

DOI: 10.32603/1993-8985

ISSN 1993-8985 (print) ISSN 2658-4794 (online)

Известия высших учебных заведений России

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Том 22 № 6 2019

Journal of the Russian Universities **RADIOELECTRONICS**

Vol. 22 No. 6 2019

Санкт-Петербург Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

2019

Saint Petersburg ETU Publishing house

--//--- Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника

Зарегистрирован Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (ПИ № ФС77-74297 от 09.11.2018 г.). Индекс по каталогу «Пресса России» 45818 Учредитель и издатель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)» (СПбГЭТУ «ЛЭТИ») Журнал основан в 1998 г. Издается 6 раз в год.

Включен в RSCI на платформе Web of Science, Ulrichsweb Global Serials Director, Bielefild Academic Search Engine,

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Б.А. КАЛИНИКОС, д.ф.-м.н., проф., Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), С.-Петербург, Россия *ПРЕДСЕДАТЕЛЬ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ* **В. М. КУТУЗОВ,** д.т.н., президент, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), С.-Петербург, Россия *РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:*

Dieter H. BIMBERG, PhD, Dr. phil. nat. Dr. h. c. mult., исполн. директор "Bimberg Center of Green Photonics", Чанчуньский институт оптики, точной механики и физики КАН, Чанчунь, Китай

Anna DZVONKOVSKAYA, Cand. of Sci. (Phys-Math), R & D разработчик, HELZEL Messtechnik, Кальтенкирхен, Германия

калыенкирхен, германия

Matthias A. HEIN, PhD, Dr. Rer. Nat. Habil., Prof., Технический университет, Ильменау, Германия Jochen HORSTMANN, PhD, Dr. Rer. Nat., директор департамента, Гельмгольц-центр, Гестахт, Германия Alexei KANAREYKIN, Dr. Sci., гл. исполн. директор, Euclid TechLabs LLC, Солон, США

Erkki LAHDERANTA, PhD, Prof., Технический университет, Лаппеенранта, Финляндия

Ferran MARTIN, PhD (Phys.), Prof., Автономный университет, Барселона, Испания

Piotr SAMCZYNSKI, PhD, DSc, Associate Prof.,

Варшавский технологический университет,

Институт электронных систем, Варшава, Польша

Thomas SEEGER, Dr. Sci. (Eng.), Prof., Университет Зигена, Зиген, Германия

А. Г. ВОСТРЕЦОВ, д.т.н., проф., Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск. Россия

С. Т. КНЯЗЕВ, д.т.н., доц., Уральский федеральный

университет, Екатеринбург, Россия

Цель журнала – освещение актуальных проблем, результатов прикладных и фундаментальных исследований, определяющих направление и развитие научных исследований в области радиоэлектроники Журнал выполняет следующие задачи:

 предоставлять авторам возможность публиковать результаты своих исследований;

- расширять сферу профессионального диалога

российских и зарубежных исследователей;

- способствовать становлению лидирующих мировых

Google Scolar, Library of Congress, Recearch4life, ResearchBib, WorldCat, The Lens, OpenAIRE. Индексируется и архивируется в Российском индексе научного цитирования (РИНЦ); соответствует декларации Budapest Open Access Initiative, является членом Directory of Open Access Journals (DOAJ), Crossref. **Редакция журнала:** 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, д. 5, СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Тел.: 8 (812) 234-10-13, e-mail: radioelectronic@yandex.ru **RE.ELTECH.RU** © СПбГЭТУ «ЛЭТИ», оформление, 2019

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Н. ЛЕУХИН, д.ф-м.н., проф., Марийский государственный технический университет, Йошкар-Ола, Россия

С.Б. МАКАРОВ, д.ф-м.н., проф., Санкт-Петербургский государственный политехнический университет им. Петра Великого, С.-Петербург, Россия

Л. А. МЕЛЬНИКОВ, д.ф.-м.н., проф., Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю. А., Саратов, Россия

А. А. МОНАКОВ, д.т.н., проф., Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения (ГУАП), С.-Петербург, Россия

А. А. ПОТАПОВ, д.ф.-м.н., гл.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия Н. М. РЫСКИН, д.ф.-м.н., гл.н.с., Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов, Россия

С. В. СЕЛИЩЕВ, д.ф.-м.н., проф., НИУ Московский институт электронной техники, Москва, Россия А. Л. ТОЛСТИХИНА, д.ф.-м.н., гл.н.с., Институт

кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Москва, Россия

А. Б. УСТИНОВ, д.ф.-м.н., проф., Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), С.-Петербург, Россия В. М. УСТИНОВ, д.ф-м.н., чл.-кор. РАН, директор, Центр

микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, С.-Петербург, Россия

В. А. ЦАРЕВ, д.т.н., проф., Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю. А., Саратов, Россия

Ю. В. ЮХАНОВ, д.т.н., проф., Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

ОТВЕТСТВЕННЫЙ СЕКРЕТАРЬ

В. А. МЕЙЕВ, к.т.н., с.н.с., Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), С.-Петербург, Россия

позиций ученых России в области теории и практики радиоэлектроники;

 - знакомить читателей с передовым мировым опытом внедрения научных разработок;

- привлекать перспективных молодых специалистов

к научной работе в сфере радиоэлектроники;

 информировать читателей о проведении симпозиумов, конференций и семинаров в области радиоэлектроники



Материалы журнала доступны по лицензии Creative Commons Attribution 4.0

JOURNAL OF THE RUSSIAN UNIVERSITIES. RADIOELECTRONICS Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii Rossii. Radioelektronika

Registered by the Federal Service for Supervision of Communications, Information Technology and Mass Media (PI Nº FS77-74297 from 09.11.2018).

Subscription index in "Press of Russia" catalogue is 45818 Founder and publisher: Saint Petersburg Electrotechnical University (ETU)

Founded in 1998. Issued 6 times a year.

The journal is included in RSCI (Web of Science platform), Ulrichsweb Global Serials Director, Bielefild Academic Search Engine, Google Scholar, Library of Congress, Research4life, ResearchBib, WorldCat, The Lens, OpenAIRE.

The journal is indexed and archived in the Russian science citation index (RSCI).

The journal complies with the Budapest Open Access Initiative Declaration, is a member of the Directory of Open Access Journals (DOAJ) and Crossref.

Editorial adress:

ETU, 5 Prof. Popov Str., St Petersburg 197376, Russia Tel.: +7 (812) 234-10-13 E-mail: radioelectronic@yandex.ru RE.ELTECH.RU © ETU, design, 2019

EDITORIAL BOARD

EDITOR-IN-CHIEF

Boris A. KALINIKOS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Saint Petersburg Electrotechnical University,

St Petersburg, Russia

CHAIRMAN OF THE EDITORIAL BOARD

Vladimir M. KUTUZOV, Dr. Sci. (Eng.), President, Saint Petersburg Electrotechnical University,

St Petersburg, Russia

EDITORIAL BOARD:

Dieter H. BIMBERG, PhD, Dr. phil. nat. Dr. h. c. mult., Executive Director of the "Bimberg Center of Green Photonics", Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics CAS, Changchun, China

Anna DZVONKOVSKAYA, Cand. of Sci. (Phys.-Math.), R & D developer, HELZEL Messtechnik,

Kaltenkirchen, Germany

Matthias A. HEIN, PhD, Dr. Rer. Nat. Habil., Professor, Technical University, Ilmenau, Germany

Jochen HORSTMANN, PhD, Dr. Rer. Nat., Head of the Department of Radar Hydrography, Institute for Coastal Research, Helmholtz Zentrum Geesthacht, Geesthacht, Germany

Alexei KANAREYKIN, Dr. Sci. (Phys.-Math.), President/CEO of Euclid TechLabs LLC, Solom, USA Sergey T. KNYAZEV, Dr. Sci. (Eng.), Associate Professor, Ural

Federal University, Yekaterinburg, Russia

Erkki LAHDERANTA, PhD, Professor, Technical University, Lappenranta, Finland

Anatolii N. LEUKHIN, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Mari State University, Yoshkar-Ola, Russia

Sergey B. MAKAROV, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Institute of Physics, Nanotechnology and Telecommunication St Petersburg Polytechnic University, St Petersburg, Russia Ferran MARTIN, PhD (Phys.), Professor, Autonomous University, Barcelona, Spain

Leonid A. MELNIKOV, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Saratov, Russia

The journal is aimed at the publication of actual applied and fundamental research achievements in the field of radioelectronics.

Kev Objectives:

- provide researchers in the field of radioelectronics with the opportunity to promote their research results;

 expand the scope of professional dialogue between Russian and foreign researchers;

- promote the theoretical and practical achievements of Russian scientists in the field of radioelectronics at the international level;

Andrei A. MONAKOV. Dr. Sci. (Eng.). Professor. State University of Aerospace Instrumentation, St Petersburg, Russia Alexandr A. POTAPOV, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Chief Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS, Moscow, Russia Nikita M. RYSKIN, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Chief Researcher, Saratov Branch, Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, Saratov, Russia

Piotr SAMCZYNSKI, PhD, DSc, Associate Professor, Warsaw University of Technology, Institute of Electronic Systems, Warsaw, Poland

Thomas SEEGER, Dr. Sci. (Eng.), Professor, University of Siegen, Siegen, Germany

Sergey V. SELISHCHEV, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, National Research University of Electronic Technology (MIET), Moscow, Russia

Alla L. TOLSTIKHINA, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Chief Researcher, Divisional Manager, Institute of Crystallography named after A. Shubnikov RAS, Moscow, Russia

Vladislav A. TSAREV, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov (SSTU), Saratov, Russia Aleksey B. USTINOV, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Saint Petersburg Electrotechnical University, St Petersburg, Russia

Victor M. USTINOV, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Correspondent Member of RAS, director, Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center, RAS, St Petersburg, Russia

Aleksey G. VOSTRETSOV, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia Yu V. YUKHANOV, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia

EXECUTIVE SECRETARY

Vladislav A. MEYEV, Cand. Sci. (Eng.), Senior Researcher, Saint Petersburg Electrotechnical University, St Petersburg, Russia

- acquaint readers with international best practices in the implementation of scientific results;

attract promising young specialists to scientific work in the field of radioelectronics;

- inform readers about symposia, conferences and seminars in the field of Radioelectronics



All the materials of the journal are available under a Creative Commons Attribution 4.0 License

СОДЕРЖАНИЕ

Оригинальные статьи

Радиотехнические средства передачи, приема и обработки сигналов

Головков В. А. Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием	
алгоритма последовательной регрессии	5

Электродинамика, микроволновая техника, антенны

Тупицын А. Д. Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных	
усилителей сверхвысокой частоты1	4

Радиолокация и радионавигация

Бахчевников В. В. Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной	
структуре, с использованием физической оптики и метода трассировки лучей	25

Квантовая, твердотельная, плазменная и вакуумная электроника

Каминский В. В., Соловьев С. М., Шаренкова Н. В., Казанин М. М., Судак Н. М.,	
Залдастанишвили М. И. Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках	
в среднетемпературном интервале	37
Nikitin Al. A., Ustinov A. B., Nikitin An. A., Lähderanta E., Kalinikos B. A. Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar	
Transmission Line	55

Электроника СВЧ

Баранов А. В. Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными	
микрополосковыми линиями передач разной длины	4

Приборы и системы измерения на основе акустических, оптических и радиоволн

Обзорные статьи

Квантовая, твердотельная, плазменная и вакуумная электроника

Stashkevich A. A. Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics				
Правила для авторов статей	.84			

CONTENTS Original articles

Radio-Engineering Means of Transmission, Reception, and Processing of Signals

Golovkov V. A. Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm......6

Electrodynamics, Microwave Engineering, Antennas

Tupitsyn A. D. Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers......14

Radar and Navigation

Bahchevnicov V. V. Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure	
with the Use of Physical Optics and Ray Tracing Technique	.25

Quantum, Solid-state, Plasma and Vacuum Electronics

Kaminskiy V. V., Solov'ev S. M., Sharenkova N. V., Kazanin M. M., Sudak N. M.,	
Zaldastanishvili M. I. Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium	
Temperature Range	37
Nikitin Al. A., Ustinov A. B., Nikitin An. A., Lähderanta E., Kalinikos B. A. Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar	
Transmission Line	55

Microwave Electronics

Baranov A. V. Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines	
of Different Lengths	4

Instruments and Measurement Systems Based On Acoustic, Optical and Radio Waves

Pavros K. S., Sidorenko I. G., Rockstroh B. Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods			
Review articles			
Quantum, Solid-state, Plasma and Vacuum Electronics			
Stashkevich A. A. Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics	.45		

Радиотехнические средства передачи, приема и обработки сигналов УДК 519.216.3 https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-6-13

Оригинальная статья

Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии

В. А. Головков⊠

АО "Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов", Сосновый Бор, Россия

[™]golovkov_ggg@mail.ru

Аннотация

Введение. Адаптивное статистическое прогнозирование случайного процесса актуально для компенсации шума в задачах радио- и оптический локации. Форма отраженного от цели сигнала часто неизвестна ввиду использования коротких зондирующих импульсов, пробегающих в течение своей длительности расстояние, малое по сравнению с размерами цели. Вычитание из значения шума его прогноза, сформированного в предыдущий момент времени, позволяет компенсировать шум.

Цель работы. Исследование задачи адаптивного линейного прогнозирования случайных процессов нерекурсивным линейным фильтром, реализующим алгоритм последовательной регрессии для дифференцируемых конечное число раз случайных процессов.

Материалы и методы. Рассмотрены модели случайных помех в виде дифференцируемых бесконечно и дифференцируемых конечное число раз случайных процессов. Алгоритм последовательной регрессии требует оценки корреляционной матрицы выборки и вектора выборки корреляции прогноза и элементов выборки. За счет некоррелированности случайного процесса и его производной образуется разреженная корреляционная матрица выборки, что уменьшает число математических операций.

Результаты. Приведены результаты численных расчетов и реализация случайного процесса, его оптимального и адаптивного прогноза, полученные в ходе имитационного моделирования. Адаптивный прогнозирующий фильтр с использованием выборки производных случайного процесса позволяет минимум на треть уменьшить число математических операций в сравнении с использованием трансверсального прогнозирующего фильтра.

Заключение. Алгоритм последовательной регрессии при прогнозировании случайного процесса и априорной неизвестности параметров случайного процесса наиболее близок к идеальному алгоритму непосредственного обращения матрицы, позволяя в ходе работы адаптироваться к изменяющимся параметрам процесса. Число итераций при нерекурсивной фильтрации и уровень затухания оцениваемых коэффициентов линейной регрессии в ходе адаптации можно использовать для адаптации при изменении параметров прогнозируемого процесса.

Ключевые слова: случайный процесс, выборка, производная случайного процесса, нерекурсивное прогнозирование, адаптация, дисперсия оценки прогноза

Для цитирования: Головков В. А. Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 6–13. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-6-13

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 13.09.2019; принята к публикации после рецензирования 01.10.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

© Головков В. А., 2019

Radio-Engineering Means of Transmission, Reception, and Processing of Signals

Original article

Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm

Vladimir A. Golovkov

JSC "Scientific Research Institute for Optoelectronic Instrument Engineering", Sosnovy Bor, Russia

^{III} golovkov_ggg@mail.ru

Abstract

Introduction. Adaptive statistical prediction of a random process is relevant to a noise compensation in radar and optical location problems. The shape of the signal reflected from the target is often unknown due to the use of short probing pulses passing during their duration in a distance less than the size of the target. Subtracting the noise forecasted in the previous time point from its current value allows one to compensate for the noise.

Aim. Investigation of the problem of adaptive linear prediction of random processes by a non – recursive linear filter implementing a sequential regression algorithm for infinitely and finitely differentiable random processes. **Materials and methods.** Models of random interferences in the form of infinitely and finitely differentiable random processes were considered. The sequential regression algorithm required to estimate the correlation selection matrix, the selection vector of correlation of the forecast and sample units. Due to random process and its derivative incorrelation, the sparse correlation selection matrix was formed. This factor reduced the number of mathematical operations.

Results. The results of numerical calculations and the implementation of random process, its optimal and adaptive prediction obtained during the simulation were presented. The adaptive predictive filter with random process derivative sampling provided at least a one third reduction of the number of mathematical operations in comparison with the transversal predictive filter.

Conclusion. An algorithm of sequential regression in predicting a random process and its a priori unknown parameters is the closest to the ideal algorithm of direct matrix inversion. It allows to adapt to the changing process parameters. The number of iterations in non-recursive filtering and the value of attenuation of the estimated linear regression coefficients during the adaptation can be used to adapt to the changes in the parameters of the predicted process.

Keywords: random process, sample, derivative of random process, non-recursive forecast, adaptation, variance of forecast estimation

For citation: Golovkov V. A. Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 6–13. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-6-13

Conflict of interest. The author declares no conflict of interest.

Submitted 13.09.2019; accepted 01.10.2019; published online 30.12.2019

Введение. В настоящее время в радио- и оптической локации используются зондирующие импульсы длительностью в единицы наносекунд. Электромагнитное поле таких импульсов, радиально распространяющихся в пространстве от источника излучения, имеет протяженность менее нескольких метров, в то время как подсвечиваемая цель может иметь размеры в десятки метров. Классическая согласованная фильтрация, основанная на известности формы отраженного импульса, в этом случае невозможна, поскольку согласно [1] облучение цели нестационарно в системах как радио-, так и оптической локации [1–4]. В этом случае отношение сигнал/шум можно повысить только за счет компенсации шума. В реальном времени компенсация шума и выделение сигнала производятся вычитанием из наблюдаемого значения смеси сигнала с шумом прогноза этого значения из предыдущего момента времени [5].

Статистические характеристики помехи (шума), как правило, априорно неизвестны и должны оцениваться в ходе наблюдения, тем самым реализуя адаптивный метод прогнозирования [6]. В [7, 8] рассмотрены различные модели адапта-

Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии 7 Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm ции при прогнозировании временных рядов и соответствующих им случайных процессов. К таким моделям относятся, например, модель Брауна, дающая прогноз при отсутствии тренда и сезонности; модель Хольта при прогнозировании временного ряда с линейной тенденцией; модель Дж. Бокса и Г. Дженкинса, или модель скользящего среднего, и др. Эти модели ориентированы, в основном, на решение экономических задач и используются чаще всего для оценки тренда процесса (случайной последовательности). В [9] рассмотрен вопрос нерекурсивного статистического прогнозирования случайного процесса $\xi(t)$ по выборкам различного вида с использованием уравнения Винера-Хопфа в матричной форме и проведено сравнение их эффективности, однако не предложен метод адаптации при прогнозировании. Наиболее близким к адаптивному нерекурсивному фильтру, реализующему идеальный алгоритм адаптации, является фильтр, реализующий алгоритм последовательной регрессии. Он и рассмотрен в настоящей статье.

Цель работы. Целью работы является исследование задачи адаптивного линейного прогнозирования случайного процесса нерекурсивным линейным фильтром, реализующим алгоритм последовательной регрессии для дифференцируемых бесконечно и дифференцируемых конечное число раз случайных процессов, а также подтверждение полученных результатов экспериментально.

Материалы и методы. При адаптивном прогнозировании следует предложить вид выборки, при котором число математических операций минимально. Можно формировать выборку значений случайного процесса $\xi(t)$ в настоящее время t и в прошедшие моменты времени $t - \Delta t$, ..., $t - n\Delta t$, где n – целое, а Δt – интервал времени, образуя вектор

$$\mathbf{X} = \left[\xi(t), \ \xi(t - \Delta t), \ \dots, \ \xi(t - n\Delta t) \right],$$

и использовать так называемый трансверсальный фильтр. Можно использовать выборку значений случайного процесса и некоторого числа его производных, если он дифференцируем бесконечно или конечное число раз, или выборку

$$\mathbf{Y} = \left[\xi(t), \, \xi'(t), \, \dots, \, \xi^{(n)}(t)\right].$$

Выборка **Y** или **X** используется для прогноза реализации случайного процесса на момент времени $t + \theta$, где θ – время прогнозирования. Вы-

борки такого рода используются также и для интерполяции случайных процессов между двумя узлами [10, 11].

Прогноз представим в виде фильтра, осуществляющего линейную регрессию:

$$\xi[(t+\theta)|t] =$$

= $k_0\xi(t) + k_1\xi(t-\Delta t) + \ldots + k_n\xi(t-n\Delta t) = \mathbf{K}\mathbf{X}^{\mathrm{T}}, (1)$

где $\xi[(t+\theta)|t]$ – прогноз реализации $\xi(t)$ на момент времени $t+\theta$, отстоящий на θ от момента времени t; $\mathbf{K} = [k_0, k_1, ..., k_n]$ – вектор коэффициентов. Оптимальные коэффициенты вектора \mathbf{K} зависят от времени прогнозирования θ , корреляционных свойств случайного процесса и интервала времени между отсчетами Δt . Аналогично при использовании значений производных:

$$\xi[(t+\theta)|t] = w_{0n}\xi(t) + w_{1n}\xi'(t) + \dots + w_{nn}\xi^{(n)}(t) = \mathbf{W}\mathbf{Y}^{\mathrm{T}}, \quad (2)$$

с вектором $\mathbf{W} = [w_{0n}, w_{1n}, ..., w_{nn}]$. Весовые коэффициенты вектора **W** определены как w_{ii} , где *i* – порядок производной реализации; *j* – объем выборки, используемый для прогнозирования. Оптимальные коэффициенты w_{ii} вектора W зависят от времени прогнозирования в и корреляционных свойств случайного процесса. Оба типа нерекурсивных фильтров имеют конечную во времени импульсную характеристику и устойчивы. Следует заметить, что бесконечно дифференцируемы только вырожденные (линейно сингулярные) процессы [12], модели которых, тем не менее, удобно использовать для описания реальных процессов. К таким процессам можно отнести процессы с нормированными корреляционными функциями, которые широко используются в различных задачах [9]:

$$\rho(\tau) = \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega\tau}$$

либо

$$\rho(\tau) = \exp(-\alpha\tau^2).$$

Дифференцируемые конечное число раз процессы можно отнести к сложным марковским процессам [13]. В качестве примера нормированной корреляционной функции случайного процесса, дифференцируемого ровно *n* раз, используется достаточно общее выражение [14]

8 Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm

$$\rho(\tau) = \frac{2^{2n+1}}{\Gamma(2n+1)} \int_{0}^{\infty} \exp(-2x - |\tau|) x^{n} (x + |\tau|)^{n} dx.$$

Примеры нормированных корреляционных функций случайных процессов, дифференцируемых конечное число раз, приведены в [14], в частности, при n = 1, 2 получается:

n=1:
$$\rho(\tau) = (1+|\tau|)\exp(-|\tau|);$$

n=2: $\rho(\tau) = (1+|\tau|+\tau^2/3)\exp(-|\tau|).$

Используя интегральный критерий из [12], можно показать, что процессы с такими нормированными корреляционными функциями относятся к линейно-регулярным и не являются вырожденными. Простой марковский процесс с нормированной корреляционной функцией $\rho(\tau) = \exp(-\alpha |\tau|)$ не дифференцируем и далее не рассматривается. Использование выборки производных более эффективно. В [9] показано, что алгоритмы (1) и (2) совпадают по эффективности при использовании выборок одинакового размера и $\Delta t \rightarrow 0$.

При прогнозировании случайных процессов их производные можно оценить методом конечных разностей либо с помощью аналоговых дифференцирующих схем [15]. Возможно также построение рекурсивных прогнозирующих фильтров [6], имеющих бесконечную во времени импульсную характеристику и использующих выборку значений случайного процесса. Однако рекурсивные фильтры содержат цепь обратной связи и могут быть неустойчивы.

Оптимальный с точки зрения минимального среднеквадратичного отклонения вектор коэффициентов W_{opt} либо K_{opt} определяется уравнением Винера–Хопфа [14]:

$$\mathbf{W}_{\text{opt}} = R^{-1} \mathbf{P}^{\mathrm{T}},$$

где R – матрица взаимной корреляции элементов выборки **Y** либо **X**; **P** – вектор взаимной корреляции прогноза $\xi(t + \theta/t)$ и элементов выборки **Y** либо **X**. Минимальная дисперсия прогноза $\xi[(t + \theta)|t]$ получена в виде [16]

$$\sigma^{2}\left\{\xi\left[(t+\theta)|t\right]\right\} = \sigma^{2}\left[\xi(t)\right] - \mathbf{P}R^{-1}\mathbf{P}^{\mathrm{T}},\qquad(3)$$

где $\sigma^2[\xi(t)]$ – дисперсия случайного процесса $\xi(t)$.

Матрица *R* и вектор **P**, используемые при прогнозировании с выборками до четвертой про-

изводной включительно, получены в [9] в виде

$$R = \left| \begin{array}{cccc} & R = \\ & 1 & 0 & \rho''(0) & 0 & \rho^{(4)}(0) \\ & 0 & -\rho''(0) & 0 & -\rho^{(4)}(0) & 0 \\ & \rho''(0) & 0 & \rho^{(4)}(0) & 0 & \rho^{(6)}(0) \\ & 0 & -\rho^{(4)}(0) & 0 & -\rho^{(6)}(0) & 0 \\ & \rho^{(4)}(0) & 0 & \rho^{(6)}(0) & 0 & \rho^{(8)}(0) \\ \end{array} \right|, (4)$$
$$P = \sigma^{2} \Big[\rho(\theta), -\rho'(\theta), \rho''(\theta), -\rho^{(3)}(\theta), \rho^{(4)}(\theta) \Big],$$
где $\rho(\theta)$ – нормированная на σ^{2} функция корреляции процесса $\xi(t); -\rho''(\theta), \rho^{(4)}(0), -\rho^{(6)}(0),$

Как видно из (4), матрица *R* является симметричной и разреженной, так как случайный процесс и его первая производная, а также первая и вторая производные случайного процесса, вторая и третья призводные и т. д. не коррелированы между собой при сохранении стационарности процесса, из-за чего треть элементов этой матрицы равны нулю. Это позволяет уменьшить число оцениваемых параметров матрицы. Такая матрица хорошо обусловлена, и для нее легко найти обратную.

Нахождение вектора **К** также не вызывает затруднений. Соответствующие ему матрица и вектор взаимной корреляции имеют вид:

$$R =$$

$$= \sigma^{2} \begin{vmatrix} 1 & \rho(\Delta t) & \dots & \rho(n\Delta t) \\ \rho(\Delta t) & 1 & \dots & \rho[(n-1)\Delta t] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho(n\Delta t) & \rho[(n-1)\Delta t] & \dots & 1 \end{vmatrix} ; (5)$$

$$\mathbf{P} = \sigma^{2} [\rho(\theta), \quad \rho(\theta + \Delta t), \quad \dots, \quad \rho(\theta + n\Delta t)].$$

Таким образом, в этом случае корреляционная матрица R не является разреженной и использовать ее при адаптации сложнее. Как видно из сравнения матриц (4) и (5), количество оцениваемых параметров в матрице (4) примерно от половины до трети меньше, чем в матрице (5), за счет равных нулю элементов матрицы.

Зависимости нормированной дисперсии оптимального прогноза случайного процесса от интервала времени прогноза θ получены в [9] в виде

$$l(\theta) = \frac{\sigma^2 \left[\xi(t+\theta) | \xi(t), \xi'(t), \dots, \xi^{(n)}(t) \right]}{\sigma^2 [\xi(t)]} =$$

Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии 9 Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm

$$=\frac{\sigma^2\left\{\xi\left[(t+\theta)|t\right]\right\}}{\sigma^2\left[\xi(t)\right]}$$

Процесс адаптации сводится к поиску вектора весовых коэффициентов **W** либо **K**. В настоящее время вычислительные средства позволяют разрабатывать сложное программное обеспечение, реализующее математику высокого уровня. Поэтому целесообразно рассмотреть известные алгоритмы адаптации [16]: простой алгоритм градиентного поиска, градиентный поиск методом Ньютона, градиентный поиск методом наискорейшего спуска, идеальный алгоритм, алгоритм последовательной регрессии.

Градиентные методы поиска относительно просты для программирования, однако зависят от собственных значений корреляционной матрицы *R*. Идеальный алгоритм требует точного знания этой матрицы.

Приближением к идеальному алгоритму является алгоритм последовательной регрессии [6], или, как его называют в [17], алгоритм непосредственного обращения матрицы (HOM). В этом случае находятся оценки матрицы R и вектора **P**. В ходе наблюдения реализации случайного процесса $\xi(t)$ в моменты времени t_i $(i = \overline{1, N})$ будем получать выборки

$$\mathbf{Y}_{i} = \left\| \xi(t_{i}), \xi'(t_{i}), ..., \xi^{(n)}(t_{i}) \right\|$$

размера n+1. Исходя из предположения о стационарности случайного процесса $\xi(t)$ на достаточно продолжительном интервале времени наилучшая несмещенная оценка матрицы R выражается как

$$\hat{R} = \frac{1}{N+1} \sum_{i=0}^{N} \mathbf{Y}_i \mathbf{Y}_i^{\mathrm{T}}, \qquad (6)$$

либо, в зависимости от типа выборки, вместо вектора \mathbf{Y}_i следует использовать вектор **X**.

Вектор взаимной корреляции прогноза и элементов выборки:

$$\hat{\mathbf{P}}^{\mathrm{T}} = \frac{1}{N+1} \sum_{i=0}^{N} \xi(t_i + \theta) \mathbf{Y}_i^{\mathrm{T}}.$$
(7)

В [6] рассмотрена эффективность алгоритма НОМ при условии, что случайный процесс $\xi(t)$ гауссовский. Дисперсия оценки прогноза на выходе такого адаптивного фильтра составит

$$D = \left(1 + \frac{n+1}{N}\right)\sigma^2\left\{\xi\left[(t+\theta)|t\right]\right\},\tag{8}$$

где N – количество независимых (некоррелированных) оценок векторов **W** либо **K**. Дисперсия прогноза $\sigma^2 \{\xi[(t+\theta)|t]\}$ определяется из (3). Во время адаптации, когда процесс $\xi(t)$ является нестационарным, выражения (6), (7) не дают хорошей оценки матрицы \hat{R} , так как при больших N данная оценка становится не чувствительной к изменению этой матрицы. Чтобы исключить этот эффект, целесообразно [16] при оценке матрицы R ввести весовой множитель α для управления чувствительностью к ее изменению. Тогда взвешенная оценка матрицы R на (k+1)-й итерации запишется в виде

$$\hat{R} = \frac{1-\alpha}{1-\alpha^{k+1}} \sum_{i=0}^{k} \alpha^{k-i} \mathbf{Y}_i \mathbf{Y}_i^{\mathrm{T}}$$
(9)

либо

$$\hat{R} = \frac{1-\alpha}{1-\alpha^{k+1}} \sum_{i=0}^{k} \alpha^{k-i} \mathbf{X}_i \mathbf{X}_i^{\mathrm{T}}.$$
 (10)

Аналогично можно записать выражение для вектора взаимной корреляции прогноза и элементов выборки:

$$\hat{\mathbf{P}}^{\mathrm{T}} = \frac{1-\alpha}{1-\alpha^{k+1}} \sum_{i=0}^{k} \alpha^{k-i} \xi(t_i + \theta) Y_i^{\mathrm{T}}.$$
 (11)

Значения α и *k* можно регулировать во время адаптации. Значение *k* ограничивает размер "окна", в котором производится оценка коэффициентов регрессии; это же значение и размер выборки *n* ограничивают объем математических расчетов. Величина α при оценке коэффициентов регрессии, в силу выражений (9)–(11), принимает значения $0 < \alpha < 1$. Полученные в ходе адаптации оценки \hat{R} и \hat{P} позволяют рассчитать векторы $\hat{W}_{opt} = \hat{R}^{-1}\hat{P}^{T}$ или $\hat{K}_{opt} = \hat{R}^{-1}\hat{P}^{T}$ для адаптивного прогнозирования.

Рассмотрим простой случай. Пусть математическое ожидание процесса $\xi(t)$ $\mu = 0$, случайный процесс нормальный и стационарный с неизвестными параметрами. Для иллюстрации метода НОМ в математическом редакторе Mathcad-13 была написана программа моделирования нормального случайного процесса с дисперсией $\sigma^2 = 1$ и нормированной корреляционной функ-

10 Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm цией $\rho(\tau) = \sin(\pi\tau)/(\pi\tau)$ при энергетической ширине полосы процесса $\Delta f_3 = 1$. Для качественного анализа и демонстрации выбирались различные значения α .

При имитационном моделировании формировалась случайная последовательность с интервалом квантования по времени $\Delta t = 0.05$, а выборка $\mathbf{Y}_i = [\xi(t_i), \xi'(t_i), \xi''(t_i)]$ формировалась по выражениям для конечной разности при оценке производных. Матрица *R* и вектор **P** в этом случае представляются в виде:

$$\|R\| = \sigma^2 \begin{vmatrix} 1 & 0 & \rho''(0) \\ 0 & -\rho''(0) & 0 \\ \rho''(0) & 0 & \rho^{(4)}(0) \end{vmatrix};$$
(12)

$$\mathbf{P} = \sigma^2 \big[\rho(\theta) - \rho'(\theta) \rho''(\theta) \big]. \tag{13}$$

Как видно из (12), (13), всего необходимо оценить 6 параметров случайного процесса и двух его производных с учетом адаптивного алгоритма последовательной регрессии. При этом оцениваемые оптимальные коэффициенты $w_{i,j}$ из (12), (13):

$$w_{0,3} = \frac{\rho(\theta)\rho^{(4)}(0) - \rho''(0)\rho''(\theta)}{\rho^{(4)}(0) - \rho''(0)^2}; \qquad (14)$$

$$w_{1,3} = \frac{\rho'(\theta)}{\rho''(0)};$$
 (15)

$$w_{2,3} = \frac{\rho''(\theta) - \rho(\theta)\rho''(0)}{\rho^{(4)}(0) - \rho''(0)^2}.$$
 (16)

Оцениваемые коэффициенты по алгоритму последовательной регрессии при моделировании должны сходиться к представленным коэффициентам.

На интервале времени $\tau_k \approx 1/\Delta f_3$ можно считать, что отсчеты случайного процессы не коррелированы. Чтобы качественно показать как происходит адаптация, приведем результаты прогнозирования для одной из реализаций случайного процесса. Время прогнозирования было выбрано $\theta = 0.5$, в этом случае согласно [9] нормированная дисперсия прогноза $l(\theta) \approx 0.03$. Параметры, установленные при прогнозировании, следующие: $\alpha = 0.9999$; k = 5000, в этом случае значение, характеризующее максимальное затухание в начале окна при оценке коэффициентов $w_{i,j}$, со-





прогнозирования $\xi_{opt}[(t+\theta)|t]$ (кривая 2)

и адаптивного прогнозирования $\xi \left[(t + \theta) | t \right]$ (кривая 3)

Fig. 1. Simulation of a random process $\xi(t)$ (line *I*), its optimal forecasting $\xi_{opt} [(t+\theta)|t]$ (line *2*) and adaptive forecasting $\xi [(t+\theta)|t]$ (line *3*)

циентов $w_{i,j}$ было выбрано нулевым. Уменьшение весового множителя α , как и уменьшение числа итераций *k* приводит к ухудшению качества прогноза, хотя и позволяет быстрее адаптироваться к изменению параметров случайного процесса.

На рис. 1 приведен результат имитационного моделирования алгоритмов прогнозирования случайного процесса при известных *R* и векторе **P**. Видно, что адаптивное прогнозирование практически совпадает с оптимальным начиная с времени $t \approx 7$ (кривые 2 и 3 практически совпадают, т. е. оптимальное и адаптивное прогнозирование соответствуют друг другу). Размер выборки n + 1 = 3, на интервале *t* = 7 помещается $\tau_k \approx 1/\Delta f_{\mathfrak{H}} = 7$ интервалов корреляции, что позволяет принять N = 7. Используя (8), можно оценить дисперсию оценки адаптивного прогноза $D \approx 1.4\sigma^2 \{\xi[(t+\theta)|t]\}$ при $t \ge 7$, т. е. ее значение даже при времени наблюдения t = 7 всего в 1.4 раза больше оптимального.

На рис. 2 приведены полученные при имитационном моделировании кривые адаптации коэффициентов $w_{i,j}$. Численные значения коэффициентов рассчитаны по выражениям (14)–(16).

Результаты. Приведены результаты численных расчетов и реализации исходного случайного процесса, его оптимального и адаптивного прогноза, полученные в ходе имитационного моделирования, подтвердившие корректность расче-

Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии 11 Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm



to their optimal values: $w_{0,3 \text{ opt}} = 0.98; w_{1,3 \text{ opt}} = 0.39; w_{2,3 \text{ opt}} = 0.1$

тов. Использование производных случайного процесса в выборке и алгоритма последовательной регрессии позволяет достаточно быстро адаптироваться к исходному случайному процессу и обеспечить его прогнозирование. Число ите-

1. Лебедько Е. Г. Системы импульсной оптической локации. СПб.: Лань, 2014. 369 с.

2. Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Логос, 2012. 568 с.

3. Миллиметровая радиолокация: методы обнаружения и наведения в условиях естественных и организованных помех / А. Б. Борзов, Р. П. Быстров, Э. А. Засовин, К. П. Лиходеенко, И. В. Муратов, Г. Л. Павлов, А. В. Соколов, В. Б. Сучков. М.: Радиотехника, 2010. 376 с.

4. Быстров А. П., Потапов А. А., Соколов А. В. Миллиметровая радиолокация с фрактальной обработкой. М.: Радиотехника, 2005. 250 с.

5. Головков В. А. Максимизация отношения сигнал/шум при нестационарном облучении цели оптическим локатором // Опт. журн. 2018. Т. 85, № 6. С. 48– 52. doi: 10.17586/1023-5086-2018-85-06-48-52

6. Adaptive Filters / ed. by C. F. N. Cowan and P. M. Grant. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, Inc., 1985. 308 p.

7. Лукашин Ю. П. Адаптивные методы краткосрочного прогнозирования временных рядов. М.: Финансы и статистика, 2003. 416 с.

8. Box G. E. P., Jenkins G. M., Reinsel G. C. Time Series Analysis. Forecasting and Control. New York: J. Wiley & Sons, 2015. 709 p. раций при нерекурсивной фильтрации и значение затухания оцениваемых коэффициентов линейной регрессии в ходе адаптации можно использовать для адаптации при изменении параметров прогнозируемого процесса.

Заключение. Предложенный путь построения адаптивного прогнозирующего фильтра с помощью выборки производных случайного процесса позволяет по крайнем мере на треть уменьшить число математических операций по сравнению с использованием выборки предыдущих значений случайного процесса при построении прогнозирующего фильтра одинакового порядка и применении алгоритма последовательной регрессии. Имитационное моделирование подтвердило правильность предложенного пути построения адаптивного прогнозирующего фильтра. Использованный алгоритм последовательной регрессии при априорной неизвестности параметров случайного процесса наиболее близок к идеальному алгоритму адаптации.

Список литературы

9. Головков В. А. Характеристики прогнозирующих фильтров // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2010. № 2. С. 3–8.

10. Islam S. M. R., Kwak K. S. On Channel Estimation in MB-OFDM UWb Systems with Time Varing Dispersive Fading Channel // Intern. J. of Digital Content Technology and its Applications. 2010. Vol. 4, № 2. P. 18–24.

11. Golovkov V. A. Interpolation of Random Processes Using Winner-Hopf Filtration // Radio Electronics and Communications Systems. 2009. Vol. 52, № 3. P. 132–136. doi: 10.3103/S0735272709030030

12. Розанов Ю. А. Стационарные случайные процессы. М.: Наука, 1990. 272 с.

13. Перов А. И. Статистическая теория радиотехнических систем. М.: Радиотехника, 2003. 400 с.

14. Хименко В. И. Случайные данные: структура и анализ. М.: Техносфера, 2017. 424 с.

15. Faulkenberry L. M. An Introduction to Operational Amplifiers with Linear IC Applications. New York: J. Wiley & Sons, 1982. 530 p.

16. Widrow B., Stearns S. D. Adaptive Signal Processing. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, Inc., 1985. 492 p.

17. Monzingo R., Miller T. Introduction to Adaptive Arrays. New York: J. Wiley & Sons, 2004. 543 p.

Информация об авторе

Головков Владимир Алексеевич – кандидат технических наук (1982), доцент (2009), старший научный сотрудник ОАО НИИ ОЭП, г. Сосновый Бор. Автор 60 научных работ. Сфера научных интересов – обработка сигналов, в частности в оптико-электронных системах.

Адрес: АО НИИ ОЭП, Ленинградский проспект, г. Сосновый Бор, 188541, Россия E-mail: golovkov_ggg@mail.ru

12 Адаптивное прогнозирование случайного процесса с использованием алгоритма последовательной регрессии Adaptive Prediction of a Random Process Using a Sequential Regression Algorithm

References

1. Lebed'ko E. G. *Sistemy impul'snoi opticheskoi lokatsii* [Pulse Optical Location Systems]. SPb., *Lan*', 2014, 369 p. (In Russ.)

2. Yakushenkov Yu. G. *Teoriya i raschet optikoelektronnykh priborov* [Theory and Calculation of Optoelectronic Devices]. Moscow, *Logos*, 2012, 568 p. (In Russ.)

3. Borzov A. B., Bystrov R. P., Zasovin E. A., Likhodeenko K. P., Muratov I. V., Pavlov G. L., Sokolov A. V., Suchkov V. B. *Millimetrovaya radiolokatsiya: metody obnaruzheniya i navedeniya v usloviyakh estestvennykh i organizovannykh pomekh* [Millimeter Radar: Detection and Guidance Methods under Natural and Organized Interference]. Moscow, *Radiotekhnika*, 2010, 376 p. (In Russ.)

4. Bystrov A. P., Potapov A. A., Sokolov A. V. *Millimetrovaya radiolokatsiya s fraktal'noi obrabotkoi* [Fractal Millimeter Radar]. Moscow, *Radiotekhnika*, 2005, 250 p. (In Russ.)

5. Golovkov V. A. Maximization of the Signal-To-Noise Ratio for Non-Steady-State Irradiation of a Target Using Optical Radar. J. of Optical Technology. 2018, vol. 85, no. 6, pp. 351–354. doi: 10.1364/JOT.85.000351

6. Adaptive Filters. Ed. by C. F. N. Cowan and P. M. Grant. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, Inc., 1985, 308 p.

7. Lukashin Yu. P. *Adaptivnye metody kratkosrochnogo prognozirovaniya vremennykh ryadov* [Adaptive Methods of Short-Term Forecasting of Time Series]. Moscow, *Finansy i statistika*, 2003, 416 p. (In Russ.)

8. Box G. E. P., Jenkins G. M., Reinsel G. C. Time Series Analysis. Forecasting and Control. New York, J. Wiley & Sons, 2015, 709 p.

9. Golovkov V. A. Predictive Filter Characteristics. J. of the Russian Universities. Radioelectronics. 2010, no. 2, pp. 3–8. (In Russ.)

10. Islam S. M. R., Kwak K. S. On Channel Estimation in MB-OFDM UWb Systems with Time Varing Dispersive Fading Channel. Intern. J. of Digital Content Technology and its Applications. 2010, vol. 4, no. 2, pp. 18–24.

11. Golovkov V. A. Interpolation of Random Processes Using Winner-Hopf Filtration. Radio Electronics and Communications Systems. 2009, vol. 52, no. 3, pp. 132–136. doi: 10.3103/S0735272709030030

12. Rozanov Yu. A. *Statsionarnye sluchainye protsessy* [Stationary Random Processes]. Moscow, *Nauka*, 1990, 272 p. (In Russ.)

13. Perov A. I. *Statisticheskaya teoriya radiotekhnicheskikh sistem* [Statistical Theory of Radio Engineering Systems]. Moscow, *Radiotekhnika*, 2003, 400 p. (In Russ.)

14. Khimenko V. I. *Sluchainye dannye: struktura i analiz* [Random Data: Structure and Analysis]. Moscow, *Tekhnosfera*, 2017, 424 p. (In Russ.)

15. Faulkenberry L. M. An Introduction to Operational Amplifiers with Linear IC Applications. New York, J. Wiley & Sons, 1982, 530 p.

16. Widrow B., Stearns S. D. Adaptive Signal Processing. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, Inc., 1985, 492 p.

17. Monzingo R., Miller T. Introduction to Adaptive Arrays. New York, J. Wiley & Sons, 2004, 543 p.

Information about the author

Vladimir A. Golovkov, Cand. Sci. (Eng.) (1982), Associate Professor (2009), Senior Researcher in JSC "Scientific Research Institute for Optoelectronic Instrument Engineering". The author of 60 scientific publications. Area of expertise: signal processing, in particular in optoelectronic systems.

Адрес: JSC "Scientific Research Institute for Optoelectronic Instrument Engineering", 29 Leningradskaya Str., Sosnovy Bor 188541, Russia

E-mail: golovkov_ggg@mail.ru

Электродинамика, микроволновая техника, антенны

УДК 621.372+621.375+621.396

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-14-24

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты

А. Д. Тупицын⊠

Оригинальная статья

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

[™]talexandert@yandex.ru

Аннотация

Введение. Измерительные комплексы для исследования телекоммуникационных устройств и их элементов являются сложными в обслуживании и дорогостоящими. Поэтому, когда это возможно, предлагается заменить их виртуальными измерительными комплексами (ВИК), позволяющими осуществить измерения по заданным физическим параметрам объекта исследования.

Цель работы. Разработка ВИК для измерения *S*-параметров усилителей сверхвысоких частот (СВЧ) методами имитационного моделирования по заданной пользователем топологии при заданных ограничениях на количество элементов.

Методы и материалы. ВИК предназначен для исследования СВЧ-усилителей малого сигнала. ВИК состоит из программной части и графического интерфейса в среде LabVIEW. Программная часть содержит текстовые модули, в которых вычисляются *S*-параметры усилителя. Схема усилителя методом декомпозиции разбивается на четырехполюсники, описываемые матрицами рассеяния и передачи. Определяются элементы матриц, матрицы приводятся к одному типу и перемножаются для получения частотных зависимостей *S*-параметров усилителя. Интерфейс ВИК представляет визуализацию на экране компьютера векторного анализатора микроволновых цепей с подключенным к нему усилителем СВЧ.

Результаты. Описан ВИК для исследования усилителей СВЧ по заданной топологии. Приведены вычисления параметров линий передачи, составляющих усилитель, их матрицы рассеяния и преобразования в матрицы передачи для получения матрицы рассеяния усилителя. Приведен алгоритм работы и представлена визуализация ВИК. Проведено сравнение с программой проектирования устройств СВЧ Microwave Office.

Заключение. Microwave Office, который ориентирован на решение задач синтеза, требует навыков работы для составления и изменения проекта, ресурсозатратен, требует приобретения лицензии. В отличие от него ВИК ориентирован на решения задач исследования, отличается уровнем визуализации измерительных приборов, прост при вводе данных, не требует больших вычислительных ресурсов, лицензии. Применим в образовательном процессе, например при дистанционном обучении, где использование таких программ, как Microwave Office, невозможно.

Ключевые слова: имитационное моделирование, усилитель малого сигнала, измерение S-параметров усилителя СВЧ, виртуальный измерительный комплекс, многополюсные устройства, матрицы рассеяния и передачи, виртуальные приборы LabVIEW

Для цитирования: Тупицын А. Д. Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 14–24. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-14-24

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 28.05.2019; статья принята к публикации после рецензирования 24.06.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

© Тупицын А. Д., 2019

Electrodynamics, Microwave Engineering, Antennas

Original article

Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

Alexander D. Tupitsyn

Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

^{IM} talexandert@yandex.ru

Abstract

Introduction. Measurement systems for research of telecommunication devices and of their elements are difficult to maintain and expensive. Therefore when possible, its may be replaced by virtual measurement systems (VMS), which allow one to perform measurements based on physical parameters of testing device.

Aim. VMS development for measuring of amplifiers parameters by means of simulation modeling based on amplifier topology.

Methods and materials. VMS is to be used for research of a small signal amplifier (a part of transceiver). It consists of program modules and graphic interface, realized by LabVIEW. The program part contains text modules in LabVIEW syntax, which calculate *S*-parameters frequency dependencies for an amplifier. For definition of parameters amplifier circuit by a decomposition technique is being split into sequential two-port net-works, which can be described by corresponding matrixes. After determination of frequency dependent matrixes elements, the matrixes are being converted and multiplied. It allows one to obtain frequency dependencies of parameters of an amplifier. VMS interface is a 3D-rendered on a computer screen front panel of a virtual vector network analyzer with a device under test connected to its test ports.

Results. VMS for UHF-amplifiers research based on given topology was described. The calculations of amplifier transmission lines and amplifier in the whole parameters based on corresponding matrixes and their conversions were presented. The algorithm of a measuring system operation was described. 3D measuring complex and objects under test visualization were shown. The comparison with existing software for design and simulation of UHF-devices such as Microwave Office was realized.

Conclusions. Contrary to Microwave Office, aimed to solution of synthesis tasks, VMS is aimed to research tasks. It has a realistic visualization of measurement devises and simple parameters input, do not need big computer resources and is free. VMS can be used in educational process, especially for online education, when using of Microwave Office is impossible.

Keywords: simulation modeling, small signal amplifier, UHF-amplifier S-parameters measurement, virtual measurement system, multiport devices, scattering and transfer matrixes, LabVIEW virtual devices

For citation: Tupitsyn A. D. Virtual measurement system for UHF-transistor amplifiers. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 14–24. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-14-24

Conflict of interest. Author declare no conflict of interest.

Submitted 28.05.2019; accepted 24.06.2019; published online 30.12.2019

Введение. В современном мире человек повсеместно окружен телекоммуникационными системами, начиная с "традиционных" систем связи, сотовых сетей и систем передачи данных, телефонии, радио- и телевещания и заканчивая промышленными системами, системами специального назначения, системами передачи данных на транспорте, в медицине, науке и т. п. Телекоммуникационные системы проникли в быт человека, обеспечивая дистанционное управление бытовыми приборами и вплоть до реализации концепции "интернета вещей". Все упомянутые системы для своей работы используют те или иные каналы связи, прежде всего радиоканалы. Для этого в структуре каждой из них имеются приемопередатчики (ПП), в настоящее время работающие в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ).

В целях получения оптимальных характеристик ПП в процессе их создания необходимо учитывать специфику диапазона СВЧ. Прежде всего размеры ПП соизмеримы с рабочими длинами волн, что приводит к возникновению в них частотно-зависимых отражений и образованию стоячих волн, существенно влияющих на такие характеристики, как

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты ¹⁵ Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

коэффициент передачи (усиления), выходная мощность, коэффициент полезного действия, амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики, коэффициент шума, устойчивость как отдельных элементов, так и всего ПП.

Так как большинство современных ПП – интегральных, гибридных и дискретных – реализуются в микрополосковых линиях (МПЛ), на их характеристики существенно влияют не только параметры составляющих их элементов, но и параметры микрополосковых плат (подложек), на которых собраны ПП. На платах располагаются элементы волноведущих структур, с помощью которых электромагнитные колебания подаются на входы и снимаются с выходов ПП и их элементов. Наряду со свойствами элементов ПП, свойства волноведущих структур (МПЛ) определяют характеристики ПП, взаимодействуя с их элементами. Свойства волноведущих структур зависят от материалов, размеров, форм проводников, расстояний между ними, наличия или отсутствия заполнения пространств между ними, свойств заполнителя. Таким образом, для получения требуемых характеристик ПП или их элементов необходимо не только глубокое изучение физических основ работы ПП и их элементов, но также и углубленное представление о физике волноведущих структур, которое может быть получено в том числе при их экспериментальном исследовании как отдельно, так и в составе ПП.

Такие исследования могут проводиться с помощью измерительных комплексов, в состав которых обычно входят генераторы сигналов СВЧ, источники питания объектов исследования, векторные анализаторы микроволновых цепей, соединительные кабели и объекты исследования. Анализаторы цепей и анализаторы спектра [1, 2], входящие в подобные комплексы, являются чрезвычайно дорогостоящим оборудованием. То же можно сказать о кабельной продукции [3, 4] и самих объектах исследования.

Учитывая изложенное, целесообразно в тех случаях, когда это возможно, заменить реальные приборы и объекты виртуальными при условии обеспечения требуемых точности и достоверности результатов исследования объектов. В ряде публикаций [5, 6] приведены описания широкой номенклатуры лабораторных комплексов для исследования различных объектов из области машиностроения, электротехники, общей схемотехники и т. п. Однако эти комплексы либо ограничиваются предоставлением исследователю некоторого набора виртуальных измерительных приборов – низкочастотных осциллографов, вольтметров, генераторов сигналов, либо представляют собой физический лабораторный макет (низкочастотный), работающий под управлением компьютера с установленной на нем программой Lab-VIEW. Среди известных отсутствуют виртуализованные измерительные установки, позволяющие исследовать основные элементы СВЧ ПП.

В настоящей статье представлено описание виртуального измерительного комплекса (ВИК), реализованного в среде LabWIEV, позволяющего методами имитационного моделирования исследовать один из обязательных элементов современного ПП – усилитель СВЧ на основе МПЛ в режиме малого сигнала.

Методы. На рис. 1 представлена принципиальная схема исследуемого усилителя. Он состоит из источника сигнала с внутренним сопротивлением $Z_{\rm src}$, подводящих МПЛ L0 с волновыми сопротивлениями 50 Ом, разделительных конденсаторов C1-C4, биполярного транзистора и нагрузки $Z_{\rm ld}$. Элементы L7-L11, C5-C8 в совокупности с резисторами R1, R2, задающими режим транзистора по постоянному току, образуют фильтр питания. В описываемом варианте ВИК цепь питания считается идеальной, не оказывающей влияния на параметры исследуемого усилителя.

Емкости конденсаторов C1–C4 таковы, что не оказывают влияния на амплитудно-частотные характеристики усилителя. Частотно-задающими элементами являются отрезки МПЛ передачи L1–L6. Исследуемый усилитель задается S-параметрами транзистора для выбранного режима по постоянному току, характеристиками подложки или печатной платы (диэлектрической проницаемостью, потерями материала) и ее толщиной.

В рассматриваемой схеме исходно присутствуют шесть отрезков МПЛ. Изменение топологии усилителя осуществляется заданием или изменением длин и ширин МПЛ, исключение той или иной линии – заданием нулевого значения длины. Таким образом, возможно начинать исследование с усилителя с Т-образными входной и выходной цепями и заканчивать транзистором, включенным в регулярную 50-омную линию передачи L_0 .

Ввод исходных данных для исследования усилителя осуществляется с помощью органов управления, расположенных слева от лицевой

¹⁶ Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers



Fig. 1. Circuit diagram of the amplifier

панели виртуального векторного анализатора микроволновых цепей (рис. 2), вид которой в высоком разрешении 4K (3840×2160) находится в левой части монитора компьютера. Здесь задаются длины линий передачи L1 - L6 и их ширины W1 - W6, а также режимы нагрузки шлейфов L2, L5 (холостой ход или короткое замыкание). Загрузка файлов S-параметров осуществляется с помо-



Puc. 2. Лицевая панель виртуального векторного анализатора микроволновых цепей *Fig.* 2. Front panel of the virtual vector network analyzer

щью виртуального прибора (ВП) "Read From File – Чтение из файла" (S-parameters file; расположен над правым углом экрана анализатора). На экране виртуального анализатора отображаются частотные зависимости исследуемого усилителя в виде модуля (в децибелах) и фазы (в градусах) четырех S-параметров: S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} . Выведение на экран каждой из восьми зависимостей определяется положениями соответствующих переключателей справа от экрана.

Слева от экрана на лицевой панели анализатора расположена кнопка "REC [ord]", с помощью которой полученные зависимости сохраняются в файл, путь к которому прописывается с помощью ВП "Write To Measurement File – Запись в файл" (Output file; расположен над левым углом экрана анализатора). Кроме кнопки "REC" здесь имеются органы управления режимом работы экрана (Screen modes) переключатель "Cursor mode/Drag mode" и кнопка "Zoom mode". Переключатель переводит экран анализатора из режима перемещения маркера по экрану манипулятором "мышь" в режим перемещения кривой (панорамирования). При нажатии на кнопку можно выбрать наиболее подходящий режим увеличения изображения на экране анализатора.

Под экраном анализатора расположено индикаторное окно, в котором отображаются значения модулей и фаз *S*-параметров при наведении мар-

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты ¹⁷ Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers керов на экране анализатора на соответствующие точки на кривых.

Внизу на переднем плане частично представлен исследуемый усилитель, вход и выход которого подключены соединительными кабелями к тестовым портам анализатора Port1 и Port2 соответственно.

Для формирования частотных зависимостей, отображаемых на экране, необходимо получить матрицу рассеяния усилителя как четырехполюсника (ЧП). Поскольку сразу это сделать затруднительно, применяется метод декомпозиции [7]. При этом схема, представленная на рис. 1, разбивается на ряд последовательно включенных ЧП, каждый из которых может быть описан той или иной системой формальных параметров. Системы уравнений, содержащие эти параметры, записываются в матричной форме и преобразовываются к виду, позволяющему перемножать матрицы для получения сквозной матрицы усилителя. Поскольку матрицы S-параметров последовательно включенных ЧП не допускают перемножения, сквозная матрица не будет матрицей рассеяния, что потребует ее обратного преобразования в матрицу S-параметров.

На рис. 3 представлен скриншот экрана схемного редактора программы Місгоwave Office, иллюстрирующий структуру усилителя, разбитого на элементарные ЧП. ЧП 1, 3, 4 и 6 представляют собой последовательно включенные МПЛ *TL*1, *TL3, TL4* и *TL*6 соответственно, для которых непосредственно могут быть записаны матрицы рассеяния. ЧП 2 и 5, состоящие из МПЛ *TL*1, *TL2, TL3* и *TL*4, *TL5, TL*6 соответственно, по сути являются шестиполюсниками. ЧП 2 состоит из МПЛ *TL*1, *TL3* нулевой длины и МПЛ *TL*2. ЧП 5 состоит из МПЛ *TL*4 и *TL*6 нулевой длины и МПЛ *TL*5. Преобразование в ЧП осуществляется путем включения между входной *TL*1 (*TL*4) и выходной *TL*3 (*TL*6) линиями проводимости, равной входной проводимости шлейфа *TL*2 (*TL*5).

ЧП 3.2 и 4.2 – бесконечно короткие линии передачи, которые вводятся между *TL3*, *TL4* и входом и выходом транзистора соответственно. Они необходимы для учета отражений волн, возникающих при включении ЧП транзистора, *S*-параметры которого определены в 50-омной линии, в исследуемую линию с произвольным волновым сопротивлением.

Прежде чем записывать исходные матрицы для перечисленных ЧП, необходимо определить параметры МПЛ, входящих в их состав. По заданным параметрам подложки (печатной платы) и ширинам МПЛ определяются их волновые сопротивления [8]:

$$Z = \begin{cases} \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}}} \left[\ln\left(\frac{8h}{W}\right) + \frac{W^2}{32h^2} \right], & \frac{W}{h} \le 2; \\ \frac{120}{\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}}} \pi \left\{ \frac{W}{h} + \frac{2}{\pi} \ln\left[17.08 \left(\frac{W}{2h} + 0.92\right) \right] \right\}^{-1}, & \frac{W}{h} > 2, \end{cases}$$

где $\varepsilon_{\rm r}$ – относительная диэлектрическая проницаемость подложки (вводится на лицевой панели анализатора); W – ширина МПЛ; h – толщина подложки (вводятся с помощью органов управления на лицевой панели анализатора).

Далее рассчитываются вспомогательные коэффициенты d_1 и d_2 , необходимые для определения эффективной ширины МПЛ [9]:

$$d_1 = \frac{Z}{60} \sqrt{\frac{\varepsilon_r + 1}{2}} + \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \left(0.226 + \frac{0.12}{\varepsilon_r} \right);$$
$$d_2 = \frac{60\pi^2}{Z\sqrt{\varepsilon_r}}.$$



¹⁸ Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

Затем определяется эффективная ширина МПЛ:

$$W_{e} = \begin{cases} \frac{8h}{e^{d_{1}} - 2e^{-d_{1}}}, d_{1} > 2.1; \\ \left\{ \frac{2(d_{2} - 1)}{\pi} - \frac{2\ln(2d_{2} - 1)}{\pi} + \frac{\varepsilon_{r} - 1}{\pi\varepsilon_{r}} \left[\ln(d_{2} - 1) + 0.293 - \frac{0.517}{\varepsilon_{r}} \right] \right\} h, d_{1} \le 2.1. \end{cases}$$

Полученные значения эффективной ширины позволяют определить эффективную диэлектрическую проницаемость МПЛ:

$$\varepsilon_{\rm re} = \left\{ \left[\left(\frac{f}{f_{\rm b}} \right)^2 + 1 \right] / \left[\left(\frac{f}{f_{\rm b}} \right)^2 + \sqrt{\frac{\varepsilon_{\rm r}}{\varepsilon_{\rm re0}}} \right] \right\}^2,$$

где f – значение частоты, для которой вычисляется эффективная диэлектрическая проницаемость;

$$f_{\rm b} = 3.5 + \frac{16.2\varepsilon_{\rm r}^{0.25}}{1 + 0.12\varepsilon_{\rm r}^{0.35} W_{\rm e}/\hbar}$$

 частота, ниже которой влияние дисперсии в линии незначительно;

$$\varepsilon_{re0} = 0.5 \Big[\varepsilon_r + 1 + (\varepsilon_r - 1) (1 + 10h/W_e)^{-0.5} \Big].$$

Полученные таким образом значения эффективной диэлектрической проницаемости позволяют определить фазовые постоянные:

$$\beta = (2\pi f/c)\sqrt{\varepsilon_{\rm re}},$$

где *с* – скорость света.

Также с учетом значений эффективной диэлектрической проницаемости уточняются значения волновых сопротивлений отрезков МПЛ:

$$Z_{e} = \begin{cases} \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{re}}} \left[\ln\left(\frac{8h}{W_{e}}\right) + \frac{W_{e}^{2}}{32h^{2}} \right], & \frac{W_{e}}{h} \le 2; \\ \frac{120}{\sqrt{\varepsilon_{re}}} \pi \left\{ \frac{W_{e}}{h} + \frac{2}{\pi} \ln \left[17.08 \left(\frac{W_{e}}{2h} + 0.92 \right) \right] \right\}^{-1}, & \frac{W_{e}}{h} > 2. \end{cases}$$

Запись исходных матриц и их преобразования могут быть произведены с помощью соотношений, имеющихся в [9, 10]. Определив Z_e и β как функции частоты, можно определить матрицы рассеяния S для ЧП 1, 3, 4 и 6 (S_1 , S_3 , S_4 и S_6 соответственно) следующим образом:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i(\alpha+\beta)L} \\ e^{-i(\alpha+\beta)L} & 0 \end{bmatrix}$$

где α – погонное затухание в линии передачи; *L* – длины отрезков соответствующих линий. ЧП отличаются друг от друга значениями α , β , Z_e и *L*.

Коэффициенты матрицы рассеяния на главной диагонали (коэффициенты отражения по входу S_{11} и выходу S_{22}) этих МПЛ равны нулю, так как при использованном разбиении усилителя (рис. 3) рассматриваемые ЧП включены между МПЛ с такими же волновыми сопротивлениями, как у этих ЧП, и согласованы. Коэффициенты прямой S_{21} и обратной S_{12} передач одинаковы для регулярной линии передачи.

Для использования матриц S_1 , S_3 , S_4 и S_6 с целью получения сквозной матрицы рассеяния усилителя каждая из матриц рассеяния преобразуется в матрицу передачи $T(T_1, T_3, T_4 \text{ и } T_6)$ [10]:

$$T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{S_{21}} \begin{bmatrix} 1 & -S_{22} \\ S_{11} & -(S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}) \end{bmatrix} = \frac{1}{e^{-i(\alpha+\beta)L}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -e^{-2i(\alpha+\beta)L} \end{bmatrix}.$$

Так как α , β и *L* являются функциями частоты, каждый элемент матриц *S* и *T* также является частотно-зависимым и представляет собой одномерный массив значений, размер которого определяется количеством частотных точек, в которых определяются параметры усилителя.

Далее представлены исходные матрицы для одинаковых по структуре ЧП 2 и 5, которые, как уже указывалось, являются шестиполюсниками. Для записи матриц осуществляется преобразование шестиполюсников в ЧП, для чего между входной МПЛ с волновым сопротивлением Z_{in2} для ЧП 2 $(Z_{in4}$ для ЧП 5) и выходной МПЛ с волновым сопротивлением Z_{out3} (Z_{out5}) включается входная проводимость У (рис. 4) линии TL2 для ЧП 2 и *TL*5 для ЧП 5. В качестве Z_{in} и Z_{out} используются значения Z_e для соответствующих линий передачи. Для ЧП 2 входным является волновое сопротивление линии TL1, выходным – волновое сопротивление линии TL3. Для ЧП 5 входным является волновое сопротивление линии TL4, выходным волновое сопротивление линии TL6.

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты ¹⁹ Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers



Fig. 4. Conversion of the six-pole to four-pole

Для ЧП 2 и 5 запишем классическую нормированную матрицу передачи (матрицы A_2 и A_5):

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} & 0 \\ \dot{Y}\sqrt{Z_{\text{in}}Z_{\text{out}}} & \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}} \end{bmatrix}.$$

В режиме короткого замыкания нагрузки входные проводимости МПЛ TL2 и TL5 определяются следующим образом [10]:

$$\dot{Y}_{k \kappa,3} = -i \frac{\left(1/Z_{ek}\right)}{\operatorname{tg}\left[\left(\alpha_k + \beta_k\right)L_k\right]}; \quad k = 2; 5$$

где Z_{ek} – волновые сопротивления TL_k ; α_k , β_k – постоянные затухания и фазовые постоянные TL_k ; L_k – длины отрезков TL_k .

В режиме холостого хода нагрузки входные проводимости определяются соотношениями

$$\dot{Y}_{k \text{ x.x}} = i \left(\frac{1}{Z_{\text{e}k}} \right) \text{tg} \left[\left(\alpha_k + \beta_k \right) L_k \right]; \ k = 2; 5.$$

После подстановки проводимостей в матрицы А можно записать матрицы T₂ и T₅ для ЧП TL2 и TL5:

$$T_{\text{K.3}} = \begin{bmatrix} T_{11\text{K.3}} & T_{12\text{K.3}} \\ T_{21\text{K.3}} & T_{22\text{K.3}} \end{bmatrix}; \quad T_{\text{X.X}} = \begin{bmatrix} T_{11\text{X.X}} & T_{12\text{X.X}} \\ T_{21\text{X.X}} & T_{22\text{X.X}} \end{bmatrix},$$

где

$$T_{11\kappa,3} = A_{11\kappa,3} + A_{12\kappa,3} + A_{21\kappa,3} + A_{22\kappa,3} =$$

= $\sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} + i(1/Z) \operatorname{tg}[(\alpha + \beta)L] \sqrt{Z_{\text{in}}Z_{\text{out}}} +$
+ $\sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}};$

$$T_{12\kappa,3} = A_{11\kappa,3} - A_{12\kappa,3} + A_{21\kappa,3} - A_{22\kappa,3} =$$

= $\sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} + i(1/Z) \operatorname{tg}[(\alpha + \beta)L] \sqrt{Z_{\text{in}}Z_{\text{out}}} - \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}};$

$$T_{21\kappa,3} = A_{11\kappa,3} + A_{12\kappa,3} - A_{21\kappa,3} - A_{22\kappa,3} =$$

$$= \sqrt{Z_{out}/Z_{in}} - i(1/Z) tg[(\alpha + \beta)L] \sqrt{Z_{in}Z_{out}} -$$

$$- \sqrt{Z_{in}/Z_{out}};$$

$$T_{21\kappa,3} = A_{11\kappa,3} + A_{12\kappa,3} - A_{22\kappa,3} =$$

$$Begg of observe compositione function of the second second$$

$$\begin{split} T_{22\kappa,3} &= A_{l\,1\kappa,3} - A_{l\,2\kappa,3} - A_{2\,1\kappa,3} + A_{22\kappa,3} = \\ &= \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} - i(1/Z) \, \text{tg} \big[(\alpha + \beta) L \big] \sqrt{Z_{\text{in}} Z_{\text{out}}} + \\ &+ \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}}; \\ T_{l\,1x.x} &= A_{l\,1x.x} + A_{l\,2x.x} + A_{21x.x} + A_{22x.x} = \\ &= \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} - i \frac{(1/Z) \sqrt{Z_{\text{in}} Z_{\text{out}}}}{\text{tg} \big[(\alpha + \beta) L \big]} + \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}}; \\ T_{l\,2x.x} &= A_{l\,1x.x} - A_{l\,2x.x} + A_{21x.x} - A_{22x.x} = \\ &= \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} - i \frac{(1/Z) \sqrt{Z_{\text{in}} Z_{\text{out}}}}{\text{tg} \big[(\alpha + \beta) L \big]} - \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}}; \\ T_{21x.x} &= A_{l\,1x.x} + A_{l\,2x.x} - A_{21x.x} - A_{22x.x} = \\ &= \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} + i \frac{(1/Z) \sqrt{Z_{\text{in}} Z_{\text{out}}}}{\text{tg} \big[(\alpha + \beta) L \big]} - \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}}; \\ T_{22x.x} &= A_{l\,1x.x} - A_{l\,2x.x} - A_{21x.x} + A_{22x.x} = \\ &= \sqrt{Z_{\text{out}}/Z_{\text{in}}} + i \frac{(1/Z) \sqrt{Z_{\text{in}} Z_{\text{out}}}}{\text{tg} \big[(\alpha + \beta) L \big]} + \sqrt{Z_{\text{in}}/Z_{\text{out}}}; \end{split}$$

При матричном описании транзистора как ЧП следует учесть, что его S-параметры определены в линии со стандартным значением волнового сопротивления, обычно составляющим 50 Ом. В рассматриваемом усилителе транзистор включен в линии с волновыми сопротивлениями линий TL3 и TL4, в общем случае не равными этому значению. Чтобы учесть возникающие при этом отражения, в структуру усилителя введены дополнительные идеальные (без активных потерь) ЧП 3.2 и 4.2 бесконечно малых длин. Для них могут быть записаны матрицы рассеяния. ЧП 3.2, нагруженный по входу на волновое сопротивление Z_{in} МПЛ TL3, а по выходу – на сопротивление 50 Ом, описывается матрицей рассеяния:

$$S_{3,2} = \begin{bmatrix} S_{3,2_{11}} & S_{3,2_{12}} \\ S_{3,2_{21}} & S_{3,2_{22}} \end{bmatrix} = \\ = \begin{bmatrix} \frac{50/Z_{\text{in}} - 1}{50/Z_{\text{in}} + 1} & \sqrt{1 - \left(\frac{50/Z_{\text{in}} - 1}{50/Z_{\text{in}} + 1}\right)^2} \\ \sqrt{1 - \left(\frac{Z_{\text{in}}/50 - 1}{Z_{\text{in}}/50 + 1}\right)^2} & \frac{Z_{\text{in}}/50 - 1}{Z_{\text{in}}/50 + 1} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\frac{50/Z_{\rm in}-1}{50/Z_{\rm in}+1} = \frac{50-Z_{\rm in}}{50+Z_{\rm in}} = Q_{\rm in};$$
(2)

20 Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

$$\frac{Z_{\rm in}/50-1}{Z_{\rm in}/50+1} = \frac{Z_{\rm in}-50}{Z_{\rm in}+50} = -Q_{\rm in},$$
(3)

перепишем (1) в компактной форме:

$$S_{3.2} = \begin{bmatrix} Q_{\rm in} & \sqrt{1 - Q_{\rm in}^2} \\ \sqrt{1 - Q_{\rm in}^2} & -Q_{\rm in} \end{bmatrix}$$

Матрица Т3.2 этого ЧП имеет вид

$$T_{3.2} = \frac{1}{\sqrt{1 - Q_{\text{in}}^2}} \begin{bmatrix} 1 & -Q_{\text{in}} \\ Q_{\text{in}} & -1 - 2Q_{\text{in}}^2 \end{bmatrix}$$

Для ЧП 4.2, нагруженного по входу на сопротивление 50 Ом, а по выходу – на волновое сопротивление линии *TL*4, *Z*_{out} принимает значение волнового сопротивления этой линии. Введя аналогично (2), (3) обозначения

$$\frac{\frac{50}{Z_{\text{out}} - 1}}{\frac{50}{Z_{\text{out}} + 1}} = \frac{\frac{50 - Z_{\text{out}}}{50 + Z_{\text{out}}}}{\frac{50 - Z_{\text{out}}}{50 + Z_{\text{out}}}} = Q_{\text{out}};$$

$$\frac{Z_{\text{out}}}{Z_{\text{out}}} + \frac{50 - 1}{50 + 1} = \frac{Z_{\text{out}}}{Z_{\text{out}}} + \frac{50}{50}}{Z_{\text{out}}} = -Q_{\text{out}},$$

получим матрицу рассеяния для этого ЧП в виде

$$S_{4.2} = \begin{bmatrix} -Q_{\text{out}} & \sqrt{1 - Q_{\text{out}}^2} \\ \sqrt{1 - Q_{\text{out}}^2} & Q_{\text{out}} \end{bmatrix},$$

а матрицу Т_{4.2} в виде

$$T_{4.2} = \frac{1}{\sqrt{1 - Q_{\text{out}}^2}} \begin{bmatrix} 1 & Q_{\text{out}} \\ -Q_{\text{out}} & -1 - 2Q_{\text{out}}^2 \end{bmatrix}$$

Матрица для транзистора может быть получена непосредственно из файла его *S*-параметров:

$$T_{\rm tr} = \frac{1}{S_{21}} \begin{bmatrix} 1 & -S_{22} \\ s_{11} & -(S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}) \end{bmatrix}.$$

Для получения "сквозной" матрицы передачи все определенные последовательно включенные матрицы ЧП перемножаются:

$$T = T_1 T_2 T_3 T_{3.2} T_{\text{tr}} T_{4.2} T_4 T_5 T_6.$$
(4)

"Сквозная" матрица передачи не записывалась в замкнутом виде – как отдельная матрица – из-за ее громоздкости. В процессе работы программы выполняется поочередное перемножение матриц передачи: T_1 умножается на T_2 , их произведение умножается на *T*₃ и т. д. Результат перемножения всех матриц передачи преобразуется в матрицу рассеяния усилителя следующим образом:

$$S = \frac{1}{T_{11}} \begin{bmatrix} T_{21} & T_{11}T_{22} - T_{21}T_{12} \\ 1 & T_{12} \end{bmatrix}$$

Как уже отмечалось, ВИК реализован в среде LabVIEW. Структура программы (Block diagram) достаточно громоздка и здесь не приводится. То же относится к текстам программ, являющимся содержанием различных элементов структуры виртуального измерительного стенда. Тексты программ написаны с использованием синтаксиса, принятого в LabVIEW [11].

Ввод *S*-параметров транзистора осуществляется с помощью ВП "Чтение из файла". Исходный файл *S*-параметров при необходимости преобразуется к формату Real-Image, частота определяется в мегагерцах. В качестве разделителей разрядов в числах используются точки, числа в файле разделяются символами табуляции. Массив данных должен начинаться со второй строки подготовленного для использования файла с расширением ".lvm".

Так как S-параметры в исходных файлах измеряются в нескольких частотных точках (как правило, не более десяти), возникает необходимость увеличения количества частотных точек, в которых осуществляется анализ параметров объекта. Для этого загруженный файл подвергается интерполяции. Количество частотных точек (строк в массиве S-параметров) увеличивается в 40 раз, что даже при минимальном числе строк в этом массиве позволяет получить достаточно подробные частотные зависимости измеряемых параметров. В представленной в настоящей статье версии ВИК используется линейная интерполяция [12]. Для применения в LabVIEW программные модули интерполяции реализованы с использованием структур Formula Node [13], в которых размещены тексты программ.

Представленные в широко известных литературных источниках [14, 15] методы работы со структурами Formula Node LabVIEW не позволяют реализовывать циклические вычисления с комплексными числами, поэтому действительные и мнимые составляющие S-параметров обрабатывались отдельно друг от друга и на выходе преобразовывались в комплексные числа с помощью ВП "Re-Im To Complex". В результате интерполяции формировались одномерные массивы значе-

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты ²¹ Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers ний частоты и четырех комплексных S-параметров транзистора одинакового размера. Этот размер в дальнейшем определял размеры массивов всех величин, используемых при определении параметров усилителя: частоты f, α , Z_e , β , а также элементов матриц А, S и T.

По заданным h, W1–W6, L1–L6 и ε_r определялись ε_{re} , W_e и Z_e для отрезков МПЛ в структуре усилителя. Для определения параметров каждого из отрезков использовалась отдельная структура Formula Node, в которой для каждого значения частоты f также вычислялись действительные и мнимые составляющие элементов матрицы вида, исходно записанного для ЧП, представляющего отрезок линии передачи. Комплексные исходные матрицы ЧП формировались вне структур Formula Node с использованием ВП "Re-Im To Complex".

Исходные матрицы ЧП преобразуются в матрицы T с помощью стандартных ВП, реализующих математические операции сложения, умножения, вычитания и деления, которые обеспечивают работу с массивами комплексных чисел. Пере-Т множение девяти матриц (4) также осуществляется с помощью стандартных ВП умножения. "Сквозная" матрица Т преобразуется в "сквозную" матрицу S средствами арифметических ВП. Элементы матрицы S представлены в формате Re-Im и могут быть преобразованы в формат "модуль-фаза" стандартными средствами LabVIEW для отображения на экране виртуального анализатора микроволновых цепей.

Результаты. Графический интерфейс программы разработан с применением бесплатного графического 3D-редактора [16]. Левая часть интерфейса (см. рис. 2) уже упоминалась. В правой части могут располагаться подробные 3D-виды объектов исследования. Пример возможной визуализации конструкции усилителя приведен на рис. 5. Следует иметь в виду, что в сравнении с реальными усилителями топология упрощена.

Работа с ВИК может выполняться по-разному. Например, можно определить топологические и иные параметры усилителя аналитическим или графоаналитическим методом [17], после чего ввести полученные данные в программу с помощью органов управления ВИК. Те же действия по определению топологических параметров можно проделать в специализированных программах, предназначенных для разработки усилителей СВЧ. Третий,

.....



Рис. 5. Визуализация конструкции исследуемого усилителя Fig. 5. Visualization of the design of the studied amplifier

наиболее интересный, путь - определить топологические параметры на основании результатов измерения размеров элементов реального усилителя.

На рис. 6 приведен результат разработки в программе Microwave Office усилителя дециметрового диапазона по схеме, представленной на рис. 1, с центральной частотой 434 МГц. Основой усилителя является транзистор КТ368, режим работы которого по постоянному току задается коллекторным напряжением 5 В и током коллектора 5 мА. Параметры h = 1 мм, $\varepsilon_r = 6$. Геометрические параметры МПЛ представлены в таблице.

Кривая І представляет частотную зависимость параметра S₂₁ усилителя, спроектированного с помощью Microwave Office, кривая 2 - 3ту же зависимость для усилителя, проанализированного в ВИК при тех же значениях параметров. Зависимости 1 и 2 имеют очевидные отличия. Следует заметить, что для расчета основных ха-



Fig. 6. Amplifier simulation result: 1 – in Microwave Office; 2 – in virtual measuring complex with $L_4 = 46.51$ mm; $3 - in virtual measuring complex with L_4 = 56 mm$

.....

22 Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

Geometrical parameters of microstrip lines					
МПЛ/			МПЛ/		
Microstrip	<i>L</i> , мм	<i>W</i> , мм	Microstrip	<i>L</i> , мм	<i>W</i> , мм
lines			lines		
1	150	1.4469	4	46.51	4.15
2	87.112	2.78	5	16	2.88
3	178	2.9	6	150	1.4469

Геометрические параметры МПЛ

рактеристик отрезков линий передачи в Microwave Office и ВИК используются разные расчетные соотношения с разными точностными характеристиками, не учитываются толщины металлических проводников МПЛ и материалы, из которых они изготовлены.

Кривая 3 отображает зависимость параметра S_{21} того же усилителя, в котором длина отрезка МПЛ *L*4 установлена равной примерно 56 мм. При этом зависимости *l* и 3 весьма близки.

Обсуждение. Существующие на сегодняшний день программные средства, такие как Microwave Office, решают сходные задачи. Более того, Microwave Office обладает существенно более широким функционалом. Но следует отметить, что эта программа ориентирована в большей степени на решение задач синтеза, требует серьезных навыков работы для составления проекта и приложения заметных усилий для изменения этого проекта при необходимости изменения параметров объекта. В силу этого программа весьма громоздка, к тому же требует приобретения дорогостоящей лицензии. Ее интерфейс применительно к решаемым ВИК задачам исследования нельзя назвать дружественным.

ВИК ориентирован в большей степени на решения задач анализа – исследование. Он отличается уровнем визуализации измерительных приборов и объектов исследования в высоком разрешении, что позволяет подробно ознакомиться с измерительной установкой и объектом исследования. ВИК характеризуется простотой ввода исходных данных и изменения структуры исследуемого усилителя, обеспечивая, как и Microwave Office, возможность оптимизации параметров объекта в режиме реального времени. Он позволяет исследовать пассивные цепи при замене файла S-параметров транзистора файлом S-параметров для идеальной перемычки. Программа не требует больших вычислительных ресурсов и работоспособна на компьютере с процессором Intel Celeron 1 GHz при наличии Windows и ОЗУ объемом 256 Мбайт, как на 32-разрядных, так и на 64-разрядных компьютерах. Время анализа и построения характеристик не превышает 1 с. Несмотря на реализацию в среде LabVIEW, программа не требует лицензии, может распространяться с помощью исполняемых файлов, запускаемых на компьютере при наличии на нем соответствующего LabVIEW продукта Run-Time Engine (распространяется бесплатно). Другой вариант распространения – запуском на компьютере установочного файла, который, кроме установки программы, также устанавливает продукт Lab-VIEW Run-Time Engine.

Программа также применима для решения образовательных задач не только в традиционном образовательном процессе и при повышении квалификации специалистов, но и в составе современных образовательных методик, в том числе дистанционном обучении, где использование таких программ, как Microwave Office, может быть по ряду причин, некоторые из которых перечислены ранее, затруднительно.

Список литературы

1. Анализаторы цепей. URL: https://www.keysight.com /ru/pcx-x2015001/network-analyzers (дата обращения 11.05.2019).

2. Векторные анализаторы цепей. URL: https://www. rohde-schwarz.com/ru/products/test-and-measurement /network-analyzers/pg_overview_64043.html (дата обращения 11.05.2019).

3. Rosenberger Product Catalog. URL: https://catalog. rosenberger.com (дата обращения 11.05.2019).

4. Cables. URL: https://ecatalog.hubersuhner.com/ category/E-Catalog/Radio-frequency/Cables (дата обращения 11.05.2019).

5. Virtual Analyzer – виртуальный измерительный комплекс. Ч. 1. URL: https://www.rlocman.ru/review/article. html?di=148576 (дата обращения 11.05.2019). 6. Виртуальные стенды и лаборатории. URL: http://labstand.ru/virtualnye_stendy (дата обращения 11.05.2019).

7. Никольский В. В., Никольская Т. А. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: ЛЕНАНД (URSS), 2019. 304 с.

8. Microwave Devices, Circuits and Subsystems for Communications Engineering / ed. by I. A. Glover, S. R. Pennock, P. R. Shepherd. New York: John Wiley & Sons, 2005. 531 p. doi: 10.1002/0470012757

9. Edwards T. C., Steer M. B. Foundations of Interconnect and Microstrip Design. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 2000. 512 p. doi: 10.1002/9781118894514

10. David Pozar. Microwave Engineering. 4th ed. New York: John Wiley & Sons, 2011. 752 p.

Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты ²³ Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers 11. Travis J., Kring J. LabVIEW for Everyone: Graphical Programming Made Easy and Fun. 3rd ed. Crawfordsville: Prentice Hall, 2007. 1236 p.

12. Половко А. М., Бутусов П. Н. Интерполяция. Методы и компьютерные технологии их реализации. СПб.: БХВ-Петербург, 2004. 320 с.

13. LabVIEW 2018 Help. Formula nodes. URL: http:// www.ni.com/pdf/manuals/371361r.zip (дата обращения 11.05.2019). 14. Евдокимов Ю., Линдваль В., Щербаков Г. Lab-VIEW для радиоинженера. От виртуальной модели до реального прибора. М.: ДМК Пресс, 2010. 400 с.

15. Блюм П. LabVIEW: стиль программирования / пер. с англ. под ред. П. Михеева. М.: ДМК Пресс, 2008. 400 с.

16. SweetHome3D. URL: http://www.sweethome3d.com (дата обращения 11.05.2019).

17. Steer M. Microwave and RF Design: A Systems Approach. 2nd ed. N. C.: SciTech Publishing, 2013. 1194 p.

Информация об авторе

Тупицын Александр Дмитриевич – кандидат технических наук (1993), доцент (1997) кафедры радиотехнической электроники Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина). Автор 30 научных работ. Сфера научных интересов – вакуумная и плазменная электроника; микроволновая техника; полупроводниковая схемотехника.

Адрес: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

E-mail: talexandert@yandex.ru

https://orcid.org/0000-0003-1058-8306

References

1. Network analyzers. Available at: https://www. keysight.com/ru/pcx-x2015001/network-analyzers (accessed 11.05.2019). (In Russ.)

2. Vector Network Analyzers. Available at: https://www.rohde-schwarz.com/ru/products/test-andmeasurement/network-analyzers/pg_overview_64043.html (accessed 11.05.2019). (In Russ.)

3. Rosenberger Online Product Catalog. Available at: https://catalog.rosenberger.com/ (accessed 11.05.2019).

4. Cables. Available at: https://ecatalog.hubersuhner.com/ category/E-Catalog/Radio-frequency/Cables (accessed 11.05.2019).

5. Virtual Analyzer – Virtual Measuring Complex. Pt. 1. Available at: https://www.rlocman.ru/review/ article.html?di=148576 (accessed 11.05.2019). (In Russ.)

6. Virtual Stands and Laboratories. Available at: http://labstand.ru/virtualnye_stendy (accessed 11.05.2019). (In Russ.)

7. Nikolsky V. V., Nikolskaya T. A. *Dekopozitsionnyi* podhod k zadacham elektrodinamiki [Decomposition Approach to Problems of Electrodynamics]. Moscow, LENAND (URSS), 2019, 304 p. (In Russ.)

8. Microwave Devices, Circuits and Subsystems for Communications Engineering. Ed. by I. A. Glover, S. R. Pennock, P. R. Shepherd. New York, John Wiley & Sons, 2005, 531 p. doi: 10.1002/0470012757 9. Edwards T. C., Steer M. B. Foundations of Interconnect and Microstrip Design. 3rd ed. New York, John Wiley & Sons, 2000, 512 p. doi: 10.1002/9781118894514

10. David Pozar. Microwave Engineering. 4th ed. New York, John Wiley & Sons, 2011, 752 p.

11. Travis J., Kring J. LabVIEW for Everyone: Graphical Programming Made Easy and Fun. 3rd ed. Crawfordsville, Prentice Hall, 2007, 1236 p.

12. Polovko A. M,. Butusov P. N. *Interpoliatsiya. Metody i kompiuternye tehnologii ih realisazii* [Interpolation. Methods and Computer Technologies of Implementation]. SPb, *BHV-Peterburg*, 2004, 320 p. (In Russ.)

13. LabVIEW 2018 Help. Formula nodes. Available at: http://www.ni.com/pdf/manuals/371361r.zip (accessed 11.05.2019).

14. Evdokimov Y., Lindval V., Scherbakov G. *LabVIEW dlya radioinzhenera. Ot virtualnoi modeli do realnogo pribora* [LabVIEW for Radioengineer. From Virtual Model to Real Device]. Moscow, DMK, 2010, 400 p. (In Russ.)

15. Blume P. The LabVIEW Style Book. 1st ed. New Jersey, Prentice hall, 2007, 400 p.

16. SweetHome3D. Available at: http://www.sweet-home3d.com (accessed 11.05.2019).

17. Steer M. Microwave and RF Design: A Systems Approach. 2nd ed. North Carolina, SciTech Publishing, 2013, 1194 p.

Information about the author

Alexander D. Tupitsyn, Cand. Sci. (Eng.) (1993), Associate Professor (1997) of the Microwave Electronics Department of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of 30 scientific publications. Area of expertise: vacuum and plasma electronics; microwave techniques; semiconductor circuitry.

Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., St Petersburg 197376, Russia

E-mail: talexandert@yandex.ru https://orcid.org/0000-0003-1058-8306

²⁴ Виртуальный измерительный комплекс для исследования транзисторных усилителей сверхвысокой частоты Virtual Measurement System for UHF-Transistor Amplifiers

Радиолокация и радионавигация

УДК 621.396

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-25-36

Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной структуре, с использованием физической оптики и метода трассировки лучей

В. В. Бахчевников⊠

Оригинальная статья

Южный федеральный университет, Таганрог, Россия

^{III} bahchevnikov@sfedu.ru

Аннотация

Введение. Радиолокационный мониторинг слоистых подстилающих поверхностей актуален в различных задачах: измерение толщины слоев взлетно-посадочных полос и дорожных покрытий; разведка полезных ископаемых и др. Для оценки работоспособности новых алгоритмов обработки отраженного от слоистых поверхностей радиолокационного сигнала необходимы натурные испытания. Их проведение требует больших ресурсных затрат, поэтому актуально имитационное моделирование. Отработанные методики и алгоритмы инженерного расчета отраженного радиосигнала для решения таких задач отсутствуют.

Цель работы. Разработка и верификация программной модели для имитации отраженного многослойной протяженной структурой радиосигнала, принимаемого на борту летательного аппарата.

Материалы и методы. Ядро модели строится на высокочастотных электродинамических методах (физическая и геометрическая оптики), что позволяет производить быстрые вычисления для целей большой площади с любым количеством слоев. Моделирование осуществляется с помощью программного пакета MATLAB. Разработанная имитационная модель предоставляет конечный результат в виде нормированной эффективной площади рассеяния (ЭПР) многослойной структуры. Результирующее электромагнитного поле (ЭМП) рассчитывается с использованием принципа суперпозиции.

Результаты. Проведено сравнение результатов моделирования с теоретическими расчетами для нормированной ЭПР двухслойной структуры – расхождение не более 10 %. Проведена верификация для коэффициента вариации огибающей отраженного радиосигнала от глубины залегания грунтовых вод. Результаты моделирования показывают такую же тенденцию изменения коэффициента вариации от средней толщины слоя, как и в результате проведения натурного эксперимента (максимальное значение погрешности – 7 %). Проведено моделирование ЭПР для поглощающего слоя с разной степенью неровности границ слоев. Шероховатость верхней границы (максимальное отклонение высоты 0.1 м) существенно влияет на удельную ЭПР: уменьшение значения ЭПР до 30 дБ.

Заключение. Разработанная модель призвана уменьшить затраты на проектный синтез средств подповерхностной радиолокации подстилающих земных поверхностей по сравнению со схемой "разработка макета устройства – натурные испытания макета – доработка – и т. д.". Модель можно использовать для апробирования новых алгоритмов обработки подповерхностных радиосигналов.

Ключевые слова: подповерхностная радиолокация, имитационная модель, эффективная площадь рассеяния, многослойная структура, шероховатые границы

Для цитирования: Бахчевников В. В. Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной структуре, с использованием физической оптики и метода трассировки лучей // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 25–36. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-25-36

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 31.07.2019; принята к публикации после рецензирования 27.09.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

© Бахчевников В. В., 2019



Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License

Radiolocation and Radio Navigation

Original article

Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure with the Use of Physical Optics and Ray Tracing Technique

Valentine V. Bahchevnicov[⊠]

Southern Federal University, Taganrog, Russia

^{III} bahchevnikov@sfedu.ru

Abstract

Introduction. Remote monitoring of layered underlying surfaces is an urgent task. To assess the performance of new algorithms for processing the radar signal reflected from the surfaces, full-scale tests are required. As their carrying out demands big expenses, simulation modeling is actual. There are many methods of estimating an electromagnetic field (EMF) scattered by the earth's surface. However, there are no proven methods and algorithms for engineering calculation of the reflected radio signal in the conditions of this problem.

Aim. The aim is to develop and to verify a software model to simulate the reflected multilayer extended structure of the radio signal received on board the aircraft.

Materials and methods. The core of the model was based on high-frequency electrodynamics' methods, which allowed rapid calculation for large areas of targets with any number of layers. Simulation was produced using the MATLAB software package. The developed simulation model represented the result in the form of the normalized radar cross-section (RCS) of the multilayer structure. Since the layered structure had rough boundaries, the model provided triangulation of the boundaries of the volume-distributed object. The resulting EMF was calculated using the superposition principle. Each partial EMF value on the facet was calculated taking into account the phase and the polarization of the locally incident EMF.

Results. In the paper the comparison of simulation results with theoretical calculations for the normalized RCS of a two-layer structure (difference is less than 10 percent) was presented. Verification for the coefficient of variation of the envelope of the reflected radio signal from the depth of groundwater (critical error was 7 percent) was performed. RCS modeling of the absorbing layer with different degrees of roughness of the layer boundaries was carried out. The upper boundary roughness (for maximal height deviation 0.1 m) affected on specific EPR more than lower boundary. It manifested itself in decreasing of RCS down to 30 dB.

Conclusion. The developed model is intended to reduce expenses for designing synthesis of subsurface imaging systems with comparison of scheme "model of device development – field tests – completion – etc". The model is designed to verify the new signal processing algorithms for subsurface radar.

Keywords: subsurface radar, simulation model, effective scattering area, multilayer structure, rough boundaries

For citation: Bahchevnicov V. V. Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure with the Use of Physical Optics and Ray Tracing Technique. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 25–36. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-25-36

Conflict of interest. Authors declare no conflict of interest.

Submitted 31.07.2019; accepted 27.09.2019; published online 30.12.2019

Введение. За последние десятилетия активно проявляется интерес к комплексному мониторингу состояния почвогрунтов [1, 2]. Для мониторинга почв применяются контактные и бесконтактные радиолокаторы подповерхностного зондирования (ground penetrating radar – GPR), установленные как на земле, так и на авиационных и космических носителях [3]. GPR, как правило, показывает хорошие результаты на песчаной почве с низким содержанием проводящих материалов (например, глина, соленая вода). В таких условиях результирующие данные с высоким разрешением пригодны для извлечения информативных параметров структуры почвы. В гидрологии GPR полезен при определении содержания влаги в почве, в геологии и экологии он обеспечивает обнаружение контрастов между границами раздела сред с различными параметрами. Традиционные технологии наземного зондирования позволяют достаточно достоверно получить информацию о структуре, составе почвы и некоторые другие параметры. Однако для зондирования больших территорий традиционные технологии оказываются мало эффективными. При этом наличие шероховатостей почвы делает сложным процесс достижения высокого пространственного разрешения [1].

Для исследования информативных признаков в рассеянном радиосигнале на подстилающей поверхности необходимо провести множество натурных испытаний, что на практике требует больших затрат. По этой причине весьма востребовано имитационное моделирование электромагнитных полей (ЭМП), отраженных от таких сложных объектов, как объемные слоистые структуры с шероховатыми границами.

Существует достаточно много методов расчета ЭМП, рассеянного от пространственно-распределенных объектов [2, 4]. К ним относятся: конечно-разностные методы (FDTD, FDFD), метод конечных элементов (finite elements method – FEM), метод моментов (method of moments – MoM), высокочастотное приближение и т. д. Методы вычислительной электродинамики разделяются на 2 класса по точности: низкочастотные, обеспечивающие точные решения, и высокочастотные, дающие приближенные решения, и по системе координат, в которой производится расчет: временные и частотные. В [2] представлены результаты измерения электрических и геометрических параметров слоистой среды. Измерения основаны на вычислении комплексного коэффициента отражения радиоволн. Комплексный коэффициент отражения удобен тем, что в результате можно рассчитать отклики для разных радиосигналов.

При электромагнитном излучении с длиной волны, существенно меньшей размеров объектов, хорошо подходит лучевая модель, которая значительно упрощает анализ отражения радиоволн [5]. Низкочастотное приближение в случае больших размеров цели требует достаточно большого объема ресурсов. Если размеры залегающих в среде объектов сопоставимы с длиной радиоволны, необходимо использовать полноволновую модель, учитывающую резонансные эффекты [4]. При малых рассеивателях со слабым контрастом со средой часто применимая аппроксимация приближение Борна [5]. Это приближение основано на уравнениях Гельмгольца, которые учитывают большое количество параметров и условий распространения электромагнитной волны (ЭМВ). Однако для слоистой среды использование этого метода затруднено из-за необходимости расчета функции Грина в специальной системе координат. Кроме того, в аппроксимации Борна невозможно учесть многократное рассеивание в среде со множеством объектов и резонансные эффекты.

Для решения электродинамических задач, связанных с рассеянием ЭМВ на больших объектах, были разработаны приближенные методы, основанные на уравнении излучения и рассеяния ЭМВ [6, 7]. Большинство из них связано с высокочастотной аппроксимацией, лучевыми технологиями и дифракцией на кромках [7]. Метод FDTD (finite difference time domain) предполагает рассмотрение распространения ЭМП в дискретные моменты времени и в объеме, дискретизированном на малые и независимые трехмерные ячейки. Этот метод весьма точен, но требует большого количества вычислительных ресурсов [8].

FEM используется для решения прямой электродинамической задачи рассеяния в частотной системе координат с применением вариационной формы и с учетом поведения ЭМП на границах объекта. Чаще всего FEM используется для расчета частотных характеристик ЭМП при распространении в сложных объектах закрытого типа (например, волноводные структуры [6]). Для учета излучения ЭМП на границах расчетной области в FEM, как и в FDTD, необходимо использовать дополнительные граничные условия [6]. Для геометрически сложных структур необходимо применять тетраэдральную дискретную сетку с большим количеством элементов, что требует больших затрат оперативной памяти вычислителя. Для сложных объектов в методах прямого решения интегральных уравнений максимальные размеры могут достигать единиц длин волн. Однако применение этих методов ограничено, как правило, высокой вычислительной нагрузкой [7].

В [5] с помощью оптического метода зондирования вычисляется концентрация водных растворов с использованием спектра отраженного солнечного света. В [9] авторы представили некогерентный симулятор для многослойной структуры. Там же представлено когерентное моделирование подповерхностных откликов на основе метода трассировки лучей, который ограничивается применением только к одному подповерхностному слою.

На практике анализ радиограмм для реальных сред – достаточно ресурсоемкий процесс и точные решения дифференциальных уравнений, описы-

вающих ЭМП для этих сред, обычно неизвестны. В этих случаях предпочтение отдается численным методам. Численная имитационная модель рассеяния радиосигнала на пространственно-распределенной квазипериодической поверхности описана в [10]. Базовый принцип этой модели соответствует поставленной задаче за тем исключением, что необходимо производить расчет для объемнораспределенного объекта со слоистой структурой.

Постановка задачи. GPR установлен на подвижную платформу летательного аппарата (ЛА) (в том числе беспилотного). ЛА движется со скоростью v на заданной средней высоте z₀ параллельно верхней границе объемно-распределенного объекта. Главный лепесток диаграммы направленности антенны (ДНА) направлен в надир. Ширина главного лепестка ДНА в плоскости движения ЛА примерно 30...60°. Рабочий частотный диапазон GPR – длинноволновый. Необходимо определить эффективную площадь рассеяния (ЭПР) слоистой распределенной структуры с неровными границами в точке, расположенной под радиолокатором. После этого необходимо произвести соответствующую обработку радиосигнала с целью проведения верификации и валидации.

Цель работы, описанной в настоящей статье, – разработка, верификация и валидация быстрой электродинамической модели расчета рассеянного радиосигнала на сложной распределенной цели, представленной в виде слоистой структуры с шероховатыми границами. Разрабатываемая модель должна уменьшить финансовые и временные затраты на разработку и модернизацию авиационных GPR.

Математическая и программная модели. Из обзора представленных ранее методов следует, что наиболее подходящим для поставленной задачи является метод, построенный на фацетном представлении границ сложного объекта. Рассеяние ЭМП верхней (ближайшей к GPR) границей объекта в направлении GPR рассчитывается на основе постулатов физической оптики, межслойное рассеяние внутри объекта – с применением приближений геометрической оптики (ГО). Для верхней границы объекта ЭМП рассчитывается согласно методике Гюйгенса–Френеля, преобразованной из уравнений Максвелла в форму поверхностного интегрального выражения [11].

Границы разделяют слои, различающиеся комплексными диэлектрическими і и магнитны-





ми µ проницаемостями (рис. 1). Они нумеруются, начиная от верхней, имеющей номер 1. За GPR закреплен номер 0. Границы представлены совокупностью фацетов треугольной формы (рис. 1), номера которых указываются в нижнем индексе номера границы. Положение фацета в глобальной системе координат задачи характеризуется радиусом-вектором его центра $\mathbf{r}_{\Delta\mu_{\rm D}}$, где μ – номер границы, a v - номер фацета. В обозначениях векторов и волновых чисел ЭМВ, распространяющихся в анализируемой среде, последовательное указание границ и фацетов описывает траекторию распространения. Как нетрудно видеть, если номера слоев монотонно возрастают или убывают, то ЭМВ проходит сквозь границу (рис. 1, **k**_{01₄2₄),} если же монотонность не соблюдается, то она отражается от границы (рис. 1, $\mathbf{k}_{01_42_41_80}$). Наиболее удаленный от GPR слой не имеет нижней границы, однако это не нарушает системы обозначений, так как прошедшая в него ЭМВ не возвращается к приемнику.

Между соседними границами слоев применяется метод трассировки лучей [12], учитывающий многократные переотражения. Существуют похожие модели для расчета рассеянного ЭМП на слоистой структуре [8, 11] (расчет откликов от поверхностей Марса и Луны). Однако модель в [11] основана полностью на приближениях физической оптики, где рассчитываются парциальные ЭМП, наведенные от каждого фацета одной границы на каждом фацете соседней границы, что ведет к большим вычислительным затратам. В [8] отсутствует возможность учета многократных переотражений, что в некоторых случаях (например, в средах типа песок, лед) ведет к завышенным результатам.



Fig. 2. Facet and description of its interaction with the electromagnetic wave

Фацет в виде треугольника *ABC* в связанной с ним локальной системе координат представлен на рис. 2. Его положение в системе описывается радиусом-вектором фацета \mathbf{r}_{Δ} (номер слоя и номер фацета в слое опущены). Локальный базис фацета представлен тройкой (\mathbf{n}_r , \mathbf{p} , \mathbf{q}). На фацет падает ЭМВ с радиусом-вектором \mathbf{r}_i , волновым вектором \mathbf{k}_i и вектором поляризации \mathbf{e}_i . Отраженная ЭМВ описывается радиусом-вектором \mathbf{r}_r , волновым вектором \mathbf{k}_r и вектором поляризации \mathbf{e}_r , прошедшая — радиусом-вектором \mathbf{r}_t , волновым вектором \mathbf{k}_t и вектором поляризации \mathbf{e}_t .

На рис. 3 представлен алгоритм работы электродинамической модели. После дискретизации граничных поверхностей в подсвечиваемой области выполняется триангуляция Делано [12]. Далее с помощью метода трассировки лучей рассчитываются электрические и магнитные напряженности для отраженного от верхней границы ЭМП и для ЭМП, распространяющегося внутри слоев и выходящего сквозь верхнюю границу на конечный приемник. При вычислении отражения от верхней границы выполняется цикл расчетов по всем фацетам этой границы. В определении ЭМП, распространяющегося внутри слоев, предусмотрены цикл по всем внутренним слоям, заданным в модели, а также цикл для переотражений (при учете многократности переотражений между границами). Суммируя эти поля, получаем значение напряженности электрического поля (ЭП) в точке расположения приемника на заданной частоте. Таким же образом рассчитываются напряженности ЭП для остальных частотных составляющих рабочего диапазона.

Шероховатость границ описана моделью Лонге–Хиггинса в стационарном по времени виде. Модель предполагает представление поверхности в виде линейной суперпозиции плоских волн с различными амплитудами a_{ln} , волновыми числами



Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной структуре, с использованием физической оптики и метода трассировки лучей Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure

 $p_l = 2\pi/\lambda_l$, направлениями распространения γ_{η} и случайными начальными фазами ε_{ln} [14]:

$$z(x, y) =$$

$$= \sum_{l} \sum_{\eta} a_{l\eta} \cos \left[p_l \left(x \cos \gamma_{\eta} + y \sin \gamma_{\eta} \right) - \varepsilon_{l\eta} \right], \quad (1)$$

где *z* – нормальная; *x*, *y* – тангенциальные координаты поверхности в прямоугольной системе с началом на поверхности границы.

Для моделирования неровности поверхности почвы в работе используется массив одинаковых $a_{l\eta}$ и случайных значений γ_{η} в соответствующем диапазоне волновых чисел p_l , так как шероховатость в общем случае не имеет определенной направленности.

Выражение для полного рассеянного ЭП $\mathbf{E}_{\Sigma}(\mathbf{r})$ на триангулированной поверхности в точке приема получается суперпозицией отраженного от верхней границы ЭП $\mathbf{E}_{surf}(r)$ и ЭП, прошедшего в слоистую структуру и вышедшего наружу $\mathbf{E}_{sub}(r)$:

$$\mathbf{E}_{\Sigma}(r) = \sum_{n} \mathbf{E}_{\text{surf}}(r) + \sum_{n} \mathbf{E}_{\text{sub}}(r).$$
(2)

Рассеяние на верхней границе. Как уже отмечалось, рассеяние на верхней границе рассчитывается в соответствии с постулатами физической оптики, которые выражаются в виде интеграла Стреттона–Чу [11]:

$$\mathbf{E}_{s}(\mathbf{r}_{0}, f) = \int_{S} jk\mathbf{G}(\mathbf{r}_{0}, \mathbf{r}, f) \times \\ \times \left\{ \eta[\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}](\mathbf{r}, f) + \hat{\mathbf{k}}_{r} \times [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}](\mathbf{r}, f) \right\} d\sigma(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где \mathbf{r}_{0} – радиус-вектор местонахождения приемника рассеянной ЭМВ; f – частота ЭМВ; S – облучаемая поверхность;

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}_{0}, \mathbf{r}, f) = \left[I - \hat{\mathbf{k}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathbf{k}}_{\mathrm{r}}^{\mathrm{T}}\right] \frac{e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{0}|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{0}|}$$

– функция Грина; $\hat{\mathbf{k}}_{r}$ – нормированный волновой вектор отраженной ЭМВ; η – волновое сопротивление среды; $\hat{\mathbf{n}}$ – единичный вектор нормали к касательной поверхности объекта; **H**, **E** – векторы магнитной и электрической напряженностей; *I* – единичная матрица с размерами 3×3. Здесь и далее символ × обозначает векторное произведение,

30

символ "^т" – операцию транспонирования, символ "^" – нормированные векторы.

Для триангулированной поверхности выражение (3) принимает вид

$$\mathbf{E}_{\text{surf}}\left(\mathbf{r}_{\text{rs}}\right) = jk_{i} \frac{\mathbf{E}_{i}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\}}{4\pi|\mathbf{r}_{\text{s}} - \mathbf{r}_{\Delta n}|} \left[I - \hat{\mathbf{k}}_{r} \times \hat{\mathbf{k}}_{r}^{T}\right] \times \left[\eta_{i}\hat{\mathbf{H}}_{\parallel}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\} + \hat{\mathbf{k}}_{s} \times \hat{\mathbf{E}}_{\parallel}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\}\right] \Phi_{\Delta n}\left(\mathbf{r}_{i}, \mathbf{r}_{\text{rs}}\right), \quad (4)$$

где

$$\mathbf{E}_{\mathbf{i}}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\} = \frac{\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{i}}E_{\mathbf{0}}}{4\pi|\mathbf{r}_{\mathbf{i}} - \mathbf{r}_{\Delta n}|}e^{jk_{\mathbf{i}}|\mathbf{r}_{\mathbf{i}} - \mathbf{r}_{\Delta n}|}$$

– напряженность падающей электромагнитной волны; $\eta_i = \sqrt{\dot{\mu}_i / \dot{\epsilon}_i}$ – импеданс среды падения ЭМВ; $\hat{\mathbf{H}}_{||}(\mathbf{r}_{\Delta n})$, $\hat{\mathbf{E}}_{||}(\mathbf{r}_{\Delta n})$ – магнитная и электрическая напряженности соответственно локального ЭМП, связанного с геометрическим положением фацета и коэффициентами Френеля ($R^{\text{TE}}, R^{\text{TM}}$); $\mathbf{r}_{\Delta n}$, \mathbf{r}_{rs} , \mathbf{r}_i – радиусы-векторы положений *n*-го фацета, приемника и источника ЭМВ соответственно; $\hat{k}_i = |\hat{\mathbf{k}}_i|$ – волновое число падающей ЭМВ; $\Phi_{\Delta n}$ – фазовый коэффициент для *n*-го фацета.

В литературе фазовый коэффициент

$$\Phi_{\Delta n}(\mathbf{x}_0, f) = \int_{S_n} e^{jk(|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}| + |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|)} d\sigma(\mathbf{x})$$

описывается с помощью постоянной и линейной аппроксимаций [8, 11]. При постоянной аппроксимации фаза и амплитуда ЭМВ принимаются постоянными на каждом фацете [11]. Такая аппроксимация допустима, если размеры фацетов не превышают λ/10.

Для линейной аппроксимации размер фацетов должен составлять $L < g\sqrt{\lambda R/2}$ (R – расстояние от точки излучения до фацета, g на практике выбирается приблизительно равным 0.2 [11]). Таким образом, фазовый коэффициент с линейной аппроксимацией позволяет построить модель, менее требовательную к вычислительным затратам. Наиболее предпочтительно применение этой аппроксимации для модели, основанной на ГО (в связи с допустимыми размерами фацета). Результирующее выражение для фазового коэффициента с линейной аппроксимацией апроксимацие для фазового коэффициента с линейной аппроксимацией [11]:

$$\begin{split} \Phi_{\Delta n}\left(\mathbf{x}_{0},f\right) &= J \frac{e^{2jkd_{0}}}{\left(2jk\right)^{2}b'_{0}} \Biggl\{ \frac{e^{-2jkb'_{0}\beta_{1}}}{a'_{0} + b'_{0}\alpha_{1}} \times \\ &\times \Bigl[e^{-2jkD'_{x'}\left(a'_{0} + b'_{0}\alpha_{1}\right)} - e^{-2jkA'_{x'}\left(a'_{0} + b'_{0}\alpha_{1}\right)} \Bigr] + \\ &+ \frac{e^{-2jkb'_{0}\beta_{2}}}{a'_{0} + b'_{0}\alpha_{2}} \times \\ &\times \Bigl[e^{-2jkB'_{x'}\left(a'_{0} + b'_{0}\alpha_{2}\right)} - e^{-2jkD'_{x'}\left(a'_{0} + b'_{0}\alpha_{2}\right)} \Bigr] + \\ &+ \frac{e^{-2jk(D'_{y'}a'_{0} + A'_{x'}b'_{0}\right)} - e^{-2jk(D'_{y'}b'_{0} + B'_{x'}a'_{0})} }{a'_{0}} \Biggr\}, \end{split}$$

где $(A'_{x'}, A'_{y'}, A'_{z})$, $(B'_{x'}, B'_{y'}, B'_{z})$, $(C'_{x'}, C'_{y'}, C'_{z})$ – координаты вершин проекции фацета на плоскость, нормальную радиусу-вектору падающей волны, в связанной системе координат 0x'y'z; $(D'_{x'}, D'_{y'}, D'_{z})$ – координаты высоты треугольника проекции C'D' (см. рис. 2).

Коэффициенты выражаются через параметры треугольника:

$$J = \sqrt{{a'}^2 + {b'}^2 + 1};$$

$$d_0 = \frac{\mathbf{r_i k_i} - \mathbf{r_r k_r}}{2} + \frac{d(k_{i,z} - k_{r,z})}{2};$$

$$b'_0 = \frac{k_{r,y'} - k_{i,y'}}{2} + \frac{b'(k_{r,z} - k_{i,z})}{2};$$

$$\beta_1 = C'_{y'} - \alpha_1 C'_{x'};$$

$$a'_0 = \frac{k_{r,x'} - k_{i,x'}}{2} + \frac{a'(k_{r,z} - k_{i,z})}{2};$$

$$\alpha_1 = \frac{A'_{y'} - C'_{y'}}{A'_{x'} - C'_{x'}}; \quad \beta_2 = C'_{y'} - \alpha_2 C'_{x'};$$

$$\alpha_2 = \frac{B'_{y'} - C'_{y'}}{B'_{x'} - C'_{x'}},$$

где a', b' – коэффициенты уравнения плоскости фацета в системе координат его проекции 0x'y'z;d – коэффициент в уравнении плоскости фацета. Проецирование фацета с получением указанных коэффициентов рассмотрено в [9] В [11] также

коэффициентов рассмотрено в [9]. В [11] также учитывается изменение амплитуды по фацету в дополнение к фазовым изменениям. *Рассеяние в слоях.* В соответствии с законами

геометрической оптики ТМ- и ТЕ-компоненты напряженности ЭП для прошедшей через границу раздела среды ЭМВ описываются следующим образом [8]:

$$\mathbf{E}_{tr}^{TM} = \begin{bmatrix} E_{i(m1, m2)}e^{-\alpha_{m2}f|\mathbf{r}_{\Delta m1}-\mathbf{r}_{\Delta m}|}\hat{\mathbf{p}} \end{bmatrix} \times \\ \times \frac{n_{m1}}{n_{m2}} \begin{bmatrix} 1 + R_{m1, m2}^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}_{tr, m2} \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{E}_{tr}^{TE} = \begin{bmatrix} E_{i(m1, m2)}e^{-\alpha_{m2}f|\mathbf{r}_{\Delta m1}-\mathbf{r}_{\Delta m}|}\hat{\mathbf{q}} \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} 1 + R_{m1, m2}^{TE} \end{bmatrix} \hat{\mathbf{q}},$$
(5)

где α_m – коэффициент затухания в *m*-й среде;

$$E_{i(m1, m2)} = E_{i}^{TM}(r_{\Delta}) + E_{i}^{TE}(r_{\Delta}) =$$
$$= \left[E_{i}^{TM}(r_{\Delta}) + E_{i}^{TE}(r_{\Delta}) \right] e^{-jk_{m}|\mathbf{r}_{\Delta m1} - \mathbf{r}_{\Delta m}|}$$

- напряженность падающей на фацет ЭМВ.

Аналогично определяются компоненты ЭМВ, отраженной от границы раздела сред:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{r}}^{\mathrm{TM}} = \begin{bmatrix} E_{i(m1, m2)}e^{-\alpha_{m2}f|\mathbf{r}_{\Delta m1}-\mathbf{r}_{\Delta m}|}\hat{\mathbf{p}} \end{bmatrix} \times \\ \times R_{m1, m2}^{\mathrm{TM}} \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{r}, m1} \end{bmatrix}; \\ \mathbf{E}_{\mathbf{r}}^{\mathrm{TE}} = \begin{bmatrix} E_{i(m1, m2)}e^{-\alpha_{m2}f|\mathbf{r}_{\Delta m1}-\mathbf{r}_{\Delta m}|}\hat{\mathbf{q}} \end{bmatrix} \times \\ \times R_{m1, m2}^{\mathrm{TE}} \hat{\mathbf{q}}.$$
(6)

Далее, используя (5) и (6), можно найти значение интенсивности ЭП на фацете верхней границы $\mathbf{E}'_{sub}(\mathbf{r}_{\Delta})$, рассеянного на слоях, независимо от количества слоев и количества вторичных переотражений между слоями. При этом вычислительная нагрузка ложится на алгоритмы прохождения ЭМВ через слои и расчеты переотражений методом трассировки лучей. Применительно к рассматриваемой задаче выражения (5) и (6) более удобны, чем выражения, введенные в [8]. Это объясняется тем, что авторы данной работы рассматривают отдельно распространение ЭМВ "вверх" и "вниз", а при попытке учесть многократные переотражения алгоритм существенно усложняется.

Выражение для напряженности ЭП, рассеянного слоями, в точке приема \mathbf{r}_0 (в рассматриваемой модели совпадающей с точкой GPR) получается применением приближения физической оптики к выражению $\mathbf{E}'_{sub}(\mathbf{r}_0)$:

$$\mathbf{E}_{\text{sub}}(\mathbf{r}_{0}) = -jk_{i}\frac{\mathbf{E}_{\text{sub}}^{T}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\}}{4\pi|\mathbf{r}_{\text{s}}-\mathbf{r}_{\Delta n}|}\left[I-\hat{\mathbf{k}}_{\text{r}}\times\hat{\mathbf{k}}_{\text{r}}^{T}\right]\times \left[\eta_{i}\hat{\mathbf{H}}_{\parallel}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\}+\hat{\mathbf{k}}_{\text{tr}}\times\hat{\mathbf{E}}_{\parallel}\left\{\mathbf{r}_{\Delta n}\right\}\right]\Phi_{\Delta n}\left(\mathbf{r}_{i},\ \mathbf{r}_{\text{tr}}\right).$$
 (7)

Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure

with the Use of Physical Optics and Ray Tracing Technique

Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной структуре,

с использованием физической оптики и метода трассировки лучей

Подставив (4) и (7) в (2), найдем результирующую напряженность ЭП в точке расположения GPR.

После электродинамического моделирования производятся дополнительные преобразования для получения удельной ЭПР (в условиях рассматриваемой задачи соответствующей коэффициенту отражения):

$$\sigma_{\text{spec}}(f) = \frac{4\pi z_0^2}{S(f)} \left| \frac{\dot{\mathbf{E}}_{\Sigma}(f)}{\dot{\mathbf{E}}_i(f)} \right|^2.$$

Площадь освещаемого участка S(f) изменяется пропорционально ширине ДНА, так что в итоге она не зависит от частоты. Зная параметры зондирующего сигнала и частотную зависимость коэффициента отражения, можно рассчитать радиосигнал, рассеянный на слоистой структуре с неровными границами, с использованием спектрального метода анализа электрических цепей.

Результаты моделирования. Верификация модели проводилась в условиях двухслойной облучаемой поверхности. Моделирование проводилось при $\varepsilon_1 = 1$, $\mu_n = 1$, высоте полета над поверхностью $z_0 = 200$ м с круговым приближением площади облучения на поверхности.

На рис. 4 представлены результаты верификации в форме модуля удельной нормированной ЭПР в зависимости от относительной толщины первого слоя $h\sqrt{\varepsilon_2}/\lambda$ при толщине h = 0.5, 2.0 и 6.0 м в рабочем частотном диапазоне 20...250 МГц без учета затухания в среде. Результаты получены с учетом многократных переотражений в верхнем слое. Второй (нижний) слой полагался полубесконечным и не порождал отраженную волну.

В качестве теоретических результатов для сравнения использованы данные [15], где представлена частотная зависимость коэффициента отражения от слоя, тесно связанная с ЭПР:

$$\dot{K}_{\rm lr}(f) = \dot{K}_{\rm r} / (1 + \dot{K}_{\rm r}), \qquad (8)$$

где

$$\dot{K}_{\rm r} = \dot{K}_{12}(f) + + \dot{K}_{23}(f) \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_2}h \,\mathrm{tg}\,\delta_2\right) \exp\left(-j\frac{4\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_2}h\right),$$

причем $\dot{K}_{12}(f)$, $\dot{K}_{23}(f)$ – коэффициенты отражения от соответствующих границ сред.

Сравнение результатов моделирования с теоретическим данными [15] показывает хорошую согласованность результатов.

Результаты с учетом затухания в среде приведены на рис. 5 для двух значений толщины слоя *h*. Затухание в среде характеризуется тангенсом угловых потерь tg $\delta = \text{Im}(\varepsilon_2)/\text{Re}(\varepsilon_2)$.

Влияние шероховатостей верхней и нижней границ на удельную ЭПР иллюстрируется рис. 6. На нем представлены зависимости для обеих плоских границ, шероховатостей только верхней и только нижней границ. Шероховатость характеризуется амплитудой плоских волн $a_{l\eta}$ в (1). Среднеквадратическое отклонение амплитуды составляло около 5 см.

Результаты моделирования вариации амплитуды отраженного радиосигнала при зондировании грунтовых вод представлены на рис. 7. Для сравнения использованы усредненные данные натурного эксперимента по зондированию грунтовых вод в пойме реки Миус вблизи Таганрога (зависимость приведена сплошной линией). Средняя глубина залегания грунтовых вод h_0 при моделировании изменялась в диапазоне 0.25...4 м.



Рис. 4. Зависимость удельной нормированной эффективной площади рассеяния от длины волны при различной толщине слоя без учета затухания в слое

Fig. 4. Dependence of the specific normalized effective scattering area on the wavelength for various layer thicknesses without taking into account attenuation in the layer





Рис. 5. Зависимость удельной нормированной эффективной площади рассеяния падающей волны от ее частоты при различной толщине слоя с учетом затухания в слое (1 – отражение от идеально проводящего слоя; 2 – отражение от верхней границы)

Fig. 5. Dependence of the specific normalized effective scattering area of the incident wave on its frequency at various layer thicknesses taking into account attenuation in the layer (1 - reflection from a perfectly conducting layer, 2 - reflection from the upper boundary)



Рис. 6. Удельная эффективная площадь рассеяния с учетом шероховатости границ
 Fig. 6. Specific effective scattering area, taking into account the roughness of the boundaries
 – гладкие границы/smooth borders; – – шероховатость только нижней границы слоя/roughness of only the lower boundary of the layer; – – шероховатость только верней границы слоя/roughness of only the upper boundary of the layer



Использовалась одночастотная радиолокационная система, работающая на частоте 30 МГц. Ширина ДНА в поперечной плоскости составляла 60°, вдоль линии пути – 90°. Средняя высота полета – 200 м. Полет летательного аппарата осуществлялся вдоль трассы расположения геодезических шурфов, определяющих глубину залегания грунтовых вод.

Обсуждение. Для подтверждения достоверности результатов модели использовался набор толщин слоя h = 0.5, 2.0 и 6.0 м. Рис. 4 демонстрирует хорошее согласование данных моделирования и теоретических данных из [15].

В [3] показано, что во многих случаях результат практически не изменится при отсутствии учета 10 на многослойной структуре 33

.....

многократных переотражений. Если учесть только однократное переотражение между границами слоя, то расхождение между результатами моделирования и статистическими данными составит около 10%, что свидетельствует об их существенной корреляции.

На рис. 5 показаны результаты при распространении ЭМВ в среде с затуханиями. Можно заметить, что значение удельной ЭПР с увеличением частоты стремится к значению ЭПР для одиночной верхней границы. Более того, чем больше толщина слоя, тем быстрее происходит это устремление. Так, при h = 4 м ЭПР практически не отличается от ЭПР для одиночной верхней границы, начиная уже с частоты 150 МГц. Анализ (8) подтверждает указанный факт. Рис. 5 также демонстрирует, что ЭПР для идеально отражающего слоя больше, чем для импедансного, приблизительно на 5 дБ. Это объясняется тем, что диэлектрик лучше пропускает через себя ЭМВ, чем проводник на той же частоте колебания.

Наличие шероховатостей вызывает амплитудные искажения в спектре ЭПР при сохранении периодической структуры (см. рис. 6), однако при принятой для моделирования шероховатости еще возможно измерить толщину слоя по удельной ЭПР при известной диэлектрической проницаемости. При этом шероховатость верхней границы сильнее влияет на рассеянный сигнал, что заметно на рис. 6 (особенно при толщине слоя h = 2 м). Этот эффект объясняется тем, что взаимодействия ЭМВ с верхней границей происходят как при распространении от GPR, так и после отражения от нижележащего слоя, а взаимодействие с нижней границей – только в процессе отражения. Поскольку как толщина, так и диэлектрическая проницаемость слоя влияют на результат измерений, при отсутствии данных об этих величинах трудно определить полностью структуру слоистого объекта. Указанную проблему можно решить несколькими способами. Первый учет априорной информации о диэлектрической проницаемости почвы с заданной погрешностью (что обычно возможно при зондировании известных территорий). Второй способ – использование

набора согласованных фильтров, рассчитанных на разные значения толщины слоя диэлектрической проницаемости. Например, в случае зондирования локализованных подповерхностных объектов с высоким контрастом относительно среды, учтя приблизительно диэлектрическую проницаемость слоя, получим наибольший отклик от СФ, рассчитанного на искомую глубину залегающих объектов.

Разработанная модель прошла верификацию по коэффициенту вариации амплитуды в зависимости от средней толщины слоя по данным натурного эксперимента. Ее состоятельность подтверждена соответствием моделируемых данных теоретическим результатам для нормированной ЭПР при рассеянии на двухслойной среде. Имитационная модель имеет следующие преимущества:

- наглядность электродинамического решения;

 скорость и простота вычислений для областей большой площади;

 возможность электродинамических расчетов для любого количества слоев;

 возможность учета многократных переотражений между фацетами границ соседних слоев;

 возможность учета затенения одними фацетами других;

 возможность программного ускорения расчетов.

Ускорить процедуру моделирования можно двумя путями: полным распараллеливанием анализа по частотам и частичным распараллеливанием процессов алгоритма (например, при трассировке лучей). Принципы построения модели позволяют проводить моделирование для неограниченного количества слоев (однако их увеличение ведет к росту требований к вычислительным ресурсам). Существует также возможность описания неоднородной структуры посредством присвоения диэлектрических характеристик каждому отдельному фацету.

Перечисленные результаты свидетельствуют о том, что разработанная имитационная модель может быть использована при создании алгоритмов обработки радиосигналов для подповерхностной радиолокации воздушного базирования.

Список литературы

1. Jayawickreme D. H., Jobbágy E. G., Jackson R. B. Geophysical Subsurface Imaging for Ecological Applications // New Phytologist. 2013. Vol. 201, iss. 4. P. 1170–1175. doi: 10.1111/nph.12619 2. Lobach V. T., Dmitriev V. A., Lobatch Y. V. Remote Measurements of Electro-Physical Parameters of Layer Mediums // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3704. Radar Sensor Technology IV. doi: 10.1117/12.354596

Электродинамическая модель радиосигнала, рассеянного на многослойной структуре, с использованием физической оптики и метода трассировки лучей Electrodynamic Model of the Signal Scattered by the Multilayer Structure with the Use of Physical Optics and Ray Tracing Technique 3. Бахчевников В. В. Имитационная модель отражения радиолокационного сигнала слоистым объемом с неоднородностями // Изв. ЮФУ. Техн. науки. 2018. №. 7. С. 155–166.

4. Introduction to Subsurface Imaging / ed. by B. Saleh. Cambridge: Cambridge University Press, 2011. 454 p. doi: 10.1017/CBO9780511732577

5. Albert A., Mobley C. D. An Analytical Model for Subsurface Irradiance and Remote Sensing Reflectance in Deep and Shallow Case-2 Waters // Opt. Express. 2003. Vol. 11, iss. 22. P. 2873–2890. doi: 10.1364/OE.11.002873

6. Gibson W. The Method of Moments in Electromagnetics. New York: Chapman and Hall/CRC, 2007. 288 p. doi: 10.1201/9781420061468

7. Knott E. F., Shaeffer J. F., Tuley M. T. Radar Cross Section. 2nd ed. IET Digital Library. 2004. doi: 10.1049/sbra026e

8. A Coherent Multilayer Simulator of Radargrams Acquired by Radar Sounder Instruments / C. Gerekos, A. Tamponi, L. Carrer, D. Castelletti, M. Santoni, L. Bruzzone // IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing. 2018. Vol. 56, iss. 12. P. 7388–7404. doi: 10.1109/tgrs.2018.2851020

9. Multilayer Simulations for Accurate Geological Interpretations of SHARAD Radargrams / M. G. Spagnuolo, F. Grings, P. Perna, M. Franco, H. Karszenbaum, V. A. Ramos // Planetary and Space Science. 2011. Vol. 59, iss. 11–12. P. 1222–1230. doi: 10.1016/j.pss.2010.10.013 10. Lobatch V. T., Potipak M. V. Modeling of Modulated Signal Back Scattering from a Quasiperiodic Surface // Proc. SPIE. 2003. Vol. 5097. Geo-Spatial and Temporal Image and Data Exploitation III. doi: 10.1117/12.486000

11. Computing Low-Frequency Radar Surface Echoes for Planetary Radar using Huygens-Fresnel's Principle / Y. Berquin, A. Herique, W. Kofman, E. Heggy // Radio Sci. 2015. Vol. 50, iss. 10. P. 1097–1109. doi: 10.1002/2015RS005714

12. Woodwark J. F. Comments on 'Spacetime ray tracing for animation' by A.S. Glassner // IEEE Computer Graphics and Applications. 1988. Vol. 8, iss. 5. 8 p. doi: 10.1109/38.7755

13. Boissonnat J-D., Dyer R., Ghosh A. Delaunay Triangulation of Manifolds // Foundations of Computational Mathematics. 2018. Vol. 18, iss. 2. P. 399–431. doi: 10.1007/s10208-017-9344-1

14. Cartwright D. E., Longuet-Higgins M. S. The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function // Proc. of the Royal Society A. Mathematical and Physical Sciences. 1956. Vol. 237, iss. 1209. P. 212–232. doi: 10.1098/rspa.1956.0173

15. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. М.: Сов. радио, 1968. 224 с.

Информация об авторе

Бахчевников Валентин Владимирович – дипломированный специалист по специальности "Радиоэлектронные системы и комплексы" (2015, Южный федеральный университет), аспирант указанного университета. Автор 15 научных публикаций. Сфера научных интересов – исследование электромагнитных процессов рассеяния радиоволн на протяженных объектах со сложной геометрической и электрофизической структурой, радиофизических методов дистанционного зондирования земной и водной поверхностей, методов моделирования радиотехнических узлов и систем.

Адрес: Южный федеральный университет, Некрасовский пр., д. 44, Таганрог, 347928, Россия E-mail: bahchevnikov@sfedu.ru https://orcid.org/0000-0003-1038-1962

References

1. Jayawickreme D. H., Jobbágy E. G., Jackson R. B. Geophysical Subsurface Imaging for Ecological Applications. New Phytologist. 2013, vol. 201, iss. 4, pp. 1170–1175. doi: 10.1111/nph.12619

2. Lobach V. T., Dmitriev V. A., Lobatch Y. V. Remote Measurements of Electro-Physical Parameters of Layer Mediums. Proc. SPIE. 1999, vol. 3704, Radar Sensor Technology IV. doi: 10.1117/12.354596

3. Bakhchevnikov V. V. Simulation Model of Radar Signal Reflection by Layered Volume with Irregularities. Izvestiya SFedU. Engineering Sciences. 2018, no. 7, pp. 155–166. (In Russ.)

4. Introduction to Subsurface Imaging. Ed. by B. Saleh. Cambridge, Cambridge University Press, 2011, 454 p. doi: 10.1017/CBO9780511732577

5. Albert A., Mobley C. D. An Analytical Model for Subsurface Irradiance and Remote Sensing Reflectance in Deep and Shallow Case-2 Waters. Opt. Express. 2003, vol. 11, iss. 22, pp. 2873–2890. doi: 10.1364/OE.11.002873

6. Gibson W. The Method of Moments in Electromagnetics. New York, Chapman and Hall/CRC, 2007, 288 p. doi: 10.1201/9781420061468

7. Knott E. F., Shaeffer J. F., Tuley M. T. Radar Cross Section. 2nd ed. IET Digital Library. 2004. doi: 10.1049/sbra026e

8. Gerekos C., Tamponi A., Carrer L., Castelletti D., Santoni M., Bruzzone L. A Coherent Multilayer Simulator of Radargrams Acquired by Radar Sounder Instruments. IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing. 2018, vol. 56, iss. 12, pp. 7388–7404. doi: 10.1109/tgrs.2018.2851020

9. Spagnuolo M. G., Grings F., Perna P., Franco M., Karszenbaum H., Ramos V. A. Multilayer Simulations for Accurate Geological Interpretations of SHARAD Radargrams. Planetary and Space Science. 2011, vol. 59, iss. 11– 12, pp. 1222–1230. doi: 10.1016/j.pss.2010.10.013 10. Lobatch V. T., Potipak M. V. Modeling of Modulated Signal Back Scattering from a Quasiperiodic Surface. Proc. SPIE. 2003, vol. 5097, Geo-Spatial and Temporal Image and Data Exploitation III. doi: 10.1117/12.486000

11. Berquin Y., Herique A., Kofman W., Heggy E. Computing Low-Frequency Radar Surface Echoes for Planetary Radar using Huygens-Fresnel's Principle. Radio Sci. 2015, vol. 50, iss. 10, pp. 1097–1109. doi: 10.1002/2015RS005714

12. Woodwark J. F. Comments on 'Spacetime ray tracing for animation' by A.S. Glassner. IEEE Computer Graphics and Applications. 1988, vol. 8, iss. 5, 8 p. doi: 10.1109/38.7755

13. Boissonnat J-D., Dyer R., Ghosh A. Delaunay Triangulation of Manifolds. Foundations of Computational Mathematics. 2018, vol. 18, iss. 2, pp. 399–431. doi: 10.1007/s10208-017-9344-1

14. Cartwright D. E., Longuet-Higgins M. S. The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function. Proc. of the Royal Society A. Mathematical and Physical Sciences. 1956, vol. 237, iss. 1209, pp. 212–232. doi: 10.1098/rspa.1956.0173

15. Zubkovich S. G. *Statisticheskie kharakteristiki radiosignalov, otrazhennykh ot zemnoi poverkhnosti* [Statistical Characteristics of Radio Signals Reflected from the Earth's Surface]. Moscow, *Sov. Radio*, 1968, 224 p. (In Russ.)

Information about the author

Valentine V. Bahchevnicov, Certified Specialist in "Radioelectronic Systems and Complexes" (2015, Southern Federal University), Postgraduate Student of named University. The author of 15 scientific publications. Area of expertise: radiophysical methods of remote sensing of terrestrial and water surfaces, the theory of electromagnetic scattering of radio wave, functional processing of radio signals of radar systems.

Address: Southern Federal University, 44 Nekrasovskiy Ave., Taganrog 347928, Russia E-mail: bahchevnikov@sfedu.ru

https://orcid.org/0000-0003-1038-1962
Квантовая, твердотельная, плазменная и вакуумная электроника

УДК 53.096 https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-37-44 Оригинальная статья

Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале

В. В. Каминский¹, С. М. Соловьев¹, Н. В. Шаренкова^{1⊠}, М. М. Казанин¹, Н. М. Судак², М. И. Залдастанишвили²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²ООО "ЭРА-СФТИ", пос. Агудзера, Республика Абхазия

[™]natasha.sharenkova@mail.ioffe.ru

Аннотация

Введение. Преобразование тепловой энергии в электрическую является актуальной задачей. Обнаруженный в сульфиде самария (SmS) термовольтаический эффект (TBЭ) позволяет решать ее с бо́льшим КПД по сравнению с классическими термоэлектрическими генераторами, работающими на основе классического эффекта Зеебека. TBЭ в SmS проявляется в спонтанном появлении импульсов электрического напряжения 0.05 В в непрерывном режиме при температуре образца 470 К. Генерация ЭДС связывается с наличием градиента концентрации дефектных ионов Sm, находящихся в вакансиях подрешетки серы, и с переменной ва-

лентностью ионов самария (Sm²⁺ → Sm³⁺ + e⁻). При нагреве образца до определенной температуры концентрация носителей заряда скачкообразно увеличивается. Поскольку в образце дефектные ионы самария расположены неупорядоченно, происходит перенос заряда из области образца с большей концентрацией дефектных ионов в зону с меньшей концентрацией. Таким образом, создается ЭДС в направлении градиента концентрации этих ионов. Обнаруженный впоследствии в ZnO, Ge, Si и некоторых сложных полупроводниках ТВЭ достигал лишь 0.01 В.

Цель работы. Решается проблема повышения генерируемого напряжения и рабочей температуры генерации при ТВЭ.

Методы и материалы. Методом синтеза из простых веществ получены исходные материалы, из которых созданы гетероструктуры типа сэндвич SmS/Sm_{1-x}Ln_xS, где Ln=Eu, Yb. Кроме того, исследованы образцы на основе классического термоэлектрика PbTe с различной степенью легирования слоев, полученных спрессовыванием при высокой температуре в вакууме. На уникальной установке, исключающей градиенты температуры в образцах, проведены исследования ТВЭ.

Результаты. Показано, что повышение значений ЭДС и рабочей температуры достигается за счет заглубления донорных уровней путем легирования. В легированных образцах на основе SmS наблюдается генерация ЭДС до 0.15 В в непрерывном режиме при *T* = 700 К. Обнаруженный в гетероструктуре на основе термоэлектрического полупроводника *n*-типа PbTe TBЭ позволяет получить значение генерируемого напряжения около 0.06 В в среднетемпературном режиме.

Заключение. Достигнутые результаты превосходят известные ранее и дают основание продолжать исследования с целью разработки полупроводниковых преобразователей, работающих на основе ТВЭ.

Ключевые слова: термовольтаический эффект, сульфид самария, теллурид свинца, гетероструктуры, среднетемпературный интервал

Для цитирования: Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале / В. В. Каминский, С. М. Соловьев, Н. В. Шаренкова, М. М. Казанин, Н. М. Судак, М. И. Залдастанишвили // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 37–44. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-37-44

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Источник финансирования. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-08-00576).

Статья поступила в редакцию 09.07.2019; принята к публикации после рецензирования 18.09.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

© Каминский В. В., Соловьев С. М., Шаренкова Н. В., Казанин М. М., Судак Н. М., Залдастанишвили М. И., 2019



Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License

Quantum, Solid-State, Plasma and Vacuum Electronics

Original article

Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range

Vladimir V. Kaminskiy¹, Sergey M. Solov'ev¹, Natalia V. Sharenkova^{1⊠}, Mikhail M. Kazanin¹, Nikolay M. Sudak², Merab I. Zaldastanishvili²

loffe Institute, Saint Petersburg, Russia

LLC "ERA-SFTI", pos. Agudzera, Republic of Abkhazia

⊠natasha.sharenkova@mail.ioffe.ru

Abstract

Introduction. A conversion of thermal energy into electrical energy is an urgent task. The thermovoltaic effect (TVE) found in samarium sulfide (SmS) makes it possible to solve a higher efficiency problem as compared with classical thermoelectric generators operating on the basis of the Seebeck effect. TVE in SmS, is manifested in an appearance of voltage pulses of 0.05 V in continuous mode when a sample is heated to 470 K. Generation of electromotive force (EMF) is associated with a presence of a concentration gradient of defective Sm ions in sul-

fur sublattice vacancies, with a change in their valence $(Sm^{2+} \rightarrow Sm^{3+} + e^{-})$ and with electronic Mott transitions.

TVE discovered subsequently in ZnO, Ge, Si, and in some complex semiconductors, reached only 0.01 V.

Aim. To increase the magnitude of the generated voltage and the operating temperature at TVE.

Methods and materials. By the method of synthesis from simple substances, raw materials were obtained from which $SmS/Sm_{1-x}Ln_xS$ sandwich-type heterostructures were created, where Ln = Eu, Yb. In addition, sam-

ples based on a classical thermoelectric PbTe with different degrees of doping of the layers obtained by pressing at high temperature in a vacuum were investigated. On the unique equipment, excluding temperature gradients in samples, TVE was studied.

Results. It was shown that an increase in the EMF value and in the operating temperature had been achieved due to the penetration of donor levels by doping. In doped samples on the basis of SmS, a generation of EMF up to 0.15 V was observed in continuous mode at T = 700 K. TVE detected in the *n*-type thermoelectric semiconductor heterostructure PbTe, make it possible to obtain the magnitude of the generated voltage of near 0.06 V in the medium temperature mode.

Conclusion. The achieved results exceed the previously known ones and give grounds to continue research with the aim of developing semiconductor converters operating on the basis of TVE.

Keywords: thermovoltaic effect, heterostructures, samarium sulfide, lead telluride, medium temperature range

For citation: Kaminskiy V. V., Solov'ev S. M., Sharenkova N. V., Kazanin M. M., Sudak N. M., Zaldastanishvili M. I. Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 37–44. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-37-44

Conflict of interest. The authors declare no conflict of interest.

Aknowledgements. This work was supported by RFBR (project 19-08-00576).

Submitted 09.07.2019; accepted 18.09.2019; published online 30.12.2019

Введение. Термовольтаический эффект (ТВЭ) представляет собой один из новых принципов преобразования тепловой энергии в электрическую. Суть эффекта заключается в том, что образцы полупроводника, находящиеся в однородном температурном поле без какого-либо градиента температуры и имеющие градиент концентрации донорных примесей по объему, генерируют электродвижущую силу (ЭДС) в направлении этого градиента. ТВЭ был первоначально обнаружен в

сульфиде самария (SmS) [1] и достаточно подробно исследован на микро-, наноструктурированных и пленочных образцах [2–4]. Обнаружение эффекта открыло новое направление в области нетрадиционных источников возобновляемой энергии [5].

Впоследствии ТВЭ был обнаружен в других полупроводниковых материалах: ZnO [6–8] и гетероструктурах $pSi-n(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$ [9], $Si_{1-x}Ge_x$ [10], $A^{III}B^{V}$ [11]. Однако значение генерируемого напряжения в них было ниже, чем в SmS.

³⁸ Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range

На сегодняшний день сульфид самария является рекордсменом по значению ЭДС, генерируемой вследствие эффекта. Природа эффекта в SmS, очевидно, связана с изменением валентности $(Sm^{2+} \rightarrow Sm^{3+} + e^{-})$ дефектных ионов Sm, занимающих вакансии в подрешетке серы. Эти же ионы образуют примесные донорные уровни с энергией активации 0.04 эВ [12]. Важную роль в ТВЭ играют незаполненные 4f⁰⁻¹⁴-оболочки редкоземельного иона [13]. Электроны с 4f-оболочек переходят в зону проводимости и создают большие локальные концентрации носителей заряда [14]. Такие переходы моттовского типа [15] имеют коллективный характер при достижении температуры генерации и сопровождаются возникновением импульсов электрического напряжения и синхронизированных с ними тепловых процессов. При исследованиях ТВЭ наблюдается потеря тепла в образцах, связанная, как считают авторы, с лавинным характером моттовских переходов. Происходит самопроизвольное охлаждение образца, которое компенсируется постоянно поддерживаемой температурой генерации за счет внешнего нагрева. Эффект генерации ЭДС в SmS наблюдается при нагревании образцов до температуры 470 К. При более высоких температурах происходит истощение примесных уровней с концентрацией N_i и энергией активации 0.04 эВ, градиент концентрации которых по объему образца вызывает ТВЭ [12]:

$E = K \operatorname{grad} N_i$,

где E – напряженность генерируемого электрического поля; K – коэффициент эффекта, который сложным образом зависит от температуры и параметров полупроводника.

В настоящей статье решается проблема повышения генерируемого при ТВЭ напряжения. Один из путей повышения генерируемого напряжения следует из формулы ЭДС эффекта [4]:

$$U = \frac{k(T - T_0)}{e} \ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right),\tag{1}$$

где k – постоянная Больцмана; T, T_0 – рабочая температура генерации и исходная температура соответственно; e – заряд электрона; n_1 и n_2 – концентрации электронов проводимости в приконтактных областях генерирующего полупроводника.

Повышение генерируемой ЭДС возможно при

повышении температуры образца Т. Таким образом, необходимо решить задачу перевода рабочей температуры материалов на основе SmS в среднетемпературную область 700...1000 К. Однако максимальная температура для процесса генерации определяется положением энергетических уровней донорного иона. Чем глубже залегают доноры, тем при большей температуре они истощаются и до больших температур возможен процесс генерации ЭДС за счет ТВЭ (в SmS до 470 K). Таким образом, для увеличения рабочей температуры и генерируемого сигнала в SmS необходимо заглубить донорные уровни. Оценка возможности увеличения выходного сигнала за счет заглубления донорных уровней может быть сделана исходя из формулы, вытекающей из (1) и справедливой для невырожденных полупроводников:

$$U = \frac{k(T - T_0)}{e} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{N_{i2}}{N_{i1}} \right) + \frac{(E_{a1} - E_{a2})}{kT} \right], \quad (2)$$

где N_{i1} , N_{i2} – концентрации донорных уровней с энергией активации E_{a1} и E_{a2} соответственно, находящихся в приконтактных областях.

Для исследования ТВЭ в среднетемпературной области в работе, результаты которой описаны в настоящей статье, созданы гетероструктуры на основе SmS, а также гетероструктуры на основе одного из полупроводников, используемых в этой области температур (PbTe).

Методы. Образцы LnS (Ln = Sm, Eu, Yb) изготавливались методом синтеза из простых веществ Ln и S [16]. Для получения образцов твердых растворов $Sm_{1-x}Yb_xS$ и $Sm_{1-x}Eu_xS$ полученные в результате синтеза порошки LnS брались в количествах, соответствующих требуемым значениям *x*, перемешивались, брикетировались и отжигались в вакууме при температуре 1600 °C. Двухслойные гетероструктуры с градиентом концентрации ионов SmS/Sm_{1-x} Ln_xS (Ln = Eu, Yb) изготавливались совместным прессованием слоев порошков SmS и Sm_{1-x}Ln_xS и отжигом брикетов в вакууме при температуре 1600 °C в течение 30 мин.

Для проведения экспериментов был изготовлен трехслойный образец из РbTe *n*-типа. Материал слоев имел следующие составы. Первый слой: PbTe + 0.065 мол.% PbI₂ + 1.5 мас.% Pb. Средний слой: PbTe + 0.04 мол. % PbI₂ + 1.5 мас.% Pb. Тре-

Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале 39 Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range тий слой: PbTe + 0.016 мол.% PbI₂ + 1.5 мас.% Pb. Коэффициенты термоЭДС слоев при температуре 300 °C составляли α_1 =150 мкВ/К, α_2 =120 мкВ/К и α_3 = 70 мкВ/К соответственно. Постепенное изменение значения термоЭДС по толщине трехслойного образца указывает на наличие градиента концентрации примесных донорных уровней, необходимого для возникновения ТВЭ. Этот градиент задается различным количеством PbI₂ в слоях. Образцы готовились вакуумным прессованием при температуре 750±10 °C в течение 18...20 мин.

Контроль состава образцов осуществлялся методом рентгенофазового анализа.

ТВЭ измерялся на установке, схематически представленной на рис. 1. Нагреватель 1 линейно нагревался до необходимой температуры и удерживался в этом состоянии в течение заданного времени. Питание нагревателя осуществлялось блоком питания D1 типа Voltcraft PPS-11815. Температура нагревателя контролировалась термопарой Т2, ее показания снимались мультиметром D2 типа UNI-T UT804. Затем питание нагревателя выключалось, и остывание происходило естественным образом. Выходной сигнал с образца 2 снимался с нижнего (медная пластина 3) и верхнего (точечного 4) контактов мультиметром D3 типа RIGOL DM3061. Температуры контактов измерялись термопарами Т1 и Т3 и регистрировались цифровым термометром D4 типа Voltcraft К204. Управление экспериментом и регистрация данных осуществлялись на ЭВМ (РС) программой, созданной в среде LabVIEW.

Измерение электропроводности осуществля-



Рис. 2. Зависимость энергии активации проводимости от состава твердых растворов $Sm_{1-x}Eu_xS(l)$ и $Sm_{1-x}Yb_xS(2)$

Fig. 2. Dependence of the activation energy of conductivity on the composition of the solid solutions $\text{Sm}_{l-x}\text{Eu}_x\text{S}(l)$ and $\text{Sm}_{l-x}\text{Yb}_x\text{S}(2)$

лось четырехзондовым методом на постоянном электрическом токе.

Результаты. С целью заглубления донорных уровней выполнялось легирование SmS ионами европия и иттербия. Легирование Yb позволило увеличить энергию активации донорных уровней до 0.08...0.29 эB, легирование Eu – до значений около 0.06...0.4 эB в зависимости от величины x в твердых растворах Sm_{1-x}Yb_xS и Sm_{1-x}Eu_xS (рис. 2). Как следует из рисунка, применение европия предпочтительнее.

На рис. 3 представлена температурная зависимость генерируемого за счет ТВЭ сигнала. На образце SmS/Sm_{0.7} Eu_{0.3}S при T = 750 K получена генерация в непрерывном режиме со значением 0.15 В. На этом же рисунке представлена расчетная зависимость по (2). Наблюдается удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Неточность связана с грубостью допущений при выводе этой









формулы. Однако полученная степень достоверности позволяет провести оценку возможностей увеличения выходного сигнала путем легирования.

На рис. 4 представлены рассчитанные по (2) для двухслойных гетероструктур $SmS/Sm_{1-x} Eu_xS$ с различными значениями *x* температурные зависимости генерируемого напряжения. Значения энергий активации для твердых растворов указанного состава взяты из рис. 2. Как следует из рис. 4, значение ЭДС в структурах этого состава может быть доведено в среднем интервале температур до ~0.3 В.

Помимо легированного SmS в качестве материала для среднетемпературного интервала возможно также применение полупроводников, используемых для этих температур в термоэлектрических преобразователях, работающих на эффекте Зеебека. Авторами настоящей статьи проведены эксперименты на гетероструктурах на основе типичного для среднетемпературного интервала термоэлектрического материала PbTe. На рис. 5



Fig. 5. Temperature dependence of the signal generated on a PbTe based heterostructure

представлена полученная температурная зависимость генерируемого сигнала на гетероструктуре на основе этого материала. Разница в концентрации донорных уровней создавалась за счет разницы количества PbI_2 в слоях. При T = 732 К получена генерация 0.11 В. Эта достаточно большая величина дает основание продолжать исследования в рассмотренном направлении.

Обсуждение. В заключении можно сделать следующие выводы:

1. ЭДС, возникающая при ТВЭ, монотонно возрастает с ростом температуры.

2. Задача повышения выходного сигнала, генерируемого при ТВЭ, может быть решена за счет повышения температуры генерации вплоть до среднетемпературного интервала 700...1000 К.

3. Допирование SmS европием позволяет повысить выходной сигнал ТВЭ от 0.05 до 0.15 В.

4. Применение существующих термоэлектрических материалов, разработанных для среднетемпературного интервала, является перспективным для получения высоких значений выходного сигнала ТВЭ.

41

Авторский вклад

Каминский В. В. – постановка задачи и руководство работой.

Соловьев С. М. – измерения термовольтаического эффекта.

Шаренкова Н. В. – рентгеноструктурный анализ изготовленных образцов.

Казанин М. М. – электрические измерения.

Судак Н. М., Залдастанишвили М. И. – изготовление образцов.

Authors' contribution

Vladimir V. Kaminsky, statement of the problem and management of work.

Sergey M. Soloviev, measurements of the thermovoltaic effect.

Natalia V. Sharenkova, X-ray diffraction analysis of manufactured samples.

Mikhail M. Kazanin, electrical measurements.

Nikolay M. Sudak, Merab I. Zaldastanishvili, production of samples.

Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range

Список литературы

1. Каминский В. В., Соловьев С. М. Возникновение электродвижущей силы при изменении валентности ионов самария в процессе фазового перехода в монокристаллах SmS // Физика твердого тела. 2001. Т. 43, вып. 3. С. 423–426. URL: http://www.ioffe.rssi.ru/journals /ftt/2001/03/p423-426.pdf (дата обращения 15.12.2019)

2. Грошев И., Полухин И. Сульфид самария и новейшие разработки на его основе // Компоненты и технологии. 2014. № 8. С. 150–157. URL: https://www.kit-e.ru /articles/device/2014_8_150.php (дата обращения 19.12.2019)

3. Особенности получения тонких пленок для термопреобразователей на основе SmS / В. И. Стрелов, Е. Б. Баскаков, Ю. Н. Бендрышев, В. М. Каневский // Кристаллография. 2019. Т. 64, № 2. С. 281–284. doi: 10.1134/S0023476119020292

4. Гетероструктура SmS/SiC и термовольтаический эффект в ней / В. В. Каминский, А. О. Лебедев, С. М. Соловьев, Н. В. Шаренкова // ЖТФ. 2019. Т. 89, вып. 2. С. 212–213. doi: 10.21883/JTF.2019.02.47072.225-18

5. Калинин Ю. Е., Чуйко А. Г., Новиков Е. Г. Перспективы развития термоэлектрических и термовольтаических материалов // Альтернативная энергетика и экология (ISJAEE). 2015. № 3. С. 28–39. URL: https://www.isjaee.com/jour/article/view/12 (дата обращения 19.12.2019)

6. Development of a physical model of thermovoltaic effects in the thin films of zinc oxide doped with transition metals / I. Pronin, N. Yakushova, I. Averin, A. Karmanov, V. Moshnikov, D. Dimitrov // Coatings. 2018. Vol. 8, № 12. P. 433(1–12). doi: 10.3390/coatings8120433

7. Термовольтаический эффект в оксиде цинка, неоднородно легированном примесями с переменной валентностью / И. А. Пронин, И. А. Аверин, А. С. Божинова, А. Ц. Георгиева, Д. Ц. Димитров, А. А. Карманов, В. А. Мошников, К. И. Папазова, Е. И. Теруков, Н. Д. Якушова // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 19. С. 22–28. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/42354 (дата обращения 15.12.2019)

 Новый тип газовых сенсоров на основе термовольтаического эффекта в оксиде цинка, неоднородно легированном примесями переменной валентности / И. А. Пронин, Н. Д. Якушова, Д. Ц. Димитров, Л. К. Крастева, К. И. Папазова, А. А. Карманов, И. А. Аверин, А. Ц. Георгиева, В. А. Мошников, Е. И. Теруков // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, № 18. С. 11–16. URL: https://journals.ioffe.ru /articles/viewPDF/45028 (дата обращения 15.12.2019)

9. Тепловольтаический эффект *p*Si-*n*(Si₂)_{1-*x*}(ZnS)_{*x*} структур / Н. С. Саидов, А. С. Саидов, Ш. Н. Усмонов, К. А. Амонов // Гелиотехника. 2009. № 4. С. 102–104. URL: http://geliotekhnika.uz/ru/articles/572 (дата обращения 15.12.2019)

10. Саидов А. С., Лейдерман А. Ю., Каршиев А. Б. Термовольтаический эффект в варизонном твердом растворе $Si_{1-x}Ge_x$ (0 $\le x \le 1$) // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, вып. 14. С. 21–27. URL: http://journals.ioffe.ru/articles/ viewPDF/43410 (дата обращения 15.12.2019).

11. Термовольтаические синергетические эффекты самоорганизации примесей и дефектов в полупроводниках типа А^ШВ^V / А. Ю. Лейдерман, У. Х. Рахмонов, А. С. Саидов, М. М. Хашаев // Альтернативная энергетика и экология. 2015. № 7. С. 55–69. doi: 10.15518 /isjaee.2015.07.004

12. Каминский В. В., Голубков А. В., Васильев Л. Н. Дефектные ионы самария и эффект генерации электродвижущей силы в SmS // Физика твердого тела. 2002. Т. 44, вып. 8. С. 1501–1505. URL: http://journals.ioffe.ru /articles/viewPDF/39644 (дата обращения 15.12.2019)

13. Hickey C. F., Gibson U. J. SmS phase transition in thin films prepared by reactive evaporation // Phase Transitions: A Multinational J. 1989. Vol. 14, iss. 1–4. P. 187–199. doi: 10.1080/01411598908208095

14. Chemistry and Technology of Samarium Monosulfide / O. V. Andreev, V. V. Ivanov, A. V. Gorshkov, P. V. Miodushevskiy, P. O. Andreev // Eurasian Chemico-Technological J. 2016. Vol. 18, № 1. P. 55–65. doi: 10.18321/ectj396

15. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 658 с.

16. Миодушевский П. В., Андреев П. О., Высоких А. С. Фазовый состав поверхностного слоя образцов моносульфида самария // Вестн. Омск. ун-та. 2011. № 4. С. 122–126.

Информация об авторах

Каминский Владимир Васильевич – доктор технических наук (1991), главный науч. сотрудник, заведующий лабораторией ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Лауреат Государственной премии Республики Саха (Якутия) им. Г. И. Чиряева в области науки и техники (2018). Автор более 260 научных работ. Сфера научных интересов – теория физики твердого тела; химия и технология редкоземельных полупроводниковых соединений.

Соловьев Сергей Михайлович – кандидат физико-математических наук (2007), старший научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Автор 50 научных работ. Сфера научных интересов – физика редкоземельных полупроводников и технология напыления пленок.

Адрес: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия E-mail: serge.soloviev@mail.ioffe.ru

https://orcid.org/0000-0002-5206-1732

Шаренкова Наталия Викторовна – кандидат физико-математических наук (2010), старший научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Автор 78 научных работ. Сфера научных интересов – физика редкозе-

42 Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range мельных полупроводников; рентгеноструктурный анализ.

Адрес: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

E-mail: natasha.sharenkova@mail.ioffe.ru https://orcid.org/0000-0001-6471-6233

Казанин Михаил Михайлович – кандидат физико-математических наук (1988), старший научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Автор 110 научных работ. Сфера научных интересов – физика редкоземельных полупроводников.

Адрес: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия E-mail: Kazanin45@mail.ioffe.ru

https://orcid.org/0000-0001-5309-8476

Судак Николай Максимович – заместитель директора института СФТИ (г. Сухум), гл. конструктор ООО "ЭРА-СФТИ", нач. конструкторского бюро. Окончил Днепропетровский инженерно-строительный институт по специальности "инженер-механик" (1954). Автор более 40 научных работ. Сфера научных интересов – прямое преобразование тепловой энергии в электрическую.

Адрес: ООО "ЭРА-СФТИ", пос. Агудзера, 384964, республика Абхазия

E-mail: sfti-sudak@mail.ru

Залдастанишвили Мераб Иванович – заместитель начальника лаборатории термоэлектрического материаловедения, ООО "ЭРА-СФТИ". Окончил Грузинский политехнический институт (ГПИ) по специальности "инженер-металлург" (1962). Автор 40 научных статей. Сфера научных интересов – разработка технологий горячего вакуумного прессования низко-, средне- и высокотемпературных термоэлектрических сплавов; термоэлектрическое приборостроение.

Адрес: ООО "ЭРА-СФТИ", пос. Агудзера, 384964, республика Абхазия E-mail: nano-it@mail.ru

References

1. Kaminskii V. V., Solov'ev S. M. The Emergence of an Electromotive Force with a Change in the Valency of Samarium Ions During the Phase Transition in SmS Single Crystals. Semiconductors/Physics of the Solid State. 2001, vol. 43, iss. 3, pp. 423–426. Available at: http://www.ioffe.rssi.ru/journals/ftt/2001/03/p423-426.pdf (accessed 15.12.2019) (In Russ.)

2. Groshev I., Polukhin I. Samarium Sulfide and the Latest Developments on its Basis. Components & Technologies. 2014, no. 8, pp. 150–157. Available at: https://www.kit-e.ru/articles/device/2014_8_150.php (accessed 19.12.2019) (In Russ.)

3. Strelov V. I., Baskakov E. B., Bendryshev Yu. N., Kanevskii V. M. Features of Obtaining Thin Films for Thermal Converters Based on SmS. *Kristallografiya* [Crystallography]. 2019, vol. 64, no. 2, pp. 281–284. doi: 10.1134/S0023476119020292 (In Russ.)

4. Kaminskii V. V., Lebedev A. O., Solov'ev S. M., Sharenkova N. V. SmS/SiC Heterostructure and Its Associated Thermovoltaic Effect. Technical Physics. 2019, vol. 64, iss. 2, pp. 181–182. doi: 10.1134/S1063784219020075

5. Kalinin Yu. E., Chuiko A. G., Novikov E. G. Prospects of Development of Thermoelectric and Thermovoltaic Materials. Alternative Energy and Ecology (ISJAEE). 2015, no. 3, pp. 28–39. Available at: https://www.isjaee.com/jour/article/view/12 (accessed 19.12.2019) (In Russ.)

6. Pronin I., Yakushova N., Averin I., Karmanov A., Moshnikov V., Dimitrov D. Development of a Physical Model of Thermovoltaic Effects in the Thin Films of Zinc Oxide Doped with Transition Metals. Coatings. 2018, vol. 8, no. 12, pp. 433(1–12). doi: 10.3390/coatings8120433 7. Pronin I. A., Averin I. A., Bozhinova A. S., Georgieva A. Ts., Dimitrov D. Ts., Karmanov A. A., Moshnikov V. A., Papazova K. I., Terukov E. I., Yakushova N. D. Thermovoltaic Effect in Zinc Oxide Inhomogeneously Doped with Variable Valence Impurities. *Pis'ma v ZhTF* [Letters to the Journal of Technical Physics]. 2015, vol. 41, iss. 19, pp. 22–28. Available at: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/42354 (accessed 15.12.2019) (In Russ.)

8. Pronin I. A., Yakushova N. D., Dimitrov D. Ts., Krasteva L. K., Papazova K. I., Karmanov A. A., Averin I. A., Georgieva A. Ts., Moshnikov V. A., Terukov E. I. A New Type of Gas Sensors Based on the Thermovoltaic Effect in Zinc Oxide Inhomogeneously Doped with Variable Valence Impurities. *Pis'ma v ZhTF* [Letters to the Journal of Technical Physics]. 2017, vol. 43, iss. 18, pp. 11–16. doi: 10.21883/PJTF.2017.18.45028.16754 (In Russ.)

9. Saidov N. S., Saidov A. S., Usmonov Sh. N., Amonov K. A. Thermovoltaic Effect of *p*Si–*n*(Si₂)_{1-x}(ZnS)_x Structures. Geliotekhnika. 2009, no. 4, pp. 102–104. Available at: http://geliotekhnika.uz/ru/articles/572 (accessed 15.12.2019) (In Russ.)

10. Saidov A. S., Leiderman A. Yu., Karshiev A. B. Thermovoltaic Effect in a Graded-Gap Solid Solution $Si_{1-x}Ge_x$ ($0 \le x \le 1$). *Pis'ma v ZhTF* [Letters to the Journal of Technical Physics]. 2016, vol. 42, iss. 14, pp. 21–27. Available at: http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/43410 (accessed 15.12.2019) (ln Russ.)

11. Leyderman A. Yu., Saidov A. S., Khashaev M. M., Rahmonov U. K. Thermovoltaic Synergetic Effects of Self-Organization of Impurities and Defects in Semiconductors of Type AIIIBV. Alternative Energy and Ecology (ISJAEE). 2015, no. 7, pp. 55–69. doi: 10.15518/isjaee.2015.07.004 (In Russ.)

Исследования термовольтаического эффекта в полупроводниках в среднетемпературном интервале 43 Studies of the Thermovoltaic Effect in Semiconductors in the Medium Temperature Range 43 12. Kaminskii V. V., Golubkov A. V., Vasil'ev L. N. Defective Samarium Ions and the Effect of the Generation of an Electromotive Force in SmS. Semiconductors/Physics of the Solid State. 2002, vol. 44, iss. 8, pp. 1501–1505. Available at: http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/39644 (accessed 15.12.2019) (In Russ.)

13. Hickey C. F., Gibson U. J. SmS Phase Transition in Thin Films Prepared by Reactive Evaporation. Phase Transitions: A Multinational Journal. 1989, vol. 14, iss. 1–4, pp. 187–199. doi: 10.1080/01411598908208095 14. Andreev O. V., Ivanov V. V., Gorshkov A. V., Miodushevskiy P. V., Andreev P. O. Chemistry and Technology of Samarium Monosulfide. Eurasian Chemico-Technological Journal. 2016, vol. 18, no. 1, pp. 55–65. doi: 10.18321/ectj396

15. Mott N. F., Davis E. A. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Moscow, *Mir*, 1982, 658 p. (In Russ.)

16. Miodushevskii P. V., Andreev P. O., Vysokikh A. S. Phase Composition of the Surface Layer of Samarium Monosulfide Samples. Herald of Omsk University, 2011, no. 4, pp. 122–126. (In Russ.)

Information about the authors

Vladimir V. Kaminsky, Dr. Sci. (Eng.) (1991), Chief Researcher in Ioffe Institute. Laureate of the State Prize of the Republic of Sakha (Yakutia) n. a. G. I. Chiryaev in the field of science and technology (2018). The author of more than 260 scientific publications. Area of expertise: solid state physics theory; chemistry and technology of rare-earth semiconductor compounds.

Sergey M. Soloviev, Cand. Sci. (Phys.-Math.) (2007), Senior Researcher in Ioffe Institute. The author of 50 scientific publications. Area of expertise: rare earth semiconductor physics and film deposition technology.

Address: Ioffe Institute, 26 Politekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russia

E-mail: serge.soloviev@mail.ioffe.ru

https://orcid.org/0000-0002-5206-1732

Natalia V. Sharenkova, Cand. Sci. (Phys.-Math.) (2010), Senior Researcher in Ioffe Institute. The author of 78 scientific publications. Area of expertise: rare earth semiconductor physics; X-ray analysis.

Address: Ioffe Institute, 26 Politekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russia

E-mail: natasha.sharenkova@mail.ioffe.ru

https://orcid.org/0000-0001-6471-6233

Mikhail M. Kazanin, Cand. Sci. (Phys.-Math.) (1988), Senior Researcher in Ioffe Institute. The author of 110 scientific publications. Area of expertise: rare earth semiconductor physics.

Address: Ioffe Institute, 26 Politekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russia

E-mail: Kazanin45@mail.ioffe.ru

https://orcid.org/0000-0001-5309-8476

Nikolay M. Sudak, Deputy Director in Sukhumi Institute of Physics and Technology. chief designer in LLC "ERA-SFTI", Abkhazia. The author of more than 40 scientific publications. Area of expertise: direct conversion of thermal energy into electrical energy.

Address: LLC "ERA-SFTI", Gulripsh Districts Agudzera 384964, Republic of Abkhazia

E-mail: sfti-sudak@mail.ru

Merab I. Zaldastanishvili, Deputy Head of the Laboratory of Thermoelectric Materials Science in LLC "ERA-SFTI", Abkhazia. The author of more than 40 scientific publications. Area of expertise: development of technologies for hot vacuum pressing of low-, medium- and high-temperature thermoelectric alloys; thermoelectric instrument making.

Address: LLC "ERA-SFTI", Gulripsh Districts Agudzera 384964, Republic of Abkhazia E-mail: nano-it@mail.ru

Quantum, Solid-State, Plasma and Vacuum Electronics

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-45-54

Review article

Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics

Andrey A. Stashkevich[⊠]

Institut Galilee, Université Sorbonne Paris Cité, Villetaneuse, France

[™] stachkevitch@univ-paris13.fr

Abstract

Introduction. The advent of spin oriented electronics, or spintronics, in the late 1980ies has not only revolutionised the very idea of contemporary electronics but has also brought about a major technological breakthrough in the field of information storage and processing. Further progress is associated with the rapidly emerging field of spinorbitronics seeking to put to maximum use the SOC (Spin-Orbit Coupling) related phenomena.

Aim. The purpose of this review paper is to outline the major trends in the dynamically developing field of spinorbitronics in the context of evolution of the mainstream spintronics. SOC related effects open up the possibility of creation of a new generation of energy saving devices, a key challenge in electronics in general.

Materials and methods. A special effort has been undertaken to make the article appealing to the general reader, especially to specialists in the field of radioelectronics and data processing. To this end, in the description of the complex physics underlying magnetic interactions preference is given to simple term "naïve" interpretations.

Results. Apart from the analysis of the fundamental features peculiar to the interfaces between ultrathin films of ferromagnetic and heavy metals and related to strong SOC, we discuss specific configurations especially promising for application-oriented research. Among others, these include spin torque microwave (1...50 GHz) oscillators, fast domain walls in racetrack memory and especially magnetic skyrmions.

Conclusion. Publication of this paper will facilitate creative interaction between the fundamental and applied research, thus contributing to the development of novel high-performance spintronic devices.

Keywords: spintronics, spinorbitronics, skyrmion, Spin-Orbit Coupling, spin currents, magnetic memory

For citation: Stashkevich A. A. Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 45–54. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-45-54

Conflict of interest. Authors declare no conflict of interest.

Submitted 12.09.2019; accepted 29.10.2019; published online 30.12.2019

Introduction. The discovery of the existence of intrinsic angular momentum inferred from the Stern-Gerlach experiment and the introduction of the theoretical concept of electron spin by S. Goudsmit and G. Uhlenbeck in the mid-1920s had revolutionized the philosophy of the contemporary physics. It has become a fundamental cornerstone in the understanding of the atomic structure in its innumerable incarnations. At the same time, for over 60 years not a single attempt has been undertaken to make use of this useful electron property in any branch of applied physics or engineering. Most surprisingly, the electronics, that has completely transformed our world in the second half of the

20ieth century, comprising the physics, engineering, technology and applications that deal with the emission, flow and control of electrons and widely used in information processing, telecommunication, and signal processing did not show any interest in this seemingly valuable additional "degree of freedom".

Spin-polarised currents. Conventional spintronics. Characteristically, the influence of the spin on the mobility of the electrons and hence on conductivity in ferromagnetic (FM) metals, predicted by Nevill Mott as early as the mid 30ies [1] passed practically unnoticed. Experimentally it was confirmed more than thirty years later [2–4]. It took

© Stashkevich A. A., 2019



another two decades to appreciate its practical importance that came with the discovery of Giant Magnetic Resistance (GMR) towards the end of the 1980s first in France by the team of Professor Albert Fert [5] and a bit later in Germany by the team of Professor P. Grünberg [6]. Not only has this outstanding scientific achievement made jointly Albert Fert and Peter Grünberg Nobel laurates in 2007 "for the discovery of Giant Magnetoresistance", but opened the door for a completely new development in electronics, spintronics, that has completely reshaped techniques for scanning data on hard disks. The application to the read heads of hard discs which appeared in 1997 has led rapidly to a colossal increase of the density of information stored in discs (from 1 Gbit/in² to over 1 Tbit/in² today). It should be stressed that no spintronic effect is realisable without circulation of spin-polarised current, in contrast to mainstream electronics in which the spin of the electron is ignored. Thus, at the core of the effect of GMR is a pronounced dependence of electric resistance on the spin polarity of the electron flow.

In solid state physics the exchange interaction is a fundamental microscopic quantum mechanical effect that favours electrons with parallel spins if the exchange constant is positive; this is a primary cause of ferromagnetism. Exchange coupling explains the existence of spontaneously magnetised zones referred to as magnetic domains in the absence of any magnetic field. If the constant is negative, the interaction favours electrons with antiparallel spins, potentially causing antiferromagnetism.

Spin-polarised current is instrumental in another interesting spintronic phenomenon highly useful in forming GMR related nanometric ferromagnetic structures, namely the interlayer RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida) exchange coupling between two thin layers of magnetic materials separated by a non-magnetic spacer such as Fe/Cr/Fe or Fe/Au/Fe, for example [7]. GMR was actually discovered when the exchange coupling strength and its sign was found to oscillate between ferromagnetic and antiferromagnetic as a function of the thickness of the non-magnetic metallic spacer inserted between the two ferromagnetic layers. Each ferromagnetic film is naturally magnetised via classical exchange coupling (intra-layer coupling) characterised by the so called macro-spin (collective magnetic moment of all atoms), while the mutual orientation of the two

macro-spins is imposed by the inter-layer RKKY. The sign of the latter can be tuned to a desired value through an appropriate choice of the spacer thickness. Thus an antiparallel configuration of macro-spins in the FM layers can be achieved with the spacer thicknesses of about 1 nm. The antiparallel geometry is of more importance for applications and is often called artificial or synthetic antiferromagnet.

According to theoretical analysis at the microscopic level [8, 9], this interlayer coupling takes place due to mobile conduction electrons playing the role of spin information carriers "informing" nuclear magnetic moments on localized inner d-shell electron spins in one FM layer on the state of magnetization in the other one. In other words, a conduction electron spin-polarised by one of the FM layers must keep its polarisation state while travelling through the spacer in the form of spin polarised current. A key criterion for choosing the right spacer is the necessity of conserving spin orientation while passing across the whole bulk of the spacer, whose thickness is typically on the order of 0.5...2 nm which excludes metals with intrinsic spin diffusion length under 1 nm. On the other hand, to minimise the number of spin – flip scattering events destroying the transport of spin due to poor film quality and numerous structural defects as a result, sophisticated film growing technologies were required which have become available in the mideighties, with the development of techniques like the Molecular Beam Epitaxy.

If one replaces a metallic spacer with an insulator one spin transfer from one FM metal layer to the other can only be implemented via electron tunnelling in which case occurs another important phenomenon in spintronics referred to as Tunnelling Magnetoresistance (TMR). The FM bilayer structures with an insulator spacer are called correspondingly Magnetic Tunnel Junctions (MTJ).

As in the case of the GMR read heads the film quality is of utmost importance. Some early observations of TMR effects in Fe-Ge-Co junctions, small and at low temperature, had been already reported by M. Jullière [10] in 1975, but they were not easily reproducible. They could be reliably reproduced only 20 years later by the groups of Moodera and of Miyasaki on MTJ with a tunnel barrier of amorphous alumina [11, 12]. On a laboratory scale molecular beam epitaxy is considered more reliable, while on an industrial scale the film deposition can only be done by using faster



Fig. 1. Parallel and antiparallel configurations

and cheaper magnetron sputtering which is not impossible. The main idea, whatever the nature of the nonmagnetic spacer (metal or insulator), stays the same. It consists in taking advantage of a sizable difference in electric resistance between the antiparallel configuration $R_{\rm ap}$ and the parallel one $R_{\rm p}$ corresponding to the "1" and "0" bits of information (Fig. 1). The size of this effect is measured by the fractional change resistance, which in called the magnetoresistance ratio $A_{\text{TMR}} = \frac{R_{\text{ap}} - R_{\text{p}}}{R_{\text{p}}}$ Importantly, $R_{ap} > R_p$ and $A_{TMR} > 0$. The same

applies to the GMR
$$A_{\text{GMR}} = \frac{R_{\text{ap}} - R_{\text{p}}}{R_{\text{p}}}$$
. The MTJ

configuration opens up a possibility of creation of a new generation of magnetic memory called MRAM (Magnetic Random Access Memory) combining the short access time of the semiconductor-based RAM and the non-volatile character of the magnetic memories. From the point of view of these applications, MTJ has certain undeniable advantages over GMR. The main one consists in its much higher efficiency. While AGMR typically does not exceed 15–20 %, A_{TMR} has reached the values as high as 500 % [13]. In other words, $A_{\text{TMR}} \gg A_{\text{GMR}}$. The presence of an ultrathin insulator film makes the resistance of TMR elements considerably greater than in all-metal structures of GMR read heads and sensors which in certain cases simplifies the problem of impedance matching.

The ability of spin-polarized current of transferring spin angular momentum should not be overlooked either. The most important aspect of spin transfer experiments is the fact that they allow manipulating the magnetic moment of а ferromagnetic body without applying any magnetic field but only by means spin-polarised electric currents potentially leading to creation of a new generation of energy saving devices. It should be stressed that conventional control of magnetisation

requires incorporation of numerous coils into the system to generate local magnetic fields to allow manipulations with specific domains which is unacceptably energy consuming.

In particular, the spin transfer via spin-polarised currents can lead to generation of magnetic torques acting on local magnetisation. This means that the state of magnetisation in memory elements can be effectively controlled electrically through the Spin-Transfer Torque (STT) exerted by spin currents. Moreover, under certain conditions generation of microwave spin-wave oscillations can be realised. Magnetic dynamics in FM materials is described by the Landau–Lifshitz–Gilbert equation [14]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} \right) + \frac{\alpha}{M_0} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) + \frac{\beta}{M_0^2} \left[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{s}) \right], \qquad (1)$$

where **M** is the current value of the dynamic magnetization ; γ is the gyromagnetic ratio; \mathbf{H}_{ef} is the effective field including the external bias field, the dipolar magnetic field, and the Oersted field of the current; α is the Gilbert damping parameter; β is the strength of the spin transfer torque proportional to the spin current density; M_0 is the saturation magnetization; and \mathbf{s} is a unit vector in the direction of the spin-current polarization.

Actually, its structure describes the behaviour of a damped harmonic oscillator, which takes into account the vector features of magnetisation. Thus, the first principal term on the right-hand side (RHS) corresponds to the restoring force, rather a restoring torque, in classical mechanics determining the eigenfrequencies of eigen-oscillations in the case of lowamplitude quasi-linear magnetic dynamics. At the same time, the cross vector product appearing in this term predetermines circular polarizations of the eignmodes, imposing precessional temporal thus evolution of the dynamic magnetisation, just as in the case of ferrite based microwave devices. The second term on the RHS (the Gilbert term) describes damping (Joule heating in mechanics and electric circuits) realised as microwave losses. The effect of spin-polarized electric currents on magnetisation dynamics described by the Slonczewski's torque term (third term on the RHS) is also included into (1).

The Slonczewski's term, describing external STT pumping through spin-polarised currents, is often



vs Slonczewski Spin Transfer Torque

referred to as the "damping-like" torque. This means that there exist a specific orientation and a critical threshold intensity of the spin polarised current that can cancel the term describing the conventional Gilbert damping. Moreover, if this threshold level is exceeded, the sign of the effective Gilbert term is reversed and attenuation is replaced by amplification (Fig. 2) which was predicted theoretically in 1996 independently by John Slonczewski [15] and Luc Berger [16] and confirmed experimentally two years later [17]. In Fig. 2 Conventional Damping Torque (CDT) is represented by the red vector pointing towards H_{ef} while the Slonczewski STT (Spin Transfer Torque) is given by the bleu term pointing in the opposite direction. If CDT > STT, conventional damping is predominant and the angle of precession of M decreases, i. e. M tends towards \mathbf{H}_{ef} which is parallel to the direction of the equilibrium magnetization in the free layer defined by a unit vector \mathbf{m}_f . In the case CDT = STT, no damping occurs at all, since STT is entirely compensates CDT. Finally, the condition CDT < STT corresponds to amplification of the precession which can lead to generation of microwave oscillations. This opened up a possibility of creating a unique class of nano-size oscillators in the microwave range based on generation of magnetostatic modes also known as spin-wave modes (SW) in ferromagnetic nanodot resonators. Considerable research effort has proven realizability of such devices. Typically resonance frequencies of spin transfer nano oscillators (STNO) varies from 1 to 10 GHz. Spin polarised current also exerts a "field-like" torque $T_{FL} \propto \beta(M \times s)$. This torque results in a spin current-dependent frequency shift. Thus, the authors of [18] have directly verified experimentally potential double tunability of STNO demonstrating "fine" tuning of the precession frequency over a range of several gigahertz by varying the applied current and "gross" tuning with varying applied field from below 5 to above 40 GHz. At the same time, S. Bonetti et al. [19] reported a frequency as high as 46 GHz for high magnetic fields applied normally to the film plane. The dot resonator size as a rule is around 100 nm.

Importantly, (1) is a universal relation describing any type of magnetic dynamics, not only the case of low-amplitude spin waves. For example, the STT may be strong enough to produce magnetisation reversal to write data bits in computing [20, 21]. However, even in this case the transition from the "up" state to the "down" state takes place along a helicoidal trajectory imposed by the symmetry of the cross product in the first term on the RHS.

The concept of racetrack memory proposed in the seminal paper by the team Stuart S. P. Parkin from the IBM Almaden Research Center, San Jose [22] has become another milestone in the history of spintronics. Ultra-fast manipulating magnetic domains with spin-polarised current is an extremely appealing prospect for magnetic memory and logic with the high performance and reliability of conventional solid-state memory but at the low cost of conventional magnetic disk drive storage. The racetrack memory comprises an array of magnetic nanowires arranged horizontally or vertically on a silicon chip (Fig. 3), a step toward three-dimensional microelectronic devices [23].

The performance of such devices is completely dependent on the maximum DW velocity and so the



Fig. 3. Racetrack memory, a step toward three-dimensional microelectronic devices

Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics

main question that arises is what can be done to improve this critical parameter. The answer lies in application of a wide range of effects related to Spin-Orbit Coupling (SOC).

Spin-Orbit Coupling and its impact on magnetic systems. The spin-orbit interaction (SOI), also referred to as spin-orbit effect or SOC is a relativistic interaction that can be regarded as a form of effective magnetic field "seen" by the spin of the electron in its rest frame when it is moving in an external electric field typically that induced by the atomic nuclei. In other words, the electron's intrinsic spin magnetic moment is coupled to its atomic orbital magnetic moment, which leads to a number of interesting physical effects, such as shifts in electron's atomic energy levels known since the late 1920s.

The issue of SOC related phenomena had been revisited in the second half of the 20th century, which has led to discovery of numerous original effects whose outstanding potential for information processing was realised with a considerable delay in the 1990s with the advent of spintronics. We will dwell on three of them, namely the Spin Hall Effect (SHE), Rashba Effect, and Dzyaloshinskii–Moriya Interaction (DMI), because they seem especially promising in terms of specific applications.

Since stronger electric fields are revealed in heavier atoms, it is generally considered that the SOC intensifies in the elements at the bottom of the periodic table including heavy metals, making them especially attractive for SOC related applications.

The Spin Hall effect is a transport phenomenon in which a conventional electric current in its bulk, i. e. a flow of moving charges, is transformed into a spin current, i. e. moving spins without charge flow. It was predicted by Russian physicists Mikhail I. Dyakonov and Vladimir I. Perel as early as in 1971 [24, 25]. The term "Spin Hall Effect" was introduced much later in 1999 [26]. A clear, although somewhat naïve mechanistic analogy with a tennis ball deviating from its straight path in air in a direction depending on the direction of rotation, gives a very vivid idea of what is happening.

In a solid at the microscopic level, the deviation of conduction electrons is supposed to occur, either due to spin-dependent Mott scattering by impurities (extrinsic mechanism) or due to spin-orbit interaction as a consequence of the asymmetries in the material (intrinsic mechanism).

Both the extrinsic and the intrinsic mechanisms lead to an accumulation of spins of opposite signs on

Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics

opposing lateral boundaries. In other words, a conventional charge current along the lateral direction generates a spin current in a perpendicular transverse direction leading to the above-mentioned spin accumulation. In the planar geometry, which is most practical from all points of view, this means that the conventional in-plane charge current flowing in a conducting film with strong SOC, typically a HM one, will generate an out-of-plane spin current in the vertical direction which will lead to spin accumulation on both surfaces of the HM film. The inverse SHE consists in generation of conventional charge current by a spin current in a direction perpendicular to its flow.

Unpolarised conventional charge curent J_c injected horizontally into a non magnetic material (typically a heavy metal) engenders a spin current J_s in the vertical direction. The "up" spins (red arrows) are accumulated at the NM/FM interface and are typically injected into a FM layer genering SOT within this film.

In terms of applications this HM film can be utilised as a spin current generator for more complex systems. The classical application of this approach is illustrated in Fig. 4. At the first stage, the in-plane charge current is driven in a non-magnetic HM film by an external source. Due to strong SOC it generates an out-of-plane vertical spin current that is injected into the upper FM film. The spin current thus generated and pumped into the FM film will exert a torque, referred to as Spin-Orbit Torque (SOT), on the magnetic moments in this film, similarly to the Slonczewski STT by the spinpolarised current considered previously. It should be stressed that the existence a spin current does not necessarily imply a flow of charge carrying particles which opens up the prospects for creation of devices with reduced power consumption.

Although actual thicknesses of the HM are typically small, being on the order of several nanometres (e.g.



Fig. 4. Spin Hall Effect

Pt (3 nm) in [27], Pt (2 nm) in [28] and W (3 nm) in [29]) which corresponds to 5–10 atomic monolayers (ML), the contribution of the bulk of the film is preponderant contrary to the interfacial nature of the other two SOC-related effects considered below.

Rashba Effect (also called Bychkov–Rashba effect). Typically, SOC effects are much stronger in low symmetry systems in reduced dimensions. Inversion symmetry is broken at interfaces, and the resultant electric field couples to the spin of itinerant electrons. This phenomenon is known as the Rashba effect.

In simple terms, somewhat naïvely, the physics of the Rashba effect boils down to the following. It can be considered as a particular case of the SOI accompanying the movement of electrons in an electric field. The conventional SOI implies fast revolution of electrons around a nucleus in its strong electric field. In the Rashba case (Fig. 5), the strong electric field is a direct result of inversion symmetry breaking at the interface, typically planar, of two different materials in the perpendicular "z" direction. Due to relativistic corrections an electron moving along the "x" axis with velocity v in the electric field E will experience in its rest frame an effective magnetic field B along "y" proportional both to v and E, thus causing precession of the electron spin in the "yz" plane. This means that an external electrical voltage applied to the interface can alter the Rashba coupling strength which can be used for creation of the so-called "spin transistor" [30], although the principle of its functioning is closer to that of the electro-optic light modulator. The basic idea of this device is to rotate the spin of the injected carriers as they travel down a low-dimensional channel, connecting two ferromagnetic reservoirs (source and drain). Ideally, in the absence of the electric field, the electric spins in the vicinity of the source and of the drain are parallel, while in its presence by adjusting the gate voltage the angle of spin rotation on its trajectory from the source to the drain can be made equal to 180°. In other words, the initial and the final polarisations are anti-parallel. In optics this corresponds to the configuration of two parallel polarisers and an electro-optic modulator placed between them. In the "no-voltage" case the system is perfectly transparent for linearly polarised light. On the contrary, an appropriate choice of the voltage will lead to a 90° rotation of the polarisation and the light will be blocked by the second polariser.

In terms of solid state physics, the presence of the Rashba SOC at the interface corresponds to the



Fig. 5. Spin locking of charge current J_c via Rashba SOI

following additional term in the Hamiltonian in the form of a mixed product of the electron momentum **p**, its spin polarisation σ and a unit vector along "z"

$$H_R = \alpha \left[\left(\mathbf{\sigma} \times \mathbf{p} \right) \mathbf{u}_z \right], \tag{2}$$

where the coefficient α scales as the interface electric field *E*. The Rashba term shifts the energy balance thus favouring the in-plane orientation of electron spins as shown in Fig. 5. This phenomenon is also called the spin momentum locking. In other words a Rashba interface can be regarded as a source of spin current which leads to spin diffusion into the FM layer. Contrary to the volume nature of SHE spincurrent generation the Rashba SOC mechanisms are of purely surface configuration.

Moreover, the Rashba surface effect is at the origin of other SOC related phenomena including the interface Dzyaloshinskii–Moriya interaction (iDMI).

Interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction (iDMI). The classical exchange interaction directly linking adjacent magnetic atoms on the microscopic quantum level is responsible for the most spectacular manifestation of the ferromagnetic ordering: the domain structure. For several decades, it was universally accepted that the exchange interactions are satisfactorily described by the isotropic Heisenberg's model favouring parallel orientation of adjacent spin which was proposed in the late 1920ies. However, thirty years later this fundamental item had been revisited and it was shown that in lowsymmetry systems lacking an inversion centre an anti-symmetric term accounting for the so-called Dzyaloshinskii-Moriya [31, 32] interaction (DMI) favouring the perpendicular configuration of neighbouring spins has to be added.

A bilayer composed of a heavy metal (HM) and a ferromagnetic metal (FM) seems to be exceptionally promising. In this structure the high SOC efficiency is ensured by the presence of a heavy metal while an interface provides the required symmetry reduction, as first suggested by A. Fert [33]. As a result, the DMI is localized in the close vicinity of the HM/FM interface and thus is known as interfacial DMI (iDMI). In this case, an "elementary iDMI cell", referred to as Fert's triangle in this paper, is seen as a triangle comprised of two magnetic atoms on the FM side linked to each other via a "SOC-carrying" atom on the HM side by means of the s-d exchange mechanism. It should be stressed that like the Rashba effect iDMI is a purely interfacial phenomenon and its role is negligible unless the thickness of the FM is very small, typically on the order of 1 nm.

In terms of the wave science the iDMI term corresponds to an introduction of linear dispersion, producing a nonreciprocity in the propagation of spin waves in a FM film. In other words, two counterpropagating SWs with the same wavenumber will have different frequencies which can be detected by means of Brillouin Light Scattering. This technique has proved so far to be the most direct and reliable for measurements of the effective value of the intrinsic iDMI constant [34, 35]. These measurements have confirmed the plausibility of Fert's theoretical model at least for metallic FM/HM bi-layers and have identified the most efficient combinations, namely cobalt and its alloys as a ferromagnet and platinum as a heavy metal [36, 37].

However, this description is no longer relevant at interfaces between a FM metal and a dielectric material, e. g. in the $FeCoB/TaO_x$ configuration [38]. In this case the origin of iDMI is normally ascribed to the Rashba mechanism. It was shown recently theoretically that if the Rashba term (2) is added to the Hamiltonian for electronic properties of the interface region between the ferromagnetic and nonmagnetic layers chirality is introduced into the behaviour of the electrons which engenders iDMI [39]. Since the Rashba effect scales as the effective electric field at the interface, intuitively it is clear that it will be most pronounced if the "contrast" between the two constituent materials is maximal which applies to a metal-isolator combination. Moreover, in [38] it was shown that the iDMI strength can be effectively controlled by an external electric field. This too points to the Rashba related mechanisms which are very sensitive to a gate voltage. This discovery verifying the possibility of effective control of the iDMI strength electrically is very important for potential applications.

Regarding the applications, iDMIs are instrumental in stabilisation of the inner structure of

the domain wall (DW) with a preferred chirality and can induce chiral structures such as skyrmions [40]. Chirality "engineering" is critically important for spinorbitronic mechanisms in high-speed DW dynamics. In ultrathin FM films, the DW spin arrangement of the Bloch type is favoured magnetostatically. However, in the Block DW configuration the damping-like torque exerted by the efficient SOT mechanisms is zero. High domain wall velocities therefore require a Néel-type domain wall. This can be obtained only in the presence of an interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction (IDMI) across the interface [40], which has been verified experimentally. Thus DW velocities exceeding 0.5 km/s have been observed in a 20 Å TaN/15 Å Pt/3 Å Co/7 Å Ni/1.5 Å Co/50 Å TaN multilayer [40]. Moreover, recently a current-driven domain wall motion with a speed of 1.3 km/s $Pt/Gd_{44}Co_{56}/TaO_x$ has been realised by an international team lead by Professor G. S. D. Beach from MIT [41].

Magnetic skyrmions can be described as local whirls of the spin configuration in a magnetic material (Fig. 6). Topologically they resemble magnetic cylindrical bubble domains which were intensively investigated fifty years ago with the aim of creation of non-volatile magnetic computer memory based on micrometric ferrite films using each bubble domain of micrometric size as one bit of data [42]. The fundamental difference between the bubble domains and skyrmions lies in the fact that the nanometric skyrmions can be stabilised in ultra-thin FM films (1...5 nm) only in the presence of the iDMI [43].

Due to this skyrmions can be extremely small and behave as particles that can be moved, created and annihilated, which makes them promising for applications in information storage and logic technologies. Until recently, skyrmions had been



Fig. 6. Neel type skyrmion, a fast ultra-small magnetic "particle" that can be moved, created and annihilated

observed only at low temperature and, in most cases, under large applied magnetic fields. An intense research effort has led to the identification of optimal multilayer structures in which skyrmions are stable at room temperature and can be manipulated by electrical currents. Thus in [44] skyrmions with a diameter of 130 nm are reported in a Pt/Co (1 nm)/MgO structure at room temperature. Smaller 50 nm skyrmions were observed in ultrathin (under 1 nm) Ir/Fe/Co/Pt multilayer stacks [45]. However, in the most recent paper a truly breakthrough result has been announced [41], namely skyrmions with a diameter approaching 10 nm. Another important parameter crucial for applications is the velocities of their motion. Until now, their experimentally observed values did not considerably exceed 100 m/s. The highest value of 120 m/s has been observed $\left[Pt(4.5 \text{ nm}) / CoFeB(0.7 \text{ nm}) / MgO(1.4 \text{ nm}) \right]_{15}$ in stacks [46].

The DWs velocities experimentally observed so far are appreciably greater than those of the skyrmions. At the same time, theoretically skyrmions can be as fast as the DWs they are comprised of. Thus our estimation of the potential performance of spinorbitronic information processing devices, without losing plausibility, will be based on the realizability of 10 nm skyrmions reaching speeds of around 1 km/s.

This corresponds to a bit rate of 10^{11} bit/s.

Conclusion. In this paper we have traced the evolution of spin oriented electronics, also known as spintronics, beginning from its belated but extremely dynamic start in late 1980ies that has brought about not only considerable progress in solid state physics but also a major technological breakthrough in the

field of information storage and processing. The latter was mainly due to the discovery of the effects of Giant Magnetoresistance and Tunnel Magnetoresistance rapid and subsequent development of highly efficient magnetic read heads of hard disk drives and memory cells in magnetoresistive random access memory. In terms of solid state physics, it is the concept of spin-polarised current that plays the decisive role in the description of the above mentioned phenomena. Moreover, the spin-polarised currents are capable of transferring magnetic torques which opens a possibility of creation of spin-torque nano-oscillators (typical size 100 nm) which can generate microwave signals in the frequency range from 1 to 50 GHz.

Realisation of the importance of the Spin-Orbit Coupling in spintronics and the related applications which occurred in early 2010s has become a new milestone in the development of spin oriented electronics referred to as spinorbitronics. It has triggered a new wave of breakthrough research seeking to put to maximum use the SOC related phenomena such as the Rashba effect, Spin Hall Effect and Dzyaloshinskii-Moriya interaction. On the one hand, this allows considerable amelioration of already existing devices, e.g. spin-torque nano-oscillators. On the other hand, novel purely spinorbitronic configurations have been proposed, ultra-fast domain walls for race-track memories and skyrmions being among the most promising. Skyrmions are very small (10 nm) and very fast (1 km/s) cylindrical magnetic bubble domains which can be used as one bit of data. They behave as particles that can be moved, created and annihilated, which makes them promising for applications in information storage and logic technologies.

REFERENCES

1. Mott N. F. The Electrical Conductivity of Transition Metals. Proc. Roy. Soc. A. 1936, vol. 153, iss. 880, pp. 699–717. doi: 10.1098/rspa.1936.0031

2. Fert A., Campbell I. A. Two-Current Conduction in Nickel. Phys. Rev. Lett. 1968, vol. 21, iss. 16, pp. 1190– 1192. doi: 10.1103/PhysRevLett.21.1190

3. Loegel B., Gautier F. Origine de la resistivite dans le cobalt et ses alliages dilues. J. Phys. Chem. Sol. 1971, vol. 32, iss. 12, pp. 2723–2735. doi: 10.1016/S0022-3697(71)80364-5

4. Fert A., Campbell I. A. Transport Properties of Ferromagnetic Transition Metals. J. de Physique. Colloque C 1. 1971, vol. 32, no. 2–3, pp. C1-46–C1-50.

5. Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. Phys. Rev. Lett. 1988, vol. 61, iss. 21, pp. 2472–2475. doi: 10.1103/PhysRevLett.61.2472

6. Binash G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange. Phys. Rev. B. 1989, vol. 39, iss. 7, pp. 4828–4830. doi: 10.1103/PhysRevB.39.4828

7. Grünberg P., Schreiber R., Young Y., Brodsky M. B., Sowers H. Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers. Phys. Rev. Lett. 1986, vol. 57, iss. 19, pp. 2442–2445. doi: 10.1103/PhysRevLett.57.2442

8. Bruno P., Chappert C. Oscillatory Coupling between Ferromagnetic Layers Separated by a Nonmagnetic Metal Spacer. Phys. Rev. Lett. 1991, vol. 67, iss. 12, pp. 1602–1605. doi: 10.1103/PhysRevLett.67.1602 9. Bruno P., Chappert C. Ruderman-Kittel Theory of Oscillatory Interlayer Exchange Coupling. Phys. Rev. B. 1992, vol. 46, iss. 1, pp. 261–270. doi: 10.1103/PhysRevB.46.261

10. Jullière M. Tunneling Between Ferromagnetic Films. Phys. Lett. A. 1975, vol. 54, iss. 3, pp. 225–226. doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7

11. Moodera J. S., Kinder L. R., Wong T. M., Meservey R. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. Phys. Rev. Lett. 1995, vol. 74, iss. 16, pp. 3273–3276. doi: 10.1103/PhysRevLett.74.3273

12. Miyazaki T., Tezuka N. Giant Magnetic Tunneling Effect in Fe/AlzO3/Fe Junction. J. of Magnetism and Magnetic Materials. 1995, vol. 139, iss. 3, pp. L231–L234. doi: 10.1016/0304-8853(95)90001-2

13. Lee Y. M., Hayakawa J., Ikeda S., Matsukura F., Ohno H. Effect of Electrode Composition on the Tunnel Magnetoresistance of Pseudo-Spin-Valve Magnetic Tunnel Junction with a MgO Tunnel Barrier. Appl. Phys. Lett. 2007, vol. 90, iss. 21, pp. 212507–212510. doi: 10.1063/1.2742576

14. Gurevich A. G., Melkov G. A. Magnetization Oscillations and Waves. Florida, CRC Press, 1996, 464 p.

15. Slonczewski J. C. Current-Driven Excitation of Magnetic Multilayers. J. of Magnetism and Magnetic Materials. 1996, vol. 159, iss. 1–2, pp. L1–L7. doi: 10.1016/0304-8853(96)00062-5

16. Berger L. Emission of Spin Waves by a Magnetic Multilayer Traversed by a Current. Phys. Rev. B. 1996, vol. 54, iss. 13, pp. 9353–9358. doi: 10.1103/PhysRevB.54.9353

17. Tsoi M., Jansen A. G. M., Bass J., Chiang W.-C., Seck M., Tsoi V., Wyder P. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current. Phys. Rev. Lett. 1998, vol. 80, iss. 19, pp. 4281–4284. doi: 10.1103/PhysRevLett.80.4281

18. Rippard W. H., Pufall M. R., Kaka S., Russek S. E., Silva T. J. Direct-Current Induced Dynamics in $Co_{90}Fe_{10}/Ni_{80}Fe_{20}$ Point Contacts. Phys. Rev. Lett. 2004, vol. 92, iss. 2, art. no. 027201. doi: 10.1103/PhysRevLett.92.027201

19. Bonetti S., Muduli P., Mancoff F., Åkerman J. Spin Torque Oscillator Frequency Versus Magnetic Field Angle: the Prospect of Operation Beyond 65 GHz. Appl. Phys. Lett. 2009, vol. 94, iss. 10, p. 102507. doi: 10.1063/1.3097238

20. Myers E. B., Ralph D. C., Katine J. A., Louie R. N., Buhrman R. A. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices. Science. 1999, vol. 285, iss. 5429, pp. 867–870. doi: 10.1126/science.285.5429.867

21. Katine J. A., Albert F. J., Buhrman R. A., Myers E. B., Ralph D. C. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars. Phys. Rev. Lett. 2000, vol. 84, iss. 14, pp. 3149–3152. doi: 10.1103/ PhysRevLett.84.3149

22. Parkin S. S. P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. Science. 2008, vol. 320, iss. 5873, pp. 190–194. doi: 10.1126/science.1145799 23. Lavrijsen R., Lee J.-H., Fernandez-Pacheco A., Petit D. C. M. C., Mansell R., Cowburn R. P. Magnetic Ratchet for Three-Dimensional Spintronic Memory and Logic. Nature. 2013, vol. 493, iss. 7434, pp. 647–650. doi: 10.1038/nature11733

24. Dyakonov M. I., Perel V. I. Possibility of Orientating Electron Spins with Current. JETP Lett. 1971, vol. 13, iss. 11, pp. 467–469.

25. Dyakonov M. I., Perel V. I. Current-Induced Spin Orientation of Electrons in Semiconductors. Phys. Lett. A. 1971, vol. 35, iss. 6, pp. 459–460. doi: 10.1016/0375-9601(71)90196-4

26. Hirsch J. E. Spin Hall Effect. Phys. Rev. Lett. 1999, vol. 83, iss. 9, pp. 1834–1837. doi: 10.1103/PhysRevLett.83.1834

27. Emori S., Bauer U., Sung-Min Ahn, Martinez E., Beach G. S. D. Current-Driven Dynamics of Chiral Ferromagnetic Domain Walls. Nature Materials. 2013, vol. 12, iss. 7, pp. 611–616. doi: 10.1038/nmat3675

28. Qiu Xuepeng, Narayanapillai K., Wu Yang, Deorani P., Yang Dong-Hyuk, Noh Woo-Suk, Park Jae-Hoon, Lee Kyung-Jin, Lee Hyun-Woo, Yang Hyunsoo. Spin–Orbit-Torque Engineering via Oxygen Manipulation. Nature Nanotechnology. 2015, vol. 10, iss. 4, pp. 333–338. doi: 10.1038/NNANO.2015.18

29. Kim Gyu Won, Samardak A. S., Kim Yong Jin, Cha In Ho, Ognev A. V., Sadovnikov A. V., Nikitov S. A., Kim Young Keun. Role of the Heavy Metal's Crystal Phase in Oscillations of Perpendicular Magnetic Anisotropy and the Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in W/Co-Fe-B/MgO Films. Physical Review Applied. 2018, vol. 9, iss. 6, art. no. 064005. doi: 10.1103/PhysRevApplied.9.064005

30. Datta S., Das B. Electronic Analog of the Electro-Optic Modulator. Appl. Phys. Lett. 1990, vol. 56, iss. 7, pp. 665–667. doi: 10.1063/1.102730

31. Dzyaloshinskii I. E. Thermodynamic Theory of "Weak" Ferromagnetism in Antiferromagnetic Substances. JETP. 1957, vol. 5, no. 6, p. 1259.

32. Moriya T. New Mechanism of Anisotropic Superexchange Interaction. Phys. Rev. Lett. 1960, vol. 4, iss. 5, pp. 228–230. doi: 10.1103/PhysRevLett.4.228

33. Fert A. Magnetic and Transport Properties of Metallic Multilayers. Materials Science Forum. 1990, vols. 59– 60, pp. 439–480. doi: 10.4028/www.scientific.net/MSF.59-60.439

34. Stashkevich A. A., Belmeguenai M., Roussigné Y., Cherif S. M., Kostylev M., Gabor M., Lacour D., Tiusan C., Hehn M. Experimental Study of Spin-Wave Dispersion in Py/Pt Film Structures in the Presence of an Interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Phys. Rev. B. 2015, vol. 91, iss. 21, art. no. 214409. doi: 10.1103/PhysRevB.91.214409

35. Nembach H. T., Shaw J. M., Weiler M., Jué E., Silva T. J. Linear Relation between Heisenberg Exchange and Interfacial Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Metal Films. Nature Physics. 2015, vol. 11, iss. 10, pp. 825–829. doi: 10.1038/nphys3418

36. Belmeguenai M., Adam J.-P., Roussigné Y., Eimer S., Devolder T., Kim Joo-Von, Cherif S. M., Stashkevich A., Thiaville A. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Perpendicularly Magnetized Pt/Co/AlO_x Ultrathin Films Measured by Brillouin Light Spectroscopy. Phys. Rev. B. 2015, vol. 91, iss. 18, art. no. 180405(R). doi: 10.1103/ PhysRevB.91.180405

37. Belmeguenai M., Gabor M. S., Roussigné Y., Stashkevich A., Chérif S. M., Zighem F., Tiusan C. Brillouin Light Scattering Investigation of the Thickness Dependence of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Co_{0.5}Fe_{0.5} Ultrathin Films. Phys. Rev. B. 2016, vol. 93, iss. 17, art. no. 174407. doi: 10.1103/PhysRevB.93.174407

38. Srivastava T., Schott M., Juge R., Křižákov V., Belmeguenai M., Roussigné Y., Bernand-Mantel A., Ranno L., Pizzini S., Chérif S.-M., Stashkevich A., Auffret S., Boulle O., Gaudin G., Chshiev M., Baraduc C., Béa H. Large-Voltage Tuning of Dzyaloshinskii–Moriya Interactions: A Route toward Dynamic Control of Skyrmion Chirality. Nano Lett. 2018, vol. 18, iss. 8, pp. 4871–4877. doi: 10.1021/ acs.nanolett.8b01502

39. Kim Kyoung-Whan, Lee Hyun-Woo, Lee Kyung-Jin, Stiles M. D. Chirality from Interfacial Spin-Orbit Coupling Effects in Magnetic Bilayers. Phys. Rhys. Lett. 2013, vol. 111, iss. 21, art. no. 216601. doi: 10.1103/PhysRevLett.111.216601

40. Ryu K.-S., Thomas L., Yang S.-H., Parkin S. Chiral Spin Torque at Magnetic Domain Walls. Nat. Nanotech. 2013, vol. 8, iss. 7, pp. 527–533. doi: 10.1038/ nnano.2013.102

41. Caretta L., Mann M., Büttner F., Ueda K., Pfau B., Günther C. M., Hessing P., Churikova A., Klose C., Schneider M., Engel D., Marcus C., Bono D., Bagschik K., Eisebitt S., Beach G. S. D. Fast Current-Driven Domain Walls and Small Skyrmions in a Compensated Ferrimagnet. Nature Nanotech. 2018, vol. 13, iss. 12, pp. 1154–1160. doi: 10.1038/s41565-018-0255-3

42. De Leeuw F. H. Physical Principles of Magnetic Bubble Domain Memory Devices. Ed. by W. E. Proebster. Digital Memory and Storage. Vieweg, 1978, pp. 203–215.

43. Fert A., Cros V., Sampaio J. Skyrmions on the Track. Nature Nanotech. 2013, vol. 8, iss. 3, pp. 152–156. doi: 10.1038/nnano.2013.29

44. Boulle O., Vogel J., Yang H., Pizzini S., Chaves D. de Souza, Locatelli A., Menteş T. Onur, Sala A., Buda-Prejbeanu L. D., Klein O., Belmeguenai M., Roussigné Y., Stashkevich A., Chérif S.-M., Aballe L., Foerster M., Chshiev M., Auffret S., Miron I. M., Gaudin G. Room-Temperature Chiral Magnetic Skyrmions in Ultrathin Magnetic Nanostructures. Nature Nanotech. 2016, vol. 11, iss. 5, pp. 449–454. doi: 10.1038/nnano.2015.315

45. Soumyanarayanan A., Raju M., Gonzalez Oyarce A. L., Tan Anthony K. C., Im Mi-Young, Petrović A. P., Khoo Ho K. H., Tran M., Gan C. K., Ernult F., Panagopoulos C. Tunable Room-Temperature Magnetic Skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt Multilayers. Nature Materials. 2017, vol. 16, iss. 9, pp. 898–904. doi: 10.1038/nmat4934

46. Woo S., Litzius K., Krüger B., Im Mi-Young, Caretta L., Richter K., Mann M., Krone A., Reeve R. M., Weigand M., Agrawal P., Lemesh I., Mawass M.-A., Fischer P., Kläui M., Beach G. S. D. Observation of Room-Temperature Magnetic Skyrmions And Their Current-Driven Dynamics in Ultrathin Metallic Ferromagnets. Nature Materials. 2016, vol. 15, iss. 5, pp. 501–506. doi: 10.1038/nmat4593

Information about the author

Andrey A. Stashkevich, Dr. Sci. (Eng.) (1994), Professor (2001) of Physics, Institut Galilee, Universite Sorbonne Paris Nord. The author of more than 100 scientific publications. Area of expertise: dinamics of ferromagnetic nanostructures; magnetooptics; magnetic metamaterrials; microwave signal processing. Address: Laboratoire des Sciences des Procedes et des Materiaux-LSPM – CNRS UPR3407, 99 avenue J. B. Clement, Villetaneuse 93 430, France

.....

E-mail: stachkevitch@univ-paris13.fr

Quantum, Solid-State, Plasma and Vacuum Electronics

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-55-63

Original article

Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line

Aleksei A. Nikitin^{1,2⊠}, Alexey B. Ustinov¹, Andrey A. Nikitin¹, Erkki Lähderanta², Boris A. Kalinikos¹

¹Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

²LUT-University, Lappeenranta, Finland

[™]aleksei.a.nikitin@gmail.com

Abstract

Introduction. The distinctive feature of a coplanar transmission line with thin ferrite and ferroelectric films is the absence of undesirable irregularities in dispersion for relatively low frequencies when the wavelength approaches the thickness of ferroelectric layer, in contrast to the open ferrite-ferroelectric wave-guiding structure without metallization.

Aim. The purpose of this paper is twofold: (i) to develop a theory of the wave spectra in the multiferroic structures based on the coplanar lines; (ii) using this theory to find ways to enhance the electric tuning range.

Materials and methods. The dispersion relation for spin-electromagnetic waves was derived through analytical solution of the full set of the Maxwell's equations utilizing a method of approximate boundary conditions.

Results. A theory of spin-electromagnetic wave spectrum has been developed for the thin-film ferriteferroelectric structure based on a coplanar transmission line. According to this theory, dispersion characteristics of the spin-electromagnetic waves were described and analyzed for different parameters of the structure. The obtained results show that the investigated structure demonstrates a dual electric and magnetic field tunability of wave spectra. Its efficiency increases with an increase in the thicknesses of the ferrite and ferroelectric films and with a decrease in the width of the central metal strip.

Conclusion. The distinctive features of the proposed coplanar waveguides are the thin-film planar topology and dual tunability of the wave spectra. All these advantages make the proposed structures perspective for development of new microwave devices.

Keywords: coplanar waveguide, ferrites, ferroelectrics, microwaves, spin-electromagnetic waves

For citation: Nikitin Al. A., Ustinov A. B., Nikitin An. A., Lähderanta E., Kalinikos B. A. Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 55–63. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-55-63

Conflict of interest. Authors declare no conflict of interest.

Submitted 09.10.2019; accepted 02.12.2019; published online 30.12.2019

Introduction. Recent advances made in the area of thin film deposition techniques have resulted in the application of the multilayered multiferroic structures that combine advantages of ferrite and ferroelectric materials. Ferroelectrics are widely used in the modern microwave devices due to their dependence of dielectric permittivity on the bias electric field. This phenomenon allows to controle the operation characteristic of such a device by means of changing the electric field [1]. At the same time, distinguished features of the ferrite material devices are the low insertion losses and magnetic field tunability in a wide frequency range [2].

An interaction between the ferromagnetic and ferroelectric phases is realized through the electrodynamic coupling of the microwave spin waves (SW) and electromagnetic waves (EMW). This interaction leads to formation of the hybrid spin-electromagnetic

© Nikitin Al. A., Ustinov A. B., Nikitin An. A., Lähderanta E., Kalinikos B. A., 2019



Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License

Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 55–63 Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 55–63

wave (SEW) [3]. Owning to the dual tunability, the multiferroic materials have been used to develop various microwave devices. The first experimentally investigated devices based on the ferrite-ferroelectric structures were resonators [4]. After that, a great number of theoretical and experimental work in this area was carried out (see, e. g., [5-8] and references therein). As is seen from the literature, the multiferroic structures had a great success in development of the microwave devices. Among them are the delay lines [9, 10], the tunable microwave resonators [11, 12], the ferromagnetic resonance phase shifters [13– 15], and the multiband filters [16, 17]. Besides, an increased interest to investigate a new class of microwave devices utilizing the periodic multiferroic structures is evident [18–24].

A further development of the microwave multiferroic devices is connected with the planar thin-film structures. Such structures allow one not only to decrease the sizes of the devices, but also to reduce drastically the control voltage, which is necessary for an effective electrical tuning of the SEW spectra. In order to provide an effective hybridization among the SWs and the EMWs the different multiferroic structures were suggested. These structures may be divided into the two major families. The first one is the ferriteferroelectric-ferrite multilayers [25]. The main advantage of these structures is an existence of the magneto-dipole interaction between the ferrite films separated by a thin ferroelectric film. The second family is the layered structures consisting of thin magnetic and ferroelectric films combined with a slot or a coplanar microwave transmission line (TL) [14, 26, 27]. In the latter case, the SEWs are originated from the electrodynamic coupling of the EMW propagating in a slot or a coplanar TL, with the SW existing in the ferrite film.

As follows from analysis of the published articles, a large part of the studies was devoted to the multiferroic structures with transmission lines in a slot-line geometry, while to the coplanar TL were given a little attention. In our opinion, this was due to the lack of a theory describing the dispersion characteristics of spin-electromagnetic waves in such a structure. Therefore, the purpose of the present work is to develop a theory of the wave spectra in the multiferroic structures based on the coplanar lines.

Analytical theory. The studied structure is shown in Fig. 1. Here, a central metal strip of width hand two metal ground electrodes are placed in the z = 0 plane between dielectric (or ferroelectric) and ferrite layers (Fig. 1). The metal electrodes are transparent to the microwave electromagnetic field and so



Fig. 1. Coplanar line cross section

can be neglected in the numerical simulations. This assumption is valid because the thickness of the electrodes is much smaller compared to the skin depth at the operating frequencies. Below and upper of the electrodes, there are six homogeneous dielectric layers with the dielectric permittivities ε_j and thicknesses d_j . Here *j* is a layer number according to Fig. 1. The thickness of the ferrite layer is δ and its permittivity is ε_f . We assume that the SEW propagates along the coplanar TL. The ferrite layer is tangentially magnetized along *z*-axis.

As it was shown in [28], the electromagnetic wave in the rectangular waveguide loaded with the multiferroic structure and transmission line is a superposition of the longitudinal-section magnetic (LSM) and the longitudinal-section electric (LSE) modes. Using this, we express the electric and magnetic field components in the dielectric layers of the considered structure as the sums of the LSM and LSE modes $\mathbf{E}_{j} = \mathbf{E}_{j}^{\mathrm{LSM}} + \mathbf{E}_{j}^{\mathrm{LSE}}, \quad \mathbf{H}_{j} = \mathbf{H}_{j}^{\mathrm{LSM}} + \mathbf{H}_{j}^{\mathrm{LSE}}.$ These fields are expressed through the Hertzian potentials as $\mathbf{E}_{j}^{\text{LSE}} = -\nabla \times \mathbf{\Pi}_{j}^{h} / \varepsilon_{j}; \quad \mathbf{H}_{j}^{\text{LSM}} = \nabla \times \mathbf{\Pi}_{j}^{e}, \text{ where }$ Π^{e} and Π^{h} are the magnetic and electric Hertzian potential functions, respectively.

To treat the multiferroic structure with the coplanar TL as a waveguide boundary-value problem, some general comments regarding the electrodynamic model should be mentioned:

- the solution of the boundary-value problem will be reduced to the derivation of the dispersion equation for a symmetrical rectangular waveguide loaded with a coplanar TL surrounded by perfectly conducting metal walls (Fig. 1). This approach is physically applicable because the electric and magnetic fields of a coplanar waveguide with narrow gaps w are symmetrical and are localized in the gaps of the TL. Therefore, if the distance between the metal walls is significant, then their influence on wave processes is negligible;

– in the dispersion equation derivation, it will be considered that the coplanar TL is surrounded by the metal walls where the tangential components of the magnetic field are equal to zero. This boundary condition is called as "magnetic wall" and has the following form:

$$\mathbf{\Pi}_{j}^{e} = \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{\Pi}_{j}^{h} = 0; \tag{1}$$

– in order to simplify the theoretical derivation, an approximate dispersion relation will be found by using the method of approximate boundary conditions for the ferrite film. An applicability of this method is determined by a relatively weak exponential dependence of the electric and magnetic field distributions on the transverse coordinate for the longwave dipolar surface SW in the thin ferrite film having the unpinned surface spins [2]. A high accuracy of this method was shown in our recent work for a planar all thin-film multiferroic structure with a slot TL [29].

Considering the above listed comments and the symmetry of the fundamental coplanar TL mode, the rectangular waveguide boundary-value problem is reduced to the equivalent approach for a slot TL with the "magnetic wall" boundary conditions. In other words, we derive the approximate dispersion relation for the SEW in thin-film multiferroic coplanar TL following the same algorithm like in our previous work for a slot TL [29]. As a result, we obtained the dispersion relation from the vanishing of the following matrix determinant composed by *G* elements:

$$G_{m,s} = \sum_{n=0}^{N} \begin{bmatrix} X_{11}z'_{11,n,m,s} & X_{12}z'_{12,n,m,s} \\ \varphi_n X_{21}z'_{21,n,m,s} & X_{22}z'_{22,n,m,s} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

where X_{11} , X_{12} , X_{21} , X_{22} are the same elements of matrix **X** as for the structure with slot transmission line (see [28]), $z'_{11,n,m,s} = (-1)^{1+m+s} J_{2s}(q_n) \times$ $\times \frac{(2m+2)J_{2m+2}(q_n)}{q_n} S; z'_{12,n,m,s} = (-1)^{m+s} \varphi_n J_{2m}(q_n) \times$ $\times J_{2s}(q_n) S; z'_{21,n,m,s} = (-1)^{1+m+s} \frac{4(m+1)J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \times$ $\times \frac{(s+1)J_{2s+2}(q_n)}{q_n} S; z'_{22,n,m,s} = (-1)^{m+s} \varphi_n \times$

$$\times J_{2m}(q_n) \frac{(2s+2)J_{2s+2}(q_n)}{q_n} S.$$
 The following nota-

tions are used in (2): $\varphi_n = \begin{cases} 1/2 \text{ at } n = 0, \\ 1 \text{ at } n \neq 0; \end{cases} J_{2m}(q_n)$

and $J_{2m+2}(q_n)$ are Bessel functions of the first kind; $S = \sin^2 [a_n (h+w)/2]$; $m, s = 0, 1 \dots M$; $n = 0, 1 \dots N$; values of M and N are determined by the width of the slot gap w; $q_n = \frac{n\pi w}{2d}$; $a_n = \pi n/d$.

Note that the "magnetic wall" boundary condition affects only the elements of matrix z' in (2).

Let us consider in more detail a derivation of these elements. As was mentioned above, the tangential components of the magnetic field equal zero outside the slot-line gap. In this case, the potentials Π^e and Π^h satisfy the condition (1) and have the following form:

$$\Pi_{j}^{e} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_{jn}^{e}(y) \cos(a_{n}z) e^{i(\omega t - kx)} \mathbf{e}_{y} \right];$$
$$\Pi_{j}^{h} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_{jn}^{h}(y) \sin(a_{n}z) e^{i(\omega t - kx)} \mathbf{e}_{y} \right],$$

where A_{jn}^h and A_{jn}^e are the arbitrary coefficients for the *j* layer; *k* is the wavenumber of spinelectromagnetic wave. In order to find these coefficients, a conventional electrodynamics boundary condition was used. According to it, the tangential components of vectors **E** and **H** are equal on the layer boundaries. It allows to establish a relationship among the arbitrary coefficients in the form:

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_{11} \cos(a_n z) \frac{2}{d} \varphi_n \int_{-w/2}^{w/2} g(z) \cos(a_n z) dz +$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} x_{12} \cos(a_n z) \frac{2}{d} \varphi_n \int_{-w/2}^{w/2} f(z) \sin(a_n z) dz = 0;$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_{21} \sin(a_n z) \frac{2}{d} \int_{-w/2}^{w/2} g(z) \cos(a_n z) dz +$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} x_{22} \sin(a_n z) \frac{2}{d} \varphi_n \int_{-w/2}^{w/2} f(z) \sin(a_n z) dz = 0,$$
(3)

where g(z) and f(z) are unknown distributions of the electric field normal components. Since these unknown distributions enter in (3) under integrals, their solution can be written using the Galerkin method.

For convenience of integration, the unknown distributions of the electric field normal components inside the TL gap g(z) and f(z) are represented as a function of the normalized coordinate ξ having zero at the center of this gap. Therefore, the origin of the *z*-axis can be transformed to the center of this gap, which corresponds to $z_0 = (h+w)/2$ in Fig. 1. According to the new location of the coordinate system, a new coordinate $\xi' = z - (h+w)/2$ can be introduced and normalized to w/2:

$$\xi = 2\xi'/w. \tag{4}$$

Note that the variable ξ varies on the width of the gap in the interval [-1,+1].

Following the Galerkin method, the Chebyshev polynomials of the first (T_{2m}) and second (U_{2m+1}) kind were chosen as an orthogonal basis for expanding f(z) and g(z), respectively. As functions of the normalized variable ξ these polynomials have the following form:

$$f(\xi) = \sum_{m=0}^{M} t_m \frac{T_{2m}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}};$$

$$g(\xi) = \sum_{m=0}^{M} u_m \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(\xi),$$
 (5)

where t_m and u_m are the unknown coefficients.

It is worth mentioning that the Chebyshev series are used to take into account a finiteness of electromagnetic energy near an infinitely thin layer of perfect metal [30]. By substituting (5) into (4), we obtain:

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_{11} \cos(a_n z) \sum_{m=0}^{M} u_m \int_{-w/2}^{w/2} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(\xi) \cos(a_n z) dz + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} x_{12} \cos(a_n z) \varphi_n \sum_{m=0}^{M} t_m \int_{-w/2}^{w/2} \frac{T_{2m}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(a_n z) dz = 0;$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_{21} \sin(a_n z) \sum_{m=0}^{M} u_m \int_{-w/2}^{w/2} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(\xi) \cos(a_n z) dz + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} x_{22} \sin(a_n z) \varphi_n \sum_{m=0}^{M} t_m \int_{-w/2}^{w/2} \frac{T_{2m}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(a_n z) dz = 0.$$
(6)

According to the fact that $z = \xi' + (h+w)/2$ and $\xi = 2\xi'/w$, it is found that:

$$\cos(a_n z) = \cos(q_n \xi) \cos[a_n (h+w)/2] - -\sin(q_n \xi) \sin[a_n (h+w)/2];$$

$$\sin(a_n z) = \sin(q_n \xi) \cos[a_n (h+w)/2] + +\cos(q_n \xi) \sin[a_n (h+w)/2].$$
(7)

Taking into account the even character of the Chebyshev polynomials in f(z) and the odd character of these polynomials in g(z), we define:

$$\int_{-w/2}^{w/2} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(\xi) \cos(a_n z) dz =$$

$$= -\sin\left[a_n(h+w)/2\right] \int_{-1}^{1} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(\xi) \sin(q_n \xi) d\xi;$$

$$\int_{-w/2}^{w/2} \frac{T_{2m}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(a_n z) dz =$$

$$= \sin\left[a_n(h+w)/2\right] \int_{-1}^{1} \frac{T_{2m}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \cos(q_n \xi) d\xi.$$
(8)

In accordance with [31], the integrals in the last relations are calculated analytically:

$$\int_{-1}^{1} T_{2m}(q_n) \cos(q_n \xi) \frac{d\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} = (-1)^m \pi J_{2m}(q_n);$$
$$\int_{-1}^{1} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(q_n) \sin(q_n \xi) d\xi = \qquad (9)$$
$$= (-1)^m \pi \frac{J_{2m+2}(q_n)}{q_n},$$

where $J_{2m}(q_n)$ and $J_{2m+2}(q_n)$ are the Bessel functions of the first kind.

Taking in account (4)–(9), (3) can be written as:

$$-\sum_{n=0}^{\infty} x_{11} \cos(a_n z) \times \\ \times \sum_{m=0}^{M} u_m (-1)^m \frac{J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \sin[a_n(h+w)/2] + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} x_{12} \cos(a_n z) \phi_n \times \\ \times \sum_{m=0}^{M} t_m (-1)^m J_{2m}(q_n) \sin[a_n(h+w)/2] = 0, \quad (10)$$

Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line

$$-\sum_{n=0}^{\infty} x_{21} \sin(a_n z) \times \\ \times \sum_{m=0}^{M} u_m (-1)^m \frac{J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \sin[a_n (h+w)/2] + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} x_{22} \sin(a_n z) \varphi_n \times \\ \times \sum_{m=0}^{M} t_m (-1)^m J_{2m}(q_n) \sin[a_n (h+w)/2] = 0.$$
(11)

Using the Galerkin method, we multiply (10) and (11) by $T_{2m}(q_n)/\sqrt{1-\xi^2}$ and $\sqrt{1-\xi^2}U_{2m+1}(q_n)$, respectively. After changing the order of summation and integration, we obtain:

$$-\sum_{n=0}^{N} x_{11} \sum_{m=0}^{M} u_m (-1)^m \frac{J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \sin\left[a_n(h+w)/2\right] \times \\ \times \int_{-1}^{1} \frac{T_{2s}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \cos(a_n z) dz + \\ + \sum_{n=0}^{N} x_{12} \varphi_n \sum_{m=0}^{M} t_m (-1)^m J_{2m}(q_n) \sin\left[a_n(h+w)/2\right] \times \\ \times \int_{-1}^{1} \frac{T_{2s}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} \cos(a_n z) dz = 0, \quad (12) \\ - \sum_{n=0}^{N} x_{21} \sum_{m=0}^{M} u_m (-1)^m \frac{J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \sin\left[a_n(h+w)/2\right] \times \\ \times \int_{-1}^{1} \sqrt{1-\xi^2} U_{2m+1}(q_n) \sin(a_n z) dz + \\ + \sum_{n=0}^{N} x_{22} \varphi_n \sum_{m=0}^{M} t_m (-1)^m J_{2m}(q_n) \sin\left[a_n(h+w)/2\right] \times$$

$$\times \int_{-1}^{1} \sqrt{1 - \xi^2} U_{2m+1}(q_n) \sin(a_n z) dz = 0.$$
 (13)

Similar mathematical manipulations, as for (4)–(9), are performed for integration of (12) and (13). After that we obtain:

$$-\sum_{n=0}^{N} x_{11} z'_{11,n,m,s} + \sum_{n=0}^{N} x_{12} z'_{12,n,m,s} = 0,$$

$$-\sum_{n=0}^{N} x_{21} z'_{21,n,m,s} + \sum_{n=0}^{N} x_{22} z'_{22,n,m,s} = 0,$$
(14)

where

$$\begin{aligned} z_{11,n,m,s}^{\prime} &= (-1)^{1+m+s} J_{2s}(q_n) \times \\ \times \frac{(2m+2) J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \sin^2 \left[a_n (h+w)/2 \right]; \\ z_{12,n,m,s}^{\prime} &= (-1)^{m+s} \varphi_n J_{2m}(q_n) \times \\ &\times J_{2s}(q_n) \sin^2 \left[a_n (h+w)/2 \right]; \\ z_{21,n,m,s}^{\prime} &= (-1)^{1+m+s} \frac{(2m+2) J_{2m+2}(q_n)}{q_n} \times \\ &\times \frac{(2s+2) J_{2s+2}(q_n)}{q_n} \sin^2 \left[a_n (h+w)/2 \right]; \\ z_{22,n,m,s}^{\prime} &= (-1)^{m+s} \varphi_n J_{2m}(q_n) \times \\ &\times \frac{(2s+2) J_{2s+2}(q_n)}{q_n} \sin^2 \left[a_n (h+w)/2 \right]. \end{aligned}$$

The (14) represents a homogeneous system of linear algebraic equations. The vanishing of its determinant results in the dispersion relation:

$$\sum_{n=0}^{N} \det \begin{bmatrix} X_{11}z'_{11,n,m,s} & X_{12}z'_{12,n,m,s} \\ \varphi_n X_{21}z'_{21,n,m,s} & \varphi_n X_{22}z'_{22,n,m,s} \end{bmatrix} = 0.$$
(15)

The dispersion relation (15) describes the spectrum of the spin-electromagnetic waves in planar allthin-film multiferroic structures containing a coplanar transmission line. The following notations are used in (12), (13): $m, s = 0, 1 \dots M$, where M is the index of the Chebyshev polynomial order, which is determined by the width of the gap w; $n = 0, 1, \dots, N$, where N is the value at which the Bessel functions converge.

Numerical modeling. Below we apply the developed analytical theory for calculation and analysis of the dispersion characteristics of spinelectromagnetic waves propagating in the all-thin-film multiferroic structures. The numerical calculations are carried out for the typical experimental parameters. Thus, in accordance with Fig. 1, the dielec-





Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line

.....

tric layer j = -2 corresponds to the sapphire substrate with thickness and permittivity d_{-2} and ε_{-2} , respectively. The layer with number j = -1 corresponds to the barium-strontium titanate (BST) film with parameters d_{-1} and ε_{-1} that has the exceptionally high tunability, high breakdown field and relatively low loss tangent at microwave frequencies [32].

In order to investigate a typical experimental case, for which the ferrite film is in contact with metal electrodes of the transmission line, we assumed zero thickness of the dielectric layer with number j=1(see Fig. 2). In consistent with denotations introduced in the previous Section, the parameters of the yttriumiron garnet (YIG) film are δ, ε_f, H , and M_0 . The dielectric layer with number i = 2 corresponds to the gadolinium gallium garnet substrate with parameters d_2 and ε_2 . The layers with j = -3 and j = 3 are assumed to be a free space.

During simulations, the five parameters, namely the YIG film thickness δ , the BST film thickness d_{-1} , the BST permittivity ε_{-1} , the external magnetic field H, the gap width w, and the width h of the central metal strip were varied. Other parameters were values the constant. The of parameters $d_3 = d_{-3} = 0.1 \text{ m}$ and the distance between metal walls d = 0.04 m were chosen to implement the conditions of the multiferroic coplanar waveguide placed in a free space. The other parameters were as follows: $\epsilon_3 = \epsilon_{-3} = 1; \quad \epsilon_f = 14; \quad M_0 = 1750 \text{ Oe};$ $d_2 = d_{-2} = 500 \ \mu \text{m}; \ \epsilon_2 = 14; \ \epsilon_{-2} = 10.$

Fig. 3 shows by solid curves the typical dispersion characteristics of the hybrid SEWs in the all-thin-film multiferroic structure with the coplanar TL calculated for $\delta = 10 \ \mu\text{m}$; $H = 107.4 \ \text{kA} \cdot \text{m}^{-1}$; $d_{-1} = 2 \ \mu\text{m}$;





 $\epsilon_{-1} = 1500; w = 50 \ \mu\text{m}; \text{ and } h = 50 \ \mu\text{m}.$ To demonstrate the formation of the spectrum, we also show in Fig. 3 the dispersion branches represented the dispersion characteristics of the surface spin waves in a ferrite film (dash line) and of the main mode of the electromagnetic waves (dash dot line) in a coplanar transmission line with a ferroelectric film on a dielectric substrate.

It is seen from Fig. 3 that away from the ferromagnetic resonance frequency, the dispersion characteristics of the EMW and the SEW coincide. Near this frequency, the SEW phase velocity decreases due to the hybridization of the SW and the EMW. A distinctive feature of the all-thin-film multiferroic structure with a coplanar TL is an absence of undesirable irregularities in dispersion for relatively low frequencies when the wavelength approaches the thickness of ferroelectric layer, which is in contrast to the open ferrite-ferroelectric wave-guiding structure without metallization [3].

Turn now to investigation of the influence of different parameters of the thin-film structure on the dispersion characteristics of SEWs. Fig. 4-7 show the calculated dependences of the wave spectra versus the gap width w, the thickness of ferroelectric (d_{-1}) and of ferrite (δ) films, and the width of the central strip *h*. Note that in this figure the solid black lines correspond to the dispersion characteristic shown in Fig. 3.

As is seen from this figure, a decrease of the gap width w and the width h of the central metal strip, as well as an increase in the thickness of the ferroelectric film d_{-1} , shifts the area of the maximum hybridization to the higher wavenumbers (Fig. 4-6). In this case, the electrodynamic interaction of the SW in the ferrite film and the EMW in the coplanar TL is enhanced. Further, the ferrite film thickness δ explicitly influences on the slope of the SW dispersion branches leading to a drastic change in the SEW group velocity (Fig. 7).

Turn now to investigation of the electric and magnetic tuning of the hybrid spin-electromagnetic waves in the all-thin-film multiferroic structure with a coplanar TL. Fig. 8 and 9 show the results of numerical simulation of the wave spectra for the different values of an external magnetic field H and a control voltage U. We note that in these figures the solid lines correspond to the dispersion characteristic shown in Fig. 3.

An increase in the external magnetic field Hleads to a shift of the spin wave spectrum towards the higher frequencies. Therefore, the area of the effec-

with Coplanar Transmission Line



Fig. 4. Influence of the gap width w on the dispersion of the SEWs



Fig. 5. Influence of the width h of the central metal strip on the dispersion of the SEWs

tive hybridization of electromagnetic and spin waves demonstrates an up-frequency shift too (Fig. 8). An application of a control voltage U to the coplanar TL electrodes leads to a reduction of the ferroelectric film permittivity ε_2 and provides an electric tunability. The expression approximating the dependence of the ferroelectric permittivity versus the electric field E has the form:

$$\varepsilon_2(E_{1,2}) = \varepsilon_2(0) - aE_{1,2}^2$$

where the following typical parameters for the BST film are used: $\varepsilon_2(0) = 1500$ and a = 0.194 cm²/kV² [12].

As can be seen from Fig. 9, an increase in a control voltage provides an increase in the group velocity of the electromagnetic wave in the coplanar TL. Therefore, the area of the maximum hybridization is shifted to the lower wavenumbers.



Fig. 6. Influence of the thickness d_{-1} of the ferroelectric film on the dispersion of the SEWs



Fig. 7. Influence of the thickness δ of the ferrite film on the dispersion of the SEWs

Conclusions. The dispersion relation for the hybrid spin-electromagnetic waves propagating in the thin-film ferrite-ferroelectric structures based on a coplanar transmission line has been derived with the method of the approximate boundary conditions. Using the developed theory, the dispersion characteristics of SEWs were calculated and analyzed. The electric and magnetic tunability of the wave spectra were investigated. It was found that the range of the electric tuning can be increased due to an EMW retardation that is realized by decreasing the gap and the central metal electrode widths, as well as increasing of the ferroelectric thickness. In summary, the distinctive features of the proposed coplanar waveguides are the thin-film planar topology and dual tunability of the wave spectra. All these advantages make the investigated structures perspective for development of new microwave devices.

Authors' contribution

Aleksei A. Nikitin, development of the theory; numerical modeling; analysis of the theoretical data; preparation of the paper text.

Alexey B. Ustinov, analysis of the theoretical data; discussion of the results; management of the work.

Andrey A. Nikitin, development of the theory and computer programs for numerical simulation analysis; discussion of the results.

Erkki Lähderanta, discussion of the results; management of the work.

Boris A. Kalinikos, management of the work; preparation of the paper text.

Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line

References

1. Setter N., Damjanovic D., Eng L., Fox G., Gevorgian S. Ferroelectric Thin Films: Review of Materials, Properties, and Applications. J. of Applied Physics. 2006, vol. 100, pp. 051606. doi: 10.1063/1.2336999

2. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. New York, Springer, 2009. 348 p. doi: 10.1007/978-0-387-77865-5

3. Demidov V. E., Kalinikos B. A., Edenhofer E. Dipole-Exchange Theory of Hybrid Electromagnetic-Spin Waves in Layered Film Structures. J. of Applied Physics. 2002, vol. 91, pp. 10007–10016. doi: 10.1063/1.1475373

4. Semenov A. A., Karmanenko S. F., Demidov V. E., Kalinikos B. A., Srinivasan G., Slavin A. N., Mantese J. V. Ferrite-Ferroelectric Layered Structures for Electrically and Magnetically Tunable Microwave Resonators. Applied Physics Letters. 2006, vol. 88, iss. 3, pp. 033503. doi: 10.1063/1.2166489

5. Srinivasan G., Tatarenko A. S., Bichurin M. I. Electrically Tunable Microwave Filters Based on Ferromagnetic Resonance in Ferrite-Ferroelectric Bilayers. Electronics Letters. 2005, vol. 41, iss. 10 pp. 596–598. doi: 10.1049/el:20050925

6. Tatarenko A. S., Bichurin M. I. Microwave Magnetoelectric Devices. Advances in Condensed Matter Physics. 2012, vol. 2012, p. 1–10. doi: 10.1155/2012/286562

7. Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Beginin E. N., Odintsov S. A., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Spatial Dynamics of Hybrid Electromagnetic Spin Waves in a Lateral Multiferroic Microwaveguide. JETP Letters. 2017, vol. 105, pp. 364–369.

8. Wang L., Bai Y., Lu X., Cao J. L., Qiao L. J. Ultra-Low Percolation Threshold in Ferrite-Metal Cofired Ceramics Brings Both High Permeability and High Permittivity. Scientific reports. 2015, vol. 5, article number 7580. doi: 10.1038/srep07580.

9. Nan C. W., Bichurin M. I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic Magnetoelectric Composites: Historical Perspective, Status, and Future Directions. J. of Applied Physics. 2008, vol. 103, iss. 3, pp. 031101. doi: 10.1063/1.2836410

10. Fetisov Y. K., Srinivasan G. Electrically Tunable Ferrite-Ferroelectric Microwave Delay Lines. Applied Physics Letters. 2005, vol. 87, iss. 10, pp. 103502. doi: 10.1063/1.2037860

11. Zhu M., Nan T., Liu M., Ren W. Zhou Z., Sun N. X. Voltage Tuning of Ferromagnetic Resonance and Linewidth in Spinel Ferrite/Ferroelectric Multiferroic Heterostructures. IEEE Magnetics Letters. 2015, vol. 6, p. 1–4. doi: 10.1109/LMAG.2015.2425360

12. Popov M. A., Zavislyak I. V., Srinivasan G., Zagorodnii V. V. Coupled Magnetostatic and Electromagnetic Oscillations in Hexaferrite-Dielectric Heterostructures. J. of Applied Physics. 2009, vol. 105, iss. 8, pp. 083912. doi: 10.1063/1.3108895

13. Ustinov A. B., Srinivasan G., Kalinikos B. A. Ferrite-Ferroelectric Hybrid Wave Phase Shifters. Applied Physics Letters. 2007, vol. 90, iss. 3, pp. 031913. doi: 10.1063/1.2432953 14. Leach J. H., Liu H., Avrutin V., Rowe E., Özgür Ü., Morkoç H., Wu M. Electrically and Magnetically Tunable Phase Shifters Based on a Barium Strontium Titanate-Yttrium Iron Garnet Layered Structure. J. of Applied Physics. 2010, vol. 108, iss. 6, pp. 064106. doi: 10.1063/1.3486463

15. Nikitin A. A., Ustinov A. B., Semenov A. A., Kalinikos B. A., Lähderanta E. All-Thin-Film Multilayered Multiferroic Structures with a Slot-Line for Spin-Electromagnetic Wave Devices. Applied Physics Letters. 2014, vol. 104, iss. 9, pp. 093513. doi: 10.1063/1.4867985

16. Vopson M. M. Fundamentals of Multiferroic Materials and Their Possible Applications. Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 2015, vol. 40, iss. 4, pp. 223–250. doi: 10.1080/10408436.2014.992584

17. Zhang J. S., Zhanga R. L., Hu Q., Fan R. H., Penga R. W. Tunable Microwave Multiband Filters Based on a Waveguide with Antiferromagnetic and Dielectric Sandwiches. J. of Applied Physics. 2011, vol. 109, iss. 7, 07A305. doi: 10.1063/1.3535440

18. Morozova M. A., Grishin S. V., Sadovnikov A. V., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Tunable Bandgaps in Layered Structure Magnonic Crystal-Ferroelectric. IEEE Transactions on Magnetics. 2015, vol. 51, iss. 11, pp. 1–4. doi: 10.1109/TMAG.2015.2446763

19. Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Bublikov K. V., Grishin S. V., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Nikitov, S. A. Brillouin Light Scattering Study of Transverse Mode Coupling in Confined Yttrium Iron Garnet/Barium Strontium Titanate Multiferroic. Journal of Applied Physics. 2015, vol. 118, iss. 20, 203906. doi: 10.1063/1.4936320

20. Brandl F., Franke K. J. A., Lahtinen T. H. E., van Dijken S., Grundler D. Spin Waves in CoFeB on Ferroelectric Domains Combining Spin Mechanics and Magnonics. Solid State Communications. 2014, vol. 198, pp. 13–17. doi: 10.1016/j.ssc.2013.12.019

21. Morozova M. A., Matveev O. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Tuning the Bandgaps in a Magnonic Crystal– Ferroelectric–Magnonic Crystal Layered Structure. Physics of the Solid State. 2016, vol. 58, iss. 2, pp. 273–279. doi: 10.1134/S1063783416020207

22. Brandl F., Franke K. J. A., Lahtinen T. H. E., van Dijken S., Grundler, D. Spin Waves in CoFeB on Ferroelectric Domains Combining Spin Mechanics and Magnonics. Solid State Communications. 2014, vol. 198, p. 13–17. doi: 10.1016/j.ssc.2013.12.019

23. Sadovnikov A. V., Bublikov K. V., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Nonreciprocal Propagation of Hybrid Electromagnetic Waves in a Layered Ferrite–Ferroelectric Structure with a Finite Width. JETP letters. 2015, vol. 102, iss. 3, pp. 142–147. doi: 10.1134/S0021364015150102

24. Morozova M. A., Matveev O. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Tuning the Bandgaps in a Magnonic Crystal– Ferroelectric–Magnonic Crystal Layered Structure. Physics of the Solid State. 2016, vol. 58, iss. 2, pp. 273–279. doi: 10.1134/S1063783416020207

.....

Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures with Coplanar Transmission Line 25. Nikitin A. A., Vitko V. V., Nikitin A. A., Kondrashov A. V., Ustinov A. B., Semenov A. A., Lahderanta E. Dual Tuning of Doubly Hybridized Spin-Electromagnetic Waves in All-Thin-Film Multiferroic Multilayers. IEEE Transactions on Magnetics. 2017, vol. 53, iss. 11, pp. 1–5. doi: 10.1109/TMAG.2017.2714841

26. Semenov A. A., Beljavski P. Y., Nikitin A. A., Karmanenko S. F., Kalinikos B. A., Srinivasan G. Dual Tunable Thin-Film Ferrite-Ferroelectric Slotline Resonator. Electronics Letters. 2008, vol. 44, iss. 24, pp. 1406–1407.

27. Kim W. J. Electrically and Magnetically Tunable Microwave Device Using (Ba, Sr) $TiO_3/Y_3Fe_5O_{12}$ Multilayer. Applied Physics A. 2000, vol. 71, no. 1, pp. 7–10.

28. Collin R. E. Field Theory of Guided Waves. New York, Wiley-IEEE Press, 1990, 864 p.

29. Nikitin A. A., Ustinov A. B., Vitko V. V., Semenov A. A., Belyavskiy P. Y., Mironenko I. G., Lähderanta E. Dispersion Characteristics of Spin-Electromagnetic Waves in Planar Multiferroic Structures. Journal of Applied Physics. 2015, vol. 118, iss. 18, pp. 183901. doi: 10.1063/1.4935266

30. Meixner J. The Behavior of Electromagnetic Fields at Edges. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1972, vol. 20, iss. 4, pp. 442–446. doi: 10.1109/TAP.1972.1140243

31. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M. Table of Integrals, Series, and Products. 7th ed. USA, Academic Press, 2007, 1200 p.

32. Frey N. A., Heindl R., Srinat, S., Srikanth H., Dudney N. J. Microstructure and Magnetism in Barium Strontium Titanate (BSTO)–Barium Hexaferrite (BaM) Multilayers. Materials Research Bulletin. 2005, vol. 40, iss. 8, pp. 1286–1293. doi: 10.1016/j.materresbull.2005.04.006

Information about the authors

Aleksei A. Nikitin, Master Degree on electronic and nanoelectronic and Master of Science (Technology): Computational Engineering (2015), Assistant Professor (2019) of the Department of Physical Electronics and Technology of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of more than 15 scientific publications. Area of expertise: microwave properties of ferrite/ferroelectric layered structures, ferrite-film-based and ferrite/ferroelectric-structures-based magnonic crystals, computer-aided design of spin-wave devices.

Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., Saint Petersburg 197376, Russia E-mail: aleksei.a.nikitin@gmail.com

https://orcid.org/0000-0001-6372-3220

Alexey B. Ustinov, Dr. Sci. (Phys.-Math.) (2012), Associate Professor (2010) of the Department of Physical Electronics and Technologies of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of more than 200 scientific publications. Area of expertise: linear and non-linear properties of magnetic oscillations and waves in ferromagnetic films and layered structures on their basis; microwave devices, microwave photonics.

Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., Saint Petersburg 197376, Russia E-mail: Ustinov_rus@yahoo.com

https://orcid.org/0000-0002-7382-9210

Andrey A. Nikitin, Cand. Sci. (Phys.-Math.) (2011), Associate Professor (2015) of the Department of Physical Electronics and Technology of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of more than 50 scientific publications. Area of expertise: multiferroic materials in microwave electronics, microwave photonics. Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., Saint Petersburg 197376, Russia E-mail: and.a.nikitin@gmail.com

https://orcid.org/0000-0002-4226-4341

Erkki Lähderanta, PhD (Solid State Physics) (1993), Professor in Physics (2004) of LUT School of Engineering Science of LUT-University. The author of more than 300 scientific publications. Area of expertise: spintronics, magnetic materials, superconductivity, dendrimers.

Address: LUT-University, 34 Yliopistonkatu, Lappeenranta, 53850, Finland

E-mail: erkki.lahderanta@lut.fi

https://orcid.org/0000-0002-1596-2849

Boris A. Kalinikos, Dr. Sci. (Phys.-Math.) (1985), Distinguished Professor (2019) of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of more than 300 scientific publications. Area of expertise: microwave linear and nonlinear processes in magnetics, as well as related phenomena; solitons, nonlinear wave dynamics and chaos; microwave microelectronics; microwave photonics.

Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., Saint Petersburg 197376, Russia E-mail: boris.kalinikos@gmail.com

https://orcid.org/0000-0003-4968-1225

Электроника СВЧ

УДК 621.373.5

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-64-74

Оригинальная статья

Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины

А. В. Баранов⊠

АО «НПП "Салют"», Нижний Новгород, Россия

[™]baranov.micros@yandex.ru

Аннотация

Введение. В генераторах, управляемых напряжением (ГУН), для уменьшения фазовых шумов часто используются связанные двух- или трехпроводные микрополосковые линии (МПЛ) передач. К сожалению, фазовые шумы известных ГУН не оптимизировались в зависимости от длин связи отрезков трехпроводной МПЛ.

Цель работы. Для трехпроводной связанной микрополосковой структуры поставлена задача поиска оптимальных длин ее отрезков, которые соответствуют пониженным уровням фазовых шумов выбранного ГУН.

Материалы и методы. На примере описанного ГУН изучается работа модели его резонатора с тремя электромагнитно-связанными МПЛ, где вторая линия от первой, а третья от второй линии отличаются на одну и ту же физическую длину и где ширины первой и третьей линий и их зазоры связи со второй линией одинаковы. В рассматриваемой трехпроводной линии с одной стороны реализованы режимы короткого замыкания с общей шиной, а с другой на выводах первой и третьей линий – режимы холостого хода. Свободный вывод второй линии является входом линии.

Результаты. Получены основные формулы для расчета частотозадающих элементов рассматриваемого ГУН и параметров выбранной модели резонатора. С их помощью дана оценка входных сопротивлений базовых контуров для двух типов ГУН с трехсвязанными линиями одинаковой и разной длины, а также для ГУН, использующего двухсвязную МПЛ. По сравнению с ними предлагаемый ГУН вблизи оптимальной разницы в длинах отрезков трехпроводной линии обладает в 2–4 раза большей крутизной фазовой характеристики входного сопротивления, а также в 4–10 раз меньшей шириной графиков его модулей.

Заключение. По сравнению с известными устройствами в разработанном генераторе с рассчитанными длинами связи отрезков выбранной трехпроводной линии экспериментально подтверждена возможность получения меньших на 6...10 дБ/Гц уровней фазовых шумов.

Ключевые слова: управляемый напряжением генератор, трехсвязная микрополосковая линия, длины связанных линий

Для цитирования: Баранов А. В. Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 64–74. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-64-74

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 27.08.2019; принята к публикации после рецензирования 15.10.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

Θ

Microwave Electronics

Original article

Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths

Aleksander V. Baranov[⊠]

JSC «SPE «SALUT», Nizhny Novgorod, Russia

^{III} baranov.micros@yandex.ru

Abstract

Introduction. Coupled two- or three-wire microstrip lines are often used to reduce a phase noise of voltagecontrolled oscillators (VCOs). Unfortunately, the phase noise was not optimized depending on the lengths of a three-wire coupled microstrip lines.

Aim. For the three-wire coupled microstrip structure, the task of determining of the optimal lengths of its stabs was set. The stabs were corresponded to the reduced phase noise of the selected VCO.

Materials and methods. In the oscillator example, the resonator model with three electromagnetically coupled microstrip lines was studied. Herein the second line from the first and the third from the second line differed by the same physical length. The widths of the first and of the third lines were the same, and their coupling clearances with the second line were the same too. On the one hand, in this three-wire microstrip line short-end modes with a common ground electrode were implemented. On the other, at the ends of the first and of the third lines open-end modes were implemented. The free end of the second line is line input.

Results. For the considered oscillator, the basic formulas for calculating its frequency-setting elements and resonator model parameters were obtained. By these formulas the estimation of base contours impedances for two oscillators with three-coupled microstrip lines of the same and different lengths, and also for the oscillator using a two-coupled microstrip line was given. For comparison, the proposed VCO near the optimal difference in the three-wire line microstrips lengths had the base contour impedance phase steepness 2–4 times greater, as well as its modules graphs had the width 4–10 times less.

Conclusion. In comparison with the known VCOs, the possibility of obtaining lower phase noise spectrum levels at 6...10 dB/Hz in the designed oscillator with the calculated lengths of the selected three-coupled line microstrips was experimentally confirmed.

Keywords: voltage controlled oscillator, three-coupled microstrip line, coupled lines lengths

For citation: Baranov A. V. Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 64–74. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-64-74

Conflict of interest. Author declares no conflict of interest.

Submitted 27.08.2019; accepted 15.10.2019; published online 30.12.2019

Введение. В настоящее время известно достаточно большое количество публикаций, где в перестраиваемых по частоте автогенераторах (АГ) для улучшения их частотных свойств (расширения полосы перестройки частот и уменьшения уровня спектра фазовых шумов) используются связанные микрополосковые линии (МПЛ) передач (см., например [1–9]). В [1] установлено, что по сравнению с однопроводной МПЛ применение в колебательной системе двух связанных линий приводит к снижению спектральной плотности мощности фазовых шумов АГ на 3...4 дБ/Гц. Ранее подобный вывод сделан в [2],

.....

где на основе аналитических выражений показано, что крутизна реактивного сопротивления параллельного резонанса одиночной линии ниже аналогичной величины, соответствующей двухпроводной связанной линии. В АГ [3] расширение полосы перестройки и уменьшение уровня фазовых шумов обусловлены использованием в связанных отрезках МПЛ вместо холостого хода режимов короткого замыкания, а также заменой полевого транзистора на биполярный. Рассматриваемые частотные характеристики могут быть также улучшены за счет возбуждения разных типов волн в связанных линиях АГ [4], где одно-

.....

временно реализуются два режима его работы, которые в [5] соответствуют емкостным трехточечным схемам генераторов Клаппа и Сейлера и обеспечивают минимальные изменения амплитуды колебаний в широком диапазоне перестройки частоты. Дальнейшее улучшение частотных характеристик может быть достигнуто путем использования в колебательных системах АГ многосвязанных микрополосковых структур [6-8]. К сожалению, в известных генераторных устройствах вопросы улучшения их частотных характеристик за счет оптимизации длины связи двух- и тем более трехпроводных линий в колебательных системах остаются малоизученными. В частности, при исследовании добротности колебательной системы АГ с двухпроводными МПЛ в [9] проведено 3Dмоделирование, в результате которого получена конфигурация резонатора с фактически разной длиной связи между двумя проводниками. Вместе с тем в этом случае, а также при использовании трехпроводных микрополосковых структур вопросы улучшения частотных характеристик АГ за счет оптимизации длины их связи вообще не обсуждались. Кроме того, в литературе отсутствуют оценки уровней спектра фазовых шумов АГ, которые соответствуют разным длинам отрезков связанных МПЛ.

Объектом исследования в настоящей статье являются генераторные устройства, использующие трехсвязные МПЛ, отличающиеся друг от друга по длине. Изучение частотных свойств указанных устройств (в частности, уменьшения уровня спектра их фазовых шумов) проведем на примере АГ [10], принципиальная схема которого представлена на рис. 1. АГ выполнен по индуктивной трехточечной схеме на биполярном транзисторе VT1, который включен по схеме с общим эмиттером. При помощи резисторов R1-R3 устанавливается режим работы транзистора по постоянному току. Для развязки СВЧ-цепей по питанию используются индуктивность L1 и конденсаторы С1, С2. Оставшиеся элементы схемы являются частотозадающими. В большей степени эту функцию выполняют МПЛ Z1-Z4, варикап VD1 и конденсаторы СЗ-С8, в меньшей степени – МПЛ Z5 и конденсатор С9, которые в основном служат для подавления на 50-омном выходе высших гармоник частоты. Для подачи запирающего основной напряжения на варикап VD1 используется положительная клемма источника управляющего напряжения, а для ввода напряжений смещений на транзистор - соответствующая клемма источника питания.



Fig. 1. Schematic diagram of the investigated generator

На рис. 2 представлена модель электромагнитно-связанных МПЛ Z1–Z3 в виде трехпроводной линии передач, в которой линия Z2 от линии Z1, а Z3 от Z2 отличаются на физическую длину l_{Δ} (или соответствующую ей фазовую величину Δ). При этом ширины w линий Z1 и Z3 одинаковы и их зазоры связи s с линией Z2 тоже. С правой стороны в рассматриваемой трехпроводной линии реализованы режимы короткого замыкания с общей шиной, а на левых входах Z1 и Z3 – режимы холостого хода. Свободный левый вывод линии Z2 является входом трехпроводной линии передач, которая вместе с емкостями варикапа VD1 и конденсаторов C5, C6 образует базовый контур.

В модели трехпроводной линии на рис. 2 предполагается, что фазовые сдвиги, соответствующие распространению волн четного и нечетного типов в линии Z1 и отрезке линии Z3 длиной l_0 , отличаются от набегов фаз в отрезке



Рис. 2. Модель электромагнитно-связанных микрополосковых линий Z1–Z3 в виде трехпроводной линии передач

Fig. 2. Model of electromagnetically coupled microstrip lines Z1–Z3 in the form of a three-wire transmission line

Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths линии Z2 этой же длины в *n* раз. Коэффициент *n* характеризует различие между фазовыми скоростями распространения основных типов волн в отрезках разного поперечного размера, связанное с неоднородностью диэлектрика. Аналогичные фазовые сдвиги в отрезках двухпроводной линии передачи длиной l_A, которая является продолжением линий Z1 и Z2, считаются равными по величине при условии, что $l_{\Lambda} = l_0$. В рассматриваемых предположениях указанные отрезки МПЛ и связанные полосковые линии разной физической длины предоставляют одинаковые возможности для реализации неуравновешенных связей между матрицами их первичных параметров, например между матрицами сопротивлений Z и проводимостей *Y*, когда $Z \neq Y^{-1}$ [6].

Поскольку импедансы коллекторной и базовой цепей предложенного генератора носят индуктивный характер, а эмиттерной цепи - емкостный [10], в качестве модели рассматриваемого АГ используем индуктивную эквивалентную трехточечную схему с последовательной обратной связью (рис. 3). Данная звездообразная схема получена в [11] из типовой треугольной схемы индуктивной трехточки на основе общих взаимных условий эквивалентных преобразований треугольника сопротивлений в звезду и наоборот преобразования сопротивлений звезды в треугольник. В выбранной модели (рис. 3) точки отмечены буквами a, b и c, a в качестве центральной точки звезды используется общая шина АГ, представленная на рис. 1. Кроме активного элемента (АЭ) - транзистора VT1 - эквивалентная схема содержит два индуктивных $L_{\rm d}$, $L_{\rm k}$ элемента и один емкостный С_э. Этим элементам модели в рассматриваемом АГ соответствуют эквивалентные индуктивности коллекторного и базового контуров и эквивалентная емкость эмиттерной цепи. Эмиттерная цепь образована конденсатором С8 и конденсатором связи с базовым контуром



С7, а в состав коллекторного контура входят МПЛ Z4, Z5 и конденсаторы C3, C4, C9.

Целью исследования, представленного в настоящей публикации, является поиск оптимальных длин отрезков (или их разницы) трехпроводной связанной микрополосковой структуры (рис. 2), которые соответствуют пониженным уровням спектра фазовых шумов выбранного генераторного устройства.

Методы и основные соотношения. Для рассматриваемого АГ с эквивалентной схемой, представленной на рис. 3, частота генерации f₀ находится из условия [10]

$$X_{\mathrm{K}}X_{\mathfrak{H}} + X_{\mathfrak{H}}X_{\mathfrak{H}} + X_{\mathrm{K}}X_{\mathfrak{H}} = 0,$$

где $X_{\rm K} = 2\pi f_0 L_{\rm K}, \ X_{\rm B} = -1/(2\pi f_0 C_{\rm B}), \ X_{\rm B} = 2\pi f_0 L_{\rm B},$ и равна:

$$f_{0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{L_{\rm K} + L_{\rm G}}{C_{\rm g} L_{\rm K} L_{\rm G}}}.$$
 (1)

Таким образом, если параметры элементов удовлетворяют (1), реализуется индуктивная эквивалентная трехточечная схема АГ с последовательной обратной связью, которая приведена на рис. 3.

Рассчитаем входное сопротивление базового контура, при котором оно в соответствии с представленной на рис. З моделью носит индуктивный характер. Запишем этот импеданс в виде

$$Z_{\delta.\kappa}(\theta_0, \Delta) = \frac{-j}{2\pi f_0 C_6} + \frac{1}{j 2\pi f_0 C_{\Sigma} + 1/Z(\theta_0, \Delta)}, (2)$$

где C_6 – емкость конденсатора $C6; C_{\Sigma}$ – суммарная емкость варикапа VD1 и конденсатора C5; $\theta_0 = 2\pi l_0 / \lambda$ – фазовый сдвиг, соответствующий физической длине l_0 линии Z3; $\Delta = 2\pi l_{\Lambda}/\lambda - \phi a$ зовый сдвиг, соответствующий физической длине l_{Λ} ; $Z(\theta_0, \Delta)$ – входное комплексное сопротивление связанных МПЛ (рис. 2), причем λ – длина волны в диэлектрике. Для произвольно выбранного значения θ_0 и оптимальной величины Δ_{opt} , определяемой из выражения

$$Z(\theta_0, \Delta_{\text{opt}}) - \frac{j}{2\pi f_0 C_{\Sigma}} = 0, \qquad (3)$$

сопротивление $Z_{\delta,\kappa}(\theta_0, \Delta)$ носит индуктивный характер и достигает максимума при $\Delta \rightarrow \Delta_{opt}$.

Рис. 3. Эквивалентная схема исследуемого генератора Fig. 3. Equivalent diagram of the investigated generator

- 67 Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths

Рассчитаем сопротивление $Z(\theta_0, \Delta)$ связанной микрополосковой структуры (см. рис. 2). Для этого представим трехпроводную линию из отрезков разной длины в виде трех последовательно соединенных частей: трехпроводной линии, выполненной на неоднородном диэлектрике, с одинаковой длиной отрезков l_0 , а также коротких отрезков двухпроводной и однопроводной линий с длинами $l_{\Delta} \ll l_0$, в пределах которых можно считать диэлектрик однородным. Такой переход (от связанных МПЛ с разной физической длиной в области электромагнитной связи к связанным МПЛ с неоднородным в поперечном сечении диэлектриком) правомерен с точки зрения одинаковых возможностей реализации неуравновешенных связей между матрицами первичных параметров, например между матрицами сопротивлений Z и проводимостей Y, когда $Z \neq Y^{-1}$ [6].

Указанные составные части исходной трехпроводной линии являются двенадцати-, восьмии четырехполюсным элементами, соединенными между собой последовательно. Перемножив известные матрицы передач каскадно-соединенных двенадцати-, восьми- и четырехполюсников [12] с учетом выбранных граничных условий, найдем выражение для входного сопротивления представленной на рис. 2 микрополосковой структуры [13]:

где

$$N = (a_{22}a_{12}^{\Delta} + a_{23}a_{22}^{\Delta} + a_{25}a_{32}^{\Delta} + a_{26}a_{42}^{\Delta}) j\rho \sin \Delta + + (a_{22}a_{13}^{\Delta} + a_{23}a_{23}^{\Delta} + a_{25}a_{33}^{\Delta} + a_{26}a_{43}^{\Delta}) \cos \Delta; \quad (4)$$
$$D = (a_{52}a_{12}^{\Delta} + a_{53}a_{22}^{\Delta} + a_{55}a_{32}^{\Delta} + a_{56}a_{42}^{\Delta}) j\rho \sin \Delta + (a_{52}a_{12}^{\Delta} + a_{53}a_{22}^{\Delta} + a_{55}a_{32}^{\Delta} + a_{56}a_{42}^{\Delta}) j\rho \sin \Delta +$$

 $Z(\theta_0, \Delta) = N/D$,

$$+ \left(a_{52}a_{13}^{\Delta} + a_{53}a_{23}^{\Delta} + a_{55}a_{33}^{\Delta} + a_{56}a_{43}^{\Delta} \right) \cos \Delta, \tag{5}$$

причем a_{ij} , a_{ij}^{Δ} – элементы матриц передачи двенадцати- и восьмиполюсников соответственно; ρ – волновое сопротивление однопроводного отрезка линии длиной l_{Δ} , который является продолжением входящего в состав линии Z1 первого отрезка двухпроводной линии длиной l_{Δ} .

Для двух неодинаковых связанных линий с однородным диэлектриком, когда коэффициенты распространения волн двух типов возбуждения γ равны между собой, элементы матрицы передачи восьмиполюсника a_{ij}^{Δ} в (4), (5) имеют вид

.....

$$\begin{aligned} a_{12}^{\Delta} &= a_{22}^{\Delta} = a_{33}^{\Delta} = a_{43}^{\Delta} = \cosh \Delta; \\ a_{13}^{\Delta} &= \sinh \Delta / Y_1^{\Delta}; \ a_{23}^{\Delta} = \sinh \Delta / Y_2^{\Delta}; \\ a_{32}^{\Delta} &= Y_1^{\Delta} \sinh \Delta; \ a_{42}^{\Delta} = Y_2^{\Delta} \sinh \Delta, \end{aligned}$$

где

$$Y_1^{\Delta} = \left(Y_{11}^{\Delta} + kY_{12}^{\Delta}\right) / \gamma; \quad Y_2^{\Delta} = \left(Y_{12}^{\Delta} + kY_{22}^{\Delta}\right) / \gamma,$$

причем $k = (\gamma^2 - \alpha_{11}^{\Delta}) / \alpha_{12}^{\Delta}$; Y_{ij}^{Δ} , α_{ij}^{Δ} – элементы матрицы проводимости и произведения матриц сопротивления и проводимости соответственно. Выражения для a_{ij}^{Δ} получены после раскрытия неопределенностей вида $\{0/0\}$ в формулах элементов матрицы передачи A^{Δ} для двухпроводной связанной полосковой линии, рассмотренной в [12].

Элементы *a_{ij}* матрицы передачи двенадцатиполюсника *A*, которые после применения в нем граничных условий остались в (4) ненулевыми, определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} a_{23} &= \sum_{i=1}^{3} k_{2i} c_{i3} \cosh \theta_i; \ a_{25} &= \sum_{i=1}^{3} k_{2i} d_{i2} \sinh \theta_i; \\ a_{26} &= \sum_{i=1}^{3} k_{2i} d_{i3} \sinh \theta_i; \ a_{52} &= \sum_{i=1}^{3} m_{2i} c_{i2} Y_i \sinh \theta_i; \\ a_{22} &= a_{55} &= \sum_{i=1}^{3} k_{2i} c_{i2} \cosh \theta_i; \\ a_{53} &= \sum_{i=1}^{3} m_{2i} c_{i3} Y_i \sinh \theta_i; \ a_{56} &= \sum_{i=1}^{3} k_{3i} c_{i2} \cosh \theta_i, \end{aligned}$$

где $\theta_i = \gamma_i l_0$, причем γ_i – коэффициент распространения *i*-й моды (*i* = 1, 2, 3). Здесь используются принятые в [6] обозначения параметров трехпроводной связанной полосковой линии, описываемой матрицами нормированных амплитуд напряжения A_U и тока A_I :

$$A_U = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{pmatrix};$$
(6)

$$A_{I} = \begin{pmatrix} Y_{1} & Y_{2} & Y_{3} \\ m_{21}Y_{1} & m_{22}Y_{2} & m_{23}Y_{3} \\ m_{31}Y_{1} & m_{32}Y_{2} & m_{33}Y_{3} \end{pmatrix},$$
(7)

а также их обратными матрицами A_U^{-1} , A_I^{-1} с элементами c_{ij} и d_{ij} .

Малошумящий перестраиваемый автогенератор

со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths Элементы матриц (6), (7) определяются как

$$k_{2i} = \frac{\alpha_{23}\alpha_{31} - (\alpha_{33} - \gamma_i^2)\alpha_{21}}{\det};$$

$$k_{3i} = \frac{\alpha_{32}\alpha_{21} - (\alpha_{22} - \gamma_i^2)\alpha_{31}}{\det};$$

$$Y_1 = \frac{Y_{11} + k_{21}Y_{12} + k_{31}Y_{13}}{\gamma_1};$$

$$Y_2 = \frac{Y_{11} + k_{22}Y_{22} + k_{32}Y_{13}}{\gamma_2};$$

$$Y_3 = \frac{Y_{11} + k_{23}Y_{12} + k_{33}Y_{13}}{\gamma_3},$$

$$m_{2i} = \frac{\alpha_{32}\alpha_{13} - (\alpha_{33} - \gamma_i^2)\alpha_{12}}{\det};$$

$$m_{3i} = \frac{\alpha_{23}\alpha_{12} - (\alpha_{22} - \gamma_i^2)\alpha_{13}}{\det},$$

где Y_{ij} , α_{ij} – элементы матрицы проводимости и произведения матриц сопротивления и проводимости соответственно; det – определитель произведения матриц conpотивления и проводимости. Элементы матриц (6), (7) k_{ij} и m_{ij} представляют собой коэффициенты пропорциональности между распространяющимися по линиям напряжениями и токами волн разных типов. С помощью используемых в (7) проводимостей Y_1 , Y_2 и Y_3 устанавливаются связи между нормированными амплитудами токов и напряжений в соответствующих им отрезках трехпроводной линии передач длиной l_0 в процессе распространения разных типов волн.

Вычисление величин a_{ij} значительно упрощается при одинаковой ширине *w* отрезков линий Z1, Z3 и их зазоров *s* с линией Z2, когда $\gamma_1 = \gamma_3 = \gamma$ и $\gamma_2 = n\gamma$; $k_{21} = k_{23}$; $k_{31} = k_{33}$; $m_{21} = m_{23}$; $m_{31} = m_{33}$; $Y_1 = Y_3$, а также когда одновременно выполняются два условия, при которых нормированные амплитуды напряжения и тока в первом и третьем отрезках линий длиной l_0 одинаковы, т. е. если $k_{31} = 1$ и $m_{31} = 1$. В результате значения элементов матрицы a_{ij} определяются следующим образом:

$$a_{22} = a_{55} = -\frac{k_{22}}{k_{21}} \cosh \theta_2; \ a_{23} = -\frac{k_{22}}{k_{31}} \cosh \theta_2;$$
$$a_{25} = -\frac{k_{22}}{m_{21}} \frac{\sinh \theta_2}{Y_2}; \ a_{26} = -\frac{k_{22}}{m_{31}} \frac{\sinh \theta_2}{Y_2};$$

Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths

$$a_{52} = -\frac{m_{22}}{k_{21}} Y_2 \sinh \theta_2; \quad a_{53} = -\frac{m_{22}}{k_{31}} Y_2 \sinh \theta_2;$$
$$a_{56} = -\frac{k_{32}}{k_{21}} \cosh \theta_2,$$

где $\theta_2 = n\theta_0$, причем $\theta_0 = 2\pi l_0/\lambda$ – фазовый сдвиг, соответствующий физической длине l_0 отрезка МПЛ Z3.

Сгруппировав полученные произведения элементов матриц $a_{ij}a_{ij}^{\Delta}$ в (4), (5) и поделив N и D на $(-k_{22}/k_{21})\cos\Delta$ или $(-k_{22}/m_{21})\cos\Delta$, запишем выражение для входного сопротивления структуры, представленной на рис. 2, в новом виде:

$$Z(\theta_0, \Delta) = \frac{Z_1(\theta_0, \Delta) + Z_2(\theta_0, \Delta)}{Z_0(\theta_0, \Delta)}, \qquad (8)$$

где

$$Z_{1}(\theta_{0}, \Delta) = \left[\frac{Y_{2\Delta}}{Y_{2}}(\sigma_{1} + \sigma_{2})\sinh(n\theta_{0}) tgh \Delta + (1 + \sigma_{3})\cosh(n\theta_{0})\right] j\rho \sin \Delta;$$

$$Z_{2}(\theta_{0}, \Delta) = \left[\frac{1}{Y_{2\Delta}}\left(\frac{1}{\sigma_{1}} + \sigma_{3}\right)\cosh(n\theta_{0}) tgh \Delta + \frac{1}{Y_{2}}(1 + \sigma_{2})\sinh(n\theta_{0})\right]\cos \Delta;$$

$$Z_{0}(\theta_{0}, \Delta) = \left[\frac{Y_{2}}{Y_{2\Delta}}\left(\frac{1}{\sigma_{1}} + \sigma_{3}\right)\sinh(n\theta_{0}) tgh \Delta + \frac{1}{\gamma_{2}}(1 + \sigma_{2})\sinh(n\theta_{0})\right] dta + \frac{1}{\gamma_{2}}(1 + \sigma_{2})\sinh(n\theta_{0}) tgh \Delta + \frac{1}{\gamma_{2}}(1 + \sigma_{2})\cosh(n\theta_{0}) tgh \Delta + \frac{1}{\gamma_{2}}(1 + \sigma_{2})\cosh(n\theta_{0})$$

$$\left[Y_{2\Delta} \left(\sigma_{1} \right)^{2} \left(\sigma_{0} \right)^{2} \right] + \left(1 + \sigma_{4} \right) \cosh \left(n\theta_{0} \right) \cos \Delta + \left\{ \left[Y_{2} \left(1 + \sigma_{3} \right) \sinh \left(n\theta_{0} \right) + \right] + \left\{ Y_{2\Delta} \left(\sigma_{1} + \sigma_{4} \right) \cosh \left(n\theta_{0} \right) \right\} \right\} j \rho \sin \Delta,$$

причем

$$\sigma_{1} = Y_{1}^{\Delta} / Y_{2}^{\Delta};$$

$$\sigma_{2} = \frac{\alpha_{32}\alpha_{13} - (\alpha_{33} - \gamma^{2})\alpha_{12}}{\alpha_{23}\alpha_{12} - (\alpha_{22} - \gamma^{2})\alpha_{13}};$$

$$\sigma_{3} = \frac{\alpha_{23}\alpha_{31} - (\alpha_{33} - \gamma^{2})\alpha_{21}}{\alpha_{32}\alpha_{21} - (\alpha_{22} - \gamma^{2})\alpha_{31}};$$

$$\sigma_{4} = \frac{\alpha_{32}\alpha_{21} - [\alpha_{22} - (n\gamma)^{2}]\alpha_{31}}{\alpha_{23}\alpha_{31} - [\alpha_{33} - (n\gamma)^{2}]\alpha_{21}}.$$

69

Результаты. Подставив (8) в (2) с заранее определенными значениями C_{Σ} , C_6 , f_0 и предварительно оценив величины σ_i , $Y_{1\Delta}$, $Y_{2\Delta}$, Y_2 , проанализируем поведение мнимой части и модуля входного сопротивления базового контура $Z_{6,\kappa}(\theta_0, \Delta)$ схемы (см. рис. 1) в зависимости от изменения малой величины $\Delta \ll \theta_0$ при выбранных значениях n, θ_0 . Затем сравним полученные характеристики с аналогичными зависимостями для подобной представленной на рис. 2 микрополосковой структуры с нулевой добавкой длины $(l_{\Delta} = 0)$. Кроме того, сравним их с характеристиками аналога [2], в котором используется двухпроводная структура полосковых линий, короткозамкнутых с одной стороны и с режимом холостого хода на одной из них с другой стороны. При этом выберем величину $1/|Y_{1\Delta}|$ равной волновому сопротивлению линий Z1 (или р), а значения $1/|Y_{2\Lambda}|$ и $1/|Y_2|$ такими же, как и значение волнового сопротивления линии Z2 микрополосковой структуры на рис. 2. Другими словами, когда значения θ_0 равны $\pi/5$ или $\pi/3$ (в относительных длинах $-l_0/\lambda = 1/10$ или 1/6), коэффициент *n* выбран 1.3 или 2, а значения модулей 1/У2 соответствуют 65 и 85 Ом, рассмотрим примеры резонансных систем, описываемых (2) и (8), в которых $\rho = 130 \text{ Ом}, \sigma_1 = 0.5, a \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = 1.$

На рис. 4–6 приведены зависимости мнимых частей входных сопротивлений $Z_{\rm K}(\theta_0, \Delta)$ и их модулей для указанных трех типов резонансных контуров. Все характеристики рассчитаны на одной частоте $f_0 = 1.08$ ГГц при одинаковых значениях $C_6 = 1.8$ пФ и интервале изменения $C_{\Sigma} = 2.35...2.5$ пФ. Значения параметров n, θ_0 и $1/|Y_2|$ приведены на рисунках.

Анализ импедансных характеристик, полученных для резонансного контура с МПЛ разной длины (кривые l), показывает, что существуют оптимальные значения Δ_{opt} , которым соответствуют максимальные положительные значения мымых частей и модулей входных сопротивлений. При выбранных параметрах контура оптимальные значения Δ_{opt} находятся в пределах от лен 0.069 до 0.081, что соответствует оптимальным при вибранных $l_{\Delta_{opt}} = 1.6...1.9$ мм. l_0

При построении зависимостей $Z_{\kappa}(\theta_0, \Delta)$ для остальных схем МПЛ к θ_0 добавлены дополнительные фазовые сдвиги φ_0 , с помощью которых максимальные значения мнимых частей и модулей входных сопротивлений для этих резонансных систем совмещаются с аналогичными характеристиками резонансного контура с МПЛ разной длины с оптимальными значениями Δ_{opt} . В результате такого совмещения можно отметить следующее. Во-первых, импедансные характеристики $(\operatorname{Im} Z_{\kappa}(\theta_{0}, \Delta) | u | Z_{\kappa}(\theta_{0}, \Delta))$ ухудшаются при увеличении значений *n* и θ_0 . Так, при увеличении θ_0 с $\pi/5$ до $\pi/3$ (рис. 5 и 6) крутизна зависимости Im $Z_{\kappa}(\Delta)$ вблизи Δ_{opt} уменьшается до 2 раз, а ширина графика $|Z_{\kappa}(\Delta)|$ по уровню 40 кОм – до 4 раз. Приблизительно так же ведут себя импедансные характеристики при увеличении п с 1.3 до 2.0 (рис. 4 и 5). Отсюда следует, что для максимального понижения фазовых шумов АГ достаточно, чтобы характерные длины l_0 не превышали λ/8. При этом диэлектрик также может быть слабо неоднородным, что соответствует n < 1.3. Во-вторых, резонансный контур, использующий предложенную структуру МПЛ разной длины, обладает существенно большими возможностями для увеличения нагруженной добротности колебательной системы АГ. Причем это увеличение достигается не за счет высокой собственной добротности ненагруженного контура, а схемотехническим путем, когда колебательная система преобразуется в эквивалентную многоконтурную структуру. Подтверждением этому вблизи Δ_{opt} на рис. 4-6 в предложенном генераторе служат бо́льшая в 2-4 раза крутизна зависимостей $Im Z_{\kappa}(\Delta)$, а также меньшая в 4–10 раз ширина зависимости $|Z_{\kappa}(\Delta)|$ по уровню 40 кОм. Такой вид зависимостей на рис. 4-6 соответствует выводам работы [2] и приводит к повышению нагруженной добротности колебательной системы, по крайней мере, в 2-4 раза.

Рассмотрим разработку макета АГ с параметрами резонансной системы, близкими к установленным при расчете импедансных характеристик, представленных на рис. 5: n = 2.0; $\theta_0 = \pi/6$; $l_0 = 13.3$ мм; $\Delta_{opt} = 0.068$; $l_{\Delta_{opt}} = 1.6$ мм.

Малошумящий перестраиваемый автогенератор

со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths

Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 64–74 Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 64–74



4. Бходное сопротивление оззового контура тенератора при n – 1.5, 60 = 4/3 и 1/12 – 65
 1 – предложенная трехполосковая схема с линиями разной длины; 2 – трехполосковая схема с линиями одинаковой длины; 3 – двухполосковая схема [2]

Fig. 4. Input impedance of the generator base loop with n = 1.3, $\theta_0 = \pi/5$ $\times 1/|Y_2| = 85 \Omega$:

I – the proposed three-strip scheme with lines of different lengths; 2 – three-strip scheme with lines of the same length; *3* – double-strip circuit [2]



Рис. 5. Входное сопротивление базового контура генератора при n = 2.0, $\theta_0 = \pi/5$ и $1/|Y_2| = 65$ Ом: 1 – предложенная трехполосковая схема с линиями разной длины; 2 – трехполосковая схема с линиями одинаковой длины; 3 – двухполосковая схема [2]

Fig. 5. Input impedance of the generator base loop with n = 2.0, $\theta_0 = \pi/5$ $\times 1/|Y_2| = 65 \Omega$:

1 – the proposed three-strip scheme with lines of different lengths; 2 – three-strip scheme with lines of the same length; 3 – double-strip circuit [2]



Рис. 6. Входное сопротивление базового контура генератора при n = 2.0, $\theta_0 = \pi/3$ и $1/|Y_2| = 65$ Ом: *I* – предложенная трехполосковая схема с линиями разной длины; *2* – трехполосковая схема с линиями одинаковой длины; *3* – двухполосковая схема [2]

Fig. 6. Input impedance of the generator base loop with n = 2.0, $\theta_0 = \pi/3 \times 1/|Y_2| = 65 \Omega$: *I* – the proposed three-strip scheme with lines of different lengths; 2 – three-strip scheme with lines of the same length; *3* – double-strip circuit [2]

Предварительно по (1)–(3) рассчитаем параметры элементов схемы, а затем уточним их значения, используя известный прием проектирования АГ [9]. Его суть состоит в том, чтобы реализовать суммарную входную проводимость на базе транзистора VT1 равной нулю. При этом параметры всех элементов схемы АГ, представленной на рис. 1, можно определить вновь, используя справочные данные о S-параметрах для выбранного транзистора 2T682A-2. В соответствии с методи-

Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths



Рис. 7. Разработанный автогенератор: а – внешний вид; б – топология печатной платы Fig. 7. Developed auto-generator: a – appearance; b – printed circuit board topology

кой [10] результатом оптимизации уточненных параметров элементов схемы АГ является одновременное выполнение на расчетной частоте около 1.08 ГГц приблизительного равенства нулю действительной и мнимой частей суммарной проводимости. Такой прием проектирования АГ применяется для индуктивной трехточечной схемы генераторных устройств с параллельной обратной связью, которая эквивалентна их звездообразной схеме, представленной на рис. 3 [11]. Минимальные величины суммарной проводимости обеспечиваются при следующих уточненных параметрах элементов: $C_3 = C_7 = 3.9 \text{ п}\Phi$, $C_4 = 2.0 \text{ п}\Phi$, $C_8 = 8.2 \, \text{п}\Phi, \quad C_6 = C_9 = 1.8 \, \text{п}\Phi.$ Суммарная емкость конденсатора C5 и варикапа VD1 типа 2В169А9 меняется в пределах от 1.45 до 2.5 пФ. Индуктивность развязывающего элемента L1 принята равной 82 нГн, а блокирующие конденсаторы С1 и С2 имеют емкости 330 и 100 пФ соответственно. Сопротивления резисторов составляют: $R_1 = 1.5$ кОм, $R_2 = 1.0$ кОм, $R_3 = 75$ Ом. Длина МПЛ Z4 составляет 5.8 мм, МПЛ Z5 имеет длину 9.5 мм, а длины связанных МПЛ Z1, Z2 и Z3 равны 13.3, 14.9 и 16.5 мм соответственно. Основной полосок МПЛ Z2 имеет ширину 0.7 мм при зазорах между МПЛ Z1, Z3 0.2 мм. Ширина всех остальных отрезков составляет 0.3 мм при толщине 0.8 мм. МПЛ выполнены на стеклотекстолитовой подложке типа FR-4.

Таким образом, разработан управляемый напряжением генератор в соответствии со схемой, представленной на рис. 1, с резонансной системой на трех связанных МПЛ передач, отлича-72

ющихся друг от друга на оптимальную длину. Фотография разработанного устройства приведена на рис. 7, а. Топология печатной платы АГ с вариантом реализации трехпроводной связанной МПЛ с отрезками разной длины представлена на рис. 7, б.

Разработанный генератор с выходной мощностью 0.7...1.2 мВт перестраивается в диапазоне частот от 1.03 до 1.09 ГГц при изменении управляющего напряжения от 0.5 до 12 В. В указанном частотном диапазоне спектральная плотность мощности фазовых шумов при отстройках 10 и 100 кГц составляет -101 и -123 дБ/Гц, что на 6...10 дБ/Гц ниже типовых уровней фазовых шумов генератора, работающего в том же режиме, выполненного по той же схеме и на том же транзисторе, но с использованием однопроводной МПЛ.

Генератор имеет напряжение питания +5 В, потребляемый ток 16 мА.

В генераторе применены комплектующие элементы только отечественного производства. Расположение контактных площадок вводов питающего и управляющего напряжений и выходного сигнала, габаритные размеры корпуса в генераторе полностью, а его типовые характеристики в основном соответствуют импортному аналогу ROS-1100V [14].

Заключение. Проведенные исследования подтверждают возможность уменьшения уровня спектра фазовых шумов АГ, перестраиваемых напряжением, за счет выбора оптимальных соотношений длин связи в используемых трехпроводных МПЛ передач. Для выбранной схемы АГ (см. рис. 1), в котором использована модель микрополосковой структуры (см. рис. 2), получены

.....
основные формулы (1)-(3) и (8) для расчета его частотозадающих элементов и параметров отрезков трехсвязных МПЛ. С их помощью дана оценка входных сопротивлений базовых контуров $Z_{\kappa}(\theta_0, \Delta)$ рассмотренных АГ с трехсвязанными линиями одинаковой и разной длины, а также АГ, использующего двухсвязную МПЛ. По сравнению с известными устройствами предлагаемый АГ вблизи оптимальной разницы в длинах отрезков трехпроводной линии обладает в 2-4 раза большей крутизной функций $\operatorname{Im} Z_{\kappa}(\Delta)$, а также в 4–10 раз меньшей шириной графиков $|Z_{\kappa}(\Delta)|$. Если в качестве оценки уровня фазовых шумов генератора использовать шумы его простой модели [15], то при прочих равных с другими генераторами условиях (одинаковых входных мощностях усилителей при согласовании с источниками, коэффициентах шума усилителей и собственных добротностей ненагруженных контуров) спектральная плотность мощности фазовых шумов предлагаемого устройства становится в 4-16 раз

ниже. Таким образом, по сравнению с АГ, неоптимизированными по длине связи микрополосковых структур, спектральная плотность мощности фазовых шумов предлагаемого устройства согласно расчету уменьшается на 6...12 дБ/Гц. Экспериментально подтверждено уменьшение этого параметра на 6...10 дБ/Гц.

Оптимизация длины связи между отрезками трехпроводной линии колебательного контура АГ представляет собой новый схемотехнический прием уменьшения уровня спектра его фазовых шумов [13]. С его помощью в АГ по-новому раскрывается характерный для многосвязных микрополосковых структур эффект многоконтурности, результатом которого является увеличение нагруженной добротности колебательной системы, причем степень проявления этого эффекта практически не зависит от значений n и θ_0 . Таким образом, если параметры элементов в предложенном на рис. 1 устройстве выбрать в соответствии с (1)–(3) и (8), то будет гарантировано снижение уровня их фазовых шумов.

Список литературы

1. Sevimli O., Archer J. W., Griffiths G. J. GaAs HEMT monolithic voltage-controlled oscillators at 20 and 30 GHz incorporating Schottky-varactor frequency tuning // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1998. Vol. MTT-46, iss. 10. P. 1572–1576. doi: 10.1109/22.721167

2. Аристархов Г. М., Пашнин В. И. Стабилизация частоты микрополосковых автогенераторов СВЧ при помощи систем связанных линий с неравными фазовыми скоростями // Электронная техника. Сер. 10. Микроэлектронные устройства. 1984. Вып. 2(44). С. 5–11.

3. US Pat. 5,942,950 A. I.Cl. H03B 1/00, H03H 5/12, H03B 5/18 (2006.01). Varactor Tuned Strip Line Resonator and VCO Using Same / J. L. Merenda. Publ. 19.11.1998.

4. Rogers R. G. A Dual Mode Tuning Circuit for Microwave Transistor Oscillators // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1977. Vol. MTT-25, iss. 2. P. 120–127. doi: 10.1109/TMTT.1977.1129051

5. Grebennikov A. RF and microwave transistor oscillator design. Chichester, England: John Wiley & Sons, Ltd, 2007. 441 p.

6. Малютин Н. Д. Многосвязные полосковые структуры и устройства на их основе. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1990. 164 с.

7. US Pat. 7,365,612 B2. I.Cl. H03L 23/66, H03B 5/18, H03B 9/14 (2006.01). Low Noise, Hybrid Tuned Wideband Voltage Controlled Oscillator / U. L. Rohde, A. K. Poddar, R. Rebel, P. Patel, K. J. Schoepf. Publ. 29.04.2008. 8. Hofbauer G. A. A Low Noise Wideband Microwave Oscillator using a Tunable Microstrip Combline Filter // Microwave J. 2003. Vol. 46, № 2. P. 82–97.

9. Rohde U. L., Poddar A. K., Böck G. The Design of Modern Microwave Oscillators for Wireless Applications. New Jersey, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005. 543 p.

10. Баранов А. В., Козиков А. Л. Взаимодополняющие приемы проектирования трехточечных СВЧ-автогенераторов // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2018. Вып. 3(538). С. 75–82.

11. Баранов А. В. Частные и обобщенные эквивалентные трехточечные схемы СВЧ-автогенераторов // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2017. Вып. 1 (532). С. 18–25.

12. Малютин Н. Д. Матричные параметры неодинаковых связанных полосковых линий с неоднородным диэлектриком // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21, № 12. С. 2473–2478.

13. Пат. RU 2696207 C1 H03B 5/00 (2006.01) Перестраиваемый генератор со связанными микрополосковыми линиями / А. В. Баранов; опубл. 31.07.2019. Бюл. № 22.

14. Datasheet. Mini-Circuits. Voltage controlled oscillator ROS-1100V. URL: https://www.minicircuits.com /products/oscillators/datasheetROS-1100V (дата обращения 07.08.2019)

15. Leeson D. A Simple Model of Feedback Oscillator Noise Spectrum // Proc. of the IEEE. 1966. Vol. 54, $N_{\rm P}$ 2. P. 329–332.

Информация об авторе

Баранов Александр Владимирович – доктор технических наук (2013), ведущий научный сотрудник АО «НПП "Салют"» (Нижний Новгород). Автор более 70 научных работ. Область научных интересов – разработка в СВЧ-диапазоне усилителей мощности, усилителей-ограничителей, автогенераторов и генераторов, управляемых напряжением.

Адрес: АО «НПП "Салют"», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950, Россия E-mail: baranov.micros@yandex.ru

https://orcid.org/0000-0002-0512-7532

References

1. Sevimli O., Archer J. W., Griffiths G. J. GaAs HEMT Monolithic Voltage-Controlled Oscillators at 20 and 30 GHz Incorporating Schottky-Varactor Frequency Tuning. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1998, vol. MTT-46, iss. 10, pp. 1572–1576. doi: 10.1109/22.721167

2. Aristarhov G. M., Pashnin V. I. Frequency Stabilization of Microstrip Oscillators by Means of Systems of Coupled Lines with Unequal Phase Velocities. *Elektronnaya tekhnika. Series 10. Mikroelektronnye ustroystva* [Journal Electronic Engineering. Series 10. Microwave Devices]. 1984, iss. 2 (44), pp. 5–11. (In Russ.)

3. Merenda J. L. Varactor Tuned Strip Line Resonator and VCO Using Same. Patent US5942950A, H03 B1/00, H03 H5/12, H03 B5/18 (2006.01) 24 august 1999.

4. Rogers R. G. A Dual Mode Tuning Circuit for Microwave Transistor Oscillators. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1977, vol. MTT-25, iss. 2, pp. 120–127. doi: 10.1109/TMTT.1977.1129051

5. Grebennikov A. RF and Microwave Transistor Oscillator Design. Chichester, England, John Wiley & Sons, Ltd, 2007, 441 p.

6. Malyutin N.D. *Mnogosvyaznye poloskovye struktury i ustrojstva na nih* [Multi-Coupled Microstrip Structures and Devices Based on Them]. Tomsk, *Izd-vo Tomskogo universiteta*, 1990, 164 p. (In Russ.)

7. Rohde U. L., Poddar A. K., Rebel R., Patel P., Schoepf K. J. Low Noise, Hybrid Tuned Wideband Voltage Controlled Oscillator. Patent US7365612 B2, H03 L23/66, H03 B5/18, H03 B9/14 (2006.01). 29 April 2008. 8. Hofbauer G. A. A Low Noise Wideband Microwave Oscillator Using a Tunable Microstrip Combline Filter. Microwave J. 2003, vol. 46, no. 2, pp. 82–97.

9. Rohde U. L., Poddar A. K., Böck G. The Design of Modern Microwave Oscillators for Wireless Applications. New Jersey, USA, John Wiley & Sons, Inc., 2005, 543 p.

10. Baranov A. V., Kozikov A. L. Mutually Complementary Techniques for Designing Three-Points Microwave Oscillators. *Elektronnaya tekhnika. Series 1. SVCHtekhnika* [Journal Electronic Engineering. Series 1. Microwave Engineering]. 2018, iss. 3(538), pp. 75–82. (In Russ.)

11. Baranov A. V. Particular and Generalized Equivalent Three-Point Circuits of Microwave Self-Excited Oscillators. *Elektronnaya tekhnika. Series 1. SVCH-tekhnika* [Journal Electronic Engineering. Series 1. Microwave Engineering]. 2017, iss. 1(532), pp. 18–25. (In Russ.)

12. Malyutin N. D. Matrix Parameters of Unequal Coupled Microstrip Lines with Inhomogeneous Dielectric. *Radiotekhnika i Elektronika* [Journal Radioengineering and Electronics]. 1976, vol. 21, no. 12, pp. 2473–2478. (In Russ.)

13. Baranov A. V. Voltage-Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines. Patent RF, no. 2696207C1 H03 B 5/00 (2006.01), publ. 31.07.2019, bull. no. 22. (In Russ.)

14. Datasheet. Mini-Circuits, Voltage Controlled Oscillator ROS-1100V. Available at: https://www.minicircuits.com/ products/oscillators/datasheetROS-1100V (accessed 07.08.2019)

15. Leeson D. A Simple Model of Feedback Oscillator Noise Spectrum. Proc. of the IEEE. 1966, vol. 54, no. 2, pp. 329–332.

Information about the author

Aleksander V. Baranov, Dr. Sci. (Eng.) (2013), leading researcher of Nizhny Novgorod JSC «SPE "SALUT"». The author of more than 70 scientific publications. Area of expertise: design of microwave power amplifiers, limiting amplifiers, oscillators and voltage-controlled oscillators.

Address: JSC «SPE "SALUT"», 7 Larina Str., Nizhny Novgorod 603950, Russia E-mail: baranov.micros@yandex.ru https://orcid.org/0000-0002-0512-7532

> Малошумящий перестраиваемый автогенератор со связанными микрополосковыми линиями передач разной длины Low-Noise Voltage Controlled Oscillator with Coupled Microstrip Lines of Different Lengths

74

Приборы и системы измерения на основе акустических, оптических и радиоволн

УДК 620.179.16

https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-6-75-83

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения

К. С. Паврос¹, И. Г. Сидоренко¹[™], Б. Рокштро²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

²GMH Prüftechnik, Нюрнберг, Германия

[™]irina.sidorenko.spb@gmail.com

Оригинальная статья

Аннотация

Введение. В настоящее время листовой прокат является основным конструкционным материалом многоцелевого назначения. Актуальной задачей промышленности является повышение качества толстолистового проката. Это позволяет в дальнейшем обеспечивать необходимую надежность конструкций и изделий особо ответственного назначения. Действующие в настоящее время нормативные документы допускают проведение ультразвукового контроля листового проката методами отражения или прохождения. В силу отсутствия конкретных рекомендаций по применению того или иного метода становится неочевидным, какой из методов использовать предпочтительней.

Цель работы. Оценка предельной выявляемости плоскостных несплошностей толстолистового проката методами отражения (эхометод) и методами прохождения (теневой и зеркально-теневой методы).

Материалы и методы. На основании анализа уравнений акустических трактов определены соотношения, позволяющие оценивать предельную выявляемость плоскостных несплошностей толстолистового проката эхо-, теневым и зеркально-теневым методами с использованием продольных волн. Теоретические исследования проводились компьютерным моделированием с использованием математического пакета Mathcad.

Результаты. Получены интегральные выражения для расчета амплитуд эхосигнала от плоскостного дефекта, донного сигнала на бездефектном и дефектном участках и их соотношение для эхометода. Определены выражения для расчета амплитуд прошедших и донных сигналов на дефектном и бездефектном участках и их соотношение для теневого и зеркально-теневого методов. На основе численного анализа выполнена оценка предельной выявляемости плоскостных дефектов листового проката: методами отражения возможно выявление дефектов раскрытием 5 мкм, методами прохождения – более 100 мкм.

Заключение. Установлено, что методы отражения обладают лучшими возможностями по выявлению плоскостных дефектов продольными волнами. Определены условия уменьшения толщины эквивалентной прослойки, связанные с увеличением волнового размера преобразователей. Показано, что с целью выявления дефектов с малым раскрытием при контроле листового проката целесообразнее отдавать предпочтение эхометоду ультразвукового контроля.

Ключевые слова: ультразвуковой контроль, листовой прокат, расслоение, методы прохождения и отражения, продольные волны

Для цитирования: Паврос К. С., Сидоренко И. Г., Рокштро Б. Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 6. С. 75–83. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-75-83

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 10.10.2019; принята к публикации после рецензирования 11.11.2019; опубликована онлайн 30.12.2019

© Паврос К. С., Сидоренко И. Г., Рокштро Б., 2019



Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License Instruments and Measuring Systems Based On Acoustic, Optical and Radio Waves

Original article

Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

Kirill S. Pavros¹, Irina G. Sidorenko^{1⊠}, Bernd Rockstroh²

¹Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

²GMH Prüftechnik, Numberg, Germany

[™]irina.sidorenko.spb@gmail.com

Abstract

Introduction. Currently, sheet metal is the main structural material for multi-purpose use. The actual task of the industry is to improve the quality of rolled sheet. It allows to ensure the necessary reliability of structures and products of especially critical use. The regulatory documents currently in force allow an ultrasonic testing of sheet metal by reflection or by transmission method. Due to lack of specific recommendations it becomes unclear which of the methods is preferable to use.

Aim. An estimation of the maximum detectability of rolled sheet planar extended defects by reflection methods (echo method) and by transmission methods (shadow and mirror-shadow methods).

Materials and methods. Based on analysis of the equations of acoustic paths, formulas were determined. The formulas allow one to evaluate an ultimate detectability of planar discontinuities of plate rolling by echo, shadow and mirror-shadow methods in a contact version by longitudinal waves. Experimental studies were conducted under computer simulation using the Mathcad mathematical package.

Results. Integral expressions for calculating of amplitudes of echo signal from a plane defect, of bottom signal in defect-free and defective areas and their ratio for the echo method were obtained. The expressions for calculating of amplitudes of transmitted and bottom signals in defective and defect-free areas and their ratio for shadow and mirror-shadow methods were determined. Based on the numerical analysis, an estimation of the maximum detectability of planar extended defects of sheet metal was realized. It is possible to detect defects with a thickness of 5 μ m by reflection methods and with a thickness more than 100 μ m by transmission methods.

Conclusion. It was established that reflection methods have better capabilities for detecting plane defects by longitudinal waves. The conditions for reducing of the thickness of the equivalent layer associated with an increase in transducers wave size were determined. It was shown that in order to detect defects with a small thickness, it is more expedient to give preference to the echo method of ultrasonic testing.

Keywords: ultrasonic testing, sheet metal, layering, transmission and reflection methods, longitudinal waves

For citation: Pavros K. S., Sidorenko I. G., Rockstroh B. Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 6, pp. 75–83. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-75-83

Conflict of interest. Authors declare no conflict of interest.

Submitted 10.10.2019; accepted 11.11.2019; published online 30.12.2019

Введение. В настоящее время листовой прокат является основным конструкционным материалом многоцелевого назначения. Высокие качественные и эксплуатационные характеристики материала позволяют широко использовать его в промышленной и строительной индустрии для производства самых различных металлоконструкций. Листовой прокат применяют для изготовления каркасов зданий и сооружений, железнодорожных и автодорожных мостов, стенок сосудов и резервуаров, в качестве элемента общивки судов и летательных аппаратов. Одной из важнейших задач промышленности является увеличение качества толстолистового проката, поскольку это позволяет в дальнейшем обеспечивать необходимую надежность конструкций и изделий особо ответственного назначения.

Основным внутренним дефектом листового проката, существенно ослабляющим его прочность, являются расслоения, имеющие литейное происхождение и представляющие собой раскатанные несплошности. Это вытянутые в направлении прокатки плоскостные нарушения сплошно-

.... 76 сти листа, расположенные преимущественно параллельно его граням на разных уровнях по толщине. Расслоения характеризуются толщиной и площадью в плоскости листа.

На сегодняшний день качество проката контролируется ультразвуковыми методами. Действующие нормативные документы предусматривают применение на выбор как методов отражения, так и методов прохождения. По причине отсутствия конкретных рекомендаций по применению того или иного метода возникает вопрос, какой же из методов использовать предпочтительней. В методах отражения информационным признаком наличия дефекта является появление эхосигнала в зоне наблюдения, в методах прохожления – ослабление или пропалание прошелшего через объект контроля сигнала. К методам отражения относятся эхо- и эхосквозной методы, к методам прохождения - теневой и зеркальнотеневой методы.

Проблемы, связанные с контролем листового проката различными методами, рассмотрены авторами многочисленных научных трудов, как отечественных, так и зарубежных [1–12]. Настоящая статья посвящена оценке возможностей этих методов при их применении для ультразвукового контроля листового проката с целью обнаружения характерных для данного вида продукции протяженных плоскостных несплошностей. Целесообразность применения того или иного метода может быть определена благодаря оценке предельной выявляемости плоскостных несплошностей толстолистового проката.

В целях воспроизведения настройки дефектоскопа, обеспечивающей в конкретных условиях необходимую реальную чувствительность контроля к толщине расслоений, используют понятие условной чувствительности контроля. При контроле листового проката ее задают амплитудой регистрируемых сигналов, отсчитываемых в децибелах относительно начального уровня [13–15]. За начальный уровень отсчета принимают:

 при контроле эхометодом, теневым и зеркально-теневым методами: амплитуду первого донного или первого прошедшего сигнала на участках листового проката, не содержащих несплошностей;

 при контроле эхометодом с регистрацией сигналов во втором временном интервале (между первым и вторым донными импульсами): амплитуду первого донного импульса на произвольном участке листа; при контроле эхометодом: амплитуду эхоимпульса от искусственного плоскодонного отражателя заданного диаметра в контрольном образце.

Таким образом, для того чтобы оценить предельные возможности эхометода, необходимо рассчитать амплитуду эхосигнала от плоскостного дефекта, амплитуду донного сигнала на бездефектном участке и их отношение.

Для оценки предельных возможностей теневого и зеркально-теневого методов необходимо рассчитать амплитуду прошедшего (донного) сигнала на бездефектном участке и амплитуду прошедшего (донного) сигнала при наличии дефекта и их отношение.

Для получения расчетных соотношений амплитуд регистрируемых сигналов на бездефектном участке изделия и участке с дефектом достаточно в выражениях для определения амплитуды сигнала дополнительно учесть [13–15]:

 коэффициент отражения звукового пучка от нижней грани изделия для расчета амплитуды донного сигнала на бездефектном участке изделия;

квадрат коэффициента прохождения звукового пучка через плоскопараллельный слой малой толщины, коэффициент отражения звукового пучка от нижней грани изделия для оценки амплитуды донного сигнала на участке с дефектом;

 коэффициент прохождения звукового пучка через плоскопараллельный слой малой толщины для оценки амплитуды прошедшего сигнала на участке с дефектом;

 коэффициент отражения звукового пучка от плоскопараллельного слоя малой толщины для оценки амплитуды отраженного от дефекта эхосигнала.

Постановка задачи. Для получения интегрального выражения амплитуды электрического сигнала в случае продольных волн зададимся граничными условиями [1]. Будем считать, что поршневой излучатель И радиуса *а* расположен на поверхности тела, совпадающей с плоскостью *х0у* прямоугольной системы координат (рис. 1), и совершает гармонические колебания.

Математическая модель. Граничные условия на плоскости z = 0 под излучателем в пределах его площади определяются типом возбуждаемых им колебаний. На остальной части поверхности упругие напряжения отсутствуют. В связи с этим граничные условия задавались в виде

 $\sigma_{mn} = \begin{cases} \sigma_0 e^{j\omega t}, x^2 + y^2 \le a^2; \\ 0, x^2 + y^2 > a^2, \end{cases}$

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения



Fig. 1. Task model

где σ_{mn} – компоненты тензора упругих напряжений; $\sigma_0 = \xi_m \rho c$ – амплитуда заданной нормальной компоненты; ω – круговая частота (ξ_m – амплитуда колебательной скорости на поверхности поршня; ρ и *c* – плотность твердого тела и скорость волн в нем соответственно).

Компоненты тензора упругих напряжений определяются законом Гука:

$$\sigma_{mn} = \lambda \varepsilon_{mn} + 2\mu \varepsilon_{mn},$$

где λ и μ – упругие постоянные Ламе; ε_{mn} – компоненты тензора упругих деформаций.

Амплитуда электрического сигнала от принятой продольной волны определяется как среднее значение напряжения на приемном преобразователе П (рис. 1):

$$U_{\rm lg} = \frac{1}{S_{\rm np}} \left| \iint_{S_{\rm np}} \sigma_{zz} dS_{\rm np} \right|, \tag{1}$$

где $S_{\rm np}$ – площадь преобразователя; σ_{zz} – нормальная компонента тензора упругих напряжений.

Подставим в (1) компоненты тензора упругих напряжений

$$\sigma_{zz} = -\left(\lambda k_{\mathrm{lg}}^2 + 2\mu\varsigma^2\right)\phi\big|_{z=H},$$

где k_{1g} – волновое число для продольной волны; $\zeta = \sqrt{k_{1g}^2 - k^2}$; ϕ – скалярный потенциал смещения; H – расстояние от излучателя до приемника, причем $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ (k_x , k_y – проекции волнового числа на оси *x* и *y* соответственно).

В результате получим выражение для амплитуды электрического сигнала от принятой продольной волны:

$$U_{\rm lg} = \frac{1}{S_{\rm fr}} \left| \iint_{S_{\rm fr}} \left[\left(\lambda k_{\rm lg}^2 + 2\mu\varsigma^2 \right) \frac{\sigma_0 S_{\rm fr}}{\left(2\pi \right)^2 \mu k_{\rm tr}^2} \times \right] \right|$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2J_1(ka)}{ka} \frac{\left(\eta^2 - k^2\right)\left(\eta^2 + k^2\right)}{F(k)} \times e^{-j\left(k_x x + k_y y + \varsigma H\right)} dk_x dk_y \left[dS_{\Pi}\right],$$

где $k_{\rm tr}$ – волновое число для поперечной волны; $J_1(ka)$ – цилиндрическая функция Бесселя первого порядка; $\eta = \sqrt{k_{\rm tr}^2 - k^2}$;

$$F(k) = \left(k^2 - \eta^2\right)^2 + 4k^2 \varsigma \eta.$$

После представления проекций волновых чисел в сферической системе координат, интегрирования по площади преобразователя и выполнения ряда простых преобразований получим:

$$\frac{U_{\text{lg}}}{\sigma_0} = \frac{(k_{\text{lg}}a)^2}{2} \left| \int_0^\infty \frac{2J_1(k_{\text{lg}}ax)}{k_{\text{lg}}ax} \frac{2J_1(k_{\text{lg}}a\beta x)}{k_{\text{lg}}a\beta x} \times \frac{(\alpha^2 - 2x^2)^2}{(\alpha^2 - 2x^2)^2 + 4x^2\sqrt{1 - x^2}\sqrt{\alpha^2 - x^2}} \times \frac{(\alpha^2 - 2x^2)^2}{2\pi^3\sqrt{1 - x^2}\sqrt{\alpha^2 - x^2}} \times \frac{(\alpha^2 - 2x^2)^2}{2\pi^3\sqrt{1 - x^2}} \times \frac{(\alpha^2$$

где $\beta = b/a$; $\alpha = c_{lg}/c_{tr}$; $s = H/(a^2/\lambda_{lg})$, причем c_{lg} , c_{tr} – скорости продольных и поперечных волн; λ_{lg} – длина продольной волны.

Для проведения численного интегрирования разобьем область интегрирования в (2) на 3 участка:

$$U_{lg}/\sigma_{0} = 0.5(k_{lg}a)^{2} \times \left\{ \int_{0}^{-1} \frac{2J_{1}(k_{lg}ax)}{k_{lg}ax} \frac{2J_{1}(k_{lg}a\beta x)}{k_{lg}a\beta x} \mathbb{Q}(x)G_{1}(x)x\,dx + \int_{1}^{\alpha} \frac{2J_{1}(k_{lg}ax)}{k_{lg}ax} \frac{2J_{1}(k_{lg}a\beta x)}{k_{lg}a\beta x} \mathbb{Q}(x)G_{2}(x)x\,dx + \int_{\alpha}^{\infty} \frac{2J_{1}(k_{lg}ax)}{k_{lg}ax} \frac{2J_{1}(k_{lg}a\beta x)}{k_{lg}a\beta x} \mathbb{Q}(x)G_{3}(xz)\,dx \right\}, \quad (3)$$

где

$$G_{I}(x) = \frac{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2}}{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2} + 4x^{2}\sqrt{1 - x^{2}}\sqrt{\alpha^{2} - x^{2}}} \times e^{-j\frac{(k_{l}a)^{2}}{2\pi}s\sqrt{1 - x^{2}}};$$

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения

Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

$$G_{2}(x) = \frac{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2}}{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2} - 4jx\sqrt{x^{2} - 1}\sqrt{\alpha^{2} - x^{2}}} \times e^{-j\frac{(k_{l}a)^{2}}{2\pi}s\sqrt{x^{2} - 1}};$$

$$G_{3}(x) = \frac{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2}}{(\alpha^{2} - 2x^{2})^{2} - 4jx^{2}\sqrt{x^{2} - 1}\sqrt{\alpha^{2} - x^{2}}} \times e^{-\frac{(k_{l}a)^{2}}{2\pi}s\sqrt{x^{2} - 1}};$$

Q(x) – функция, зависящая от коэффициентов отражения и прохождения волны.

Коэффициенты отражения и прохождения продольной волны определяются решением задачи отражения и преломления волн на свободной поверхности твердого полупространства и на плоском слое дефекта толщиной *d* с использованием скалярного и векторного потенциалов смещения.

Коэффициент отражения от свободной поверхности твердого тела определялся выражением где

$$N_{1} = 4 \frac{x^{2}}{\alpha_{\text{lgtr}_{11}}^{4}} \sqrt{\alpha_{\text{lgtr}_{11}}^{2} - x^{2}};$$
$$N_{2} = \frac{1}{\sqrt{1 - x^{2}}} \left(1 - 2 \frac{x^{2}}{\alpha_{\text{lgtr}_{11}}^{2}}\right)^{2},$$

 $R_{\text{lglg}_{\text{rp}}} = N_1 - N_2 / N_1 + N_2$,

(4)

причем $\alpha_{lgtr_{11}} = c_{lg_1}/c_{tr_1}$ (c_{lg_1} , c_{tr_1} – скорости продольной (lg) и поперечной (tr) волн в первой (1) среде соответственно).

Коэффициенты отражения от слоя дефекта и прохождения через него имеют вид:

$$R_{\text{lglg}_{\pi}} = \Delta_2 / \Delta; \ T_{\text{lglg}_{\pi}} = \Delta_7 / \Delta,$$
 (5)

где Δ – определитель; Δ_i – алгебраические дополнения, получаемые заменой соответствующего столбца определителя столбцом свободных членов Δ_0 .

Определитель имеет вид

$$\Delta = \begin{vmatrix} xe^{-j\alpha} & \alpha e^{-j\beta} & \alpha b e^{j\delta} & -xe^{-j\gamma} & -xe^{-j\gamma} & -\alpha b e^{-j\delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\alpha_b & x & x & \alpha_b & p & -x \\ \alpha_c e^{-j\alpha} & -xe^{-j\beta} & xe^{j\delta} & a_d e^{-j\gamma} & -\alpha_d e^{-j\gamma} & xe^{-j\delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -x & -\alpha_d & \alpha_d & -x & x & \alpha_c \\ A_x e^{-j\alpha} & A_c e^{-j\beta} & -\rho A_d e^{j\delta} & \rho A_y e^{-j\gamma} & -\rho A_y e^{-j\gamma} & -\rho A_d e^{-j\delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho A_d & -\rho A_y & \rho A_y & \rho A_d & -A_c & A_x \\ -A_c e^{-j\alpha} & A_{z\alpha} e^{-j\beta} & \rho A_{w\alpha} e^{j\delta} & \rho A_d e^{j\gamma} & \rho A_d e^{-j\gamma} & -\rho A_{w\alpha} e^{-j\delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho A_{w\alpha} & \rho A_d & \rho A_d & -\rho A_{w\alpha} & -A_{z\alpha} & -A_c \end{vmatrix}$$

где

$$\begin{split} \beta &= k_{\mathrm{lg}_{1}} \sqrt{1 - x^{2}} d; \quad \delta = k_{\mathrm{lg}_{2}} \frac{c_{\mathrm{lg}_{2}}}{c_{\mathrm{lg}_{1}}} \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{lg}_{12}}^{2} - x^{2}} d; \\ \gamma &= k_{\mathrm{tr}_{2}} \frac{c_{\mathrm{tr}_{2}}}{c_{\mathrm{lg}_{1}}} \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2} - x^{2}} d; \quad \alpha_{b} = \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{11}}^{2} - x^{2}}; \\ p &= \sqrt{1 - x^{2}}; \quad \alpha_{c} = \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{11}}^{2} - x^{2}}; \quad \alpha_{d} = \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2} - x^{2}}; \\ A_{x} &= 2 \frac{x}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{11}}^{2}} \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{11}}^{2} - x^{2}}; \quad A_{c} = 1 - 2 \frac{x^{2}}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{11}}^{2}}; \\ A_{d} &= 1 - 2 \frac{x^{2}}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2}}; \quad A_{y} = 2 \frac{x}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2}} \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2} - x^{2}}; \\ A_{z\alpha} &= 2 \frac{x}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2}} \sqrt{1 - x^{2}}; \quad A_{w\alpha} = 2 \frac{x}{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{tr}_{12}}^{2}} \sqrt{\alpha_{\mathrm{lg}\mathrm{lg}_{2}}^{2} - x^{2}}, \end{split}$$

причем $\alpha_{1glg_{12}} = c_{lg_1}/c_{lg_2}$; $\alpha_{1glt_{12}} = c_{lg_1}/c_{tr_2}$ (c_{lg_1} , c_{lg_2} , c_{tr_2} – скорости продольной (lg) и поперечной (tr) волн в первой (1) и второй (2) средах соответственно).

Вектор-столбец свободных членов описывается следующим образом:

$$\Delta_0 = \left[\alpha e^{j\beta}, 0, x e^{j\beta}, 0, -A_c e^{j\beta}, 0, A_{z\alpha} e^{j\beta}, 0\right]^{\mathrm{T}}.$$

В зависимости от применяемого метода функция Q(x) определяется следующим образом:

- при эхометоде $Q(x) = R_{\text{lglg}_{1}}(x);$
- при теневом методе $Q(x) = T_{\text{lglg}_{\pi}}(x);$

- при зеркально-теневом методе

$$Q(x) = R_{\text{lglg}_{\text{rp}}}(x) T_{\text{lglg}_{\pi}}(x).$$

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения

Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

.....

Математическое моделирование. Подставив в (3) коэффициенты отражения и прохождения (4), (5), определим отношение A амплитуды эхосигнала на участке с дефектом к амплитуде эхосигнала на бездефектном участке. Все расчеты произведены для случая заполнения несплошности 48-AΦ-1 шлаком с параметрами: $c_l = 4000 \text{ M/c}; c_t = 1600 \text{ M/c}; \rho = 2500 \text{ kr/m}^3.$

На рис. 2 представлены зависимости указанного отношения от толщины дефекта d для прошедших сквозных сигналов продольных волн для теневого метода ультразвукового контроля при различных волновых размерах преобразователя.

На рис. 3 представлена аналогичная зависимость для донных эхосигналов продольных волн для зеркально-теневого метода ультразвукового контроля при тех же волновых размерах преобразователя.

В соответствии с ГОСТ 22727-88¹ максимальная чувствительность теневого и зеркальнотеневого методов соответствует порогу регистрации дефекта на уровне -8 дБ от амплитуды прошедшего (донного) сигнала (линии 1 на рис. 2-4). Как и следовало ожидать, за счет двукратного прохождения через дефект выявляемость зеркально-теневого метода выше, чем выявляемость теневого метода.

Следует отметить, что при увеличении волнового числа излучающего и приемного преобразователей предельная выявляемость ухудшается, и при контроле теневым методом обнаружение плоскостных дефектов, заполненных твердым веществом, не может быть гарантировано. Видно, что при таком пороге регистрации продольными волнами можно регистрировать несплошности раскрытием от 100 мкм.

На рис. 4 представлена зависимость отношения амплитуды эхосигнала от плоскостного дефекта к амплитуде донного эхосигнала на бездефектном участке для продольных волн (эхометод ультразвуковой дефектоскопии) от толщины дефекта d для различных волновых размеров преобразователя.

В соответствии с ГОСТ 22727-88 максимальная чувствительность эхометода соответствует порогу регистрации дефекта на уровне -24 дБ от амплитуды донного сигнала. Видно, что при таком пороге регистрации продольными волнами можно обнаруживать несплошности раскрытием от 5 мкм.







Fig. 2. The ratio of the amplitudes of transmitted through signals in a section with a defect and in a defect-free section for longitudinal waves with the shadow method of ultrasonic testing





Рис. 3. Соотношение амплитуд донных эхосигналов на участке с дефектом и на бездефектном участке для продольных волн при зеркально-теневой методе ультразвукового контроля





Рис. 4. Соотношение амплитуд донных эхосигналов на участке с дефектом и на бездефектном участке для продольных волн при эхометоде ультразвукового контроля

Fig. 4. The ratio of the amplitudes of the bottom echo signals in the area with the defect and in the defect-free area for longitudinal waves with the echo method of ultrasonic testing (1 - standard registration threshold)

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

⁸⁰

Заключение. Получены аналитические зависимости, позволяющие производить оценку предельной выявляемости плоскостных протяженных дефектов листового проката ультразвуковыми методами контроля. В результате сравнения эхо-, теневого и зеркально-теневого методов ультразвукового контроля авторами было показано, что методами отражения возможно выявление плоскостных дефектов раскрытием 5 мкм, методами прохождения – только более 100 мкм. Следовательно, для выявления дефектов с малым раскрытием при контроле листового проката целесообразнее отдавать предпочтение эхометоду ультразвукового контроля.

Список литературы

1. Ахмадиев Р. Р., Афанасенко В. Г. Ультразвуковой контроль границы сплавления двухслойного листового проката // Теория. Практика. Инновации. 2017. № 12 (24). С. 88–94.

2. Яцышен В. В., Слюсарев М. В. Ультразвуковая диагностика дефектов зоны сплавления в слоистых композиционных материалах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14, № 4. С. 103–105.

3. Розина М. В., Трофимова Г. А. Некоторые "болезненные" вопросы ультразвукового контроля традиционными методами // В мире неразрушающего контроля. 2013. № 2. С. 18–20.

4. Мобильная многоканальная установка "ЛИСТ-4" для ультразвукового контроля листа / В. Г. Щербинский, С. А. Артемьев, Н. М. Антонова, К. В. Панферов, А. Ю. Грачев, А. П. Копылов, А. Ф. Захаров, С. А. Мирошин // Дефектоскопия. 2014. № 5. С. 3–8.

5. Мелешко Н. В., Петров А. А. Зарубка и боковое цилиндрическое отверстие // MEGATECH. Новые технологии в промышленной диагностике и безопасности. 2013. № 1. С. 68–71.

6. Баев А., Майоров А., Коновалов Г. Ультразвуковой контроль объектов со слоистой и неоднородной структурой // Наука и инновации. 2015. № 2 (144). С. 14–18.

7. Гурвич А. К., Кириков А. В. О чувствительности ультразвукового контроля листового проката // В мире неразрушающего контроля. 2004. № 1. С. 43–46.

8. Паврос С. К., Лапин Ю. В., Иванова Т. А. Ультразвуковой контроль листового проката при высоких температурах // В мире неразрушающего контроля. 2004. № 3. С. 16–17. 9. L. Qin, J. Liu, B. Jiang. Simulation and Experimental Research of Sheet Metal Defect Detection based on Ultrasonic Lock-In Thermography // Advanced Materials Research. 2013. Vol. 602–604: Progress in Materials and Processes. P. 2283–2286. doi: 10.4028/www.scientific.net /AMR.602-604.2283

10. Ultrasonic Based Non-destructive Testing Technique for Predicting Shape Defects in Rolled Steel Sheets / S. S. Rajendran, S. S. Indimath, B. Sriniwasagan, M. Dutta, A. Pandit // ISIJ International. 2019. Vol. 59, № 1. P. 93–97. doi: 10.2355/isijinternational.ISIJINT-2018-499

11. Murashov V. Non-destructive testing and evaluation designs by the acoustic methods. Saarbrucken: Lambert Academic Publishing, 2017. 167 p.

12. Данилевич С. Б., Третьяк В. В. Метрологическое обеспечение достоверности результатов контроля // Контроль. Диагностика. 2018. № 7. С. 56–60. doi: 10.14489/td.2018.07.pp.056-060

13. Паврос С. К., Паврос К. С., Романович В. А. Анализ дифракционных погрешностей при измерении коэффициентов затухания продольных и поперечных волн в твердых телах // Изв. СПбГЭТУ "ЛЭТИ". 2002. № 1. С. 25–32.

14. Паврос К. С., Сидоренко И. Г. Предельная выявляемость плоскостных дефектов листового проката зеркально-теневым методом // Вестн. современных исследований. 2017. №10-1 (13). С. 95–100.

15. Паврос К. С., Сидоренко И. Г. О предельной выявляемости плоскостных дефектов листового проката методами отражения // Изв. СПбГЭТУ "ЛЭТИ". 2013. № 6. С. 103–109.

Информация об авторах

Паврос Кирилл Сергеевич – старший преподаватель кафедры электроакустики и ультразвуковой техники Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина). Автор пяти научных публикаций. Сфера научных интересов – неразрушающий контроль, акустика, техническая диагностика.

Адрес: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия.

E-mail: qnet@inbox.ru

https://orcid.org/0000-0001-6160-6899

Сидоренко Ирина Геннадьевна – инженер по направлению "Приборостроение", ассистент кафедры электроакустики и ультразвуковой техники Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина) (2010). Автор трех научных публикаций. Сфера научных интересов – неразрушающий контроль, акустика, техническая диагностика.

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения

Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

Адрес: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия.

E-mail: irina.sidorenko.spb@gmail.com

https://orcid.org/0000-0002-6462-1485

Бернд Рокштро – инженер по сварке, Технологический институт в Россвейне (Германия, 1974) инженер GMH Prüftechnik. Автор 10 научных публикаций. Сфера научных интересов – неразрушающий контроль, техническая диагностика, системы ультразвукового контроля.

Адрес: GMH Prüftechnik, ул. Томаса Манна, д. 63, Нюрнберг, 90471, Германия E-mail: b_rockstroh@t-online.de

References

1. Akhmadiev R. R., Afanasenko V. G. Ultrasonic Control of the Border of Two-Layer Sheets. *Teoria. Practika. Innovacii* [Theory. Practice. Innovation]. 2017, no. 12 (24), pp. 88–94. (In Russ.)

2. Yacishen V. V., Slusarev M. V. Ultrasonic Diagnostics of Defects in the Fusion Zone in Layered Composite Materials. Physics of Wave Processes and Radio Systems. 2011, vol. 14, no. 4, pp. 103–105. (In Russ.)

3. Rozina M. V., Trofimova G. A. Some of the «Painful» Issues of Traditional Ultrasonic Testing. *V mire NK* [In the world of NT]. 2013, no. 2, pp. 18–20. (In Russ.)

4. Sherbinskii V. G., Artemiev S. A., Antonova N. M., Panferov K. V., Grachev A. U., Kopylov A. P., Zaharov A. F., Mitroshin S. A. Mobile Multi-Channel Installation "LIST-4" for Ultrasonic Control of Sheet Metal. Defectoskopy. 2014, no. 5, pp. 3–8. (In Russ.)

5. Meleshko N. V., Petrov A. A. Angular Reflector and Side Cylindrical Hole. MEGATECH *Novye tehnologii v promyshlennoi diagnostike i bezopasnosti* [MEGATECH New Technologies in Industrial Diagnostics and Safety]. 2013, no. 1, pp. 68–71. (In Russ.)

6. Baev A., Mayorov A., Konovalov G. Ultrasonic Inspection of with Layered and Inhomogeneous Structure Objects. *Nauka I innovacii* [Science and Innovation]. 2015, no. 2 (144), pp. 14–18. (In Russ.)

7. Gurvich A. K., Kirikov A. V. About sensitivity of ultrasonic testing of rolled steel. *V mire NK* [In the world of NT]. 2004, no. 1, pp. 43–46. (In Russ.)

8. Pavros S. K., Lapin U. V., Ivanova T. A. Ultrasonic Testing of Rolled Steel in the High Temperatures. *V mire NK* [In the world of NT]. 2004, no. 3, pp. 16–17. (In Russ.)

9. L. Qin, J. Liu, B. Jiang. Simulation and experimental research of sheet metal defect detection based on ultrasonic lock-in thermography. Progress in Materials and Processes, Advanced materials research. 2013, vol. 602–604, pp. 2283–2286.

10. Rajendran S. S., Indimath S. S., Sriniwasagan B., Dutta M., Pandit A. Ultrasonic Based Non-destructive Testing Technique for Predicting Shape Defects in Rolled Steel Sheets. ISIJ International. 2019, vol. 59, no. 1, pp. 93–97.

11. Murashov V. Non-Destructive Testing and Evaluation Designs by the Acoustic Methods. Saarbrucken, Lambert Academic Publishing, 2017, 167 p.

12. Danilevich S. B., Tretyak V. V. Metrological Supervision of Control Results Validity. *Control. Diagnostika* [Control. Diagnostics]. 2018, no. 7, pp. 56–60. doi: 10.14489/td.2018.07.pp.056-060 (In Russ.)

13. Pavros S. K., Pavros K. S., Romanovich V. A. Analysis of Diffraction Errors in Measuring the Attenuation Coefficients of Longitudinal and Transverse Waves in Solids. Proc. of Saint Petersburg Electrotechnical University. 2002, no. 1, pp. 25–32. (In Russ.)

14. Pavros K. S., Sidorenko I. G. Ultimate Detectability of Laminations in Rolled Sheet by Mirror-Shadow Method. *Vestnik sovremennyh issledovaniy* [Bulletin of Modern Research]. 2017, no. 10-1 (13), pp. 95–100. (In Russ.)

15. Pavros K. S., Sidorenko I. G. About Ultimate Detectability of Laminations in Rolled Sheet by Mirror-Shadow Method. Proc. of Saint Petersburg Electrotechnical University. 2013, no. 6, pp. 103–109. (In Russ.)

Information about the authors

Kirill S. Pavros – Senior Lecturer of the Department of Electroacoustics and Ultrasound Engineering. The author of 5 scientific publications. Area of expertise: non-destructive testing, acoustics, technical diagnostics. Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., St Petersburg 197376, Russia E-mail: qnet@inbox.ru https://gneid.org/0000.0001.6160.6800

https://orcid.org/0000-0001-6160-6899

Irina G. Sidorenko – Engineer in Instrument Engineering (2010), Assistant of the Department of Electroacoustics and Ultrasound Engineering of Saint Petersburg Electrotechnical University. The author of 3 scientific publications. Area of expertise: non-destructive testing, acoustics, technical diagnostics.

Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov Str., St Petersburg 197376, Russia E-mail: irina.sidorenko.spb@gmail.com

https://orcid.org/0000-0002-6462-1485

Сравнительная выявляемость плоскостных протяженных дефектов листового проката методами отражения и прохождения Comparative Detectability of Planar Extended Defects of Sheet Metal by Reflection and Transmission Methods

.....

Bernd Rockstroch – Welding engineer of Institute of Technology, Rosswein (Germany, 1974), Engineer of GMH Prüftechnik, Germany. The author of 10 scientific publications. Area of expertise: non-destructive testing, ultrasound systems. Address: GMH Prüftechnik, 63 Thomas-Mann-Street, Numberg 90471, Germany E-mail: b rockstroh@t-online.de



Книжные новинки

Кузнецов В. В., Москвин П. П.

МЕЖФАЗНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

ISBN 978-5-8114-3809-9 СПб: Лань, 2019. 376 с. : ил. Издательство "ЛАНЬ": lan@lanbook.ru; www.lanbook.com Магазин электронных книг Global F5: http://globalf5.com

В книге на основе различных приближений теории регулярных растворов и модели диффузионного массопереноса рассмотрены особенности эпитаксии твердых растворов на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 и A^2B^6 . Проанализировано влияние упругих деформаций на смещение фазовых равновесий в многокомпонентных системах. Изложены методики расчета равновесных и когерентных диаграмм состояния многокомпонентных систем. Дано математическое описание эффекта стабилизации периода решетки и кинетики кристаллизации многокомпонентных твердых растворов. Рассмотрены критические явления и термодинамическая устойчивость подложки в неравновесной жидкой фазе. Особое внимание уделено процессам получения изопериодических гетероструктур на основе четверных и пятерных твердых растворов, которые широко применяются в различных приборах полупроводниковой оптоэлектроники.

Правила для авторов статей

- В редакцию журнала "Известия вузов России. Радиоэлектроника" необходимо представить:
- распечатку рукописи (1 экз.) твердую копию файла статьи, подписанную всеми авторами (объем оригинальной статьи не менее 8 страниц, обзорной статьи не более 20 страниц);
- электронную копию статьи;
- отдельный файл для каждого рисунка и каждой таблицы в формате тех редакторов, в которых они были подготовлены. Размещение рисунка в электронной копии статьи не освобождает от его представления отдельным файлом;
- экспертное заключение о возможности опубликования в открытой печати (1 экз.);
- сведения об авторах и их электронную копию (на русском и английском языках) (1 экз.);
- рекомендацию кафедры (подразделения) к опубликованию (следует указать предполагаемую рубрику) (1 экз.);
- сопроводительное письмо (1 экз.).

Принимаются к публикации статьи на русском и английском языках.

Рукопись не может быть опубликована, если она не соответствует предъявляемым требованиям и материалам, представляемым с ней.

Структура научной статьи

Авторам рекомендуется придерживаться следующей структуры статьи:

- Заголовочная часть:
 - УДК (выравнивание по левому краю);
 - название статьи;
 - авторы (перечень авторов Ф. И. О. автора (-ов) полностью. Инициалы ставятся перед фамилиями, после каждого инициала точка и пробел; инициалы не отрываются от фамилии. Если авторов несколько – Ф. И. О. разделяются запятыми), если авторов больше 3, необходимо в конце статьи указать вклад каждого в написание статьи;
 - место работы каждого автора и почтовый адрес организации. Если авторы относятся к разным организациям, то после указания всех авторов, относящихся к одной организации, дается ее наименование, а затем список авторов, относящихся ко второй организации, наименование второй организации, и т. д.;
 - аннотация 200-250 слов, характеризующих содержание статьи;
 - ключевые слова 5–7 слов и/или словосочетаний, отражающих содержание статьи, разделенных запятыми; в конце списка точка не ставится;
 - источник финансирования указываются источники финансирования (гранты, совместные проекты и т. п.). Не следует использовать сокращенные названия институтов и спонсирующих организаций;
 - благодарности. В данном разделе выражается признательность коллегам, которые оказывали помощь в выполнении исследования или высказывали критические замечания в адрес статьи. Прежде чем выразить благодарность, необходимо заручиться согласием тех, кого планируете поблагодарить;
 - конфликт интересов авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи. Например, «Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов». Если конфликт интересов возможен, то необходимо пояснение (см. https://publicationethics.org).

.....

- Заголовочная часть на английском языке:
 - название (Title);
 - авторы (Authors);

- место работы каждого автора (Affiliation). Необходимо убедиться в корректном (согласно уставу организации) написании ее названия на английском языке. Перевод названия возможен лишь при отсутствии англоязычного названия в уставе. Если авторы относятся к разным организациям, то после указания всех авторов, относящихся к одной организации, дается ее наименование, затем приводится список авторов, относящихся ко второй организации, наименование второй организации, и т. д.;
- аннотация (Abstract);
- ключевые слова (Keywords);
- источник финансирования (Acknowledgements);
- конфликт интересов (Conflict of interest).
- Текст статьи.
- Приложения (при наличии).
- Авторский вклад. Если авторов больше 3, необходимо указать вклад каждого в написание статьи.
- Список литературы (библиографический список);
- Информация об авторах.

Название статьи должно быть информативным, с использованием основных терминов, характеризующих тему статьи, и четко отражать ее содержание в нескольких словах. Хорошо сформулированное название – гарантия того, что работа привлечет читательский интерес. Следует помнить, что название работы прочтут гораздо больше людей, чем ее основную часть.

Авторство и место в перечне авторов определяется договоренностью последних. При примерно равном авторском вкладе рекомендуется алфавитный порядок.

Аннотация представляет собой краткое описание содержания изложенного текста. Она должна отражать актуальность, постановку задачи, пути ее решения, фактически полученные результаты и выводы. Содержание аннотации рекомендуется представить в структурированной форме:

Введение. Приводится общее описание исследуемой области, явления. Аннотацию не следует начинать словами «Статья посвящена...», «Цель настоящей статьи...», так как вначале надо показать необходимость данного исследования в силу пробела в научном знании, почему и зачем проведено исследование (описать кратко).

Цель работы. Постановка цели исследования (цель может быть заменена гипотезой или исследовательскими вопросами).

Материалы и методы. Обозначение используемой методологии, методов, процедуры, где, как, когда проведено исследование и пр.

Результаты. Основные результаты (приводятся кратко с упором на самые значимые и привлекательные для читателя/научного сообщества).

Обсуждение (Заключение). Сопоставление с другими исследованиями, описание вклада исследования в науку.

В аннотации не следует упоминать источники, использованные в работе, пересказывать содержание отдельных разделов.

При написании аннотации необходимо соблюдать особый стиль изложения: избегать длинных и сложных предложений, выражать мысли максимально кратко и четко. Составлять предложения только в настоящем времени и только от третьего лица.

Рекомендуемый объем аннотации – 200–250 слов.

Ключевые слова – набор слов, отражающих содержание текста в терминах объекта, научной отрасли и методов исследования. Рекомендуемое количество ключевых слов/фраз – 5–7, количество слов внутри ключевой фразы – не более 3.

Текст статьи излагается в определенной последовательности. Рекомендуется придерживаться формата IMRAD (Introduction, Methods, Results, Discussion; Введение, Методы, Результаты, Обсуждение):

Введение. Во введении автор знакомит с предметом, задачами и состоянием исследований по теме публикации; при этом необходимо обязательно ссылаться на источники, из которых берется информация. Автор приводит описание "белых пятен" в проблеме или того, что еще не сделано, и формулирует цели и задачи исследования.

В тексте могут быть применены сноски, которые нумеруются арабскими цифрами. В сносках могут быть размещены: ссылки на анонимные источники из Интернета, ссылки на учебники, учебные пособия, ГОСТы, авторефераты, диссертации (если нет возможности процитировать статьи, опубликованные по результатам диссертационного исследования).

Методы. Необходимо описать теоретические или экспериментальные методы исследования, используемое оборудование и т. д., чтобы можно было оценить и/или воспроизвести исследование. Метод или методологию проведения исследования целесообразно описывать в том случае, если они отличаются новизной.

Научная статья должна отображать не только выбранный инструментарий и полученные результаты, но и логику самого исследования или последовательность рассуждений, в результате которых получены теоретические выводы. По результатам экспериментальных исследований целесообразно описать стадии и этапы экспериментов.

Результаты. В этом разделе представлены экспериментальные или теоретические данные, полученные в ходе исследования. Результаты даются в обработанном варианте: в виде таблиц, графиков, диаграмм, уравнений, фотографий, рисунков. В этом разделе приводятся только факты. В описании полученных результатов не должно быть никаких пояснений – они даются в разделе «Обсуждение».

Обсуждение (Заключение и Выводы). В этой части статьи авторы интерпретируют полученные результаты в соответствии с поставленными задачами исследования, приводят сравнение полученных собственных результатов с результатами других авторов. Необходимо показать, что статья решает научную проблему или служит приращению нового знания. Можно объяснять полученные результаты на основе своего опыта и базовых знаний, приводя несколько возможных объяснений. Здесь излагаются предложения по направлению будущих исследований.

Список литературы (библиографический список) содержит сведения о цитируемом, рассматриваемом или упоминаемом в тексте статьи литературном источнике. В список литературы включаются только рецензируемые источники (статьи из научных журналов и монографии).

Список литературы должен иметь не менее 15 источников (из них, при наличии, не более 20 % – на собственные работы), имеющих статус научных публикаций.

Приветствуются ссылки на современные англоязычные издания (требования МНБД Scopus – 80 % цитируемых англоязычных источников).

Ссылки на неопубликованные и нетиражированные работы не допускаются. Не допускаются ссылки на учебники, учебные пособия, справочники, словари, диссертации и другие малотиражные издания.

Если описываемая публикация имеет цифровой идентификатор Digital Object Identifier (DOI), его необходимо указывать в самом конце библиографической ссылки в формате "doi: ...". Проверять наличие DOI статьи следует на сайте: http://search.crossref.org или https://www.citethisforme.com.

Нежелательны ссылки на источники более 10–15-летней давности, приветствуются ссылки на современные источники, имеющие идентификатор doi.

За достоверность и правильность оформления представляемых библиографических данных авторы несут ответственность вплоть до отказа в праве на публикацию.

Аннотация на английском языке (Abstract) в русскоязычном издании и международных базах данных является для иностранных читателей основным и, как правило, единственным источником информации о содержании статьи и изложенных в ней результатах исследований. Зарубежные специалисты по аннотации оценивают публикацию, определяют свой интерес к работе российского ученого, могут использовать ее в своей публикации и сделать на нее ссылку, открыть дискуссию с автором.

Текст аннотации должен быть связным и информативным. При написании аннотации рекомендуется использовать Present Simple Tense. Present Perfect Tense является допустимым. Рекомендуемый объем – 200–250 слов. Список литературы (References) для зарубежных баз данных приводится полностью отдельным блоком, повторяя список литературы к русскоязычной части. Если в списке литературы есть ссылки на иностранные публикации, то они полностью повторяются в списке, готовящемся в романском алфавите. В References совершенно недопустимо использовать российский ГОСТ 7.0.5-2008. Библиографический список представляется с переводом русскоязычных источников на латиницу. При этом применяется транслитерация по системе BSI (см. http://ru.translit.net/?account=bsi).

Типовые примеры описания в References приведены на сайте журнала https://re.eltech.ru .

Сведения об авторах

Включают для каждого автора фамилию, имя, отчество (полностью), ученую или академическую степень, ученое звание (с датами присвоения и присуждения), почетные звания (с датами присвоения и присуждения), краткую научную биографию, количество печатных работ и сферу научных интересов (не более 5-6 строк), название организации, должность, служебный и домашний адреса, служебный и домашний телефоны, адрес электронной почты. Если ученых и/или академических степеней и званий нет, то следует указать место получения высшего образования, год окончания вуза и специальность. Также требуется включать индентификационный номер исследователя ORCID (Open Researcher and Contributor ID), который отображается как адрес вида http://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx. При этом важно, чтобы кабинет автора в ORCID был заполнен информацией об авторе, имел необходимые сведения о его образовании, карьере, другие статьи. Вариант «нет общедоступной информации» при обращении к ORCID не допускается. В сведениях следует указать автора, ответственного за прохождение статьи в редакции.

Правила оформления текста

Текст статьи подготавливается в текстовом редакторе Microsoft Word. Формат бумаги А4. Параметры страницы: поля – верхнее, левое и нижнее 2.5 см, правое 2 см; колонтитулы – верхний 2 см, нижний 2 см. Применение полужирного и курсивного шрифтов допустимо при крайней необходимости.

Дополнительный, поясняющий текст следует выносить в подстрочные ссылки при помощи знака сноски, а при большом объеме – оформлять в виде приложения к статье. Ссылки на формулы и таблицы даются в круглых скобках, ссылки на использованные источники (литературу) – в квадратных прямых.

Все сведения и текст статьи набираются гарнитурой "Times New Roman"; размер шрифта 10.5 рt; выравнивание по ширине; абзацный отступ 0.6 см; межстрочный интервал "Множитель 1.1"; автоматическая расстановка переносов.

Правила верстки списка литературы, формул, рисунков и таблиц подробно описаны на сайте https://re.eltech.ru.

Перечень основных тематических направлений журнала

Тематика журнала соответствует группам специальностей научных работников:

- 05.12.00 "Радиотехника и связь" (05.12.04 Радиотехника, в том числе системы и устройства • телевидения, 05.12.07 - Антенны, СВЧ-устройства и их технологии, 05.12.13 - Системы, сети и устройства телекоммуникаций, 05.12.14 Радиолокация и радионавигация);
- 05.27.00 "Электроника" (05.27.01 Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника на квантовых эффектах, 05.27.02 – Вакуумная и плазменная электроника, 05.27.03 – Квантовая электроника, 05.27.06 – Технология и оборудование для производства полупроводников, материалов и приборов электронной техники);
- 05.11.00 "Приборостроение, метрология и информационно-измерительные приборы и системы" в редакции приказа ВАК от 10.01.2012 № 5 (05.11.01 – Приборы и методы измерения по видам измерений, 05.11.03 – Приборы навигации, 05.11.06 – Акустические приборы и системы, 05.11.07 – Оптические и оптико-электронные приборы и комплексы, 05.11.08 – Радиоизмерительные приборы, 05.11.10 – Приборы и методы для измерения ионизирующих излучений и рентгеновские приборы, 05.11.13 – Приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий, 05.11.14 – Технология приборостроения, 05.11.15 – Метрология и метрологическое обеспечение, 05.11.16 – Информационно-измерительные и управляющие системы (по отраслям), 05.11.17 – Приборы, системы и изделия медицинского назначения, 05.11.18 - Приборы и методы преобразования изображений и звука).

Указанные специальности представляются в журнале следующими основными рубриками:

"Радиотехника и связь":

- Радиотехнические средства передачи, приема и обработки сигналов.
- Проектирование и технология радиоэлектронных средств.
- Телевидение и обработка изображений.
- Электродинамика, микроволновая техника, антенны.
- Системы, сети и устройства телекоммуникаций.
- Радиолокация и радионавигация.

"Электроника":

- Микро- и наноэлектроника.
- Квантовая, твердотельная, плазменная и вакуумная электроника.
- Радиофотоника.
- Электроника СВЧ.

"Приборостроение, метрология и информационно-измерительные приборы и системы":

- Приборы и системы измерения на основе акустических, оптических и радиоволн.
- Метрология и информационно-измерительные приборы и системы.
- Приборы медицинского назначения, контроля среды, веществ, материалов и изделий.

Адрес редакционной коллегии: 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5, СПбГЭТУ "ЛЭТИ", редакция журнала "Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника"

.....

Технические вопросы можно выяснить по адресу radioelectronic@yandex.ru

Известия высших учебных заведений России. РАДИОЭЛЕКТРОНИКА Journal of the Russian Universities. RADIOELECTRONICS

Том 22 № 6 2019

Vol. 22 No. 6 2019

Научный редактор А. М. Мончак Редакторы: Э. К. Долгатов, И. Г. Скачек Выпускающий редактор И. Г. Скачек Компьютерная верстка Е. И. Третьяковой Science Editor A. M. Monchak Editors: E. K. Dolgatov, I. G. Skachek Publishing Editor I. G. Skachek DTP Professional E. I. Tretyakova

Подписано в печать 27.12.19. Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная. Печать цифровая. Уч.-изд. л. 11,57. Усл.-печ. л. 11,25. Тираж 300 экз. (1-й завод 1–150 экз.) Заказ 191.

Signed to print 27.12.19. Sheet size 60×84 1/8. Educational-ed. liter. 11,57. Conventional printed sheets 11,25. Number of copies 300. Printing plant 1–150 copies. Order no. 191.

> Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ» 197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

ETU Publishing house 5 Prof. Popov Str., St Petersburg 197376, Russia