отрезков длиной $\lambda/4$ с разными волновыми сопротивлениями или чередования отрезков коаксиальных и радиальных линий. Дополнительный фланец используется для подстройки частоты сигнала, у которого длина волны равна $\lambda/2$. Можно применить метод изолирования фланца от волновода при помощи оксидной плёнки. При этом важно обеспечить минимальное расстояние между согласующим элементом и МУПС (аналогом диода Ганна) для обеспечения стабилизации [10, 11].

Из вышеизложенных соображений на рис. 12 представлен сборочный чертеж волноводного варианта эскиза разработанного смесителя автотинного типа с возможностью механической перестройки частоты.

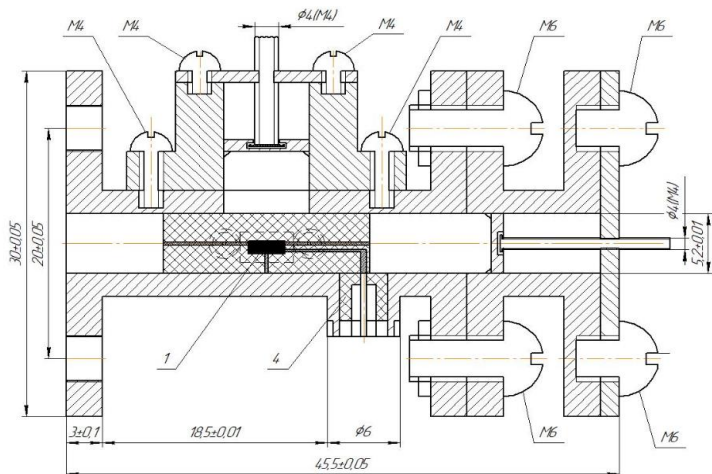


Рис. 12. Волноводный эскиз сборочного чертежа разработанного смесителя на МУПС, где 1 — МУПС; 4 — разъём SMA для подключения контура ПЧ (размеры, приведенные на эскизе, были приблизительно рассчитаны и приведены для 5-мм диапазона длин волн).

Fig. 12. Waveguide sketch of the assembly drawing of the developed mixer on a magnetically controlled semiconductor structure, where 1 – magnetically controlled semiconductor structure; 4 – SMA connector for connecting the IF circuit (the dimensions shown in the sketch were approximately calculated and given for the 5 mm wavelength range)

6. Заключение

Таким образом, результат совместного воздействия сильных постоянных ортогонально-ориентированных электрического и магнитного полей позволяет расширить класс преобразовательных устройств микроволнового диапазона в области их развития в автотинном исполнении, что позволит создать новый класс приемо-передающих узлов современной радиоэлектроники.

Список литературы

1. Malyshev I. V., Parshina N. V., Account and Application of Orthogonal Direct Magnetic and Electric Fields in the Development of New Microwave Frequency-Converting Devices. In : 2023 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves – RSEMW (Divnomorskoe, Russia, 2023). P. 8–11.
2. Малышев В. А. Бортовые активные устройства сверхвысоких частот. Л. : Судостроение, 1990. 264 с.
3. Н. Т. Бова, Ю. Г. Ефремов, В. В. Конин и др. Микроэлектронные устройства СВЧ. Киев : Техника, 1984. 184 с.

4. Malyshev I. V., Goncharova O. A. The Possibility of Creating a New Class of Frequency Converting Devices Based on The Bulk of $A^{III}B^V$ Type Semiconductor Structures With Parameters Controlled by Strong Electric and Magnetic Fields. In : 2019 International Conference on "Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves" (Divnomorskoye, Russia, June 24–28, 2019). P. 188–191.
5. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Г. Уотсона. М. : Мир, 1972. 661 с.
6. Малышев И. В., Филь К. А., Гончарова О. А. Определение компонент объёмной проводимости полупроводников типа $A^{III}B^V$ в сильных постоянных электрических полях при гармоническом воздействии // Известия ВУЗов. Электроника. 2019. Т. 24, № 1. С. 7—15.
7. Yu P. Y., Cardona M. Fundamentals of semiconductors. Physics and materials properties. Springer, 2010. 793 p.
8. Малышев И. В., Филь К. А., Паршина Н. В. Нелинейность коэффициента диффузии горячих носителей в объёме полупроводника под действием электрического и магнитного полей // Известия ВУЗов. Физика. 2017. № 6. С. 3—6.
9. Ershov M., Ryzhii V. A computer simulation of suppression of hot carrier degradation in Si-KOSFETs doped by Germanium. In : Proceedings of 2nd International conference on VLSI and CAD. Seoul, 1991. P. 171–174.
10. Winnerl S. GaAs/AlAs superlattices for detection of terahertz radiation // Microelectronics Journal, 2000. No. 31. P. 389–396.
11. Малышев И. В., Паршина Н. В., Охотникова А. А. Использование ортогональных сильных электрических и магнитных полей для создания частотно-преобразовательных устройств автодинного типа // Известия ЮФУ. Технические науки. 2023. № 2 (232). С. 165—174.

Информация об авторах

Малышев Игорь Владимирович, к. т. н., доцент кафедры радиотехнической электроники и наноэлектроники Южного федерального университета; г. Таганрог, Российская Федерация.

Паршина Наталья Валерьевна, к. т. н., доцент кафедры радиотехнической электроники и наноэлектроники Южного федерального университета; г. Таганрог, Российская Федерация.

The Use of the Combined Effects of Strong Permanent Magnetic and Electric Fields in the Development of Microwave Mixers

I. V. Malyshev and N. V. Parshina

*Institute of Nanotechnology, Electronics and Instrumentation,
Southern Federal University
Shevchenko st., 2, Taganrog, Rostov region, 347922, Russian Federation
ivmalyshev@sfsedu.ru*

Received: May 19, 2024

Peer-reviewed: May 24, 2024

Accepted: May 24, 2024

Abstract: *The results of the development of an autodyne mixer based on a bulk semiconductor structure under the influence of strong permanent electric and magnetic fields are presented. Based on the analysis of the behavior of charge carriers under the influence of strong orthogonally oriented electric and magnetic fields, the possibility of creating an autodyne converter is proved and an equivalent block diagram of such a mixer and its constructive implementation are proposed.*

Keywords: *magnetic field, autodyne type mixer, electric field strength, magnetic field induction, effective mass, charge carrier transfer, quasi-pulse, kinetic energy of hot electrons, Gann effect, $A^{III}B^V$ type semiconductors.*

For citation (IEEE): I. V. Malyshev and N. V. Parshina, “The Use of the Combined Effects of Strong Permanent Magnetic and Electric Fields in the Development of Microwave Mixers,” *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 311–325, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.21. (In Russ.).

References

- [1] I. V. Malyshev and N. V. Parshina, “Account and Application of Orthogonal Direct Magnetic and Electric Fields in the Development of New Microwave Frequency-Converting Devices,” in *2023 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves – RSEMW*, (Divnomorskoe, Russia), pp. 8–11, 2023, doi: 10.1109/RSEMW58451.2023.10202160.
- [2] V. A. Malyshev, *Onboard active devices of ultrahigh frequencies*, Leningrad : Sudostroyeniye, 1990. (In Russ.).
- [3] N. T. Bova, Yu. G. Efremov, V. V. Konin, et al. *Microelectronic microwave devices*, Kyiv: Tekhnika, 1984.
- [4] I. V. Malyshev and O. A. Goncharova, “The Possibility of Creating a New Class of Frequency Converting Devices Based on The Bulk of $A^{III}B^V$ Type Semiconductor Structures With Parameters Controlled by Strong Electric and Magnetic Fields,” in *2019 International Conference on “Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves”* (Divnomorskoye, Russia, June 24–28, 2024), pp. 188–191, doi: 10.1109/RSEMW.2019.8792735.

- [5] *Microwave Semiconductor Devices and their Circuit Applications*, Ed. by H. A. Watson, New York: McGraw-Hill Book Co., 1969.
- [6] I. V. Malyshev, K. A. Fil, and O. A. Goncharova, "Determination of the A^{III}B^V Type Semiconductors Bulk Conductivity in Strong Constant Electric Fields and with Harmonic Effects," *Proceedings of Universities. Electronics*, vol. 24, no. 1, pp. 7–15, 2019, doi: 10.24151/1561-5405-2019-24-1-7-15. (In Russ.).
- [7] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors. Physics and materials properties*, Springer: 2010, doi: 10.1007/978-3-642-00710-1.
- [8] I. V. Malyshev, K. A. Fil, and N. V. Parshina, "Nonlinearity of the Diffusion Coefficient of Hot Carriers in the Bulk of the Semiconductor under the Action of Electric and Magnetic Fields," *Russian Physics Journal*, vol. 60, no. 6, pp. 923–927, 2017, doi: 10.1007/s11182-017-1159-7.
- [9] M. Ershov and V. Ryzhiy, "A computer simulation of suppression of hot carrier degradation in Si-KOSFETs doped by Germanium," in *Proceedings of 2nd International conference on VLSI and CAD*, Seoul, pp. 171–174, 1991.
- [10] S. Winnerl, "GaAs/AlAs superlattices for detection of terahertz radiation," *Microelectronics Journal*, vol. 31, iss. 6, pp. 389–396, 2000, doi: 10.1016/S0026-2692(00)00039-2.
- [11] I. V. Malyshev, N. V. Parshina, A. A. Okhotnikova, "Application of Orthogonal Oriented Strong Electric and Magnetic Fields to Create Frequency-Converting Devices of Autodyne Type," *Izvestiya SFedU, Engineering Sciences*, no. 2 (232), pp. 165–174, doi: 10.18522/2311-3103-2023-2-165-174. (In Russ.).

Information about the authors

Igor V. Malyshev, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of the Department of Radio Electronics and Nanoelectronics of the Southern Federal University; Taganrog, Russian Federation.

Natalya V. Parshina, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of the Department of Radio Engineering Electronics and Nanoelectronics of the Southern Federal University; Taganrog, Russian Federation.

УДК 778.38

Применение голографической микроскопии для детектирования взвешенных в воде частиц микропластика

Полетаев Д. А., Соколенко Б. В.

*Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского
просп. Академика Вернадского, 4, г. Симферополь, 4295007, Российская Федерация
poletaevda@cfuv.ru*

Получено: 20 мая 2024 г.

Отрецензировано: 24 мая 2024 г.

Принято к публикации: 24 мая 2024 г.

Аннотация: В статье предлагается и апробируется метод цифровой голографической микроскопии для обнаружения взвешенных в воде частиц. Цель работы — предложение и экспериментальная проверка возможности применения метода цифровой голографической микроскопии для детектирования загрязнений воды взвешенными частицами с оценкой минимального размера обнаруживаемой частицы. Предложен математический аппарат численного метода восстановления голограмм. Разработан программный алгоритм. Проведено теоретическое описание методики эксперимента. Сконструирована лабораторная установка. Предложен алгоритм восстановления изображения по фазовым характеристикам. Проанализированы возможности метода. Установлено, что обнаруживаются частицы размером более 20 мкм. Сделан вывод о том, что предложенный метод, помимо качественного наблюдения объемных включений, позволяет реконструировать трехмерные геометрические формы объектов по массиву данных, накопленных в компьютерной системе, для дальнейшего анализа.

Ключевые слова: микропластик, цифровая голографическая микроскопия, лазер, интерференция, объект, фаза, голограмма.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Полетаев Д. А., Соколенко Б. В. Применение голографической микроскопии для детектирования взвешенных в воде частиц микропластика // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 326—339.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Полетаев, Д. А. Применение голографической микроскопии для детектирования взвешенных в воде частиц микропластика / Д. А. Полетаев, Б. В. Соколенко // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 326—339.

1. Введение

Реки и водоемы разных регионов загрязнены пластиком и его фракциями: крупными и мелкими частицами [1]. Существующие методы контроля загрязнения жидкости испарением и взвешиванием сухого осадка не отвечают требованиям экспрессности — они слишком длительны. Мониторинг загрязнений по спектральным характеристикам не отличается высокой точностью [2, 3]. Традиционная микроскопия, широко применяемая в лабораторных исследованиях сред, выполняется персоналом вручную, что также очень длительно [2]. Задача получения изображений микрочастиц, распределенных в объеме, в настоящее время решается методом классической широкопольной оптической микроскопии [4]. Однако к существенным недостаткам этого метода можно отнести невозможность контроля всей пробы жидкости из-за фокусировки на конкретном объекте. Кроме того, такие структуры, как частицы микропластика, часто бывают прозрачными, что дополнительно усложняет процесс обнаружения.

На сегодняшний день методы исследования сред с субмикронным разрешением основаны на использовании зондовой микроскопии, в том числе ближнепольной. Эти методы предполагают непосредственный контакт с исследуемой поверхностью или объектом исследования. Это требует специфической подготовки анализируемой структуры, что усложняет и ограничивает область применения. Так, трудности возникают при исследовании биологических объектов, процессов, протекающих в реальном времени.

Сверхразрешающая микроскопия — это не просто микроскопия с повышенным качеством изображения, а постановка задач оптической записи информации, проведение метрологических исследований, формирования литографических объектов и осуществления оптических манипуляций. Комбинирование интерференционных методов и цифровой обработки голограмм открывает новые возможности при трехмерной реконструкции изображений поверхности, а также анализа ее морфологических особенностей на микро- и наноуровнях. Решение подобных задач требует использования микроскопов с функцией измерения профиля, применяющих гетеродинную интерферометрию [5]. Этот метод, подробно описанный в работе [6], представляет систему, содержащую интерферометр Маха — Цендера, измеряющий деформации линий интерферограммы. То есть зондирующий когерентный пучок, отразившись от поверхности исследуемого образца и интерферируя с опорным пучком, проецируется на камеру, которая фиксирует возникающие периодические биения интенсивности сигнала, обусловленные незначительно различающимися частотами пред-

метного и опорного пучков для каждого пикселя изображения. Фазовая составляющая вычисляется для отдельных точек изображения с помощью алгоритмов преобразования Фурье. Известные методы гетеродинного анализа профиля поверхности отличаются величиной разности частот между когерентными пучками и некоторыми специфическими параметрами оптических систем.

Принципы исследования микрообъектов состоят в получении точных значений фазового запаздывания волны, прошедшей через объект или отраженной от его поверхности, что возможно благодаря определению длины оптического пути, которая является интегралом от функции пространственного распределения показателя преломления вдоль направления распространения световой волны. При различных углах зондирования структуры становится возможным получить массив значений длины оптического пути и восстановить пространственное трехмерное распределение показателя преломления, благодаря чему можно рассчитать различные производные характеристики, такие как: плотность, концентрация, морфометрические и другие показатели.

В настоящее время задача визуализации объемных фазовых объектов решается следующими методами: фазовый контраст или метод Зернике; метод темного поля; поляризационный контраст; интерференционный контраст; градиентная фазовая микроскопия [7—12]. Общим недостатком этих методов в ряде задач является лишь качественный анализ исследуемой структуры. На современном уровне исследований требуется получение количественной информации при сверхмалых изменениях отдельных параметров, что достигается применением методов высокочувствительных фазовых измерений, каждый из которых имеет свою область применения. Так, количественные исследования характеристик микрообъектов могут быть проведены с помощью интерференционных микроскопов [13—15]. Для проведения таких измерений в основном используются микроскопы, построенные по различным схемам двухлучевых интерферометров: Майкельсона, Маха — Цендера и Миро [15—17].

Альтернативный метод интерферометрического анализа был предложен в работе [18], где применялась комбинация интерференции пучков с разными длинами волн и гетеродинная интерферометрия с использованием модифицированного интерферометра Тваймана — Грина. Интенсивность светового поля регистрировалась с помощью ПЗС-матрицы, после чего вычислялись фазовые компоненты полученного изображения. Идентичные измерения повторялись для других длин волн. Эта методика была усовершенствована путем многолучевой интерферометрии пучков с разными длинами волн [19, 20]. Однако точность гетеродинного детектора

имела свои ограничения, связанные с трудностью стабильного определения разности фаз для пучков с близкими частотными характеристиками. Таким образом, задачи поиска методов для эффективных и быстрых алгоритмов в микроскопии до сих пор остаются нерешенными.

Неинвазивная микроскопия с визуализацией внутренней структуры объектов и дефектов актуальна для таких задач, как зондирование поверхности в условиях производственных линий высокоточной электроники, оптических линий связи, сложных поверхностных рельефов оптических элементов, наноиндустрии и биотехнологий. В настоящее время интенсивно развиваются исследования фазовых возмущений волновых фронтов световых полей, обусловленных взаимодействием световых волн с различными объектами [20]. Цифровая запись фазовых особенностей волнового поля с последующей обработкой и визуализацией микрочастиц называется цифровой голографической микроскопией. Этот метод обеспечивает получение с высоким разрешением пространственных фазовых распределений волнового поля исследуемого объекта [18]. Такой метод предоставляет качественные и количественные параметры за одно измерение.

Цель работы — обосновать применение метода цифровой голографической микроскопии для измерения загрязнения взвешенными частицами в воде и оценить минимальный размер обнаруживаемой частицы.

2. Теоретическая часть

Для численного восстановления голограммы на плоскости необходимо рассчитать распределение интенсивности, возникающее в результате интерференции волн. Интенсивность, полученная в результате интерференции двух волн, представляется следующим образом [9]:

$$I = |o_1 + o_2|^2 = |o_1|^2 + |o_2|^2 + o_1 o_2^* + o_1^* o_2 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1)$$

где o_1 и o_2 — комплексные амплитуды интерферирующих волн $o(x, y) = |o(x, y)| \exp[-i\phi(x, y)]$. o^* — комплексно сопряженная o . Величины φ_1 и φ_2 представляют собой начальную фазу волн. Таким образом, наблюдаемое распределение интенсивности светового поля зависит только от разности фаз интерферирующих волн. Для пояснения математического принципа, лежащего в основе голографической реконструкции изображения, умножим записанную цифровую голограмму, т. е. интенсивность интерференционной картины $I(x, y)$ на значение поля опорной волны $o_2(x, y)$

$$o_2(x, y)I(x, y) = o_2(x, y)|o_2(x, y)|^2 + o_2(x, y)|o_1(x, y)|^2 + |o_2(x, y)|^2 o_1(x, y) + (2) \\ + o_2^{*2}(x, y)o_1^{*}(x, y)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (2) пропорционально значению $o_2(x, y)$ опорной волны, второе слагаемое описывает пространственное изменение интенсивности «свечения» (гало) вокруг первого порядка дифракции. Вместе они составляют нулевой порядок дифракции, или фоновую составляющую. Третье слагаемое с точностью до известного множителя $|o_2(x, y)|^2$ представляет собой точную копию исходного поля $o_1(x, y) = |o_1(x, y)|\exp(i\varphi(x, y))$ и является мнимым изображением объекта. Четвертое слагаемое относится к еще одному изображению объекта, «изображению-двойнику», которое называется действительным изображением.

В процессе записи цифровой голограммы исследуемый трехмерный объект с рассеивающей свет поверхностью располагается на расстоянии d от ПЗС-камеры. Записанная голограмма может рассматриваться как пропускающий транспарант, на котором дифрагирует опорная волна. Для получения результирующей объектной волны в цифровой голографии применяется численный расчет распространения оптического поля вида $o_2(x, y)I(x, y)$ от плоскости голограммы до плоскости объекта.

Численное восстановление записанной в цифровом виде голограммы осуществляется в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для дифракционного интеграла Рэлея — Зоммерфельда. В нашем исследовании применен метод углового спектра для восстановления голограммы в качестве метода, который не имеет ограничений по расстояниям z от объекта до плоскости изображения. При этом размер каждого пикселя восстановленного изображения соответствует размеру пикселя исходной голограммы [9].

Угловой спектр излучаемого поля $E(\xi, \eta)$ в плоскости голограммы ($z = 0$) определяется как преобразование Фурье:

$$A(k_x, k_y) = F[E(\xi, \eta)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta d\xi E(\xi, \eta) \exp[-i(k_x \eta + k_y \xi)] \quad (3)$$

где волновой вектор

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z), k = \frac{2\pi}{\lambda}, k_x = k \frac{x}{z}, k_y = k \frac{y}{z}, k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}.$$

После распространения на расстояние z до плоскости изображения дифрагирующая волна приобретает дополнительную фазу $\exp(ik_z z)$, таким образом, мы получаем амплитуду в плоскости на расстоянии z :

$$E(x, y)_z = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y A(k_x, k_y) \exp[i(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z)] \quad (4)$$

Можно переписать уравнение (4) как двойное преобразование Фурье объектного поля $E(\xi, \eta)$

$$E(x, y)_z = F^{-1} \left\{ F[E(\eta, \xi)] \times \exp(i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z) \right\}, \quad (5)$$

где $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$.

В уравнении (4) и (5) мы предположили, что k_z является действительным, поэтому должно выполняться условие $k^2 \geq k_x^2 + k_y^2$.

Интенсивность $I(x, y; z)$ и фаза $\varphi(x, y; z)$ могут быть получены из комплексного поля $E(x, y)_z$ на расстоянии z с использованием следующих соотношений:

$$I(x, y; z) = |E(x, y)_z|^2 \quad (6)$$

$$\varphi(x, y; z) \arctg \left\{ \frac{\text{Im}[E(x, y)_z]}{\text{Re}[E(x, y)_z]} \right\} = \arg[E(x, y)_z]. \quad (7)$$

Значения фаз $\varphi(x, y; z)$ которые были получены в уравнении (7) соответствуют модулю 2π .

3. Материалы и методы

В процессе записи цифровой голограммы исследуемый трехмерный объект со светорассеивающей поверхностью помещался на расстоянии d от камеры. Записанная голограмма рассматривалась как пропускающий транспарант, на котором дифрагирует опорная волна. Для получения результирующей объектной волны в цифровой голографии применялся численный расчет оптического поля вида $o_2(x, y)I(x, y)$. Численная реконструкция голограммы, записанной в цифровом виде, проводилась в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для дифракционного интеграла Рэлея — Зоммерфельда. В работе использовался метод углового спектра для реконструкции голограммы как метод, не имеющий ограничений по расстоянию z от образца до плоскости изображения. При этом размер каждого пикселя реконструированного изображения соответствует размеру пикселя исходной голограммы [19].

Экспериментальная установка (рис. 1) включала в себя: полупроводниковый лазер с оптической мощностью 120 мВт на длине волны 535 нм, диафрагму с размером апертуры 25 мкм и кювету с тестовой средой. Для проверки метода и оценки минимального размера обнаруживаемых частиц было приготовлено несколько тестовых сред. Они состояли из дистиллированной воды и взвешенных частиц, размером от 0 до 100 мкм.

Численный расчет распространения оптического поля из плоскости голограммы в плоскость изображения был использован для получения данных о форме структур от объектной волны в цифровой голографии [2].

С целью извлечения информации о фазовой задержке после прохождения волной исследуемого образца разработана программа для расчета дифракции поля.

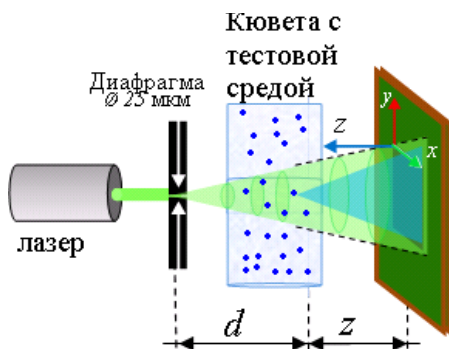


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Fig. 1. Experimental setup diagram

Программная среда обеспечивает связь с камерой для захвата изображения поля пучка для последующей обработки. Управляющий модуль программы позволяет изменять численную фокусировку по одному голографическому снимку, что обеспечивает полное покрытие образца различных пространственных размеров, находящегося на произвольном расстоянии от камеры (матрицы камеры).

Программа разделена на несколько заголовочных файлов в соответствии со спецификой функционирования приложений в среде разработки C++ и фреймворком Qt. В одном из файлов на первом этапе обработки выполняется преобразование Фурье для полученных с ПЗС-матрицы изображений в указанном каталоге. По умолчанию обрабатываются bmp-файлы. Каждое изображение перед преобразованием конвертируется в монохромное. После Фурье-преобразования нулевая частота сдвигается в центр спектра, тем самым исключается нулевой порядок дифракции из результирующего изображения. Для наглядности результат отображается

как логарифм модуля спектра. На втором этапе обработки реализуется формирование, фильтрация шумов и вычитание фоновых артефактов изображения, и дальнейшее восстановление голограммы объекта. Увеличение разрешения и улучшение показателей отношения сигнал/шум достигается за счет программной обработки алгоритмами линейного контрастирования, использование гамма-фильтрации и применения медианного фильтра с бинаризацией изображения. Исходным файлом является изображение *object.bmp*. По нему формируется голограмма *hologram.bmp*, которая затем восстанавливается в исходное изображение *reconstruction.bmp*.

Связь программной и аппаратной частей в автоматическом режиме сканирования позволяет определить по фазовым особенностям области неоднородного распределения показателя преломления объектов сложной формы, а распределение интенсивности поля представляется в двумерной форме в интерфейсном окне программы, где доступны рассчитанные картины распределения амплитуды и фазы поля, а также распределения интенсивности, регистрируемые камерой, и обработанное конечное изображение.

4. Полученные результаты

На рис. 2 — рис. 5 представлены восстановленные численно голограммы, полученные на кювете с тестовой средой и частицами разного размера. Цена деления измерительной шкалы (слева на рис. 2 — рис. 5) соответствует размеру 10 мкм. Изображения частиц на рис. 2 (с размерами от 0 до 5 мкм) практически неразличимы на уровне шумов. Этот факт связан с особенностями метода и малым разрешением используемой камеры. На рис. 3 представлены восстановленные изображения частиц с размерами от 15 до 20 мкм.

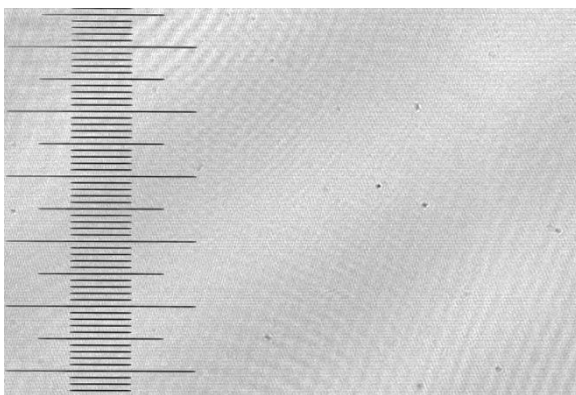


Рис. 2. Реконструированные изображения частиц с размерами от 0 до 5 мкм.

Fig. 2. Reconstructed images of particles ranging in size from 0 to 5 μm

На рисунке 2 почти нет обнаруженных объектов.

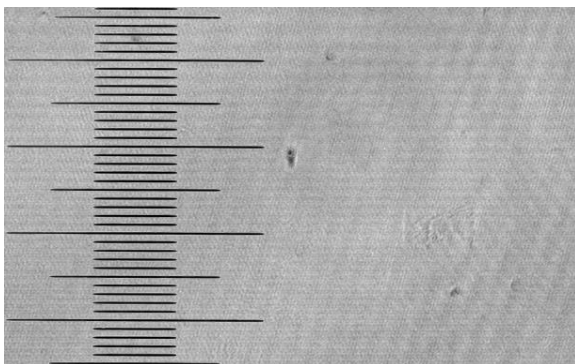


Рис. 3. Реконструированные изображения частиц с размерами от 15 до 20 мкм.

Fig. 3. Reconstructed images of particles ranging in size from 15 to 20 μm

Из рис. 2 и рис. 3 видно, что частицы с размерами менее 20 мкм практически не детектировались в ходе данного эксперимента. Таким образом, предложенный метод позволяет обнаруживать частицы с линейными размерами не менее 20 мкм. Возможности обнаружения частиц меньшего размера планируется рассмотреть в следующих работах.

На рис. 4 представлены восстановленные изображения частиц с размерами от 40 до 50 мкм.

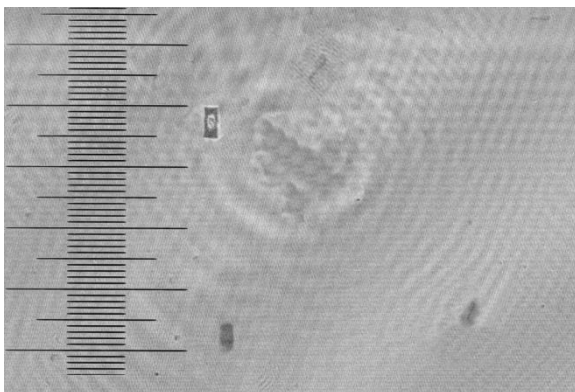


Рис. 4. Реконструированные изображения частиц с размерами от 40 до 50 мкм.

Fig. 4. Reconstructed images of particles ranging in size from 40 to 50 μm

Из рис. 4 видно, что частицы хорошо различимы и могут быть оценены по размерам и форме. На рис. 5 представлены восстановленные изображения частиц с размерами от 90 до 100 мкм.

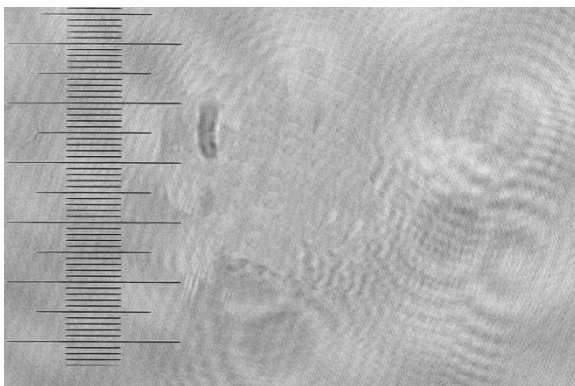


Рис. 5. Реконструированные изображения частиц с размерами от 90 до 100 мкм.

Fig. 5. Reconstructed images of particles ranging in size from 90 to 100 μm

Из рис. 5 видно, что частицы обнаруживаемы и могут быть оценены по размеру и форме. Время анализа тестовой среды, включая получение изображения и компьютерную обработку, независимо от размера частиц, на компьютерной системе с типичной офисной конфигурацией (микропроцессор с частотой около 2 ГГц, размер оперативной памяти 4 Гб) составляло не более 100 мкс.

5. Заключение

В работе представлен метод цифровой голографической микроскопии, позволяющий восстановить комплексную амплитуду волны, а, следовательно, амплитуду и фазу волнового фронта от объекта, что решает задачу поиска взвешенных в жидкости частиц. Голографический принцип регистрации позволяет реализовать возможность считывания нескольких голограмм в разных участках кюветы с исследуемой средой.

В работе показано, что с помощью описанной установки можно детектировать частицы размером не менее 20 мкм. Предложенный метод, помимо качественного наблюдения объемных включений, позволяет восстанавливать трехмерные геометрические формы объектов по массиву данных, накопленных в компьютерной системе. Это открывает широкие перспективы для данного диагностического метода, который одновременно определяет не только размер частиц, их форму (по которой можно классифицировать тип загрязнения), но и свойства материала.

На программный продукт по анализу голографических изображений получено государственное авторское свидетельство.

Список литературы

1. Hansen R., Gross A. Determination of micro plastics in coastal beach sediments along Kattegat Sea, Denmark // Theoretical and applied ecology. 2019. Vol. 2. P. 75–82.
2. Wozniak S., Stramski D. Modeling the optical properties of mineral particles suspended in seawater and their influence on ocean reflectance and chlorophyll estimation from remote sensing algorithms // Applied optics. 2004. No. 17(43). P. 3489–3503.
3. Tahara T., Otani R., Omae K. et al. Multiwavelength digital holography with wavelength-multiplexed holograms and arbitrary symmetric phase shifts // Opt. express. 2017. No. 25. P. 11157–11172.
4. Vijayakumar A., Rosen J. Interferenceless coded aperture correlation holography – a new technique for recording incoherent digital holograms without two-wave interference // Opt. express. 2017. No. 25. P. 13883–13896.
5. Soskin M. S., Vasnetsov M. V. Singular optics // Progress in optics. 2001. Vol. 42. P. 219–276.
6. Huang Y. Ling-Yu C., Jenn-Chyang S. et al. Polarized optical heterodyne profilometer // Japanese journal of applied physics. 1998. Vol. 37, no. 1. P. 351.
7. Molloy J., Dholakia K., Padgett M. Optical tweezers in a new light // J. mod. opt. 2003. Vol. 50. P. 1501–1507.
8. Feldman L. C., Mayer J. W. Fundamentals of surface and thin film analysis. New York : North-Holland, 1986. 252 p.
9. Shivea L. W., Gilmore B. L. Impact of thermal processing on silicon wafer surface roughness // Semiconductor wafer bonding science, technology, and applications. 2008. Vol. 16, no. 8. P. 401–405.
10. Kranz C., Wyczanowski S., Dorn S. et al. Impact of the rear surface roughness on industrial-type perc solar cell. In : 27th European photovoltaic solar energy conference (Frankfurt, Germany, 2012). P. 557–560.
11. Sprague R. Surface roughness measurement using white light speckle // Applied optics. 1972. Vol. 11, no. 12. P. 2811–2816.
12. Zhenrong Z. Roughness characterization of well-polished surfaces by measurements of lightscattering distribution // Optica app. 2010. Vol. 40, no. 4. P. 811–818.
13. Nevliudov I. Sh. Technology of the automated surface quality testing // Messenger of the Kharkov Economic University. 1998. Vol. 1. P. 86–88.
14. Nevliudov I. Sh. Method of the interferential images analysis during testing of quality parameters of fiber-optical components surface // News of Engineering Sciences Academy of Ukraine : mechanical engineering and progressive technologies. 2004. Vol. 4, no. 24. P. 81–87.
15. Lukin E. S., Anufrieva E. V., Popova N. A., Morozov B. A. The analysis of a microstructure, surface quality and properties of aluminum oxide substrates // Functional ceramics. 2009. P. 35–40.
16. Best G. et al. Structured illumination microscopy of autofluorescent aggregations in human tissue // Micron. 2011. Vol. 42, iss. 4. P. 330–335.
17. Alexeyev C. N. Reciprocal optical activity in multihelical optical fibers // Phys. rev. A. 2018. No. 98. Art. 023824.
18. McMackin L. Multiple wavelength heterodyne array interferometry // Optics express. 1997. Vol. 1, no. 11. P. 332–337.
19. Barer R. Determination of dry mass, thickness, solid and water concentration in living cells // Nature. 1953. Vol. 172, no. 4389. P. 1097.
20. Kim T. Gradient field microscopy for label-free diagnosis of human biopsies // Applied optics. 2013. Vol. 52, no. 1. P. 92.

Информация об авторах

Полетаев Дмитрий Александрович, к. ф.-м. н., доцент кафедры радиопизики и электро-
ники Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского; г. Симферополь,
Российская Федерация.

Соколенко Богдан Валентинович, к. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики Крымского
федерального университета имени В.И. Вернадского; г. Симферополь, Российская Федерация.

Application of Holographic Microscopy for Detection of Suspended in Water Microplastic Particles

D. A. Poletaev and B. V. Sokolenko

Crimean Federal University n. a. V. I. Vernadsky
Academician Vernadsky ave., 4, Simferopol, 4295007, Russian Federation
poletaevda@cfuv.ru

Received: May 20, 2024

Peer-reviewed: May 24, 2024

Accepted: May 24, 2024

Abstract: In this paper a method of digital holographic microscopy for detection of suspended particles in water is proposed and tested. The aim of the work is to propose and experimentally verify the possibility of using the method of digital holographic microscopy for detection of water pollution by suspended particles with estimation of the minimum size of the detectable particle. The mathematical apparatus of the numerical method of hologram restoration is proposed. The program algorithm is developed. The theoretical description of the experimental method is carried out. The laboratory setup is designed. The algorithm of image restoration by phase characteristics is proposed. The possibilities of the method are analyzed. It is established that particles larger than 20 microns are detected. It is concluded that the proposed method, in addition to qualitative observation of volumetric inclusions, allows to reconstruct three-dimensional geometric shapes of objects using the array of data accumulated in a computer system for further analysis.

Keywords: microplastics, digital holographic microscopy, laser, interference, object, phase, hologram.

For citation (IEEE): D. A. Poletaev and B. V. Sokolenko, "Application of Holographic Microscopy for Detection of Suspended in Water Microplastic Particles," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 326–339, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.22. (In Russ.).

References

- [1] R. Hansen and A. Gross, "Determination of micro plastics in coastal beach sediments along Kattegat Sea, Denmark," *Theoretical and applied ecology*, vol. 2, pp. 75–82, 2019, doi: 10.25750/1995-4301-2019-2-075-082.
- [2] S. Wozniak and D. Stramski, "Modeling the optical properties of mineral particles suspended in seawater and their influence on ocean reflectance and chlorophyll estimation from remote sensing algorithms," *Applied optics*, no. 17(43), pp. 3489–3503, 2004, doi: 10.1364/AO.43.003489.
- [3] T. Tahara, R. Otani, K. Omae, et al., "Multiwavelength digital holography with wavelength-multiplexed holograms and arbitrary symmetric phase shifts," *Opt. express*, no. 25, pp. 11157–11172, 2017, doi: 10.1364/OE.25.011157.

- [4] A. Vijayakumar and J. Rosen, "Interferenceless coded aperture correlation holography – a new technique for recording incoherent digital holograms without two-wave interference," *Opt. express*, no. 25, pp. 13883–13896, 2017, doi: 10.1364/OE.25.013883.
- [5] M. S. Soskin and M. V. Vasnetsov, "Singular optics," *Progress in optics*, vol. 42, pp. 219–276, 2001.
- [6] Y. Huang, C. Ling-Yu, S. Jenn-Chyang, et al., "Polarized optical heterodyne profilometer," *Japanese journal of applied physics*, vol. 37, no. 1, p. 351, 1998, doi: 10.1143/JJAP.37.351.
- [7] J. Molloy, K. Dholakia, and M. Padgett, "Optical tweezers in a new light," *J. mod. Opt.*, vol. 50, pp. 1501–1507, 2003, doi: 10.1080/09500340308235224.
- [8] L. C. Feldman and J. W. Mayer, *Fundamentals of surface and thin film analysis*, New York: North-Holland, 1986.
- [9] L. W. Shivea and B. L. Gilmore, "Impact of thermal processing on silicon wafer surface roughness," *Semiconductor wafer bonding science, technology, and applications*, vol. 16, no. 8, pp. 401–405, 2008, doi: 10.1149/1.2982893.
- [10] C. Kranz, S. Wyczanowski, S. Dorn, et al., "Impact of the rear surface roughness on industrial-type perc solar cell," in: *27th European photovoltaic solar energy conference, Frankfurt, Germany*, pp. 557–560, 2012.
- [11] R. Sprague, "Surface roughness measurement using white light speckle," *Applied optics*, vol. 11, no. 12, pp. 2811–2816, 1972, doi: 10.1364/AO.11.002811.
- [12] Z. Zhenrong, "Roughness characterization of well-polished surfaces by measurements of lightscattering distribution," *Optica app.*, vol. 40, no. 4, pp. 811–818, 2010.
- [13] I. Sh. Nevliudov, "Technology of the automated surface quality testing," *Messenger of the Kharkov economic university*, vol. 1, pp. 86–88, 1998.
- [14] I. Sh. Nevliudov, "Method of the interferential images analysis during testing of quality parameters of fiber-optical components surface," *News of engineering sciences academy of ukraine: mechanical engineering and progressive technologies*, vol. 4, no. 24, pp. 81–87, 2004.
- [15] E. S. Lukin, E. V. Anufrieva, N. A. Popova, and B. A. Morozov, "The analysis of a microstructure, surface quality and properties of aluminum oxide substrates," *Functional ceramics*, pp. 35–40, 2009.
- [16] G. Best, et al., "Structured illumination microscopy of autofluorescent aggregations in human tissue," *Micron*, vol. 42, iss. 4, pp. 330–335, 2011, doi: 10.1016/j.micron.2010.06.016.
- [17] C. N. Alexeyev, et al., "Reciprocal optical activity in multihelical optical fibers," *Phys. rev. A*, no. 98, art. 023824, 2018.
- [18] L. McMackin, et al., "Multiple wavelength heterodyne array interferometry," *Optics express*, vol. 1, no. 11, pp. 332–337, 1997, doi: 10.1364/OE.1.000332.
- [19] R. Barer, "Determination of dry mass, thickness, solid and water concentration in living cells," *Nature*, vol. 172, no. 4389, pp. 1097–1098, 1953.
- [20] T. Kim, et al., "Gradient field microscopy for label-free diagnosis of human biopsies," *Applied optics*, vol. 52, no. 1, pp. A92–A96, 2013, doi: 10.1364/AO.52.000A92.

Information about the authors

Dmitrii A. Poletaev, candidate of physics and mathematics sciences, associate professor of the department of radiophysics and electronics, V. I. Vernadsky Crimean Federal University; Simferopol, Russian Federation.

Bogdan V. Sokolenko, candidate of physics and mathematics sciences, associate professor of the department of general physics, V. I. Vernadsky Crimean Federal University; Simferopol, Russian Federation.

Некоторые ранние технологии совершенствования конструкции и характеристик аудиона Ли де Фореста

Пестриков В. М.

*Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения
ул. Правды, 13, Санкт-Петербург, 191119, Российская Федерация
pvm205@yandex.ru*

Получено: 2 мая 2024 г.

Отрецензировано: 6 мая 2024 г.

Принято к публикации: 6 мая 2024 г.

Аннотация: Рассмотрены некоторые ранние технологии, которые позволили улучшить конструкцию и электрические характеристики аудиона Ли де Фореста. Подробно исследована роль гридлика в повышении чувствительности вакуумного триода. Приводятся расчетные формулы элементов и характеристик вакуумного триода. Отмечены паразитные емкости в триоде и эффект Миллера. Показано применение первых двухтактных схем в электронных усилительных устройствах на ламповых триодах.

Ключевые слова: аудион, Ли де Форест, Эрик Тигерстедт, характеристики триода, каскадный усилитель, гридлик, двухтактные схемы, эффект Миллера.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008): Пестриков В. М. Некоторые ранние технологии совершенствования конструкции и характеристик аудиона Ли де Фореста // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2024. Т. 7, № 2. С. 340—372.

Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018): Пестриков, В. М. Некоторые ранние технологии совершенствования конструкции и характеристик аудиона Ли де Фореста / В. М. Пестриков // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2024. — Т. 7, № 2. — С. 340—372.

1. Введение

Научное изобретение подчиняется закону эволюции человечества. Устройства не рождаются в законченном виде, и сразу, как в классическом мифе, когда Минерва¹, как говорят, выросла из головы Юпитера. Они

¹ Юпитер так сильно мучился от приступов боли, что обратился к своему сыну Вулкану с просьбой разрубить ему голову. И тот согласился. Вулкан расколол голову своего отца топором, и

проходят небольшие этапы, и тщательный анализ показывает, что основные идеи, изобретения были сделаны в определенное время конкретными людьми, у которых было понимание того, чтобы сделать их в подходящий момент. Так, после экспериментальных исследований Фрица Левенштейна стало ясно, что выбор режима работы аудиона определяет его функциональную направленность [1]. Ли де Форест применил аудион в качестве детектора [2], подобрав его режим в верхней части перегиба анодно-сеточной характеристики, в то время как Фриц Левенштейн для усиления сигналов звуковой частоты использовал линейный участок характеристики. Последнее изобретение привело к расширению функциональных возможностей аудиона и появлению усилителей звуковой частоты.

2. Повышение эффективности аудиона

Разработчики радиоаппаратуры в попытках повысить чувствительность и коэффициент усиления аудиона при использовании его в качестве детектора и усилителя стали совершенствовать его внутренние элементы: сетку, анод и нить накала. В некоторых конструкциях были изменены расстояния между электродами, а также их форма, которая радикально отличалась от тех, которые использовал Ли де Форест.

Эффективность работы аудиона де Фореста была значительно улучшена, когда в конструкции триода стали использовать цилиндрические аноды и сетки. Компания *Marconi* 9 декабря 1913 года запатентовала радиолампу с тремя коаксиально расположенными электродами, катодом, сеткой и анодом, отличающуюся вертикальным расположением анода в виде замкнутого полого цилиндра, внутри которого вдоль его боковой поверхности расположена сетка, окружающая нить накала, рис. 1а [3]. Запатентованная конструкция триода была использована компанией *Marconi* при выпуске ламп типа *Marconi/Round CO-118*, рис. 1б.

В 20-е годы XX века широкое распространение получила конструкция вакуумного триода с коаксиальным расположением в вертикальной плоскости катода, сетки и анода. Немецкая компания *Schott Jena* выпускала подобные триоды типа *M* и *N* с непосредственным нагревом нити накала, рис. 2 [4]. Ток накала триода типа *M* составлял 1,2 А, а напряжение 12 В. В триоде типа *M* цилиндр анода изготовлялся из листовой меди и имел заклепки для его фиксации в стеклянном баллоне. Габариты триода типа *M*: высота 160 мм, диаметр 38 мм.

оттуда выпрыгнула Минерва — богиня. Древние римляне называли Минерву богиней мудрости. Кроме того, жители Рима считали, что она является справедливой освободительницей от войны. Минерва благодетельствовала развитию наук.

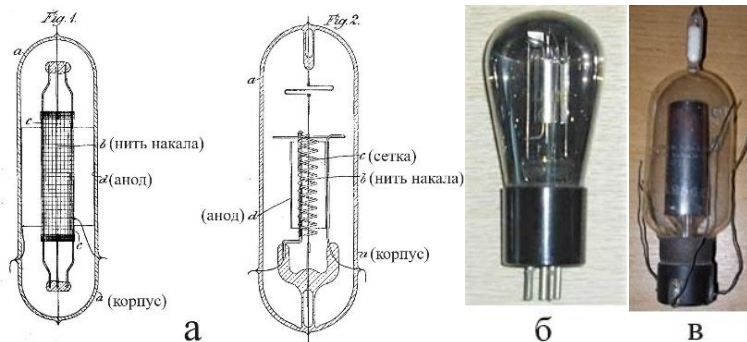


Рис. 1. Конструкция триода (а) согласно патенту Швейцарии CH91053A с приоритетом от 9 декабря 1913 г., выданный компании *Marconi*. Промышленный образец триода компании Маркони типа CO-118 (б). Ранний клапан компании Маркони (в), датируемый примерно 1914 годом. Он представлял собой предварительную разработку клапана Флеминга.

Fig. 1. Triode design (a) according to Swiss patent CH91053A with priority dated December 9, 1913, issued to the Marconi company. Industrial sample of the Marconi company triode type CO-118 (б). An early Marconi valve (в), dating from around 1914.

It constituted the pre-broadcasting development of the Fleming valve



Рис.2. Триод типа M Schott Jena. 1920 г.

Fig.2. Triode type M Schott Jena. 1920

В ламповых триодах *Schott Jena* аноды применялись не только из листовой меди, но и из железа. Для изготовления цоколей ламп использовался свинец. Это объяснялось тем, что к концу Первой мировой войны Германия была отрезана от таких материалов, как слюда, тантал, молибден и вольфрам, которые можно было найти только за границей. Анодам из меди и железа требовались значительно более высокие температуры, чтобы вытеснить связанные вредные газы. Поэтому было разработано специальное стекло для баллонов ламп, выдерживающее более высокие температуры.

В 1914 году существенные изменения внес в конструкцию вакуумного триода финский инженер Эрик Тигерстедт (*Eric Magnus Campbell Tigerstedt*, 04.08.1887—20.04.1925). Он в это время находился в Берлине и занимался разработкой технологий звукового кинематографа. Идея Тигер-

стедта состояла в том, чтобы сфотографировать звуковой сигнал на киноплёнке, который затем можно было воспроизвести при просмотре фильма. Другая проблема со звуковым сопровождением заключалась в том, как усилить звуковой сигнал, чтобы его слышали зрители в кинозале.

Тигерстедт сначала попытался использовать электронно-лучевые лампы типа Либена для усиления сигнала, рис. 3. В то время лампа Либена была одной из немногих электронно-лучевых ламп, которая имела в свободной продаже. Эта лампа была дорогой по цене, имела большие габариты и малую долговечность. Эрик вскоре понял, что лампа Либена не соответствует поставленным задачам. В этот период времени он сотрудничал с известным немецким физиком Бруно Глатцелем (*James Moritz Bruno Glatzel*, 1878—1914). В ходе одного из своих исследований ламп Либена (*Lieben*) они обнаружили, что эта лампа представляет собой предел разработок в их области интересов. Глатцель считал, что лучшего придумать невозможно. Тигерстедт, невзирая на это, настойчиво продолжил заниматься исследованием работы существовавших тогда различных конструкций триодов и искать решения проблем ранних вакуумных ламп, которые были неэффективны, дороги и ненадежны. Результатом проделанной работы стало решение Эрика сконструировать вакуумный триод по технологии Ли де Фореста: «Поскольку используемые мной усилительные лампы (*Lieben-tubes*) не удовлетворяли требованиям усиления сигнала, я сконструировал новую, высоковакуумную лампу с цилиндрическими электродами, и в 1914 году подал заявку на патент в Германии» [5].

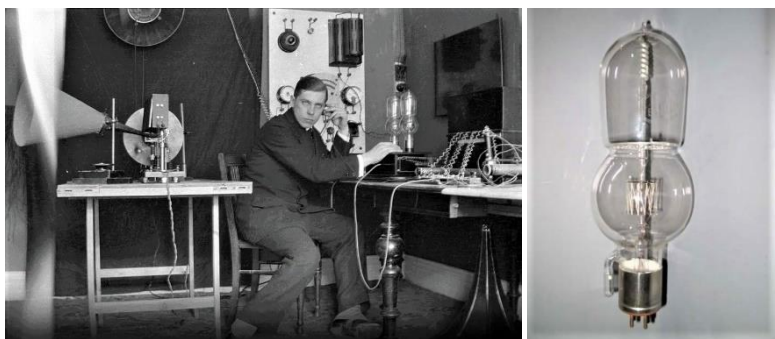


Рис. 3. Эрик Тигерстедт изучает работу усилителя звуковой частоты на лампе Либена. 1914 г.
Общий вид лампы Либена.

Fig. 3. Eric Tigerstedt studies the operation of an audio frequency amplifier on a Lieben tube. 1914.
General view of the Liben tube

Эрик Тигерстедт подал в Германии патентную заявку 26 июня 1914 года на конструкцию трехэлектродной электронной лампы с горизонталь-

ным коаксиальным расположением анода, сетки и нити накала, рис. 4 [6]. Лампа содержала герметичный вакуумированный металлический баллон с установленным в нем спиральным анодом, внутри которого располагалась сетка в виде перфорированного цилиндра, а внутри ее по оси цилиндра была закреплена нить накала. Такая конструкция вакуумного триода, согласно описанию в тексте заявки, позволяла значительно увеличить его коэффициент усиления в сравнении с аудионом Ли де Фореста. Электронная лампа согласно схеме, приведенной в патентной заявке, предназначалась для работы в телефонном усилителе звуковых сигналов. Эрик жил в Германии, и его патентная заявка была отклонена.

Позже он получил на изобретенную лампу патенты в Дании [7], США [8] и Швейцарии [9]. Запатентованная в этих странах трехэлектродная лампа Эрика Тигерстедта не была им реализована в том виде, котором она была представлена в полученных патентах. Главным в его патентах являлся приоритет на горизонтальное и коаксиальное расположение электродов в вакуумном триоде. Это отмечено в формуле изобретения во всех трех зарубежных патентах: «В реле по п. 1 устройство, в котором электроды, т. е. анод, катод и вспомогательный электрод (сетка — *В. П.*) имеют цилиндрическую форму и расположены коаксиально по отношению друг к другу» [7].

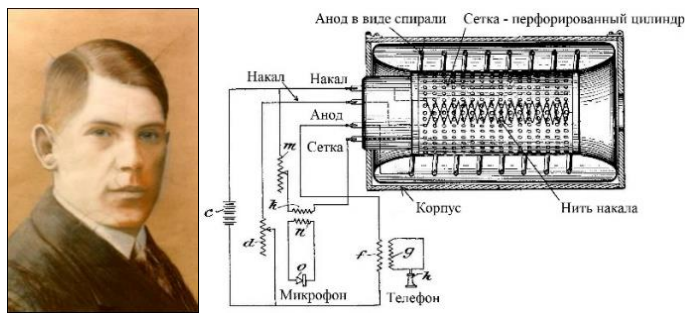


Рис. 4. Эрик Тигерстедт. Схема телефонного усилителя на триоде Тигерстедта.

Рисунок из швейцарского патента CH82154A Эрика Тигерстедта.

Приоритет: Германия, 26 июня 1914 г. [9].

Fig. 4. Eric Tigerstedt. Diagram of a telephone amplifier based on a Tigerstedt triode.

Drawing from Swiss patent CH82154A by Erik Tigerstedt. Priority: Germany, 26 June 1914 [9]

Приоритет Тигерстедта оспаривали несколько претендентов, но у всех даты подачи заявок на получение патента были более поздние. Заявка на патент FR492657 М. Пери и Ж. Биге на известную французскую лампу R5 с горизонтальным и коаксиальным расположением электродов в вакуумном триоде была подана 25 октября 1915 г. [10]. Заявка по патенту

US1738269, еще одного претендента на подобную конструкцию триода, южноафриканца Ван дер Бейла, имела приоритет от 4 декабря 1918 г. [11]. Ван дер Бейл утверждал, что М. Пери и Ж. Биге заимствовали у него конструкцию этого триода [12].

Воплощение идей патента Тигерстедта в реальную конструкцию вакуумного триода позволило существенно усовершенствовать конструкцию Ли де Фореста. Усовершенствование заключалось в повышении усиления за счет установки цилиндрических электродов в лампе в соответствии с полученными патентами, изготовлении особой формы стеклянного баллона для предотвращения потери вакуума и использования стальных зеркал внутри ламп для снижения электростатических помех, рис. 5. Сетки и аноды электродов триода изготавливались из алюминия или меди. В лампе нить накала была сделана из карбонизированного бамбукового волокна. В лампе Тигерстедта впервые уровень вакуума достигался использованием сорбентных материалов для поглощая остаточных газов, так называемых геттеров².

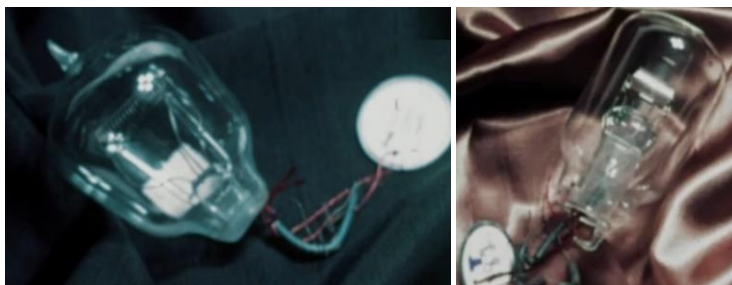


Рис. 5. Общий вид промышленных образцов вакуумных триодов с горизонтальным и коаксиальным расположением электродов внутри баллона конструкции Эрика Тигерстедта. 1914 г. Справа триод, который компания *Telefunken* производила во время Первой мировой войны без лицензии как радиолампа RS16.

Fig. 5. General view of industrial samples of vacuum triodes with horizontal and coaxial arrangement of electrodes inside a cylinder designed by Eric Tigerstedt. 1914. On the right is a triode that Telefunken produced during World War I without a license as an RS16 tube

В результате была разработан вакуумный триод с усилением во много раз превышающим таковое у лампы Либена. Стоит отметить, что полученный им результат является чисто экспериментальным, поскольку не было никаких предшествующих экспериментов или математических моделей, которым он мог бы следовать.

² Геттер — газопоглотитель, вещество, поглощающее и прочно удерживающее газы (кроме инертных), связывая их за счет хемосорбции. Используются в устройствах для газопоглощения и обеспечения необходимой степени вакуумирования электровакуумных приборов и в вакуумных насосах.

Почти через месяц после подачи заявки на патент началась Первая мировая война. Тигерстедту, как подданному Российской империи, дали три дня на то, чтобы покинуть территорию Германии. Немецкое правительство объявило все ранее выданные патенты граждан России недействительными и конфисковало патенты Тигерстедта.

Компания *Telefunken* во время Первой мировой войны без лицензии производила вакуумный триод Тигерстедта как радиолампу типа *RS16*. После войны Германия выплатила Тигерстедту компенсацию за использование его неоформленного патента. Немецкий патент на вакуумный триод был все же переоформлен с датой публикации 15 октября 1919 года, но в 1922 г. опять по неизвестной причине он снова почему-то был аннулирован. За остальные конфисковало патенты Тигерстедт также получил компенсацию после войны, но гиперинфляция, царившая в то время в Германии, свела сумму компенсации к нулю.

Конструкцию горизонтального коаксиального расположения электродов в триоде в дальнейшем использовали многие радиотехнические компании производители радиоламп, в том числе и компания *Marconi*. На рис. 6 приведена конструкция триода типа *M1 Marconi* с прямым нагревом нити накала.

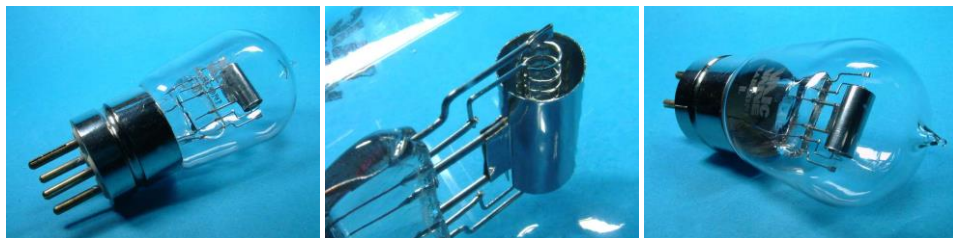


Рис. 6. Триод типа *M1 Marconi*. 1920 г.

Fig. 6. *M1 Marconi* type triode. 1920

Интересно, что триод типа *M1 Marconi* и ему подобные лампы в 2012 г. производились небольшим радиоламповым заводом *VAIC VALVE* в Чешской Республике. Продукция этого завода предназначалась в основном для музеев и любителей ретро радиоустройств. Для частных лиц, например, цена вакуумного триода прямого накала типа *VV30B* по прейскуранту завода в 1995 году составляла 125DM (60 евро).

Дальнейшее развитие электронных ламп шло в направлении усовершенствования катода как источника электронов, достижении предельно возможного вакуума и увеличения дополнительных электродов в виде сеток.

3. Введение характеристик диода и триода

Двухэлектродная вакуумная лампа, как известно, в качестве детектора радиосигналов была предложена А. Флемингом. В 1919 году известный английский радиоинженер Уильям Генри Икклз (*William Henry Eccles*, 23.08.1875—29.04.1966) придумал для клапана Флеминга термин «диод» (от греческих корней; ди означает «два», и оду (от *odos*), что означает «путь»), рис. 7. Ему же принадлежит введение характеристики детектирования.

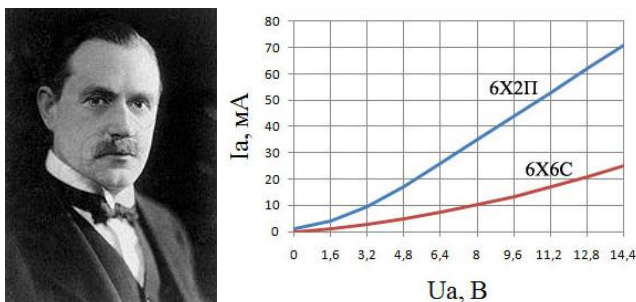


Рис. 7. Уильям Генри Икклз. Анодные характеристики российских вакуумных ламп (двойной диод) типа 6X2П и 6X6C, предназначенные для детектирования.

Fig. 7. William Henry Eccles. Anode characteristics of Russian vacuum tubes (double diode) types 6X2П and 6X6C, intended for detection

Напряжение накала диода остается во время работы постоянным, а изменяется только напряжение на аноде. В связи с этим очень важно знать, как зависит анодный ток диода от анодного напряжения. С этой целью У. Икклз ввел характеристику детектирования, т. е. зависимость выпрямленного тока от приложенного напряжения, $I_a = f(U_a)$, рис. 7. Эта зависимость обычно изображается в виде графика и называется характеристикой диода.

Характеристики диода служат для конкретных технических расчетов, которые зависят от накладываемых на них условий по применению лампы. Если диод используется для детектирования высокочастотного сигнала, то при его конструировании собственная емкость между анодом и катодом должна быть как можно меньше. Размеры электродов и расстояние между ними также должны быть минимальными, рис. 8. Токи, выпрямляемые детекторными вакуумными диодами, как правило, очень малы и измеряются долями или единицами миллиампера.

Вакуумный диод меньших конструктивных размеров (пальчиковый тип 6X2П), как видно из рис.8, обладает большей крутизной $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}$, то есть он более чувствителен к малым изменениям анодного напряжения.

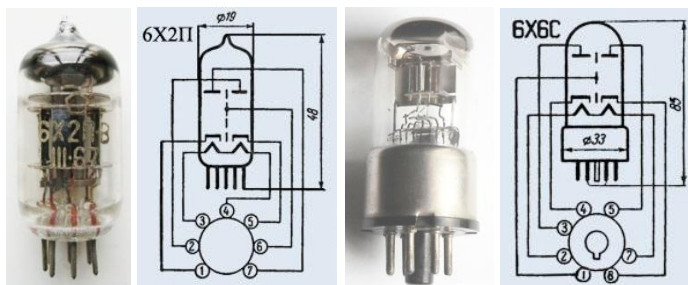


Рис. 8. Внешний вид, габаритные размеры и схемы соединения электродов с внешними выводами диодных ламп 6X2П и 6X6C.

Fig. 8. Appearance, overall dimensions and connection diagrams of electrodes with external terminals of diode tube 6X2П and 6X6C

Основным достоинством диодного детектора является, то, что он вносит весьма незначительные искажения при радиоприеме. В то же время этому виду детектирования присущ и значительный недостаток — отсутствие усиления и нежелательное шунтирующее влияние на колебательный контур, к которому диод присоединен параллельно. Последнее обстоятельство приводит к ухудшению качества колебательного контура. Ряд недостатков диодного детектора отсутствуют при использовании трехэлектродной лампы в режиме анодного детектирования

Аудион, как известно, относится к мягкому типу электронных ламп, и использовался в начале исключительно как детектор. Использование аудиона для усиления звукового сигнала впервые было продемонстрировано в 1912 году.

Добавление третьего электрода изменило свойства двухэлектродной электронной лампы: кроме выпрямления переменного тока трехэлектродная лампа способна была также усиливать электрические колебания, рис. 9. В 1910 году все тот же английский радиоинженер Уильям Икклз предложил для трехэлектродной лампы название «триод». Использование трехэлектродных ламп для усиления электрических колебаний значительно увеличило дальность радиосвязи.

Конструирование и оценка качества работы первых вакуумных триодов производились эмпирически, без должных теоретических расчетов. Со временем были получены выражения основных характеристик триода: крутизна характеристики, внутреннее сопротивление переменному току, коэффициент усиления и проницаемость.

В 1914 г. Хендрик ван дер Бейл (*Hendrik Johannes van der Bijl*, 23.11.1887—02.12.1948), сотрудник компании *Western Electric* открыл взаимосвязь внутренних трех «констант» вакуумного триода: крутизны S ,

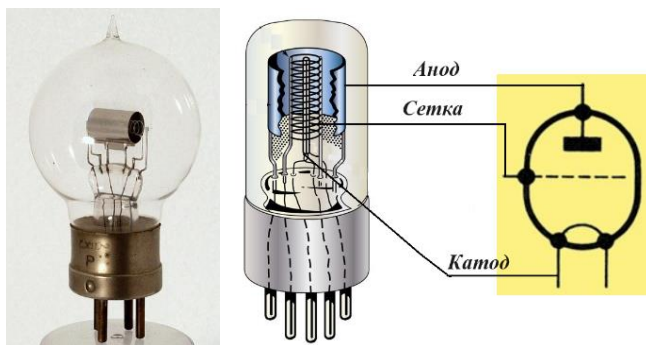


Рис. 9. Конструкция первых триодов (1915 г.), устройство триода прямого накала с вертикальным расположением электродов и условное графическое обозначение триода на схемах.

Fig. 9. The design of the first triodes (1915), the design of a direct filament triode with a vertical arrangement of electrodes and the conventional graphic designation of the triode in the diagrams

коэффициента усиления μ и внутреннего сопротивления R_i и запись их в виде формулы $S = \frac{\mu}{R_i}$ [12, с. 235]. Полученный результат был отражен в ряде его статей 1918—1919 гг. [13, 14]. Невзирая на это формулу, полученную Бейлом, в технической литературе ее ошибочно приписывают известному немецкому ученому радиотехнику Георгу Баркгаузену³ (нем. *Georg Heinrich Barkhausen*, 02.12.1881—20.02.1956). Это связано со следующим. В 1919 году редакции немецких изданий «Ежегодника беспроводной телеграфии» (нем. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*) и «Архива электротехники» (нем. *Archiv für Elektrotechnik*) обратились к Генриху Баркгаузену с просьбой написать для них статью о единых обозначениях характеристик электронных ламп. Потребность в такой статье была связана с необходимостью установить единые названия для наиболее важных терминов, так как в технической литературе присутствовало большое количество одних и тех же терминов под разными названиями, встречающихся в описаниях электронных ламп и различных приложениях, что вызывало определенные трудности при их использовании. Георг Баркгаузен в статье [15] привел в доступной для более широкой аудитории дифференциальные определения параметров триода в виде, благодаря которому они получили распространение: крутизна характеристики по сетке лампы — $S = \frac{dI_a}{dU_{c1}} \Big|_{U_a = const}$, внутреннее сопротив-

³ С 1911 г. профессор Высшей технической школы в Дрездене и директор Дрезденского электротехнического института слабых токов. В 1928 г. ему присуждена медаль Генриха Герца, а в 1949 г. — Национальная премия ГДР.

ление — $R_i = \frac{dU_a}{dI_a} \Big|_{U_{C1} = const}$, коэффициент усиления — $\mu = \frac{dU_a}{dU_{C1}}$ (про-
ницаемость лампы $D = \frac{1}{\mu}$), тогда уравнение Баркгаузена можно вывести
из выражения полного дифференциала тока

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right)_{U_{C1}} dU_a + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_{C1}} \right)_{U_a} dU_{C1} = \frac{1}{R_i} dU_a + S dU_{C1}.$$

Отсюда при $I_a = const$, имеем:

$$\mu = S \cdot R_i. \quad (1)$$

Заметим, что все три параметра триода имеют смысл только при работе лампы ниже тока насыщения на прямолинейном участке характеристики. На практике, как известно, параметры триода определяются по анодным или анодно-сеточным характеристикам.

Формулу (1) можно записать в виде

$$S \cdot D \cdot R_i = 1. \quad (2)$$

В этом случае выражение (2) называют формулой Баркгаузена или иногда внутренним уравнением лампы. Формула (2) позволяет при конструировании триода по двум его характеристикам находить неизвестную третью. Обычно, для быстрого определения параметра, это делают по номограмме, известной под названием ламповый треугольник.

В конце статьи [15] Баркгаузен написал:

«Разумеется, каждый автор волен вводить свои дополнительные термины и обозначения. Здесь перечислены только те, которые по своей природе всегда будут повторяться и для которых поэтому единое название является практической необходимостью. Без веской причины никто не должен придерживаться разных имен. Я тоже отказался от предыдущих. Немногочисленным авторам гораздо легче привыкнуть к новым терминам, чем широкому кругу читателей, не столь знакомых с предметом. В каждом типе обозначений есть что-то неправильное. Но всегда следует иметь в виду, что не имеет большого значения, выберете ли вы ту или иную букву, и что даже плохое единое обозначение все же лучше, чем сбивающая с толку разнovidность».

Параметры триода и других приемно-усилительных ламп в полной мере определяют как область его применения, так и режим работы. По известным соотношениям эти параметры несложно вычисляются, если заданы характеристики, или легко измеряются при помощи тех или иных способов.

У триода имеется два основных недостатка: небольшой коэффициент усиления и относительно большая емкость между анодом и сеткой, так называемая проходная емкость.

В первом случае причиной является некоторое экранирование управляющей сеткой катода, которая защищает его от влияния анода. Делать же триоды с очень густой сеткой нельзя, так как она будет препятствовать движению электронов к аноду, вследствие чего анодный ток будет мал, а сеточный ток велик. Большая емкостная связь между анодом и сеткой, оказывает вредное влияние на работу лампы в большей степени в диапазоне высоких частот.

Конструкция в составе анода и управляющей сетки лампы представляет собой цилиндрический конденсатор, поэтому между этими электродами всегда есть определенная электростатическая емкость. Эта емкость имеется в любой лампе, но в тетраде и пентоде она значительно меньше, чем в триоде, благодаря эффекту электростатического экранирования.

4. Особенности использования аудиона в усилителе звуковой частоты

Поскольку конструкция аудиона содержит три элемента, то очевидно, что может быть построено несколько различных семейств характеристических кривых. В трехэлектродной лампе имеет место два электронных тока — анодный I_a и сеточный I_g . При заданной температуре катода (определяемой U_f и I_f), зависимость этих токов от напряжений анода U_a и сетки U_g выражается функциями, представляющими собой характеристические поверхности вакуумного триода:

$$I_a = f_1(U_a, U_g) \text{ и } I_g = f_2(U_a, U_g).$$

Пересечение этих поверхностей плоскостями дает обычные (плоские) характеристики триода. В 1915 году Ирвинг Ленгмюр (англ. *Irving Langmuir*) опытным путем установил вид первой из этих функций (основная формула тока в триоде) [16]:

$$I_a = A_1 (U_0 + \mu U_g)^{3/2},$$

где постоянная A_1 зависит от конструкции электродов триода.

Значение A_1 может быть вычислено для следующих конструкций электродов триода:

а) Для случая плоских электродов, когда ток выражен в А/см² поверхности анода, приложенные напряжения в вольтах, а расстояние между электродами d в см:

$$A_1 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{1}{(1+\mu)^{3/2} d^2},$$

б) При цилиндрических электродах, когда ток выражен в А/см длины анода, радиус которого r_a :

$$A_1 = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\beta^2 (1+\mu)^{3/2} r_a},$$

где μ — коэффициент β^2 определяется по соответствующей таблице [17].

Анодно-сеточная характеристика трехэлектродной лампы представляет собой график зависимости анодного тока от потенциала (напряжения) на сетке при неизменном напряжении на аноде лампы. Эта характеристика позволяет объяснить работу вакуумного триода в зависимости от его режимов, рис. 10.

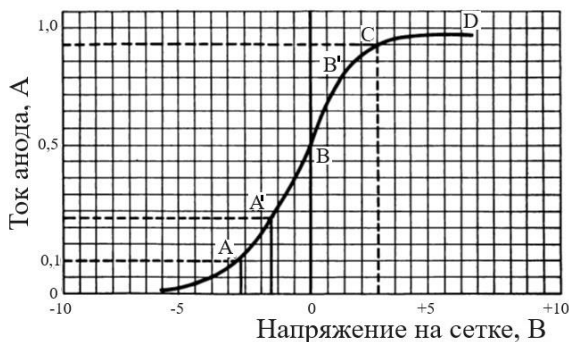


Рис. 10. Анодно-сеточная характеристика аудиона (трехэлектродной лампы).

Fig.10. Anode-grid characteristic of an audion (three-electrode tube)

Сетка аудиона, как видно из рис. 10, может иметь потенциал как положительный, так и отрицательный. Кривую характеристики можно разбить на три части: верхний и нижний перегибы, и прямолинейную часть. Интервал кривой от C до D соответствует максимальному анодному току при положительном потенциале на сетке. Анодный ток почти равен нулю в нижней части кривой при отрицательном потенциале сетке. Прямолинейный участок кривой $A'B'$ прямо пропорционален потенциалу сетки и только на нем может быть получено наибольшее изменение анодного тока при одном и том же изменении сеточного напряжения.

Фриц Левенштейн перевел аудион в режим усиления (прямолинейный участок характеристики), создав отрицательный потенциал на сетке, с помощью гальванического элемента. В лампах прямого накала величина отрицательного потенциала сетки отсчитывается от конца нити, соединенной с общим минусом. Схема Левенштейна была долгое время типовой при использовании вакуумного триода в качестве усилителя, рис. 11.

В схеме усилителя звуковой частоты, приведенной на рис. 11, в цепь сетки лампы электрический сигнал подается через трансформатор. Фриц Левенштейн первый понял, что выбор постоянного напряжения между сеткой и нитью накала определяет качество работы аудиона. Приложенное к сетке отрицательное напряжение в дальнейшем получило название «напряжение смещения» или просто «смещение». Название связано с тем, что при этом происходит смещение рабочей точки характеристики влево, то есть в область отрицательных потенциалов сетки. Это приводит к уменьшению тока сетки и, как следствие, более выгодному режиму работы. В американской технической литературе напряжение смещения сетки называют «*C voltage battery*» (напряжение батареи смещения *C*). Например, *3-volt battery C*. Заметим, что анодную батарею для отличия обозначают буквой *B*. Это обозначение, как известно, ввел Ли де Форест.

Типовая схема для использования вакуумной трехэлектродной лампы в качестве усилителя в 20-е годы XX века представлена на рис. 12.

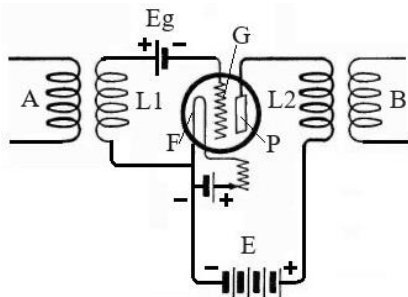


Рис. 12. Типовая схема для использования вакуумной трехэлектродной лампы в качестве усилителя.

Fig. 12. A typical hook-up for using a vacuum tube as an amplifier

B больше, чем в *A*. Таким образом, лампа работает в режиме усиления телефонных токов на длинных расстояниях.

Понятие напряжения смещения позволяет выделить два варианта работы схемы усиления на трехэлектродной лампе: при отсутствии тока в цепи

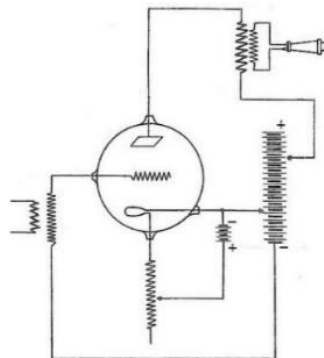


Рис. 11. Схема Ф. Левенштейна включения аудиона в режиме усиления сигналов звуковой частоты. 1912 г.

Fig. 11. F. Levenshtein's circuit for switching on an audion in amplification mode for audio frequency signals. 1912

Цепь *EGL1* образует входную цепь, а *EL2P* — выходную цепь. Катушка *L1* входной цепи образует вторичную обмотку входного трансформатора и предпочтительно имеет очень высокое полное сопротивление. Сопротивление намотки трансформатора в выходной цепи равно сопротивлению лампы.

Токи, поступающие из линии *A*, усиливаются лампой. Под этим подразумевается, что если импеданс линии *A* равен импедансу линии *B*, то мы обнаружим, что ток в

сетки (лампа с «левой» характеристикой, на сетку приложено отрицательное смещающее напряжение) и при наличии тока в цепи сетки (нормальная характеристика проходит через ось нулевых напряжений, смещения на сетке нет).

В первом случае (ток сетки отсутствует) трансформатор работает ненагруженным, в цепи его вторичной обмотки ток отсутствует, и к цепи сетка — нить лампы подводится полное напряжение, развиваемое вторичной обмоткой. На сетку действует строго синусоидальное напряжение. Совершенно очевидно, что на нагрузке (наушники), включенной в анодную цепь, получим напряжение, меняющееся по той же кривой (по синусоиду), что и изменение напряжения на сетке.

Совсем другая картина имеет место при наличии в цепи сетки некоторого тока. В рассматриваемом случае ток в цепи будет протекать только тогда, когда к сетке приложено положительное напряжение. За время отрицательного полупериода напряжения, подаваемого трансформатором на сетку лампы, процесс будет протекать так, как было описано выше для случая отсутствия сеточного тока. При положительном полупериоде через вторичную обмотку трансформатора потечет ток, который немедленно вызовет падение напряжения на обмотке трансформатора. Это падение напряжения уменьшает напряжение, развиваемое трансформатором, и положительная амплитуда на сетке лампы будет меньше отрицательной амплитуды. Таким образом, форма кривой напряжения, подводимого к сетке лампы, искажается, что приводит к искажению формы кривой анодного тока.

Прямой метод смещения, кроме *C*-батареи, требует еще две батареи: накала и анодного напряжения, рис. 13а. Для сокращения количества источников тока был предложен способ с включением резистора в цепь накала, рис. 13б. В последнем случае ток анода протекает через катод-резистор R_c (от 5 до 5000 Ом) сверху вниз (в традиционном смысле направления тока) и устанавливает падение потенциала, которое делает сетку отрицательной по отношению к катоду. Величину R_c можно вычислить с помощью закона Ома, когда напряжение смещения сетки известно, а величина полного тока, проходящего через R_c , получается из характеристической кривой триода. В некоторых случаях параллельно резистору R_c включают конденсатор C_c для шунтирования высокочастотных токов вокруг R_c , что таким образом уменьшает отрицательную обратную связь.

В начале второго десятилетия XX века были предложены и другие способы создания постоянного напряжения между сеткой и катодом (нитью накала). Это позволило правильно выбрать рабочую точку характеристики и создать необходимый режим работы аудиона. Благодаря этому удалось сделать качественный скачок в конструировании усилителей электрических сигналов на вакуумных триодах.

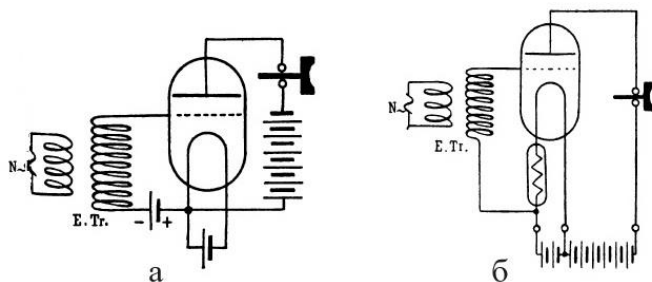


Рис. 13. Типовые схемы включения аудиона в режиме усиления с использованием гальванического элемента (а) и резистора в цепи накала (б) [4]. 1922 г.

Fig. 13. Typical circuits for switching on an audion in amplification mode using a galvanic element (a) and a resistor in the filament circuit (б) [4]. 1922

Исследования Ли де Фореста по получению необходимой полезной выходной мощности в нагрузке показали, что одного каскада в усилителе звуковой частоты для этого недостаточно. Выходом из данной ситуации стало построение многокаскадных усилителей. Такого типа усилители собирались из нескольких последовательно соединенных одиночных усилительных каскадов.

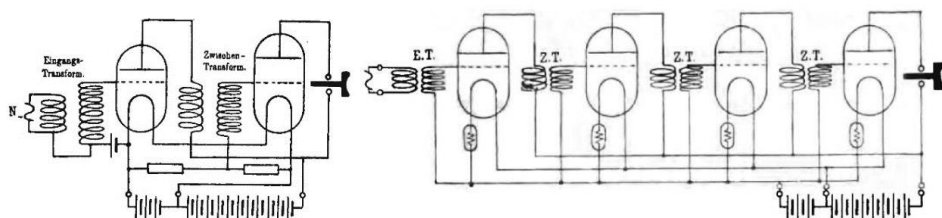


Рис. 14. Принципиальные схемы двух- и четырехкаскадных усилителей звуковой частоты на аудионах [4]. 1922 г.

Fig. 14. Schematic diagrams of two and four cascade audio amplifiers based on audions [4]. 1922

В конструкциях многокаскадных усилителей Ли де Фореста одиночные усилительные каскады соединялись между собой с помощью трансформатора. Предпочтение, отданное межламповому трансформатору, связано в основном с простотой согласования каскадов и подачи смещения на сетки триодов. В таких усилителях режимы ламп должны быть подобраны таким образом, чтобы переменное напряжение, действующее на сетку второй лампы, во-первых, строго соответствовало по форме переменному напряжению, действующему на сетку первой лампы, так как в противном случае могут возникнуть искажения. Во-вторых, по величине переменное напряжение на сетке второй лампы должно быть больше

напряжения на сетке первой лампы, если это не соблюдено, то вместо усиления получится ослабление. На рис. 14 представлены схемы двух- и четырехкаскадных усилителей звуковой частоты на аудионах с разным типом создания смещения на сетках.

5. Гридлик

В детекторных каскадах на аудионе для создания смещения на сетке вакуумного триода получил распространение гридлик (англ. *grid leak*), рис. 15 [18]. Гридлик в цепи сетки обуславливает появление на ней некоторого отрицательного напряжения, величина которого будет тем больше, чем больше величина сопротивления резистора. Детекторная лампа благодаря использованию тока утечки сетки и конденсатора становится более чувствительной, чем без наличия названных компонентов. Таким образом, среднее значение тока анода будет меняться в зависимости от амплитуды колебаний сигнала, приложенного к сетке, рис. 15. Эта система гораздо более чувствительна к слабым сигналам, чем анодное детектирование.

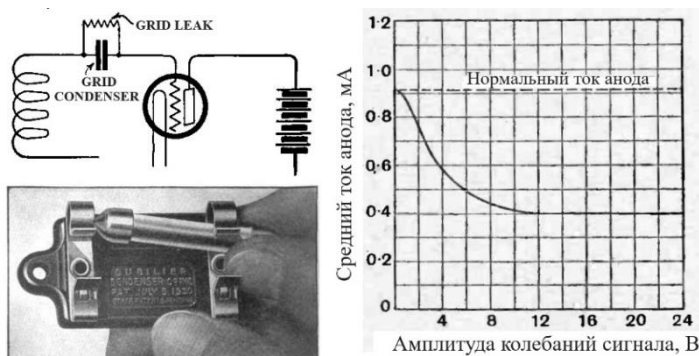


Рис. 15. Гридлик в цепи сетки. Типичная характеристика сеточного детектирования.

Fig. 15. Grid leak in the grid chain. Typical Grid Detection Performance

Существует два различных метода подключения гридлика, рис. 16. Один из них заключается в подключении резистора непосредственно к выводам конденсатора, в то время как альтернативный метод заключается в подключении резистора между сеткой лампового детектора и положительным концом нити накала. Первое подключение (рис. 16а) используется в большинстве схем, но для некоторых схемных решений, когда в цепь анода включен настраиваемый контур, его нельзя использовать. В этом случае используют второй тип подключения резистора утечки, рис. 16б. Если бы гридлик был соединен непосредственно с сеточным конденсато-

ром, то при настройке колебательного контура высокое анодное напряжение, используемое в ВЧ-усилителе, нарушило бы процесс детектирования и заблокировало работу лампы.

Сопротивление утечки можно присоединить как плюсу, так и к минусу нити накала. Выгоднее его присоединить к минусу накала, беря сопротивление утечки порядка 2—3 МОм. В этом случае получается небольшой расход энергии во входном контуре высокой частоты. Для увеличения чувствительности следует брать сопротивление больше, однако, при большом сопротивлении наблюдается искажение сильных сигналов. Сеточный конденсатор на практике берется емкостью $C_c=100\text{—}300$ пФ. Для того, чтобы смещение сетки было почти фиксированным, необходимо, чтобы постоянная времени RcC_c была больше в сравнении с периодом сигнала. Величина R_c может быть вычислена с помощью закона Ома, если известно требуемое смещение сетки и постоянный сеточный ток.

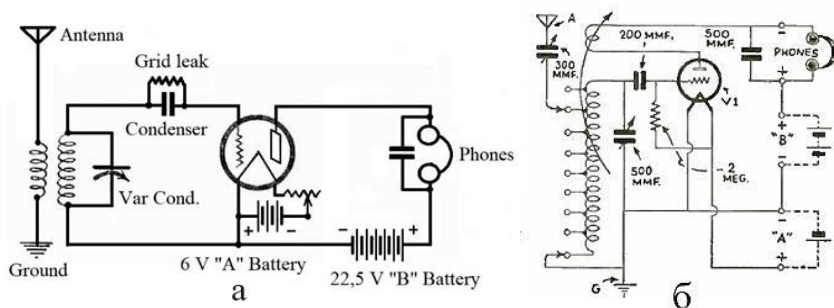


Рис. 16. Методы включения гридлика: а — параллельно сеточному конденсатору, б — между сеткой лампового детектора и положительным концом нити накала.

Fig. 16. Methods for turning on the grid leak: a – parallel to the grid capacitor, b – between the grid of the lamp detector and the positive end of the filament

Сеточный потенциометр предназначен для установления необходимого потенциала или смещения сетки. Потенциометр обычно подключается параллельно батарее накаливания. Если в схеме нет сеточного конденсатора, то вводимый конденсатор подключают между ползунком и сеткой, как показано на рис. 17а. Если же включен сетевой конденсатор, то подключение к потенциометру зависит от расположения гридлика. Если гридлик расположен параллельно сетевому конденсатору, то подключение будет таким же, как в уже рассмотренном случае. Если гридлик не параллелен конденсатору сетки, то соединения должны быть такими, как показано на рис. 17б, причем гридлик должен быть соединен между сеткой и ползунком потенциометра. Изменение потенциала сети с помощью этого средства часто используется для управления автоколебаниями приемника, который

имеет тенденцию к спонтанным автоколебаниям, причем колебания гасятся током сетки, который течет, когда потенциал сетки становится положительным по отношению к отрицательному концу нити.

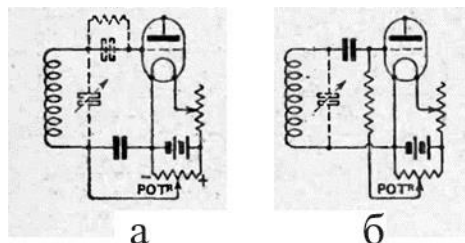


Рис. 17. Варианты подключения гридлика с использованием потенциометра.

Fig. 17. Options for connecting grid leakage using a potentiometer

Потенциал, поддерживаемый в сетке, вычисляется по закону Ома и, следовательно, равен току сетки, умноженному на сопротивление сетки. Величина тока утечки сетки должна соответствовать используемой конкретной приемной установке. Она зависит от конструкции устройства, типа антенны и системы заземления, сетевого конденсатора и других факторов. Обычно используемое значение емкости сеточного конденсатора составляет 0,00025 микрофарад, при сопротивлении 1 МОм. Наилучшие значения, которые следует использовать, несколько различаются в зависимости от разных ламп. Если сопротивление сетки утечки слишком велико, утечка будет происходить медленно, вызывая звук «разбрызгивания» в приемнике. С другой стороны, слишком низкое сопротивление вызовет слишком быструю утечку и приведет к слабому сигналу, поскольку отрицательный потенциал сетки не может накапливаться до полного значения для каждой волны. Лампы вакуумного детектора обычно работают лучше всего, когда нижняя сторона сеточного контура подключена к отрицательной стороне нити накала.

Как правило, для длин волн ниже 600 метров хорошие результаты имеют место, если емкость выбрана так, что ее реактивность на несущей частоте составляет 600 Ом. В этом случае пропускная способность будет определяться емкостью 260 пФ для 300-метровой несущей волны и 43 пФ для 50-метровой несущей волны. Для достижения наилучших результатов утечка сетки должна быть такой, чтобы при эксплуатации не возникали искажения. Для очень слабых сигналов необходимо использовать сопротивления в 5—10 МОм, но если уровень сигнала хороший, то лучше установить сопротивление в 2 МОм.

Опыт показал, что использование гридлика является более практичным методом управления потенциалом сетки вакуумной лампы. Функция гридлика состоит в том, чтобы обеспечить путь утечки через конденсатор сетки таким образом, чтобы потенциал элемента сетки по отношению к выводу нити накала мог поддерживаться на некотором желаемом значении.

Варианты подключения сопротивления утечки в ламповом детекторе на триоде приведены на рис. 18.

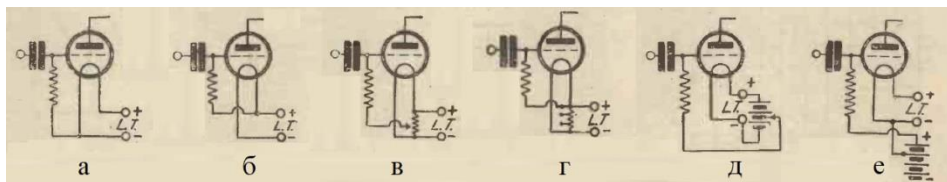


Рис. 18. Варианты подключения сопротивления утечки в ламповом детекторе на триоде:
 (а) к L.T.−, (б) к L.T.+, (в) к потенциометру, (г) на потенциометр с отводом,
 (д) в ячейку L.T., (е) в ячейку G.B.

Fig. 18. Options for connecting leakage resistance in a triode tube detector:
 (a) mesh leakage to L.T.−, (б) mesh leakage to L.T.+, (в) mesh leakage to the potentiometer,
 (г) leakage from grid to tap potentiometer, (д) mesh leakage into L.T. cell,
 (е) mesh leakage into G.B cell

На рис.19 показана схема приемника с входным контуром, в котором первый триод в цепи анода содержит настраиваемый контур, второй является детектором, третий — усилителем звуковой частоты с трансформаторным входом.

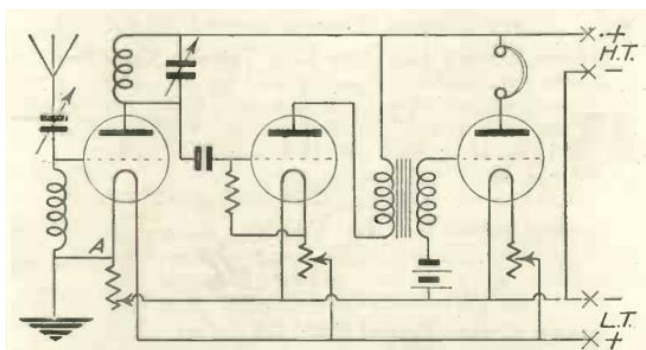


Рис. 19. Типичная схема радиоприемника на трех ламповых триодах, показывающая правильные подключения сопротивления утечки.

Fig. 19. A typical circuit of a radio receiver on three tube triodes, showing the correct connections of the leakage grid

В первом каскаде сетка триода через провод А подключена непосредственно к нити накала, так как сетка этой лампы должна иметь такой же отрицательной потенциал, как и отрицательный конец нити накала. Поскольку приемник имеет настраиваемый анодный контур, то сопротивления утечки детектора (второй триод) не размещается поперек нити накала по причинам, которые были изложены, а подключена между сеткой и точ-

кой соединения конца нити и обмоткой реостата. При этом на сетке поддерживается нормальный потенциал, равный положительному потенциалу на конце нити накала. В третьем каскаде, который является усилителем звуковой частоты, отрицательный потенциал на сетке триода создается отдельной гальванической батареей, а нить накала подключена к батарее.

Из приведенного видно, что в обычном трехламповом приемнике на триодах каждая сетка имеет разное смещение. На ВЧ-лампе имеется отрицательное смещение, равное потенциалу на отрицательном конце нити накала, на детекторе — положительное смещение, равное потенциалу положительного конца нити накала, а на сетке НЧ-лампы большее отрицательное смещение создается с помощью специальной батареи. Смещение на сетках первых двух лампах полностью достигается за счет правильного подключения возвратного провода сетки, что имеет большое значение для успешной работы приемника.

Примером использования лампового детектора с гридником может служить радиоприемник *Zenith 11* выпуска 1927 года, рис. 20.

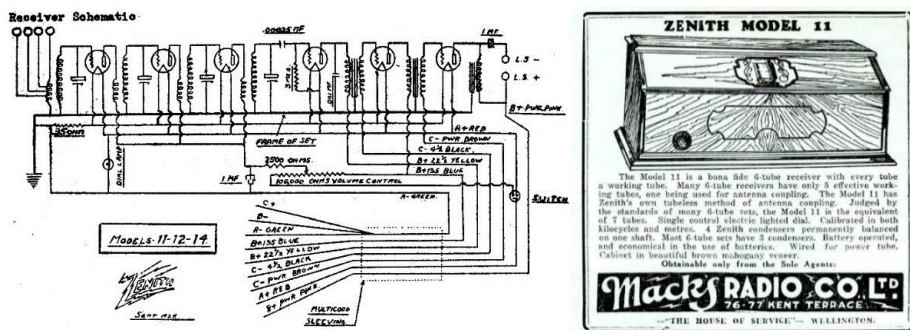


Рис. 20. Принципиальная схема и общий вид радиоприемника *ZENITH MODEL 11*. 1927 г.

Fig. 20. Schematic diagram and general view of the radio receiver *ZENITH MODEL 11*. 1927

Модель *Zenith 11* представляла собой добротный ламповый радиоприемник прямого усиления (3V2) на шести вакуумных триодах. Приемник имел три резонансных каскада с четырьмя колебательными контурами, которые настраиваются конденсатором переменной емкости с четырьмя секциями. Детекторный каскад собран на ламповом триоде с гридником. Двухкаскадный трансформаторный усилитель звуковой частоты обеспечивал прослушивание передач на наушники или громкоговоритель. Для анодного питания и создания требуемого смещения на триодах использовалась секционная аккумуляторная батарея. Шкала приемника была отградуирована в килогерцах и в метрах. Габариты радиоустройства 610×254×305 мм. Стоил радиоприемник \$110.

В 1927 году появились катоды с косвенным нагревом, что позволило радиотехническим компаниям начать выпуск приемников с питанием от сети переменного тока. Большинство производителей переключились на производство приемников с анодным детектором, а позднее на диодные детекторы.

Регенеративной детектор с сопротивлением утечки был одним из наиболее чувствительных детекторов того времени, но его способность излучать радиочастотную энергию при неправильной настройке ограничивала его использование в городских условиях, когда несколько приемников работали в непосредственной близости. *RCA Radiola III* и *IIIa* и *Crosley Model 51* являются примерами регенеративных приемников того периода времени.

6. Двухтактные схемы

В 20-е годы XX века в практических радиоустройствах на ламповых триодах стали использовать двухтактные схемы для усиления мощности радиочастотного и низкочастотного электрического сигнала. Этот метод в тот период времени был хорошо известен [19], и его принцип в 1895 году был заявлен в патенте *US549477A* Вильяма Дейна (*William W. Dean*), сотрудника компании *Bell*, то есть еще до появления электронных усилителей. В патенте Дейна описана схема локального микрофона (передатчика), содержащая замкнутую цепь, включающую микрофон и первичную обмотку индукционной катушки, причем схема локального передатчика соединена с телефонной линией в двух точках (рис. 21, *Fig. 1*), включая локальную схему передатчика в линейной цепи в двух параллельных ответвлениях *a* и *b*. В каждую ветвь включен микрофон *i*, причем микрофоны соединены с общей диафрагмой или декой (рис. 21, *Fig. 2*) так, что когда один микрофон увеличивает сопротивление своей цепи, другой микрофон уменьшает сопротивление в своей цепи. Два микрофона, таким образом, действуют всегда в противоположных направлениях. В результате значительно увеличивается изменение тока по двум параллельным путям. При перемещении мембраны одного микрофона увеличивается сопротивление его ветви, что вызывает увеличение тока в другой ветви. Одновременно с этим активируется микрофон во второй ветви, что приводит к уменьшению сопротивления в этой ветви. Ток, текущий по второму пути, увеличивается по двум причинам: во-первых, за счет увеличения сопротивления на первом пути *i*, во-вторых, благодаря уменьшению сопротивления на втором пути.

Таким образом, ток от зарядной батареи, подключенной к линии (рис. 21, *Fig. 2*), проходит по локальной цепи двумя параллельными путя-

ми, причем дуплексный микрофон включен таким образом, что создает противоположные эффекты в двух индукционных катушках. Вторичные обмотки этих катушек последовательно включены в телефонную линию таким образом, что напряжения двух катушек суммируются и происходит усиление звукового сигнала.

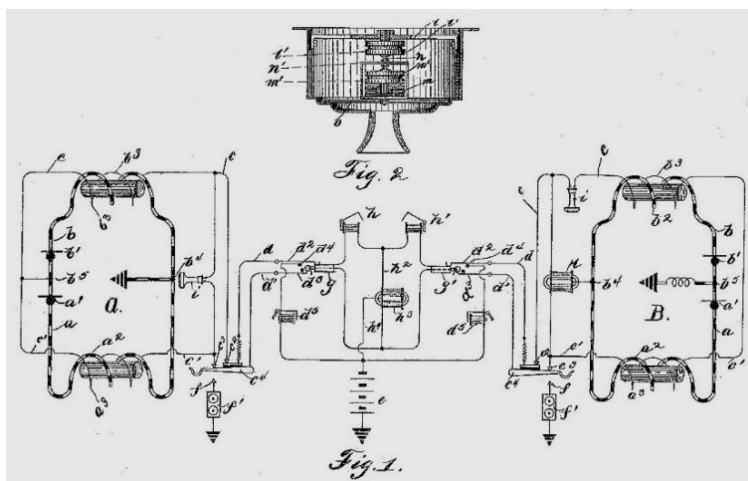


Рис. 21. Передающая телефонная цепь: Fig. 1 — принципиальная схема локального микрофона, Fig. 2 — устройство дуплексного микрофона. Рисунки из патента US549477A Вильяма Дейна с приоритетом от 29 марта 1895 г. [20].

Fig. 21. Transmitting telephone circuit: Fig. 1 – schematic diagram of a local microphone, Fig. 2 – device of a duplex microphone. Drawings from William Deane's priority patent US549477A dated March 29, 1895 [20]

Двухтактная схема стала широко применяться в выходных каскадах усилителей звуковой частоты с появлением промышленных образцов аудионов. Эта схема использована в телефонном трансляторе (репитере) конструкции Эдвина Х. Колпиттса (*Edwin H. Colpitts*), сотрудника *Western Electric Company*, рис. 22 [20].

10 октября 1919 г. на совместном заседании Американского института инженеров-электриков и Американского физического общества в Филадельфии (Пенсильвания) сотрудники *Bell Labs* Джон Моркрофт (*John H. Morecroft*) и Харальд Фрис (*Harald T. Friis*) представили доклад «Электронная лампа как генератор переменного тока» (англ. *The Vacuum Tube as a Generator of Alternating-Current Power*) [21]. Доклад содержал результаты экспериментальных исследований режимов работы электронных ламповых триодов типа P-10 плиотрон (*P-10 pliotron*) и VT-2, разработанных для американских войск связи. В первой части доклада была рассмотрена

работа лампы при раздельном возбуждении, изменение мощности в зависимости от величины возбуждения, импеданса нагрузки и т. д., а также дан анализ форм и фаз напряжений и токов в различных схемах.

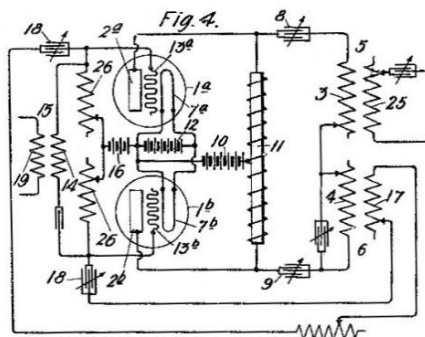


Рис. 22. Принципиальная схема двухтактного каскада в телефонном трансляторе (репитере) согласно патенту US1137384A Эдвина Х. Колпиттса с приоритетом от 18 мая 1914 г.

Fig. 22. Schematic diagram of a push-pull stage in a telephone translator (repeater) according to patent US1137384A by Edwin H. Colpitts with priority dated May 18, 1914

Выходная мощность лампы и ее изменение при различных режимах были рассмотрены как связь между током анода, потенциалом сетки и потенциалом анода. Эта связь определяется уравнением вида:

$$I_p = A(E_p + \mu_0 E_g)^x, \quad (3)$$

где E_p — потенциал пластины, относящийся к нити накала, E_g — потенциал сетки, ток пластины, A — константа, зависящая от размера и расстояния между частями трубки.

В уравнении (3) коэффициент μ_0 называется теоретическим коэффициентом усиления напряжения лампы. Он показывает относительную эффективность потенциалов сетки и анода при контроле тока анода. Показателю степени x разные авторы давали значение 1,5 или 2, однако это переменная, а не константа. Его значение составляет около 2 для большинства ламп при большом изменении E_p и E_g . При их предельных значениях, показатель x сильно отклоняется от указанного значения. Уравнение (3) основано на предположении, что ток анода недостаточно велик, чтобы оттянуть из нити все электроны, эмитированные с ее горячей поверхности, то есть I_p меньше тока насыщения лампы.

Во второй части доклада было уделено внимание эффективности лампы в качестве генератора. Подробно проанализирована работа и выведены условия для достижения максимальной эффективности, причем тео-

ретически выведенные выводы подтверждались экспериментальными данными. На приведенных осциллограммах была представлена работа лампы практически во всех возможных режимах: без отсечки (современный режим *A*), с отсечкой в течение половины периода (современный режим *B*) и в течение более чем половины периода (современный режим *C*).

В 1924 году компания *RCA* выпустила батарейный высококачественный регенеративный радиоприемник *RADIOLA III*, рис. 23 [22]. Устройство предназначалось специально для приема радиовещательных станций на внешнюю антенну в диапазоне волн 750—195 м (400—1540 кГц). В схеме приемника использовалось две лампы *WD-11 Radiotrons*. Одна лампа работала как детектор, вторая — как усилитель звука. Габариты приемника 11,5" L × 6,5" W × 5" H. Прослушивание радиовещания производилось на телефонные наушники. Для прослушивания радиопередач большой аудиторией компанией *RCA* был выпущен к этому приемнику отдельный усилитель звуковой частоты (УЗЧ) в виде блока, к которому подключался рупорный громкоговоритель, рис. 23. УЗЧ содержал двухтактную схему на лампах *WD-11 Radiotrons* и двух трансформаторах, рис. 23.

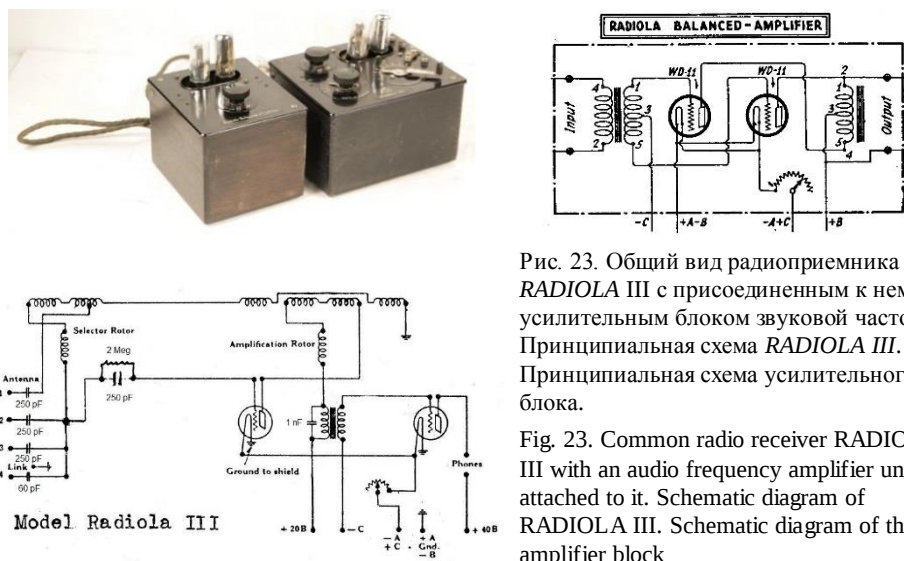


Рис. 23. Общий вид радиоприемника *RADIOLA III* с присоединенным к нему усилительным блоком звуковой частоты. Принципиальная схема *RADIOLA III*. Принципиальная схема усилительного блока.

Fig. 23. Common radio receiver *RADIOLA III* with an audio frequency amplifier unit attached to it. Schematic diagram of *RADIOLA III*. Schematic diagram of the amplifier block

Дальнейшие исследования показали, что качество звука двухтактного лампового усилителя зависит от режима работы его активных элементов, в частности, радиоламп. В 1928 году сотрудник *Marconi Co.* Норман Меклален (*N. W. McLachlan*) сделал первый подробный анализ двухтактного каскада на ламповых триодах в режимах *A* и *B* [23].

Одна и та же схема двухтактного усилителя может работать в режимах *A* и *B*. Режим задается выбором напряжения смещения на сетках ламп V_3 и V_4 , рис.24.

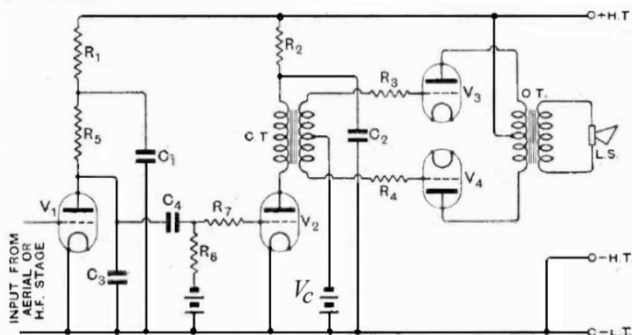


Рис. 24. Выбор режима работы двухтактного усилителя в зависимости от смещения на сетках ламп V_3 и V_4 .

Fig. 24. Selecting the operating mode of a push-pull amplifier, depending on the bias on the grids of tubes V_3 and V_4

Из проведенного исследования были сделаны такие выводы:

1. Существует два метода получения линейных характеристик двух триодов V_3 и V_4 (рис. 24), работающих в двухтактном режиме: (A) — со смещением сетки, которое устанавливает лампы почти в их точки выпрямления, (B) — со смещением сетки, которое устанавливает лампы в положение средних точек линейных участков их характеристик.

2. Если кривая часть характеристики лампы имеет параболическую форму, то правильное смещение сетки для случая (A) находится выше середины изогнутой части базовой линии.

3. В случае (A) допустимое колебание сетки существенно вдвое больше, чем в случае (B).

4. В случае (B) допустимое колебание сетки вдвое меньше, чем в случае (A).

5. В случае (A) выходные лампы V_3 и V_4 должны иметь практически идентичные характеристики.

6. В случае (B) обе характеристики ламп должны быть линейными при одинаковых значениях отклонения сетки. Наклоны характеристик не обязательно должны быть одинаковыми, чтобы обеспечить комбинированный линейный эффект. Однако на практике желательно, чтобы они были равны.

В 1931 году американский Институт радиоинженеров (IRE) утвердил эту классификацию в виде отраслевого стандарта. Промежуточный

режим работы усилителя AB , между A и B , широко применялся в ламповой технике, а введенное понятие режима BC не прижилось.

В отечественной технической литературе понятия режимов и классов A , AB , B и C близки, но не взаимозаменяемы.

7. Эффект Миллера

В триоде, как известно, имеется три емкости: входная емкость $C_{ск}$ представляет собой реактивную проводимость во входной цепи, выходная емкость $C_{ак}$ и проходная емкость (емкость анод — сетка) $C_{ас}$, которая возникает между входными и выходными цепями лампы, рис. 25. Проходная емкость, как уже было отмечено, оказывает наиболее сильное влияние на свойства триода на высоких частотах.

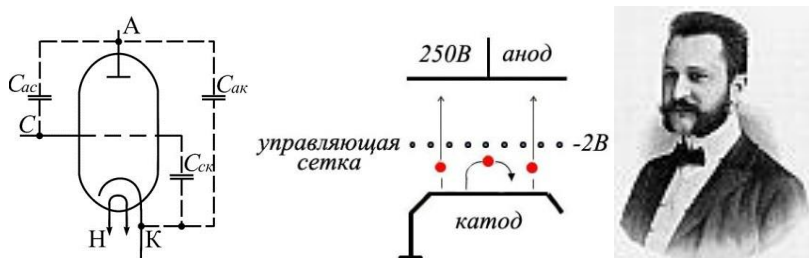


Рис. 25. Емкости в триоде. Иллюстрация эффекта Миллера. Джон Мильтон Миллер.

Fig. 25. Capacitances in a triode. Illustration of the Miller effect. John Milton Miller

Общая паразитная емкость между анодной и сеточной цепями образована не только проходной емкостью лампы $C_{ас}$, но и паразитной емкостью монтажа, которая присутствует в любой схеме. Таким образом, наличие проходной емкости приводит к увеличению входной емкости каскада, то есть эффекту Миллера, рис. 25. В этом случае величина входной емкости каскада определяется из формулы Миллера [24]:

$$C_{Miller} = (\mu + 1)C_{ас}, \quad (4)$$

где μ — коэффициент усиления лампы.

Эффект Миллера назван в честь американского инженера-электрика Джона Мильтона Миллера (*John Milton Miller*, 22.06.1882—17.05.1962), рис. 25. В 1920 году в первых публикациях Миллер описал этот эффект применительно к ламповым триодам. В этот период времени он работал радиоинженером в радиолaborатории ВМС США (1919—1923) в Анакостии (*Anacostia*, расположена в историческом районе Вашингтона, округ Колумбия). С 1925 по 1936 гг. он возглавлял исследовательское подразде-

ление по радиоприемникам на заводе компании *Atwater Kent* в городе Филадельфия, а в 1936—1940 гг. был заместителем начальника научно-исследовательской лаборатории компании *RCA Radiotron*.

Оба выше указанных недостатка триода можно устранить, если ввести еще одну сетку между анодом и управляющей сеткой лампы.

В большинстве ламповых триодов сеточный ток начинает появляться немного раньше отрицательного смещения. Это связано отчасти со случайным движением электронов, так как они проходят сетку на их пути к аноду, а также частично из-за контактной разности потенциалов, относящейся к материалам, используемым для изготовления катода и сетки. В связи с этим ученые, которые работали над устранением недостатков триода с помощью установки второй сетки, помещали ее в разные места внутри лампы, надеясь таким способом улучшить ее работу.

Динатронный эффект, то есть переход электронов вторичной эмиссии на другой электрод, в триоде проявляется не так сильно, как в экранированных радиолампах. Однако при определенных напряжениях обратный ток может появиться и ухудшить параметры радиолампы. Вторичная эмиссия с анода и сетки искажает форму кривой тока соответствующего электрода и нередко переходит в отрицательную область. Только в определенной точке эта кривая снова возвращается к положительным значениям. Как известно, подобная кривая тока, обычно называемая динатронной, приводит к ряду нежелательных последствий, выражающихся в срыве колебаний, искажении работы лампы в различных схемах и проч. Все эти явления, часто объединяемые под общим названием «блокирование», в большинстве случаев ведут к полной гибели лампы.

Для борьбы с вредными последствиями вторичной эмиссии было предложено шунтировать сетку постоянным или переменным сопротивлением, используя в качестве последнего выпрямитель с накальным катодом. В обоих случаях добавочный ток, расходуемый шунтирующим сопротивлением, компенсирует отрицательный ток. Кроме этого, он превращает динатронную кривую в обычную кривую с положительными значениями тока относительно внешней цепи сетки. Однако этот способ, предотвращая возможный выход из строя лампы, имеет недостаток, заключающийся в значительном увеличении сеточного тока в области рабочих напряжений. Помимо этого, требуется дополнительный расход энергии на накал выпрямителя.

Для компенсации обратного тока при динатронном эффекте инженером вакуумной лаборатории Центральной радиолaborатории и консультантом завода «Светлана» Виктором Иосифовичем Волынкиным было предложено включать между электродом с вторичной эмиссией и нитью

накала разрядную трубку с холодными электродами, напряжение зажигания которой выбирается так, чтобы суммарный ток электрода с вторичной эмиссией не имел отрицательного значения [25].

На рис. 26а представлена схема включения в триод разрядной трубки без добавочного сопротивления, а на рис. 26б — вариант схемы включения разрядной трубки с последовательным сопротивлением. Кривые соответствующих токов эмиссии даны на рис. 7.7в.

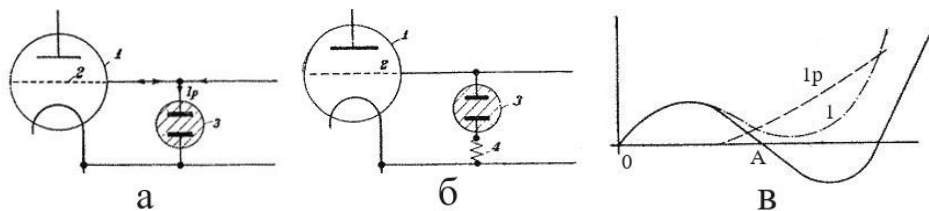


Рис. 26. Способ компенсации обратного тока при динатронном эффекте в триоде:

а — с разрядной трубкой, б — с разрядной трубкой и сопротивлением,

в — токи эмиссии. Патент В. И. Волынкина [26]. 1932 г.

Fig. 26. Method of compensating the reverse current during the dynatron effect in a triode:

а — with a discharge tube, б — with a discharge tube and resistance, в — emission currents.

Patent by V. I. Volynkin [26]. 1932

К электронной лампе 1 параллельно электроду с вторичной эмиссией, например сетке 2, присоединяется разрядная трубка 3 с холодными электродами (рис. 26а), имеющая порог зажигания, близкий к точке А и вольтамперную кривую $1p$ (рис. 26в). В качестве такой трубки может быть использована, например, неоновая лампа. В этом случае результирующая кривая тока в цепи сетки 1 при изменении потенциала от 0 до А не будет практически отличаться от обычной, в то время как за точкой А при надлежащем выборе разрядной трубки кривая тока во внешней цепи сетки будет лежать в положительной области, чем полностью устраняется динатронный эффект. Для достижения желаемого вида вольтамперной кривой $1p$, помимо соответствующей конструкции разрядной трубки, выбора газа и его давления, может применяться последовательное, параллельное или последовательно параллельное соединение уже существующих типов разрядных трубок.

Таким же методом компенсация обратного тока при динатронном эффекте может быть осуществлена, по мнению автора изобретения, и в многоэлектродных лампах. Заметим, что изобретение В. И. Волынкина было сделано через 15 лет после того, как для ослабления динатронного эффекта в радиолампе была использована вторая сетка.

Для дальнейшего анализа усилительных свойств радиолам, отметим, что коэффициент усиления современных триодов составляет $\mu = 0,17 - 100$.

8. Заключение

Электронная лампа *Audion* с середины 20-х годов XX века стала ключевым компонентом всей радиотехники, телефонии, радиолокации, телевидении и компьютерных систем вплоть до изобретения в 1948 году транзистора. Аудион Ли де Фореста занял доминирующее положение благодаря тому, что к его усовершенствованию подключилось большое количество ученых и инженеров во всем мире, которые благодаря разработанным технологиям довели его до совершенства. Аудион стал самым быстрым электронным коммутационным инструментом своей эпохи, а в улучшенной форме это было единственное устройство, которое сделало радио реальностью, поскольку возможным стал прием человеческого голоса.

Список литературы

1. Пестриков В. М. Изобретение электронного лампового усилителя звуковой частоты // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2020. Т. 3, № 4. С. 433—455.
2. Пестриков В. М. Генезис аудиона Ли де Фореста // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2021. Т. 4, № 1. С. 42—79.
3. Marconi's Wireless Telegraph Company Limited. Tube à ride à trois électrodes. Brevet principal CH91053. Publié le 1er octobre 1921. Demande déposée: 29 décembre 1919, 20 h. Priorité: Grande-Bretagne, 9 décembre 1913.
4. Schott – Röhren. URL: <https://www.tubecollection.de/ura/schott.htm>. (09.07.2023).
5. Bidraget J. Min farbror, Eric Magnus Campbell Tigerstedt och hans uppfinningar // QTC amatörradio. Augusti 2017. Nummer 7/8. S. 15.
6. Räisänen A. V., Lehto A. Radio Engineering for Wireless Communication and Sensor Applications. Boston–London : Artech House, 2003. 396 p.
7. Tigerstedt E. M. C. Relais for undulerende Strømme. Dansk Patent DK22190C. Bekekdgtgjopt den 18. Juni 1917. Patent udstedt den 7. Juni 1917, beskyttet fra den 25. September 1916.
8. Tighestedt E. M. C. Relay for undulatory currents. Patent US1212163. Patented January 9, 1917. Application fled October 19, 1916.
9. Tigekstedt E. M. C. Kathodenstrahlrelais mit Hilfselektrode. Swiss Patents CH82154A. Veröffentlicht am 1 September 1919. Nr. 82154 (Gesuch eingereicht : 28. Mai 1918, 8 Uhrp.). (Priorität: Deutschland, 26. Juni 1914).
10. Peri M., Biguet J. Brevet FR492657. Délivré le 29 mars 1919. Publié le 16 juillet 1919. Demandé le 23 octobre 1915, à 16h 5m, à Lyon.
11. Bijl H. J. van der. Electron-discharge device and method the making the same. Patent US1738269. Patented Dec. 3, 1929. Application filed December 4, 1918.
12. Пестриков В. М. Продажа Ли де Форестом прав на аудион АТ&Т и ее значение для развития радиотехники // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2023. Т. 6, № 2. С. 211—249.

13. Bijl H. J. van der. The theory of the thermionic amplifier // The physical review. Second Series. September, 1918. Vol. 12, no. 3. P. 171–198.
14. Bijl H. J. van der. Theory and operating characteristics of the thermionic amplifier // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. April 1919. Vol. 7, no. 2. P. 97–128.
15. Barkhausen H. Einheitliche Bezeichnungen. In : Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Berlin : W. Verlag von M. Krayn, 1919. Vierzehnter Band. S. 2–4.
16. Langmuir I. The pure electron discharge and its applications in radiotelegraphy and telephony // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. 1915. Vol. 3. P. 261–293.
17. Справочная книга для электротехников. Т. 4. Л. : Кубуч, 1929. Отд. 32—49. С. 40.
18. Куксенко П. Гридлик. В кн. : Техническая энциклопедия. Т. 6. М. : Советская энциклопедия, 1929. С. 51—55.
19. Dean W. W. Local transmitter circuit for telephones. Patent US549477A. Patented November 5, 1895. Application filed March 29, 1895.
20. Colpitts E. H. System for the transmission of intelligence. Patent US1137384A. Patented April 27, 1915. Application filed May 18, 1914.
21. Morecroft J. H., Friis H. T. The Vacuum Tube as a Generator of Alternating-Current Power. In : Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. 1919. Vol. XXXVIII, no. 2, P. 1415–1444.
22. RCA Radiola III (Type R1).
URL: https://www.vintageradio.nl/radio%27s/rca_radiola_iii_engels.htm (10.03.2024).
23. McLachlan N. W. The theory of push-pull // Wireless World. 1928. Vol. 22. No. 24. P. 629–634.
24. Miller J. M. Dependence of the input impedance of a three-electrode vacuum tube upon the load in the plate circuit // Scientific Papers of the Bureau of Standards. 1920. Vol. 15, no. 351. P. 367–385.
25. Волынкин В. И. Способ компенсации обратного тока при динаatronном эффекте в катодных лампах. Авторское свидетельство на изобретение СССР № 25977. Заявлено 18 апреля 1930. Выдано 30 апреля 1932.

Информация об авторе

Пестриков Виктор Михайлович, д. т. н., профессор Санкт-Петербургского государственного института кино и телевидения, г. Санкт-Петербург, Российская Федерация. ORCID 0000-0003-0466-881X.

Some Early Technologies to Improve the Design and Performance of Lee de Forest's Audion

V. M. Pestrikov

St. Petersburg State University of Film and Television
13, Pravda st. St. Petersburg, 191119, Russian Federation
pvm205@yandex.ru

Received: May 2, 2024
Peer-reviewed: May 6, 2024
Accepted: May 6, 2024

Abstract: Some early technologies that improved the design and electrical performance of Lee de Forest's audion are reviewed. The role of the grid leak in increasing the sensitivity of the vacuum triode has been studied in detail. Calculation formulas for the elements and characteristics of a vacuum triode are given. Parasitic capacitances in the triode and the Miller effect are noted. The application of the first push-pull circuits in electronic amplification devices based on tube triodes is shown.

Keywords: audion, Lee de Forest, Eric Tigerstedt, triode characteristics, cascade amplifier, grid leak, push-pull circuits, Miller effect.

For citation (IEEE): V. M. Pestrikov, "Some Early Technologies to Improve the Design and Performance of Lee de Forest's Audion," *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 7, no. 2, pp. 340–372, 2024, doi: 10.xxxxx/2587-9936.2024.07.2.23. (In Russ.).

References

- [1] V. M. Pestrikov, "Invention of an electronic tube audio frequency amplifier," *Infocommunications and radio technologies*, vol. 3, no. 4, pp. 433–455, 2020. (In Russ.).
- [2] V. M. Pestrikov, "Genesis of Lee de Forest's audion," *Infocommunications and radio technologies*, vol. 4, no. 1, pp. 42–79, 2021. (In Russ.).
- [3] Marconi's Wireless Telegraph Company Limited. Tube à ride à trois électrodes. Brevet principal CH91053. Publié le 1er octobre 1921. Demande déposée: 29 décembre 1919, 20 h. Priorité: Grande-Bretagne, 9 décembre 1913.
- [4] Schott – Röhren. URL: <https://www.tubecollection.de/ura/schott.htm>. (09.07.2023).
- [5] J. Bidraget, "Min farbror, Eric Magnus Campbell Tigerstedt och hans uppfinningar," *QTC amatorradio*, no. 7/8, s. 15, 2017.
- [6] A. V. Räisänen and A. Lehto, *Radio Engineering for Wireless Communication and Sensor Applications*, Boston–London : Artech House, 2003.
- [7] E. M. C. Tigerstedt, "Relais for undulerende Strømme." Dansk Patent DK22190C. Bekekdgtgjopt den 18. Juni 1917. Patent udstedt den 7. Juni 1917, beskyttet fra den 25. September 1916.
- [8] E. M. C. Tigehstedt, "Relay for undulatory currents." Patent US1212163. Patented January 9, 1917. Application fled October 19, 1916.

- [9] E. M. C. Tigekstedt, "Kathodenstrahlrelais mit Hilfselektrode." Swiss Patents CH82154A. Veröffentlicht am 1 September 1919. Nr. 82154 (Gesuch eingereicht : 28. Mai 1918, 8 Uhrp.). (Priorität: Deutschland, 26. Juni 1914).
- [10] M. Peri and J. Biguet, "Brevet FR492657." Délivré le 29 mars 1919. Publié le 16 juillet 1919. Demandé le 23 octobre 1915, à 16h 5m, à Lyon.
- [11] H. J. Bijl, van der, "Electron-discharge device and method the making the same." Patent US1738269. Patented Dec. 3, 1929. Application filed December 4, 1918.
- [12] V. M. Pestrikov, "Lee de Forest's Sale of Audion Rights to AT&T and Its Importance for the Development of Radio Technics," *Infocommunications and radio technologies*, vol. 6, no 2, pp. 211–249, 2023, doi: 10.29039/2587-9936.2023.06.2.18. (In Russ.).
- [13] H. J. Bijl, van der, "The theory of the thermionic amplifier," *The physical review*, Second Series, vol. 12, no. 3. pp. 171–198, 1918.
- [14] H. J. Bijl, van der, "Theory and operating characteristics of the thermionic amplifier," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 7, no. 2. pp. 97–128, 1919.
- [15] H. Barkhausen, "Einheitliche Bezeichnungen," in : *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie*. Berlin : W. Verlag von M. Krayn, Vierzehnter Band, s. 2–4, 1919.
- [16] I. Langmuir, "The pure electron discharge and its applications in radiotelegraphy and telephony," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 3, pp. 261–293, 1915, doi: 10.1109/JRPROC.1915.216680.
- [17] Reference book for electrical engineers, vol. 4, dep. 32–49, p. 40. Leningrad : Kubuch, 1929. (In Russ.).
- [18] P. Kuksenko, "Gridlik," in: *Technical encyclopedia*. vol. 6, pp. 51–55. Moscow : Sovietskaya Encyclopedia, 1929. (In Russ.).
- [19] W. W. Dean, "Local transmitter circuit for telephones." Patent US549477A. Patented November 5, 1895. Application filed March 29, 1895.
- [20] E. H. Colpitts, "System for the transmission of intelligence." Patent US1137384A. Patented April 27, 1915. Application filed May 18, 1914.
- [21] J. H. Morecroft and H. T. Friis, "The Vacuum Tube as a Generator of Alternating-Current Power," in : *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. XXXVIII, no. 2, pp. 1415–1444, 1919, doi: 10.1109/T-AIEE.1919.4765641.
- [22] RCA Radiola III (Type R1).
URL: https://www.vintage-radio.nl/radio%27s/rca_radiola_iii_engels.htm (10.03.2024).
- [23] N. W. McLachlan, "The theory of push-pull," *Wireless World*, vol. 22, no. 24, pp. 629–634, 1928.
- [24] J. M. Miller, "Dependence of the input impedance of a three-electrode vacuum tube upon the load in the plate circuit," *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, vol. 15, no. 351, pp. 367–385, 1920.
- [25] V. I. Volynkin, "A method for compensating reverse current during the dynatron effect in cathode lamps." Invention of the USSR no. 25977. Declared on April 18, 1930. Issued on April 30, 1932. (In Russ.).

Information about the author

Viktor M. Pestrikov, Dr. Tech. Sc., Professor, St. Petersburg State University of Film and Television, St. Petersburg, Russian Federation. ORCID 0000-0003-0466-881X.