



Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

# ИЗВЕСТИЯ

САРАТОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА  
Новая серия



Научный журнал  
2017 Том 17

ISSN 1817-3020 (Print)

ISSN 2542-193X (Online)

Издается с 2005 года

## Серия Физика, выпуск 4

Продолжение «Известий Императорского Николаевского Университета» 1910–1918, «Ученых записок СГУ» 1923–1962,  
«Известий Саратовского университета. Новая серия» 2001–2004

### СОДЕРЖАНИЕ

#### Научный отдел

##### Твердотельная электроника, микро- и нанoeлектроника

**Khitun A. G., Kozhanov A. E.**

Magnonic Logic Devices

[Хитун А. Г., Кожанов А. Е.]

Приборы магнонной логики]

216

**Джумалиев А. С., Никулин Ю. В.**

Магнитные свойства текстурированных пленок

NiFe(111) и NiFe(200)

242

**Джумалиев А. С., Никулин Ю. В.**

Влияние давления аргона на текстуру

и микроструктуру пленок кобальта,

осаждаемых магнетронным распылением

254

**Гасанов Х. А., Гусейнов Дж. И.,**

**Дадашова В. В., Набиев А. Э., Аббасов И. И.**

ТермоЭДС фононного увлечения в квантовой проволоке

с параболическим потенциалом конфайнмента

для электронов

263

##### Биофизика и медицинская физика

**Проскурин С. Г., Кускова Н. А., Авсиевич Т. И.**

Оптические доплеровские методы для измерения

скорости потоков биологических жидкостей

269

#### Методический отдел

**Аникин В. М.**

Базовые кафедры: «связь университетов с жизнью»

281

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (группы научных специальностей: 01.04.00 – физика)

Зарегистрировано в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Свидетельство о регистрации СМИ ПИ № ФС77-56150 от 15 ноября 2013 года

Индекс издания в объединенном каталоге «Пресса России» 36015, раздел 30 «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия вузов». Журнал выходит 4 раза в год

##### Директор издательства

Бучко Ирина Юрьевна

##### Редактор

Каргин Игорь Анатольевич

##### Художник

Соколов Дмитрий Валерьевич

##### Редактор-стилист

Кочкаева Инна Анатольевна

##### Верстка

Ковалева Наталья Владимировна

##### Технический редактор

Каргин Игорь Анатольевич

##### Корректор

Кочкаева Инна Анатольевна

##### Адрес учредителя, издателя и издательства:

410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

Тел.: (845-2) 51-45-49, 52-26-89

E-mail: izvestiya@sgu.ru

Подписано в печать 28.11.2017.

Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 9,16 (9,75).

Тираж 500 экз. Заказ 167-Т.

Отпечатано в типографии  
Саратовского университета.

##### Адрес типографии:

410012, Саратов, Б. Казачья, 112А

© Саратовский университет, 2017



## ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Журнал публикует на русском и английском языках научные статьи по физике, содержащие новые результаты исследований, статьи учебно-методического характера, содержащие инновационную компоненту, статьи по методологии разделов физической науки, статьи, отражающие хронику научных мероприятий и важных событий в жизни физического сообщества. Материалы, ранее опубликованные или представленные для публикации в другие журналы, к рассмотрению не принимаются.

Рекомендуемый объем статьи – до 25 страниц текста, 5 рисунков и 4 таблицы. На русском языке статья содержит: УДК, заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес авторов, аннотацию (200–250 слов), ключевые слова (не более 15), текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы.

На английском языке необходимо продублировать: заглавие, инициалы и фамилии авторов, структурированную, информативную аннотацию (250–600 слов), ключевые слова, список литературы (references). Для каждого автора указать ORCID.

Редколлегия рекомендует авторам структурировать текст, используя подзаголовки. Текст должен быть набран и напечатан через 1,5 интервала на бумаге формата А4 с полями 2,5 см, шрифт Times New Roman, размер шрифта основного текста – 14, второстепенного (аннотация, ключевые слова, сноски, таблицы, подписи к рисункам, приложения, список литературы, примечания) – 12; все страницы рукописи, таблицы, рисунки, следует пронумеровать. Иллюстрации и таблицы предоставляются дополнительно отдельным файлом. Рисунки должны быть в формате TIFF, JPG, CDR, BMP с разрешением не меньше 300 dpi. Нумерация источников в списке литературы должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте, ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Все рукописи, поступившие в редакцию и соответствующие профилю журнала, проходят рецензирование и затем редколлегия принимает решение о возможности их опубликования в журнале. В случае положительного решения об опубликовании статья подвергается научному и контрольному редактированию.

Автору статьи, принятой к публикации, одновременно с решением редколлегии высылается лицензионный договор. Плата за публикацию рукописей не взимается. Более подробно с правилами для авторов и порядком рецензирования можно ознакомиться на сайте журнала: <http://fizika.sgu.ru>.

Адрес редколлегии серии: 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, СГУ имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет.

Тел. / факс: +7(845-2) 51-14-30.

E-mail: [fizika.sgu@bk.ru](mailto:fizika.sgu@bk.ru)

Website: <http://fizika.sgu.ru>

## CONTENTS

### Scientific Part

#### Solid State Electronics, Micro- and Nanoelectronics

**Khitun A. G., Kozhanov A. E.**  
Magnonic Logic Devices 216

**Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V.**  
Magnetic Properties of Textured  
NiFe(111) and NiFe(200) Films 242

**Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V.**  
Influence of Argon Pressure on Texture  
and Microstructure of Cobalt Films  
Produced by Dc-Sputtering 254

**Hasanov Kh. A., Huseynov J. I.,  
Dadashova V. V., Nabiev A. E., Abbasov I. I.**  
Phonon-Drag Thermopower in a Quantum Wire  
with Parabolic Confinement Potential for Electrons 263

#### Biophysics and Medical Physics

**Proskurin S. G., Kuskova N. A., Avsievich T. I.**  
Optical Doppler Methods for the Measurements  
of Flow Velocities of Biological Liquids 269

### Methodological Part

**Anikin V. M.**  
Basic Chairs: «Relations between Universities and Life» 281



**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА  
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ.  
СЕРИЯ: ФИЗИКА»**

**Главный редактор**

Усанов Дмитрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Заместители главного редактора**

Анищенко Вадим Семенович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Тучин Валерий Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Ответственный секретарь**

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Члены редакционной коллегии:**

Аникин Валерий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Вадивасова Татьяна Евгеньевна, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Вениг Сергей Борисович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Винницкий Сергей Ильич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Дубна, Россия)  
Горохов Александр Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Самара, Россия)  
Грибов Лев Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)  
Давидович Михаил Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Дюбуа Арно, Ph.D, профессор университета Париж-Сакле (Сент-Обен, Франция).  
Кузнецов Сергей Петрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Малышев Сергей Александрович, доктор физ.-мат. наук, доцент (Минск, Беларусь)  
Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Модельский Иосиф, Ph.D, профессор (Варшава, Польша)  
Нефёдов Игорь Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник университета Аалто (Хельсинки, Финляндия)  
Никитов Сергей Аполлонович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)  
Пирогов Юрий Андреевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)  
Сербино Роберто, Ph.D, профессор Миланского университета (Милано, Италия).  
Скрипаль Александр Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Сухоруков Глеб Борисович, профессор Университета Королевы Марии (Лондон, Великобритания)  
Трубецков Дмитрий Иванович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)  
Филимонов Юрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Хлебцов Николай Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Шараевский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Шиманский-Гайер Лутц, Ph.D, профессор Гумбольдтского университета (Берлин, Германия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL  
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES.  
SERIES: PHYSICS»**

**Editor-in-Chief** – Dmitry A. Usanov (Saratov, Russia)

**Deputy Editor-in-Chief** – Vadim S. Anishchenko (Saratov, Russia)

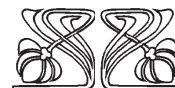
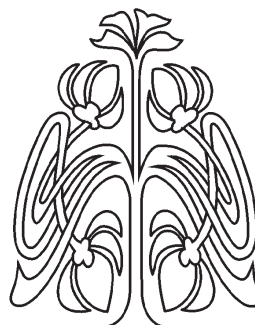
Valery V. Tuchin (Saratov, Russia)

**Executive Secretary** – Anatoly V. Skripal' (Saratov, Russia)

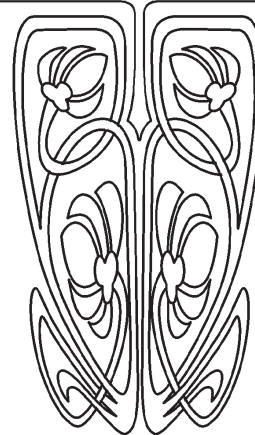
**Members of the Editorial Board:**

Valery M. Anikin (Saratov, Russia)  
Lev M. Babkov (Saratov, Russia)  
Roberto Cerbino (Milan, Italy)  
Michael V. Davidovich (Saratov, Russia)  
Arnaud Dubois (Saint-Aubin, France)  
Yuri A. Filimonov (Saratov, Russia)  
Alexander V. Gorokhov (Samara, Russia)  
Lev A. Gribov (Moscow, Russia)  
Nikolai G. Khlebtsov (Saratov, Russia)  
Sergey P. Kuznetsov (Saratov, Russia)  
Igor S. Nefedov (Helsinki, Finland)  
Sergei A. Nikitov (Moscow, Russia)

Sergey A. Malyshev (Minsk, Belarus)  
Leonid A. Melnikov (Saratov, Russia)  
Joseph W. Modelski (Warsaw, Poland)  
Yuri A. Pirogov (Moscow, Russia)  
Shimansky-Geier Lutz (Berlin, Germany)  
Yuri P. Sharaevsky (Saratov, Russia)  
Alexander V. Skripal' (Saratov, Russia)  
Gleb B. Sukhorukov (London, UK)  
Dmitry I. Trubetskov ((Saratov, Russia)  
Tatyana E. Vadivasova (Saratov, Russia)  
Sergey I. Vinitzky (Dubna, Russia)  
Sergey B. Venig (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ  
КОЛЛЕГИЯ**





# ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 548:537.611.44; 537.86; 621.38.01:53; 621.382.029.6

## ПРИБОРЫ МАГНОННОЙ ЛОГИКИ

А. Г. Хитун, А. Е. Кожанов

Хитун Александр Георгиевич, кандидат физико-математических наук, профессор факультета электроники и компьютерной техники, Университет Калифорнии, Риверсайд, akhitun@ece.ucr.edu

Кожанов Александр Евгеньевич, кандидат физико-математических наук, доцент факультета физики и астрономии, Университет штата Джорджия, Атланта, akozhanov@gsu.edu

Делается обзор работ по исследованиям и разработкам физико-технологической платформы создания устройств магнонной логики. Рассматриваются физические принципы построения устройств спиновой логики, методы управления фазой и эффекты интерференции спиновых волн при распространении в магнитных микроструктурах. Обсуждаются результаты микромагнитного моделирования и экспериментальных исследований эффектов распространения спиновых волн в микроволноводах на основе ферромагнитных металлов и пленок ферритов гранатов. Рассматриваются методы возбуждения и приема спиновых волн в магнитных волноведущих структурах. Определенное внимание уделяется архитектуре и подходам к построению логических устройств на основе интерференционных эффектов. Для мультиферроидных структур приводятся оценки энергоэффективности переключения устройств магнонной логики между состояниями логический «0» и «1». Показана возможность построения основных логических элементов и функций на принципах магнонной логики. Проводится сравнение магнонных логических устройств с устройствами по стандартной КМОП-технологии. Обсуждаются возможные области применения устройств магнонной логики.

**Ключевые слова:** магنونика, спиновые волны, тонкие магнитные пленки, мультиферроики, стрейнотроника, магнонные сети и волноведущие структуры, интерференция спиновых волн, управление фазой спиновых волн, магнонная голографическая память.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-216-241

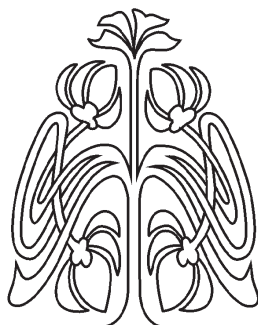
## MAGNONIC LOGIC DEVICES

A. G. Khitun, A. E. Kozhanov

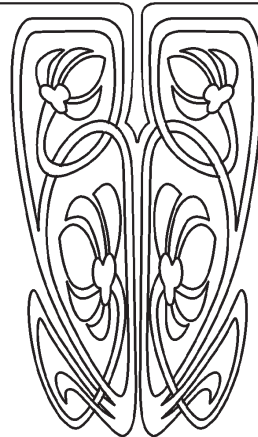
Alexander G. Khitun, ORCID 0000-0003-4501-4687, University of California – Riverside, 900, University Ave., Engineering Bldg. II, Suite 414, Riverside, CA 92521, United States, akhitun@ece.ucr.edu

Alexander E. Kozhanov, ORCID 0000-0003-1324-1332, Georgia State University, Office: 408 Science Annex Bldg., 25 Park pl NE, rm 605, Atlanta, GA 30303, United States, akozhanov@gsu.edu

**Background and Objectives:** There is a big impetus for the development of novel computational devices able to overcome the limits of the traditional transistor-based circuits. The utilization of phase in addition to amplitude is one of the promising approaches towards more functional computing architectures. In this work, we present an overview on magnonic logic devices utilizing spin waves for information transfer and processing. **Materials and Methods:** Magnonic logic devices combine input/output elements for spin wave generation/detection and



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





an analog core. The core consists of magnetic waveguides serving as a spin wave buses. The data transmission and processing within the analog part is accomplished by the spin waves, where logic 0 and 1 are encoded into the phase of the propagating wave. The latter makes it possible to utilize spin wave interference for logic functionality. The proof-of-concept experiments were accomplished on micrometer scale ferromagnetic  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  and ferrite  $\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$  structures. **Results:** We present experimental data on spin wave propagation and interference in magnetic microstructures. We also present experimental data showing parallel read-out of magnetic bits using spin wave interference. Based on the obtained results, we consider possible logic circuits and architectures. **Conclusion:** Magnonic logic devices may offer a significant functional throughput enhancement over the conventional logic circuits by exploiting phase in addition to amplitude. It is also possible to construct non-volatile magnonic logic circuits with built-in magnetic memory. Magnonic logic devices such as magnonic holographic memory are aimed not to replace but to complement the existing logic circuitry in special task data processing.

**Key words:** Magnonic Logic Devices, multilevel logic, spin waves.

### 1. Introduction on spin waves

The rapid approach to the scaling limit of metal-oxide semiconductor field-effect transistor (MOSFET) has stimulated a great deal of interest to research alternative technologies, which may overcome the constraints inherent to complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS) -based circuitry and thus provide a route to more functional and less power consuming logic devices. As one of possible directions, Spintronics has been recognized as a new emerging approach [1] aimed to take the advantage of using spin in addition or instead of an electric charge. Spin wave-based logic devices constitute one of the possible approaches offering an alternative mechanism for information transfer and processing. Spin wave is a collective precession of spins in a spin lattice around the direction of magnetization. Similar to the lattice waves (phonons) in solid systems, spin wave appear in magnetically ordered structures, and a quantum of spin wave is called a “magnon”. Spin waves has attracted scientific interest for a long time [2]. Spin wave propagation has been studied in a variety of magnetic materials and nanostructures [3–6]. Relatively slow group velocity (more than two orders of magnitude slower than the speed of light) and high attenuation (more than six orders of magnitude higher attenuation than for photons in a standard optical fiber) are two well-known disadvantages, which explain the lack of interest in spin waves as a potential candidate for information transmission. The situation has changed drastically as the characteristic distance between the devices on the chip entered the deep-submicron range. It has become more important to have fast signal conver-

sion/modulation, while the short traveling distance compensates slow propagation and high attenuation. From this point of view, spin waves possess certain technological advantages: (i) spin waves can be guided in the magnetic waveguides similar to the optical fibers; (ii) spin wave signal can be converted into a voltage via inductive coupling, spin torque or multiferroic elements; (iii) magnetic field can be used as an external parameter for spin wave signal modulation. The wavelength of the exchange spin waves can be as short as several nanometers, and the coherence length may exceed tens of microns at room temperature. The latter translates in the intriguing possibility of building scalable logic devices utilizing spin wave inherent properties. Starting the first publication on the spin wave logic circuits [7], there have been a number of works on the spin wave logic devices and circuits [7–13]. In this Chapter we present recent developments on spin wave- (magnonic) logic circuits and discuss their potential advantages and shortcoming. We start our consideration with the description of the basic elements requiring for logic circuits construction including spin wave generation, detection, waveguides, waveguide junctions, and phase shifters [14]. There are several physical mechanisms for spin wave generation and detection by using micro-antennas [3, 4], spin torque and spin hall oscillators [15], and multiferroic elements [16]. These elements are aimed to convert the input electric signals into spin waves, and vice versa, convert the output spin waves into the electric signals. Basic principle of spin wave excitation utilizes a local application of torque to the magnetic moments by local magnetic field (dipolar or exchange) or spin polarized electrons. For example, micro-antenna is a conducting contour placed in the vicinity of the spin wave bus. An electric current passed through the contour generates a magnetic field around the current-carrying wires, which excites spin waves in the magnetic material. The polarity of the input pulse defines the direction of the current through the loop (clockwise or counter clockwise), and, thus, defines the initial phase (0 or  $\pi$ ) of the excited spin wave signal. A propagating spin wave induces a disturbance of local magnetization and changes the magnetic flux. According to Faraday’s law, the change of the magnetic flux induces an inductive voltage in a conductor loop, which magnitude is proportional to the rate of the magnetic flux change. The same conductor loop can be used for the detection of the inductive voltage produced by the spin wave. Coplanar microstrip coupling loops are widely used for spin wave excitation/detection and the detailed



description of the experimental technique can be found everywhere [3–5]. Poor coupling between microwave signal and spin waves is one of the main disadvantages of this approach. Due to the high magnetic susceptibility of the magnetic media the microwave magnetic field generated by the antennas stays primarily outside of the spin waveguides thus reducing efficiency of the spin wave excitation. It was shown that lithographically “wrapping” the magnetic material around the microstrip as shown in the Figure 1 results in microwave magnetic field confinement within the spin waveguide thus significantly enhancing the spin wave excitation/detection

efficiency [13, 17]. Length of ferromagnetic tubes thus formed defines the range of the accessible spin wave wavelengths. Although the microstrip antennas are the most common technique used to study spin waves in structured ferromagnetic films, spin wave detection using this technique allows only a limited scaling. Decrease of a spin wave device size is followed by the amount of magnetic moments that induce currents in the detecting microstrip antennas. Spin wave detection in structures with spin waveguide thicknesses less than approximately 20nm becomes challenging. At the nano-scale other spin wave excitation techniques can be used.

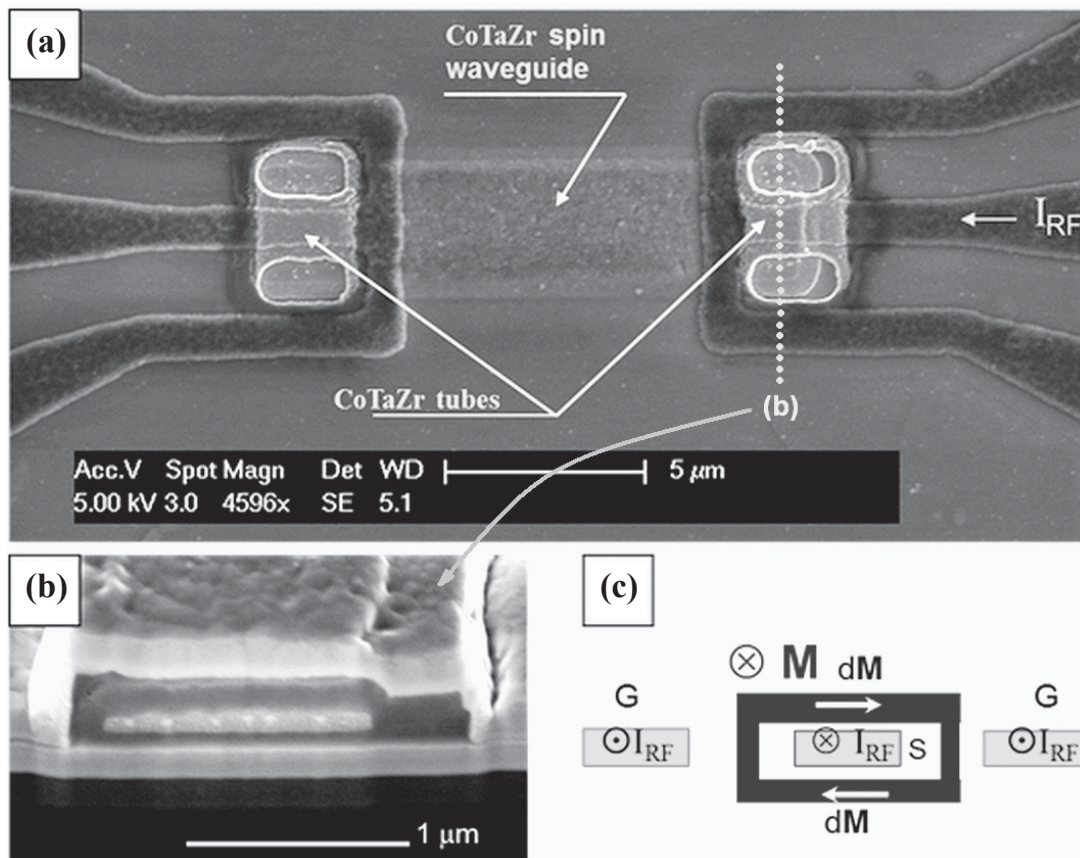


Fig. 1. Top view SEM micrograph of ferromagnetic CoTaZr spin waveguide with ferromagnetic tube couplers at its ends (a). Tube coupler cross sectional SEM (b) and spin wave excitation schematic (c)

Spin waves can also be excited by the spin-polarized currents injected into a ferromagnetic film due to the transfer of the spin-angular momentum as it was theoretically predicted [18, 19] and studied experimentally [20]. The interaction between spin waves and itinerant electrons is prominent near the interface between non-magnetic and ferromagnetic layers. The amplitude of the excited spin waves grows as the current density through the interface exceeds a certain critical value. This phenomenon

has been experimentally verified in Co/Cu multilayered structures showing high frequency 40–60 GHz current-driven spin wave excitation [21]. Spin wave excitation by the spin-polarized electric current has certain technological advantages and shortcomings. On one hand, spin wave excitation via spin torque requires only point contacts (characteristic size of the order of tens of nanometers), which is in favor of scalable devices. Geometry of the spin waveguide and properties of magnetic material used to fabricate



it determine the excited spin wave dispersion. Direct application of torque transferred by spin polarized electrons implies more efficient way of spin wave excitation while the giant magneto-resistance allows for a direct detection of local magnetization orientation at nano-scale, which is not possible with micro-strip antennas. On the other hand, the overall energetic efficiency may not be high. The threshold current density required for spin wave excitation is lower than  $10^6 \text{ A/cm}^2$ , which is typically needed for a complete magnetization reversal. However, it is not clear how much of the consumed power can be transferred into a specific spin wave mode.

Another possible approach to the spin wave excitation and detection utilizes the local exchange fields that are effectively controlled in multiferroic elements. There is a growing interest in multiferroics – a special type of materials possessing electric and magnetic polarizations at the same time [22]. The electric and magnetic properties in multiferroics are related to each other via the internal magneto-electric coupling. It is possible to change magnetic polarization by electric field and vice versa. Multiferroics elements are of great promise as the possible input/output elements for spin wave devices enabling efficient energy conversion among the electric and magnetic domains. However, the most of the known room temperature multiferroics (i.e.  $\text{BiFeO}_3$  and its derivatives [23]) are unlikely useful for spin wave excitation as they show a relatively small change of magnetization under the applied electric field. A new approach to the magnetization control via applied stress has been recently proposed and became known as the Hybrid Spintronics and Straintronics [24, 25]. The essence of this approach is in the use of two-phase composite multiferroics comprising piezoelectric and magnetostrictive materials, where an electric field applied across the piezoelectric produces stress, which, in turn, affects the magnetization of the magnetoelastic material. The advantage of this approach is that each material may be independently optimized to provide prominent electromagnetic coupling, which can be much higher than for a single-phase multiferroic [22]. There are several piezoelectric-piezomagnetic structures, which have been experimentally studied, showing a prominent magnetoelectric coupling:  $\text{PZT/NiFe}_2\text{O}_4$  ( $1,400 \text{ mV cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ ) [26],  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{BaTiO}_3$  ( $50 \text{ mV cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ ) [27],  $\text{PZT/Terfenol-D}$  ( $4,800 \text{ mV cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ ) [28]. For instance, it was reported a reversible and permanent magnetic anisotropy reorientation in a magneto-electric polycrystalline Ni thin film and (011)-oriented  $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{(1-x)}-[\text{PbTiO}_3]_x$  heterostructure

[25]. An important feature of the magneto-electric coupling is that the changes in magnetization states are stable without the application of an electric field and can be reversibly switched by an electric field near a critical value (i.e.  $0.6 \text{ MV/m}$  for Ni/PMN-PT). Such a relatively weak electric field promises an ultra-low energy consumption required for magnetization switching [29]. Synthetic multiferroics has been used for spin wave excitation/detection and have shown a reliable operation at room temperature [30].

Spin wave bus or spin waveguide is used to transfer the spin wave signal between the magnonic circuit elements [31, 32]. Its utility is similar to an optical waveguide aimed to guide the propagation of electromagnetic waves. The waveguide structure may consist of a magnetic film, a wire or a combination of wires made of ferromagnetic, antiferromagnetic, or ferrite material. Three different spin wave modes exist in thin ferromagnetic films: Magnetostatic Surface Spin Waves (MSSW), Backward Volume Magnetostatic Spin Waves (BVMSW), and Forward Volume Magnetostatic Spin Wave (FVMSW) dependent on the relative magnetization and spin wave wavevector orientation [33]. Patterning the ferromagnetic film into the wire-shaped structures enables spin wave guiding. Shape anisotropy of such structures defines the magnetization orientation, and enables support of finite non-zero frequency spin wave modes in the absence of biasing magnetic fields. As the magnetization aligns along the length of a ferromagnetic wire, the BVMSW modes traveling along the wire are excited. Excitation of MSSW and FMSW modes in magnetic wires requires substantial biasing external magnetic field or materials with high crystalline anisotropy for appropriate magnetization orientation. A traveling wave along the wire direction in combination with standing waves across the wire width and thickness result in existence of higher order BVMSW modes propagating with non-zero group velocities. Intrinsic non-linearity of spin waves in magnetic materials allows for inter-mode switching and parametric spin wave amplification [34]. The multimode spin waveguide operation allows for simultaneous independent information transmission in a different frequency bands. Figure 2 shows a typical dispersion of BVMSW modes in  $1 \mu\text{m}$  wide,  $100 \text{ nm}$  thick  $\text{CoTaZr}$  waveguide. Spin wave dispersion is defined by the shape of the ferromagnetic wire and material parameters. The ratio of the spin waveguide width to its thickness defines the spin waveguide bandwidth with a highest frequency achieved in the waveguides with rectangular cross section for a given magnetic material [35, 36].

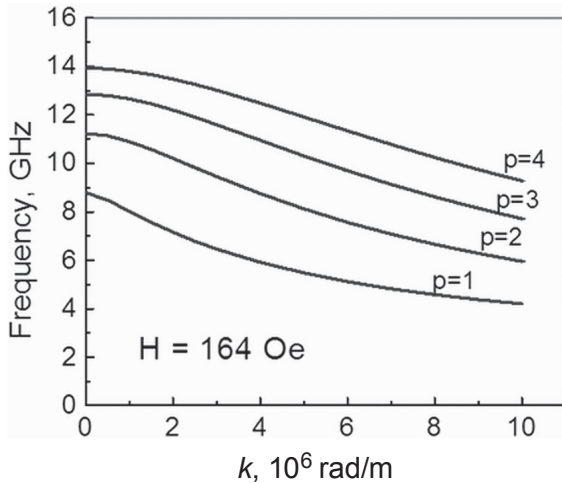


Fig. 2. Dispersion of the modes supported by magnetostatic backward volume waves for an ellipsoidal cross section with height to width ratio of  $\sim 1:10$ , saturation magnetization of  $\sim 1.2$  T and an axial applied field of 164 Oe

Choosing the magnetic material plays crucial role in magnetic based logic devices as it determines the device performance parameters such as time per operation and gain (loss). Most of the magnetic logic devices utilize magnetization switching while spin wave logic rely on magnetic moment precession in magnetic material. The highest achievable frequency of magnetization switching occurs at ferromagnetic resonance (FMR) frequency. Frequency of operation should be much lower than the resonant frequency for reliable device performance. MSSW and FVMSW spin wave modes support higher than the FMR magnetization precession frequencies. Saturation magnetization of the magnetic material determines both the FMR and top of the magnetostatic spin wave band frequencies for a given shape of the magnetic material. Eddy currents in metallic ferromagnets and internal magnetization relaxation processes determine magnetization precession damping. The particular choice of a magnetic material for spin wave logic device will depend on many physical and technological conditions including its compatibility with silicon technology. Ferrimagnetic Yttrium Iron Garnet (YIG),  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$  has a rich history of being a material of choice for microwave applications due to very low attenuation of magnetostatic magnetization oscillations [37]. However, low magnetization saturation of YIG limits the frequency range for which this material can be used. Ferromagnetic metals, such as Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ), CoFe,  $Co_{90}Ta_5Zr_5$  offer about one order of magnitude higher saturation magnetization supporting spin wave modes at much higher frequencies than

in YIG [38]. Both shape and crystalline anisotropy can be used to define the magnetization orientation at zero magnetic fields. These materials can be easily deposited using magnetron sputtering or electron beam evaporation techniques and patterned by standard nano-fabrication procedures to form spin wave busses as well as much more complex structures involved in magnetic logic and memory devices. Although eddy currents are the main source of high loss in the bulk ferromagnetic metals, small thicknesses of ferromagnetic films used in spin wave logic devices (less than 100–200nm, which is less than the skin depth) result in typical attenuation lengths in order of millimeters [13, 39]. Therefore the internal spin relaxation processes in these materials define the spin wave attenuation in micron- and nano-scale devices. Soft magnetic YIG and Permalloy are the two main candidates providing the desired frequency range which is further altered by engineering the shape of spin waveguides and other elements of spin wave logic devices.

As we mentioned above, spin wave propagation in patterned magnetic media is strongly dependent on its shape. Dependent on the shape of the structure and magnetization orientation different spin wave modes are supported. Spin waveguide shape alternations such as narrowing or widening [40], bending [41], local defects [42], air gaps [43, 44] (especially periodic air gaps in magnonic structures), material variation, and various junctions of three and more spin waveguides are essential for spin wave logic device construction. Any spin waveguide shape alternations results in a “defect” that causes spin wave scattering. Matching between the traveling spin wave modes supported by the spin waveguide and local spin wave modes of the “defect” defines the scattering process. By engineering the spin waveguide “defect” spin wave transmission, reflection or scattering at an angle into different spin waveguides (in case of spin wave junction) with shape-controllable spin wave amplitude and phase can be achieved. Alternation of spin wave modes in such “defects” in time domain using local magnetic fields or currents allows controlling the spin wave amplitude and phase as described in the sections below. Such spin wave propagation control forms the foundation for the spin wave logic device construction. Spin waveguide bend, essential for the spin wave logic device construction demonstrates such mode matching alternation (Figure 3) [41]. External uniform biasing magnetic field is used to magnetize the ferromagnetic wire perpendicularly to its axis enabling the MSSW mode transmission.



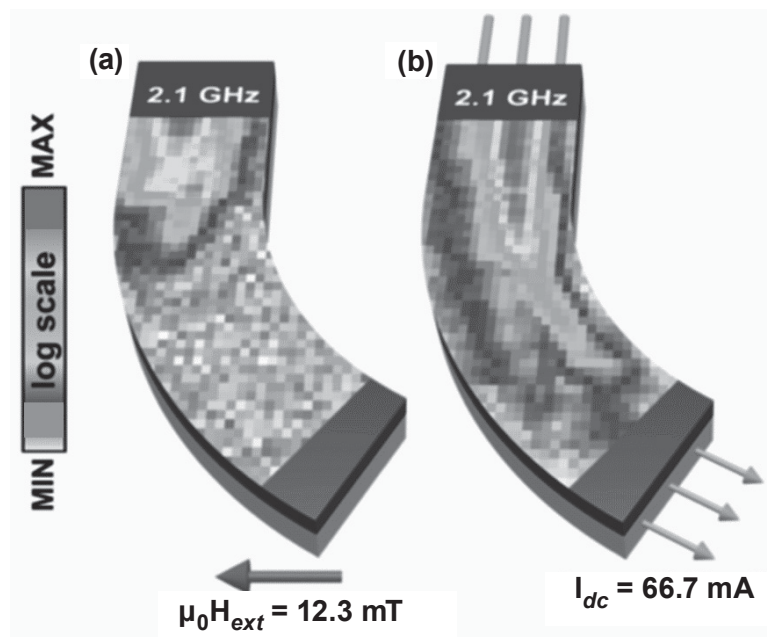


Fig. 3. Spin wave propagation through the spin waveguide bend. Here shown the spin wave intensity for uniform external magnetic field and oersted magnetic field generated by underlying wire are applied

Alignment of magnetization along the field direction results in a different angle between the magnetization and the spin wave wave vector (propagation direction) in the area where the spin waveguide is bent. This results in local spin wave dispersion that differs from that in the straight spin waveguide. Spin wave mode mismatch prevents the spin wave transmission. When a DC current is driven through the highly conductive gold layer of the same shape as the incumbent magnetic spin waveguide oersted magnetic fields generated by such current magnetize the spin waveguide perpendicularly to its axis everywhere including the bend area. In this case the magnetization is aligned perpendicularly to the spin wave propagation direction even in the area of the waveguide bend. MSSW modes are supported in both the straight portion of the waveguide and in a bend allowing spin wave transmission.

The same physical principle of the spin wave scattering governs the spin wave scattering processes in a more complex structures such as a cross junction of two spin waveguides [45]. Shape anisotropy determines the axial magnetization alignment within a standing alone ferromagnetic wire. When two of such wires are brought together to form a ferromagnetic cross, the magnetization in the center of the cross junction aligns at  $45^\circ$  with respect to the cross arms while sufficiently long arms maintain axial magnetization. Figure 4 shows the results of

the micromagnetic simulations of the magnetization alignment in the junction of two spin waveguides crossed at  $90^\circ$  angle. In this structure the cross junction center plays a role of the local “defect” with misaligned magnetization. BVMSW modes excited in one of the cross arms propagate towards the center of the cross. Dependent on the magnetization orientation local standing spin wave modes are either excited or not in the ferromagnetic square that forms the junction. In contrast to the local spin wave modes intensively studied in standing alone square nano-magnets [46], the square in the cross center is subjected to non-uniform magnetic fields generated by the cross arms. Local standing spin wave modes in the center of the cross junction, if excited, in turn generate the outgoing spin waves in all four arms of the cross that form reflected and scattered waves. There are two interesting aspects of such spin wave scattering. Firstly, the spin wave scattering is strongly dependent on the magnetization orientation in the cross center. Variation of the latter results in different local spin wave modes which in turn affect the spin wave scattering. Spin wave scattering was studied experimentally and by numeric simulations in micron-scale CoTaZr cross. Spin waves were excited in the arm 1 of the cross and detected in arms 2–4 as a small external in-plane magnetic field was applied at a varying angle (as shown in Figure 4). External magnetic field was

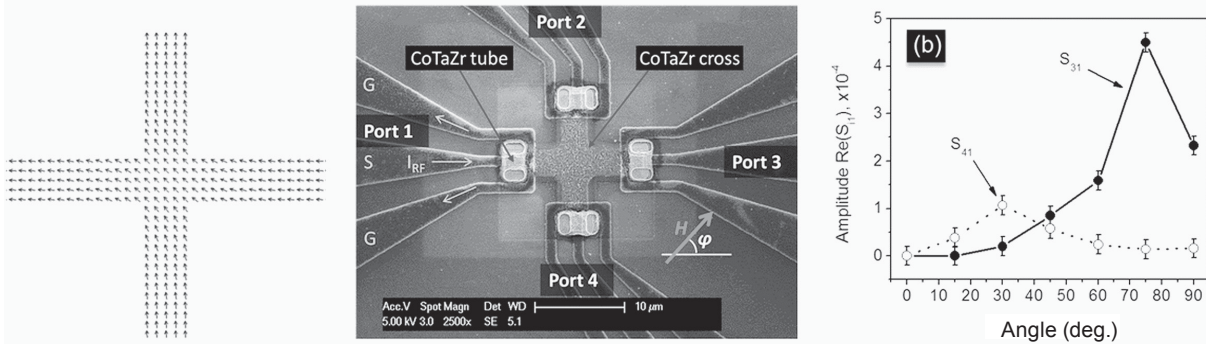


Fig. 4. Ferromagnetic cross junction. Micromagnetic simulation of the magnetization ground state (*left*); SEM micrograph of the cross junction test structure (*middle*); Amplitude of spin wave scattered into arms 3 and 4 of the cross shown in this figure (*right*)

small enough to ensure the axial magnetization within the cross arms. Amplitude of the scattered spin waves demonstrated strong dependence on the angle of the biasing field. At zero angles no spin wave transmission to the opposite arm of the cross was observed while there were spin waves scattered at 90 and 270 degree angles detected. As the field angle reached 45 degrees, almost equal spin wave scattering into all 3 output arms of the cross was observed. Further increase of the angle resulted in maximum transmission into the opposite arm while no scattering into the other two arms of the cross were observed. This effect can be utilized for spin wave switching by applying local magnetic fields to the cross junction center. Another striking phenomenon observed in ferromagnetic cross junction is the non-symmetric spin wave scattering. The wave scattered to the left arm gains different phase offset than the wave that scattered to the right. Non symmetry of spin wave scattering in the cross originates from the odd spin wave modes excited in the cross junction center. This phenomenon generates non-typical spin wave interference in this device which is described later in this chapter.

Air gaps introduced into the spin waveguides result in a similar defect that can be used to pre-program spin wave amplitude and phase changes in the magnonic circuit. Dipole-dipole interaction governs the magnetostatic spin wave propagation. Long range of dipolar forces allow spin wave propagation or as it is wrongly state “tunnel” though the dielectric gaps in the material [43, 44] as well as through the areas with local magnetization disorder [47, 48]. It was demonstrated that insertion of a dielectric gap affects the spin wave amplitude. The spin wave phase change is dependent on the gap width in comparison to the spin waveguide cross section dimensions. Similar effect is observed in the areas

with field controlled local magnetization disorder. Spin wave “tunneling” through a dielectric gap allows electrically isolating selected parts of the spin waveguide. Spin waveguide electrical isolation plays a very important role in the proposed magnonic logic devices as it allows driving local currents through the parts of the waveguide (e.g. when using spin torque devices) and applying local magnetic fields without affecting the spin wave propagation. Periodic air gaps introduced into the spin waveguide results in formation of so called magnonic crystal. Periodic patterning of magnetic films results in the band-gap opening (magnonic gap) in the spin wave energy spectrum that combines delocalized traveling spin wave modes and local standing spin waves. Similar spin wave dispersion modifications can be made by introducing periodic defects in the spin waveguide such as holes, thickness and material variations. Detailed review of such structures can be found in the literature [49]. Besides the pre-designed spin waveguide shape and material property variations spin wave dispersion can be altered by introducing controllable local magnetization disorders. Such disorders allows for a controllable spin wave amplitude and phase variations that are required in all magnonic logic devices.

Some types of spin wave logic devices require a special element – a phase modulator, aimed to provide a  $\pi$ -phase shift to the propagating spin wave. The operation of the interferometer-based logic devices [50–52] depends on this element. A reconfigurable magnonic circuits would also require such an element [14]. The main requirements for the phase modulator are scalability and low power consumption. Phase modulation is achieved by the applying of the local magnetic field affecting the dispersion of the propagating spin wave. In general, such an element can be realized as a static (delay line, perma-



nent magnet, domain wall) or dynamic (conducting contour) elements. The use of external magnetic field produced by an electric current in the conducting substrate may not be efficient from this point of view. Scaling down of the interferometer dimensions will require an increase of the electric current to provide stronger magnetic field. This problem may be solved in part by using the optimized structure presented in Ref. [52]. It should be noted that the phase shifters used in the interferometer-based circuits [52] and shifters used for circuit reconfiguration [14] have different operation frequency. The shifters used in the interferometers-based switches may be needed in every computational step and have to sustain high-frequency operation. In contrast, circuit reconfiguration occurs on a much longer time scale. In this case, a non-volatile element such as a domain wall can be used to provide constant phase shift without the use of an external power.

### 2. Magnonic Logic Devices

There are three basic approaches to magnonic logic devices, which are defined by the method of information encoding into the spin waves. Logic zeroes and ones can be assigned to i) the amplitude

(10–12), (ii) the phase (13), or (iii) the frequency (14) of the spin wave signal. The method of information encoding is very important as it further defines the principle of operation of the basic logic gates, the design and the computing capabilities of the architecture solutions. For example, encoding information into the amplitude of the spin wave signal (10–12), where logic 0 and 1 correspond to the two spin wave amplitudes. The schematics of the amplitude-based magnonic logic gates are shown in Figure 5. The main building block is a miniature Mach–Zehnder interferometer with a vertical current-carrying wire. The area of the interferometer can be as small as  $300\text{nm} \times 300\text{nm}$ . With a zero current applied, the spin waves in two branches interfere constructively and propagate through. The waves interfere destructively and do not propagate through the structure if a certain electric current  $I_\pi$  is applied. The complete set of logic gates (i.e. NOT, NOR, NAND) can be built by integrating the Mach–Zehnder interferometers as proposed in Ref. [52]. It should be noted, that in the considered scheme the input logic state is represented by the amplitude of the electric current and the output state is assigned to the amplitude of the spin wave signal  $A$ , which implies an

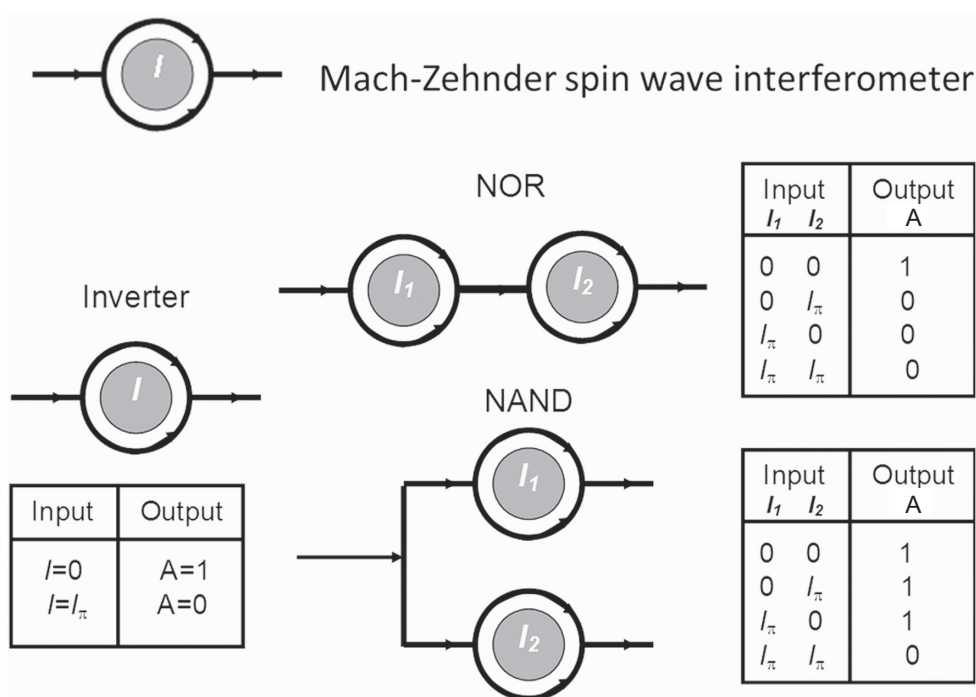


Fig. 5. Schematics of the amplitude-based spin wave logic devices. The basic element is the Mach–Zehnder-type spin wave interferometer. The phase shift in one of the interferometer’s arms is controlled by the magnetic field produced by an electric current  $I$ . A set of logic gates (NOT, AND, OR) for general type computing built with the Mach–Zehnder interferometers. A bit of information is assigned to the amplitude of the propagating spin wave  $A$  (i.e. Logic 1 corresponds to some  $A>0$ , and logic 0 corresponds to  $A=0$ )



additional element for spin wave to electric current conversion. At some point, this device resembles the classical field effect transistor, where the magnetic field produced by the electric current modulates the propagation of the spin wave- an analog to the electric current. One hand, this approach can benefit of the well-defined methodology for Boolean-type logic gate construction. On the other hand, it cannot offer any fundamentally more advantageous alternative to the existing CMOS-based logic circuitry.

In the phase-based approach, logic 0 and 1 are assigned to the phase (0 or  $\pi$ ) of the propagating

spin wave [31]. The principle of operation of the phase-based magnonic logic circuit is fundamentally different from the conventionally adopted field-modulated amplitude approach. Within this approach, a bit of information is assigned to the phase of the propagating spin wave. An elementary act of computation is associated with the change of the phase of the propagating spin wave. The latter provides an alternative route to the NOT and Majority logic gate construction. The schematics of the phase-based magnonic logic circuit are shown in Figure 6.

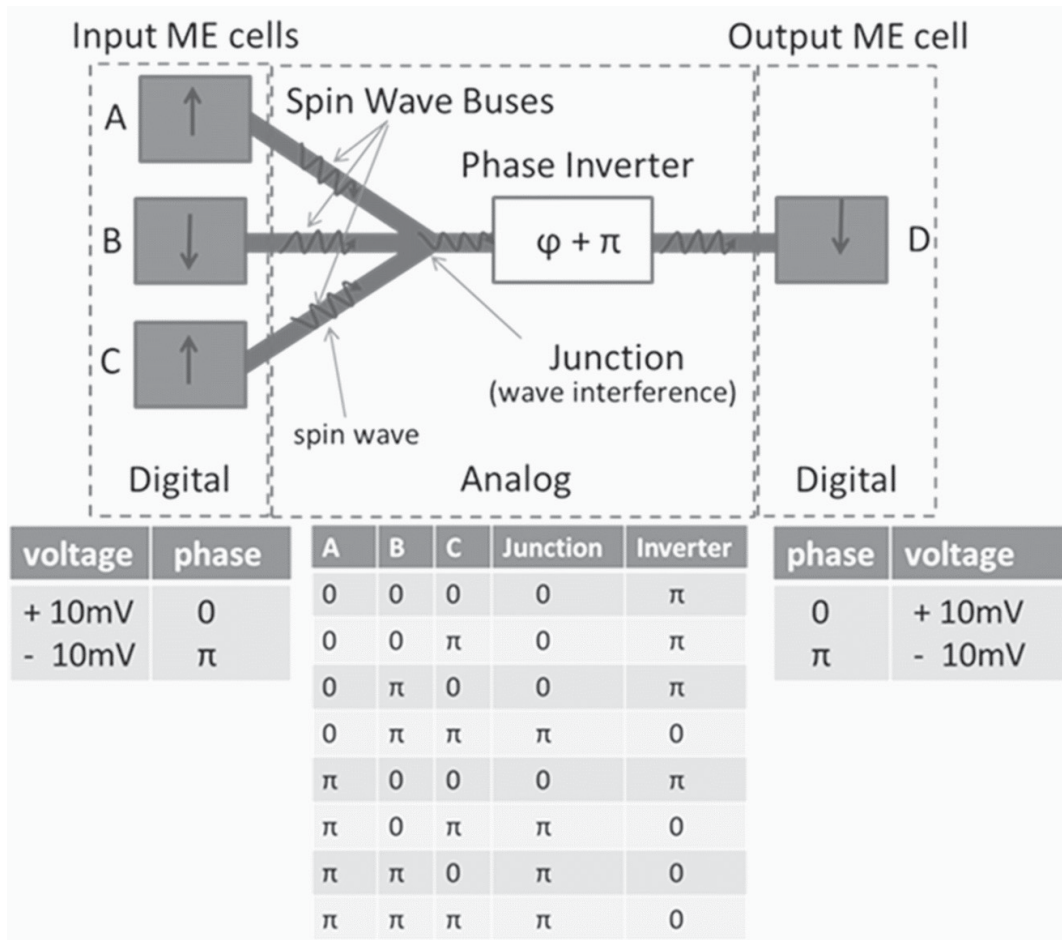


Fig. 6. Schematic view of the spin wave logic circuit. There are three inputs (A,B,C) and the output D. The inputs and the output are the ME cells connected via the ferromagnetic waveguides – spin wave buses. The input cells generate spin waves of the same amplitude with initial phase 0 or  $\pi$ , corresponding to logic 0 and 1, respectively. The waves propagate through the waveguides and interfere at the point of junction. The phase of the wave passed the junction corresponds to the majority of the interfering waves. The phase of the transmitted wave is inverted (e.g. passing the domain wall). The Table illustrates the data processing in the phase space. The phase of the transmitted wave defines the final magnetization of the output ME cell D. The circuit can operate as NAND or NOR gate for inputs A and B depending the third input C (NOR if C=1, NAND if C=0)

The circuit comprises the following elements: (i) magneto-electric cells, (ii) magnetic waveguides – spin wave buses, and a (iii) phase shifter. Magneto-electric cell (hereafter, ME cell) is the element aimed

to convert applied voltage into the spin wave as well as to read-out the voltage produced by the spin waves (i.e. a two-phase multiferroic as described in the preceding Section). The operation of the ME cell is



based on the effect of the magneto-electric coupling (i.e. multiferroics) enabling magnetization control by applying an electric field and vice versa. The waveguides are simply the strips of ferromagnetic material (e.g. NiFe) aimed to transmit the spin wave signals. The phase shifter is a passive element (e.g. the same waveguide of different width, a domain wall) providing a  $\pi$ -phase shift to the propagating spin waves.

The principle of operation is the following. Initial information is received in the form of voltage pulses. Input 0 and 1 are encoded in the polarity of the voltage applied to the input ME cells (e.g. +10mV correspond to logic state 0, and -10mV correspond to logic 1). The polarity of the applied voltage defines the initial phase of the spin wave signal (e.g. positive voltage results in the clockwise magnetization rotation and negative voltage results in the counter clockwise magnetization rotation). Thus, the input information is translated into the phase of the excited wave (e.g. initial phase 0 corresponds to logic state 0, and initial phase  $\pi$  corresponds to logic 1). Then, the waves propagate through the magnetic waveguides and interfere at the point of waveguide junction. For any junction with an odd number of interfering waves, there is a transmitted wave with non-zero amplitude. The phase of the wave passing through the junction always corresponds to the majority of the phases of the interfering waves (for example, the transmitted wave will have phase 0, if there are two or three waves with initial phase 0; the wave will have a  $\pi$ -phase otherwise). The transmitted wave passes the phase shifter and accumulates an additional  $\pi$ -phase shift (i.e. phase  $0 \rightarrow \pi$ , and phase  $\pi \rightarrow 0$ ). Finally, the spin wave signal reaches the output ME cell. The output cell has two stable magnetization states. At the moment of spin wave arrival, the output cell is in the metastable state (magnetization is along the hard axis perpendicular to the two stable states). The *phase* of the incoming spin wave defines the direction of the magnetization relaxation in the output cell [14, 53]. The process of magnetization change in the output ME cell is associated with the change of electrical polarization in the multiferroic material and can be recognized by the induced voltage across the ME cell (e.g. +10mV correspond to logic state 0, and -10mV correspond to logic 1). The Truth Table inserted in Figure 2 shows the input/output phase correlation. The waveguide junction works as a Majority logic gate. The amplitude of the transmitted wave depends on the number of the in-phase waves, while the phase of the transmitted wave always corresponds to the majority of the phase inputs. The  $\pi$ -phase shifter

works as an Inverter in the phase space. As a result of this combination, the three-input one-output gate in Figure 2 can operate as a NAND or a NOR gate for inputs A and B depending on the third input C (NOR if C=1, NAND if C=0). Such a gate can be a universal building block for any Boolean logic gate construction. Computing with phases has certain fundamental advantages over the conventional amplitude-based approach. For example, the utilization of wave interference makes it possible to build certain types of logic gates (e.g. MAJ, MOD [53]) with fewer number of elements. Even more important are the advantages of using spin wave superposition for building multi-channel logic gates [54], which offer an alternative route to functional throughput enhancement.

Frequency-based magnonic circuits have been recently proposed (14). The proposed circuits consist of the spin torque oscillators communicated via spin waves propagating through the common free layer. This approach is based on the property of nanometer scale spin torque devices generate spin waves in response to a d.c. electrical current (18, 19). Electric current passing through a spin torque nano-oscillator (STNO) generates spin transfer torque and induces auto-oscillatory precession of the magnetic moment of the spin valve free layer. The frequency of the precessing magnetization is tunable by the applied dc voltage due to the strong non-linearity of the STNO. In case of two or more STNOs sharing a common free layer, the oscillations can be frequency and phase locked via the spin wave exchange (20, 21). The schematics of the MAJ logic gate based on the phase locking of STNOs with a common free-layer metallic ferromagnetic nanowire are shown in Figure 7. The gate has three inputs and one output. All inputs are dc current-biased at a current level above the critical current for magnetization self-oscillations. To each input, signals of two frequencies  $f_1$  and  $f_2$  can be applied. Due to injection locking and spin wave interaction in the common free layer, the entire free layer precesses at either  $f_1$  or  $f_2$ , depending on the input signal frequency applied to the majority of the inputs. Therefore, the output frequency of this logic gate is determined by the frequency applied to the majority of the input gates, and the device operates as a majority logic gate with the signal frequency as the state variable [55]. The unique properties of STDs are of great promise for future implementation. Being compatible with CMOS, STDs may serve as complementary logic units for general and special task data processing. The main challenge for the STD approach is to reduce the current required for switching and minimize active power consumption.

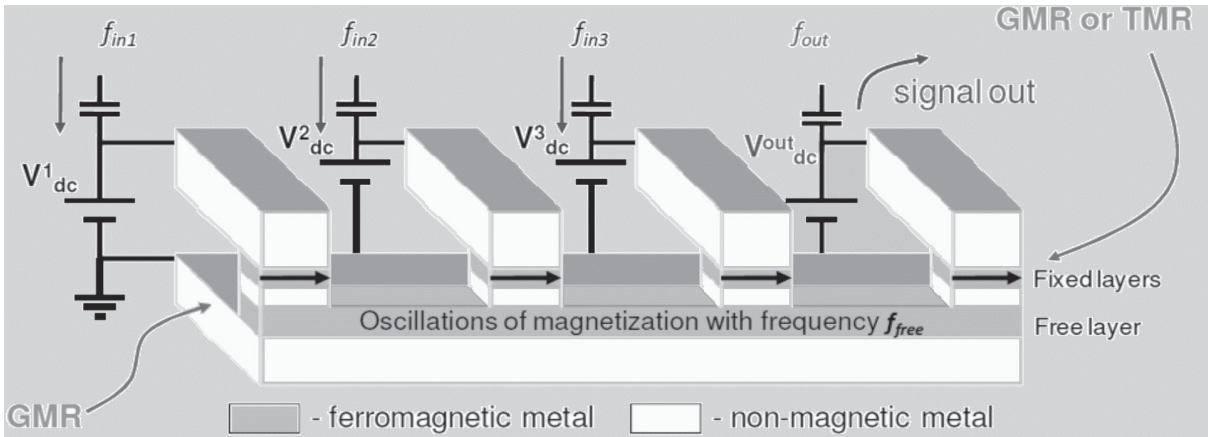


Fig. 7. Schematics of the STO-based MAJ logic gate consisting of a metallic ferromagnetic nanowire with several injectors of spin polarized current (spin torque oscillators with a common free layer). The input frequencies (e.g.  $f_1, f_2, f_3$ ) assume binary values. The output frequency  $f_{out}$  in the phase locking regime is determined by the majority of the input frequencies

It has been a lot of progress in the experimental demonstration of spin wave components and the prototyping of complete magnonic logic gates during the last decade. The first working spin-wave based logic device has been experimentally demonstrated by M. P. Kostylev et al. [50]. The authors used Mach-Zehnder-type current-controlled spin wave interferometer to demonstrate output voltage modulation as a result of spin wave interference. This first working prototype device was of a great importance for the development of magnonic logic devices. The device show reliable operation in the GHz frequency range and at room temperature, which immediately made it a favorite among the other proposed spin-based logic devices. Later on, exclusive-not-OR and not-AND gates have been experimentally demonstrated on a similar Mach-Zehnder-type structure [51].

Next, there were realized three- and four-terminal spin wave prototypes. Figure 8 shows the schematics of the four-terminal spin wave device used as a prototype for the MAJ gate [56]. The material structure from the bottom to the top consists of a silicon substrate, a 300nm thick silicon oxide layer, a 20nm thick ferromagnetic layer made of  $Ni_{81}Fe_{19}$ , a 300nm thick layer of silicon oxide and the set of five conducting wires on top. The distance between the wires is  $2\mu m$ . In order to demonstrate a three-input one-output majority gate, three of the five wires were used as the input ports, and two other wires were connected in a loop to detect the inductive voltage produced by the spin wave interference. An electric current passing through the “input” wire generates a magnetic field, which, in turn, excites spin waves in the ferromagnetic layer. The direction of the current flow (the polarity of the applied voltage) defines the initial spin wave phase. The curves of different numbers in Figure 8

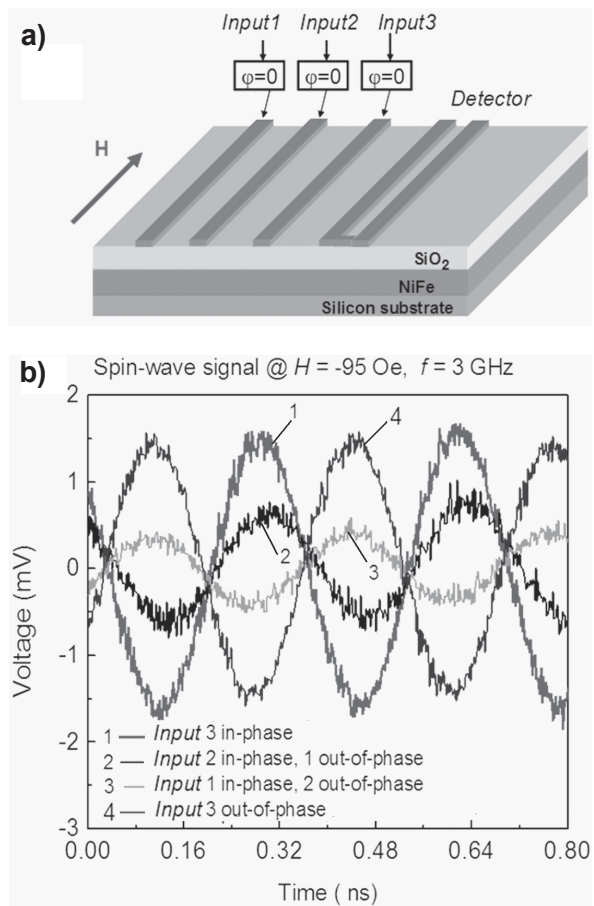


Fig. 8. (a) Schematics of the 4-terminal SWD. The device structure comprises a silicon substrate, a 20nm thick layer of permalloy, a layer of silicon dioxide, and a set of five conducting wires on top (three wires to excite three spin waves, and the other two wires connected in a loop are to detect the inductive voltage). The initial phase of the excited spin wave (0 or  $\pi$ ) is controlled by the direction of the excitation current. (b) Experimental data showing the inductive voltage as a function of time. The curves of different number correspond to the different combinations of the phases of the interfering spin waves



depict the inductive voltage as a function of time for different combinations of the spin wave phases (e.g.  $000$ ,  $0\pi 0$ ,  $0\pi\pi$  and  $\pi\pi\pi$ ). These results show that, the phase of the output inductive voltage corresponds to the majority of the phases of the interfering spin waves. Spin waves produce several mV of inductive voltage output with signal to noise ratio about 10:1. The data are taken for 3GHz excitation frequency and at bias magnetic field of 950e (perpendicular to the spin wave propagation). All measurements were accomplished at room temperature.

The use of electric-current wires for spin wave excitation appeared to be energetically inefficient (i.e.  $> \text{pJ}$  per spin wave), as only a small amount of energy is transferred into the spin wave. It would be much more efficient to utilize multiferroics for energy conversion among the electric and magnetic domains [57].

Recently, spin wave excitation and detection by synthetic multiferroic elements has been experimentally demonstrated [16]. The schematics of the experiment and experimental data are shown in Figure 9. Two synthetic multiferroic elements were

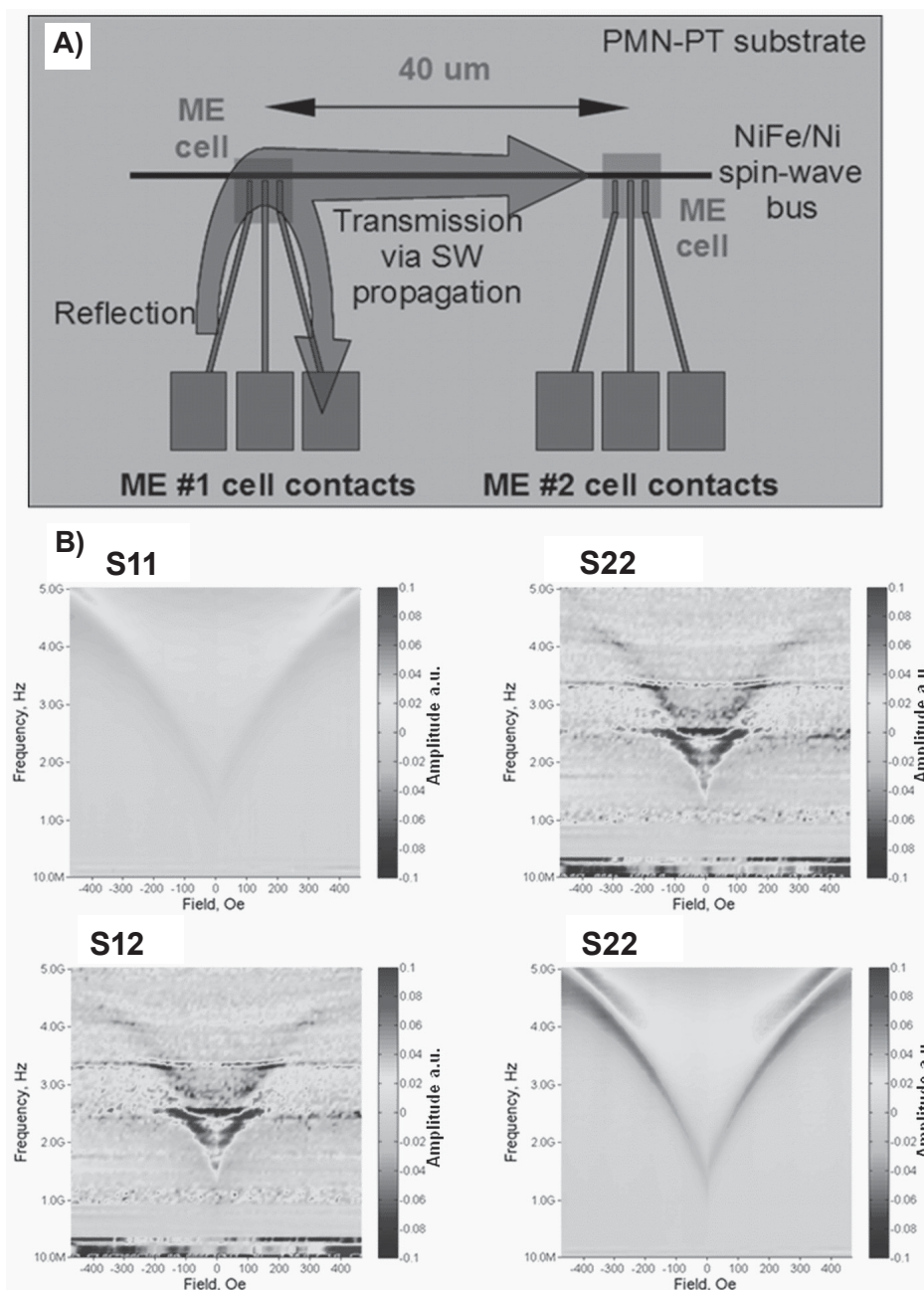


Fig. 9. (A) Schematics of the experiment on spin wave excitation and detection by multiferroic elements (ME cells). (B) Collection of the experimental data (S11, S12, S21 and S22 parameters) obtained at different frequencies and bias magnetic field



used to excite and detect spin wave propagating in the permalloy waveguide (the distance among the excitation and the detection elements is  $40\mu\text{m}$ ). The multiferroic element comprises a layer of piezoelectric (PZT) and a magnetostrictive material (Ni). An electric field applied across the piezoelectric produces stress, which, in turn, affects the magnetization of the magnetostrictive material. Thus, the applying of AC voltage to the multiferroic element results in the magnetization oscillation (spin wave). And vice versa, the change of magnetization in the magnetostrictive layer results in the voltage signal due to the produced stress. The experimental data in Figure 9(b) show the collection of data obtained at different operational frequencies and bias magnetic field. The utilization of multiferroics has resulted in the energy reduction to about 10fJ per wave [16]. Most of the currently proposed magnonic logic devices are designed to perform a single logic operation. All of them except for the STNO majority logic device share the following signal processing flow for the spin wave logic gate operation: 1) Input electrical signal (either current or voltage) is used to excite a spin wave (pulse or in CW regime); spin wave phase is used to carry the information. 2) Spin waves travel to the area where interference of two or more waves is happening; 3) constructive or destructive interference defines the output wave amplitude; 4) the output wave amplitude (if any) is converted to the electronic signal. Spin wave phase carries the input information while the wave amplitude is used to represent the output information. In order to build logic based on such spin wave gates a spin wave amplitude-to-phase convertor is required. In most cases a conventional electronics is implied to detect

the spin wave, and adjust the phase of the spin wave input of the next spin wave logic gate. Therefore most of the proposed spin wave logic gates cannot be used as a building block for spin wave logic circuit construction without using intermediate electronic stages. In case of destructive interference the wave phase information is lost – another obstacle that can be addressed by feeding the reference wave into the every intermediate stage between the logic gates. Without electronic components, such logic gates can operate only as a standing alone signal processing devices and cannot be assembled into logic circuits. Unique spin wave scattering in the ferromagnetic cross junction provides a convenient tool to address this problem as follows [58]. Ferromagnetic cross has 4 arms labeled as ports 1 through 4 (see Figures 4 and 10). Ports 1 and 2 are used as inputs and ports 3 and 4 – as outputs. Spin waves excited in ports 1 and 2 are traveling towards the cross center where they experience scattering on the center of the junction. Scattered waves interfere in the cross arms 3 and 4. The spin waves scattered at  $\pm 90^\circ$  (into the neighboring arms of the cross) gain different phase offsets. As the phase of the spin wave in port 2 is linearly changed, spin wave amplitude oscillation is detected in ports 3 and 4 (see Figure 10). Despite the geometrical symmetry of the structure, spin wave interference is not symmetrical (constructive and destructive interference in the output arms 3 and 4 is not happening at the same phase offsets of the input spin waves). Non-symmetric phase gain of the scattered spin wave modes at the central part of the cross junction define the wave propagation and is responsible for the interference that was observed experimentally. Numeric simulations confirm the

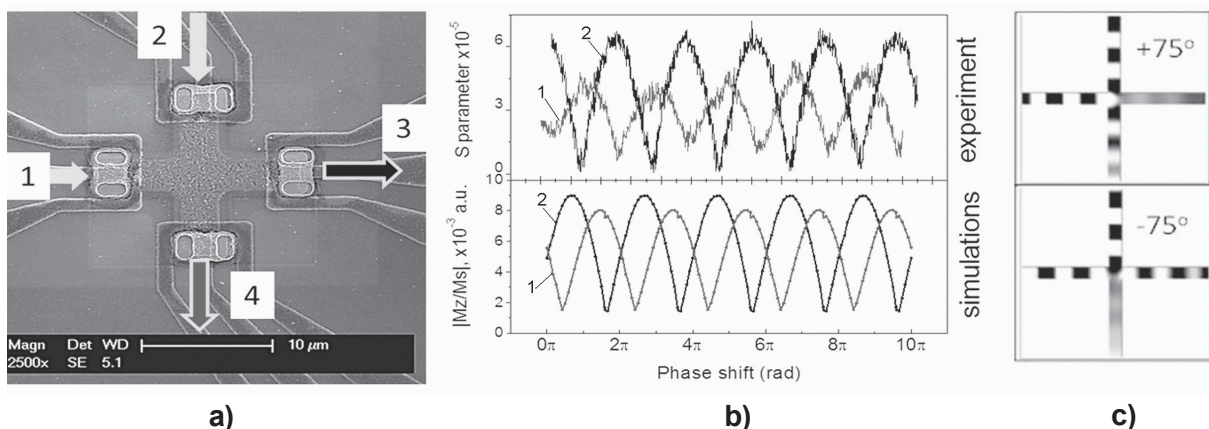


Fig. 10. (a) Cross junction structure SEM micrograph indicating input and output spin wave signals. (b) Spin wave interference in ferromagnetic cross junction: output wave amplitude dependence on the input waves phase offset (experiment and micromagnetic simulations; 1 – S41, 2 – S31) (c) Micromagnetic simulation of the spin wave interference: destructive interference in the output arms 3 and 4 (phase  $+75^\circ$  for output 3 and  $-75^\circ$  for the output 4)





significance of the central region design. The spin wave scattering becomes symmetrical when the central part of the cross junction is removed (4 waveguides with no central rectangle) thus demonstrating the effect of local spin wave mode interaction with the traveling spin waves, causing non-symmetric spin wave scattering. In case of the empty cross junction symmetric spin wave scattering is caused by spin wave “tunneling” [47] through the central part. In this case the symmetry of the cross arm alignment defines the interference pattern in the cross output arms. The interference of two waves in ferromagnetic cross is unique as for all input spin wave phase shifts there is an output spin wave non-zero amplitude detected either in port 3 or port 4. The output spin waves of this device can be merged to form a single device output as shown in Figure 11. The spin wave phases of zero and  $\varphi_0$  (with respect to the reference) encode logical “0” and “1”. The value  $\varphi_0$  defines the condition for destructive interference in one of the arms of the

cross. It is strongly dependent on the cross junction geometry and in case of the cross shown in figure 10  $\varphi_0=75^\circ$ . Cross output waves will either scatter to one or another arm of the cross for the (0, 1) and (1, 0) or to the both arms simultaneously for (0, 0) and (1, 1) input signal configurations. The phases of the output waves measured at the cross arms 3 and 4 and will have phases shown in the table in Figure 11. The spin waves in the cross arm 3 and 4 are then merged ensuring the constructive spin wave interference. The spin wave phase in the output waveguide at the merge point will follow the OR logic operation. The  $\varphi_0$  phase shift produced either by the delay line or externally controlled phase shifter will act as an inverter. This will result in the output wave following NOR logic operation. Knowledge of the local spin wave modes in the spin waveguide junction should allow for multi-terminal spin wave devices where the output wave phase shift is defined by the phase gains of the spin waves scattered in the junction.

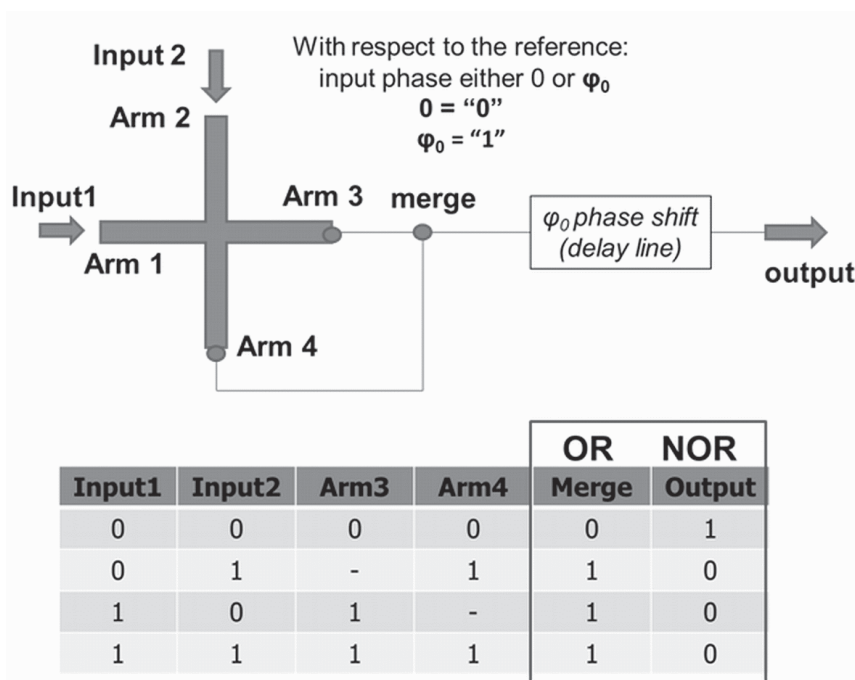


Fig. 11. Spin wave OR/NOR logic gates based on ferromagnetic cross junction. Device schematic (top) and truth table (bottom). Dash in the table indicates zero wave amplitude

Recently, a prototype comprising two cross junctions has been realized. The schematics of the test structure and experimental setup are shown in Figure 12. The double-cross structure is made of yttrium iron garnet  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$  (YIG) epitaxially grown on gadolinium gallium garnet  $Gd_3Ga_5O_{12}$  substrate with (111) crystallographic orientation.

YIG film has ferromagnetic resonance (FMR) linewidth  $2\Delta H \approx 0.5 Oe$ , saturation magnetization  $4\pi M_s = 1750 G$ , and thickness  $d = 3.6 \mu m$ . The length of the whole structure is 3mm, the width of the arm is  $360 \mu m$ . There are six micro-antennas fabricated on the top of the YIG waveguides. These antennas are used to excite spin wave in YIG material and to

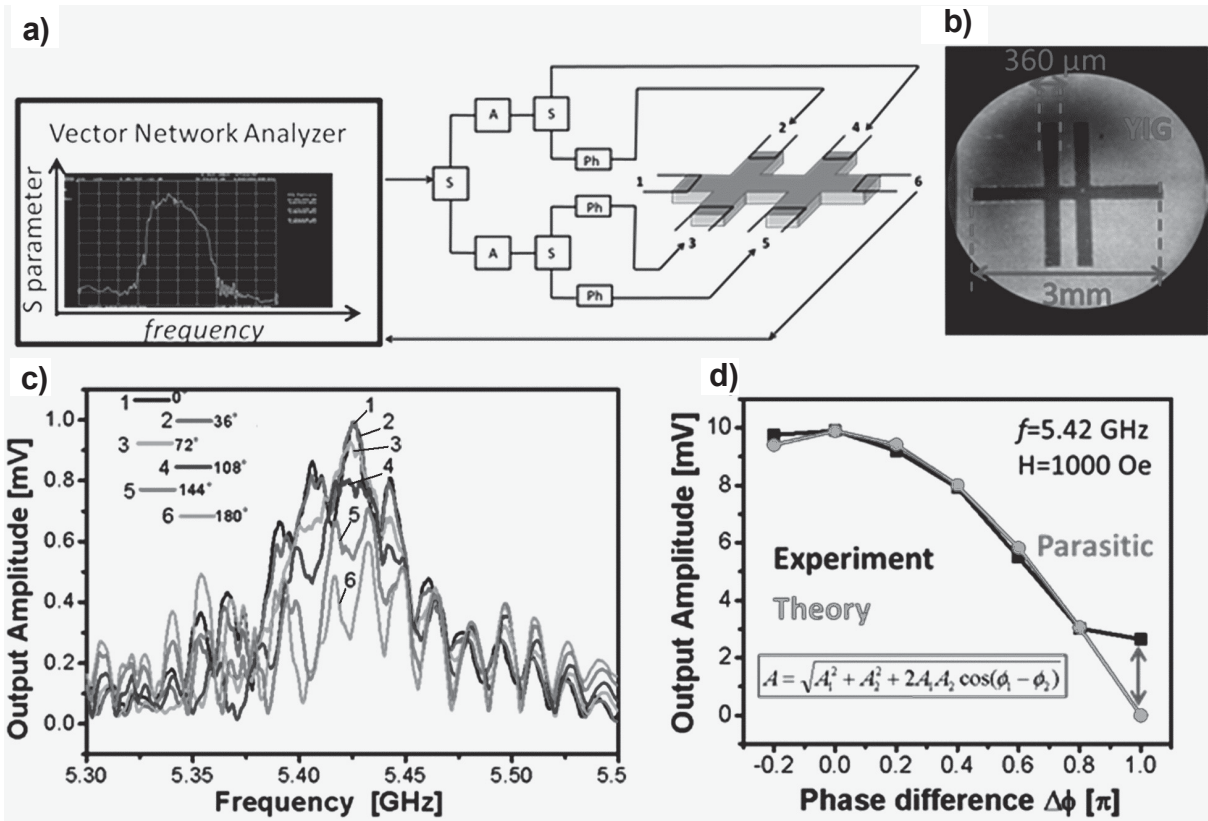


Fig. 12. (a) The schematics of the experimental setup. The test under study is a double-cross YIG structure with six micro-antennas fabricated on the edges. The input and the output micro-antennas are connected to the Hewlett-Packard 8720A Vector Network Analyzer (VNA). The VNA generates input RF signal in the range from 5.3GHz to 5.6GHz and measures the S parameters showing the amplitude and the phases of the transmitted and reflected signals. (b) The photo of the YIG double-cross structure. The length of the structure is 3mm, and the arm width is 360 $\mu$ m. (c) Transmitted signal S12 spectra for the structure without micro-magnets. Two input signals are generated by the micro-antennas 2 and 3. The curves of different number show the output inductive voltage obtained for different phase difference among the two interfering spin waves. (d) The slice of the data taken at the fixed frequency of 5.42GHz (black curve). The red curve shows the theoretical values obtained by the classical equation for the two interfering waves.

detect the inductive voltage produced by the propagating spin waves. The input and the output micro-antennas are connected to the Hewlett-Packard 8720A Vector Network Analyzer (VNA). The VNA generates an input RF signal up to 20 GHz and measures the S parameters showing the amplitude and the phases of the transmitted and reflected signals. The prototype is placed inside an electro-magnet allowing variation in the bias magnetic field from -1000Oe to +1000Oe. The input from VNA is split between the four inputs via the two splitters, where the amplitudes of the signals are equalized by the attenuators (step  $\pm 1$ dB). The phases of the signal provided to the ports 3 and 4 are controlled by the two phase shifters ( $\pm 2^0$ ). The photo of the YIG structure is shown in Figure 12(B). The graph in Figure 12(C) shows the amplitude of the output inductive voltage detected for different excitation frequencies in the range from 5.30GHz to 5.55GHz. The curves

of different numbers depict the output obtained for different phase difference  $\Delta\varphi$  among the two inputs 2 and 3. These data show the oscillation of the output voltage as a function of frequency and the phase difference between the two generated spin waves. The frequency dependence of the output is attributed to the effect of spin wave confinement within the structure, while the phase-dependent oscillations reveal the interference nature of the output signal. In Figure 12 (D), we show the slice of the data taken at the fixed frequency of 5.42GHz. The experimental data has a good fit with the classical equation for the two interfering waves. The only notable discrepancy is observed for  $\Delta\varphi = \pi$ , where experimental value is non-zero. This fact can be well understood by taking into account all possible parasitic effects (e.g. reflecting waves, direct coupling between the input/output ports, structure imperfections, etc.)



### 3. Spin wave-based logic gates and architectures

Since the first proposal on spin wave logic [31], there have been a number of works, where the idea of using spin waves in logic circuitry has been evolved in different ways [14, 53, 54, 59]. The variety of possible spin wave based devices can be classified within several groups including single-frequency and multi-frequency, Boolean and non-Boolean, volatile and non-volatile circuits. For example, logic devices shown in Figures 5,6, and 8 use one operating frequency and constitute the group of single-frequency logic devices. There may be more than one operating frequency per device (e.g. the device shown in Figure 7), which entitled the group of multi-frequency devices. At the same time, single and multi-frequency devices may be used for building Boolean and non-Boolean type of logic gates. Boolean magnonic circuits are aimed to provide the same basic set of logic gates (AND, OR, NOT) for general type computing as provided by the conventional transistor-based circuit. The advantage of using waves (i.e. spin waves) is the ability to exploit the waveguides as passive logic elements for controlling the phase of the propagating wave. Waveguides of the same length but different width, or composition introduce different phase change to the propagating spin waves. The latter offers an additional degree of freedom for logic circuit construction. Besides that, the utilization of spin wave interference is efficient for building high fan-in devices, which is a significant advantage over the transistor-based circuits [56]. Overall, magnonic Boolean logic circuits can be constructed with a fewer number of elements that it is required for CMOS counterparts [60]. This advantage is more prominent for complex logic circuits. For example, magnonic Full Adder Circuit can be built with just 5 ME cell, while the conventional design requires at least 25 transistors [53].

Non-Boolean magnonic circuits constitute a novel direction for magnonic circuit development aimed to complement scaled CMOS in special task data processing. In contrast to the Boolean logic gates for general type data processing, non-Boolean circuits are designed for one or several specific logic operations. Data search and image processing are the examples of widely-used tasks, which require significant amount of resources from a general type processor. Parallel data processing of a large number of bits can be accomplished by utilizing a multi-wave interference, where each wave (i.e. the phase of the wave) represents one bit of data. The examples

of non-Boolean magnonic logic circuits for pattern recognition, finding the period of a given function, and magnonic holographic memory are described in Ref. [61]. The operation of these circuits is based on the massive use of spin wave interference within a magnetic template. This approach is similar to the methods developed for “all optical computing” [62], though the practical implementation of the magnonic circuits may be more feasible for integration on the silicon platform.

The above mentioned groups of magnonic logic devices may be volatile or non-volatile. Volatile magnonic circuits provide functional output (i.e. inductive voltage) as long as external power is applied to the spin wave generating elements [30] or spin wave buses are combined with an electric circuit preserving the output voltage produced by the spin wave pulses [59]. For example, magnonic circuits described in Ref. [14] combine spin wave buses with micro antennas. The circuit operates as long as the input antennas generate continuous spin waves. It is also possible to build a circuit combining spin wave buses with a bi-stable electric circuit, where the switching of the electric circuit is accomplished by the inductive voltage pulse [59]. In this case, there no need in permanently spin wave generating elements, though external power is required to maintain the state of the electronic circuit. Non-volatile magnonic logic circuits are able to preserve the result of computation without external power applied. The storing of information is in the magnetic state of the output ME cell, where logic 0 and 1 are encoded into the two states of magnetization of the magnetostrictive material [53]. In general, magnetic field produced by a spin wave is quite weak to reverse the magnetization of a large volume ferromagnetic required for reliable data storage (thermal stability  $>40$ ). The switching is accomplished via the help of magneto-electric coupling, where an electric field applied to ME cell rotates its magnetization in a metastable state, and then, incoming spin wave defines the direction of relaxation [53]. Non-volatile magnonic logic devices have been recognized as one of the promising approaches to post-CMOS circuitry for radical power consumption minimization [63].

We would like specially outline the possibility of building multi-frequency magnonic logic circuits, aimed to the advantage of wave superposition for functional throughput enhancement. Multi-frequency magnonic logic circuits are the circuits using more than one operating frequency for data transmission and processing. Wave superposition



allows us to send, process, and detect a number of waves propagating within the same structure at a time. The general view of the multi-frequency magnonic circuit as described in Ref. [54] is shown in Fig. 13. The structure and the principle of operation are similar to the above described example (see Figure 6) except there are multiple ME cells on each of the input and output nodes. These cells are aimed to operate (excite and detect) spin waves on different frequencies (e.g.  $f_1, f_2, \dots, f_n$ ). Each of the frequencies  $\{f_1, f_2, \dots, f_n\}$  is considered as an independent information channel, where logic 0 and 1 are encoded into the phase of the propagating spin wave. The frequency excited by the ME cell depends on many factors and can be adjusted by the cell size/shape/composition. In order to avoid the crosstalk among the cells operating on different frequencies, the cells are connected with the spin wave buses

via the magnonic crystals [64] serving as frequency filters. Each of these crystals allows spin wave transport within a certain frequency range enabling ME cell frequency isolation. Within the spin wave buses, spin waves of different frequencies superpose, propagate, and receive a  $\pi$ -phase shift independently of each other. Logic 0 and 1 are encoded into the phases of the propagating spin waves on each frequency. The output ME cells are connected to the spin wave buses via the magnonic crystals in order to receive spin wave signal on the specific frequency. The Truth Table shown in Figure 6 can be applied for the each of the operating frequencies. Thus, the considered circuit can perform NAND or NOR operations on the number of bits at the same time. The multi-frequency approach is an extension that can be applied to the all types of magnonic circuits described above.

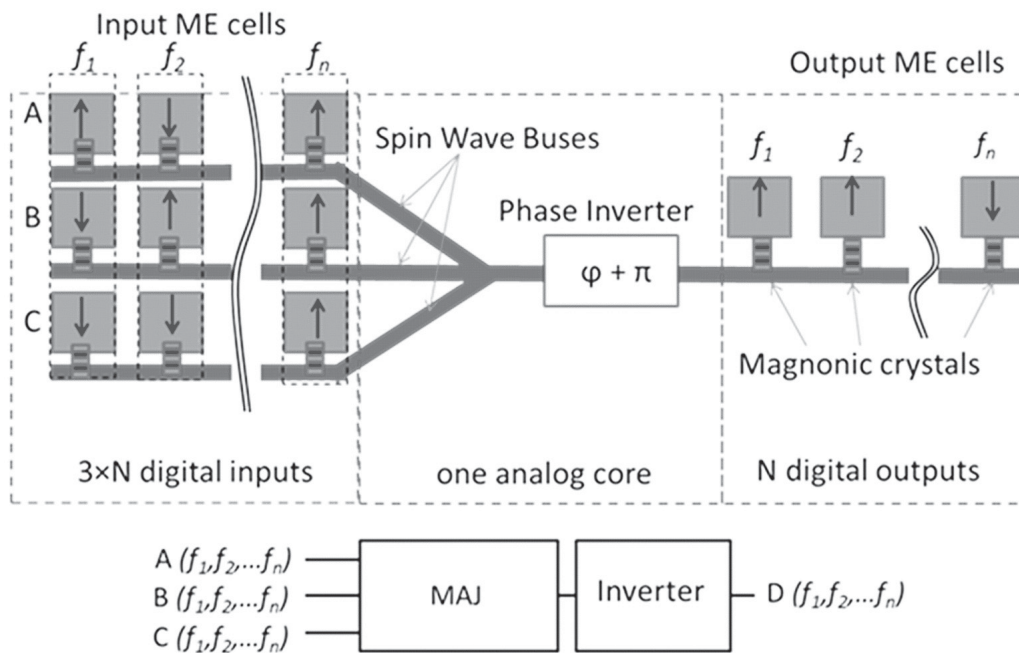


Fig. 13. Schematic view of the multi-frequency magnonic circuit. There are multiple ME cells on each of the input and output node aimed to excite and detect spin waves on the specific frequency (e.g.  $f_1, f_2, \dots, f_n$ ). The cells are connected to the spin wave buses via the magnonic crystals serving as the frequency filters. Within the spin wave buses, spin waves of different frequencies superpose, propagate, and receive a  $\pi$ -phase shift independently of each other. Logic 0 and 1 are encoded into the phases of the propagating spin waves on each frequency. The output ME cells recognize the result of computation (the phase of the transmitted wave) on one of the operating frequency (2012)

The ability to use wave interference and the integration of spin wave buses with non-linear magnetic elements (e.g. multiferroic cell serving as a memory and data processing unit at the same time) opens intriguing possibilities for building non-Boolean logic gates and complex computational architectures

such as Cellular Nonlinear Network (CNN) [65] and Holographic Computing [66]. CNN was first formulated by Leon Chua [65] as a 2 (3 or more) dimensional array of mainly identical dynamical systems, called cells, which satisfy two properties: (i) most interactions are local within a finite radius



$R$ , and (ii) all state variables are signals of continuous values. In the series of subsequent works, the CNN paradigm was evolved in many ways and powerful computing abilities of the CNN, especially for image processing, were demonstrated [67–70]. Nowadays, the CNN has been received a growing deal of interest as a promising architecture for future computation using nanoscale devices and structures. The utilization of spin waves together with multiferroic elements offers an original route to magnonic network, where communication between the multiferroic cells is via spin waves [71]. The schematic of the magnonic CNN is shown in Figure 14(a). The network consists of magneto-electric cells integrated onto a common ferromagnetic film–spin wave bus. The magneto-electric cell is the same as the described earlier in the text. It comprises piezoelectric and ferromagnetic materials, where a bit of information is assigned to the cell’s magnetic polarization. The information exchange among the cells is via the spin waves propagating in the spin wave bus. Each cell changes its state as a combined effect: magneto-electric coupling and the interaction with the spin waves. The distinct feature of the network with a spin wave bus is the ability to control the inter-cell communication by an external global parameter — magnetic field. The latter makes it possible to realize different image processing functions on the same template without rewiring or reconfiguration. In Figure 14(b), there are shown the examples of image processing

functions dilation and erosion accomplished at two different magnetic bias fields. More complex image processing functions such as vertical and horizontal line detection, inversion, and edge detection can be also accomplished on one template by the proper choice of the strength and direction of the external magnetic field. It is important to note that none of the ME cells in the network has an individual contact, or a bias wire. The addressing of an individual cell is via the interference of two spin waves generated by the micro strips located at the edges of the structure as illustrated in Figure 14(a). The latter offers an original solution to the interconnect problem inherent to the most of the proposed nano-CNNs. Instead of a large number of wires or a crossbar structure, nano-cells can be addressed via wave interference produced by just two micro antennas. Another potential advantage of using spin waves is the possibility to increase the radius of interaction  $R$  between the cells within CNN. In contrast to the other proposals exploiting only local interaction between the nearest neighbor cells, a relatively long coherence length allows to connect a large number of cells at a time. Though magnonic CNN has many appealing properties, the integration of ME cells with spin wave buses remains the main challenge. More practically feasible are the analog logic devices such as magnonic holographic memory, which operation entirely relies on the spin wave interference.

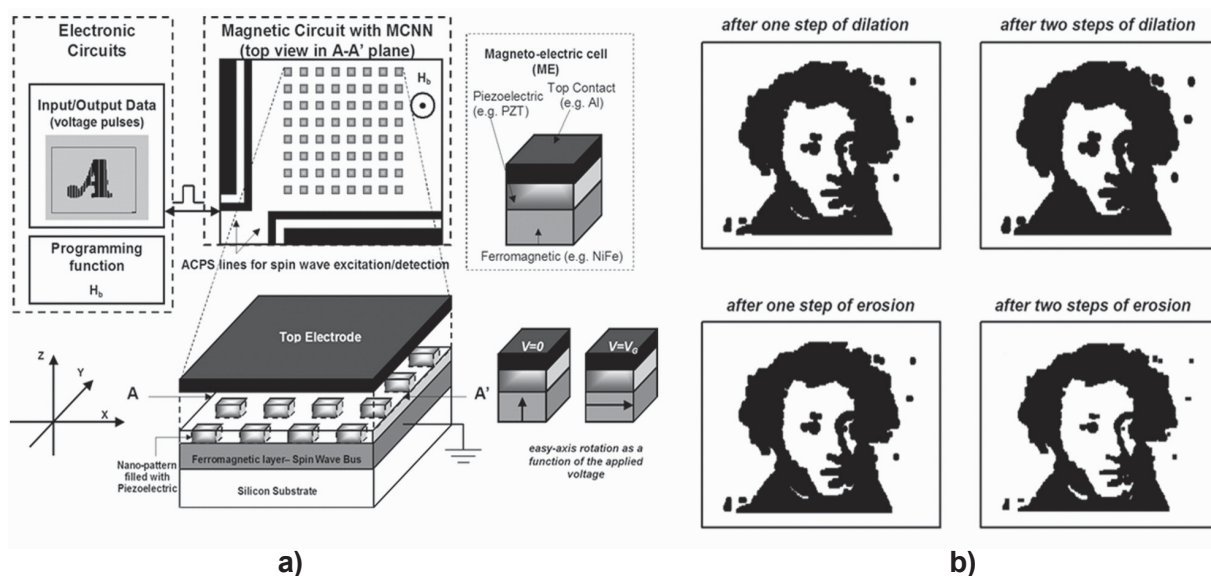


Fig. 14. (a) Schematic view of Magnonic Cellular Nonlinear Network (MCNN). There is an array of ME cells on the common ferromagnetic film–spin wave bus. Each cell is a bi-stable magnetic element. The interaction between the cells is via spin waves propagating through the spin wave bus. The read-in and read-out operations are accomplished by the edge micro antennas. (b) Results of numerical modeling illustrating image processing with MCNN. The black and the white pixels correspond to the two magnetic states of the ME cells (2008)



Holographic techniques have been extensively developed in optics and the unique capabilities of holographic approach for data storage and processing have been well-described in a number of works [72, 73]. The concept of holography is based on the use of wave interference and diffraction, which can be also implemented in spin wave devices [61]. The concept of Magnonic Holographic Memory (MHM) for data storage and data processing has been recently proposed [74]. MHM evolves the general idea of optical approach to applications in the magnetic domain aimed to combine the advantages of magnetic data storage with the unique capabilities for read-in and read-out provided by spin waves. At the same time, the use of spin waves implies certain requirements on the memory design, which are mainly associated with the need to preserve the energy of the spin wave carrying signals and the mechanisms of spin wave excitation and detection. The schematics of MHM as described in Ref. [74] are shown in Figure 15(a). It comprises two major

components: a magnetic matrix and an array of spin wave generating/detecting elements – input/output ports. Spin waves are excited by the elements on one or several sides of the matrix, propagate through the matrix and detected on the other side of the structure. For simplicity, the matrix is depicted as a two-dimensional grid of magnetic wires. These wires serve as a media for spin wave propagation – spin wave buses. The elementary mesh of the grid is a cross-junction between the two orthogonal magnetic wires as shown in Figure 15(a). There is a nano-magnet on the top of each junction. Each of these nano-magnets is a memory element holding information encoded in the magnetization state. The nano-magnet can be designed to have two or several thermally stable states for magnetization, where the number of states defines the number of logic bits stored in each junction. The spins of the nano-magnet are coupled to the spins of the junction magnetic wires via the exchange and/or dipole-dipole coupling affecting the phase of the propagation of

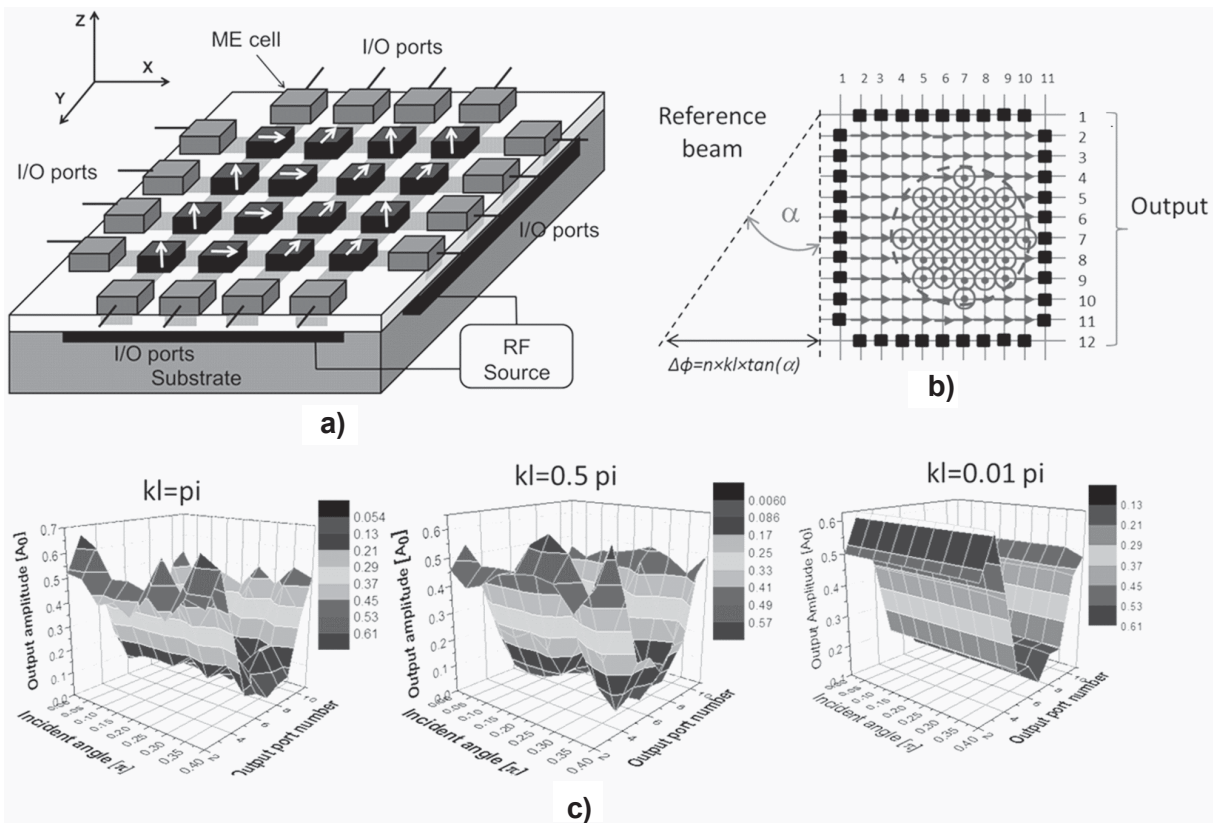


Fig. 15. (a) The schematics of the Magnonic Holographic Memory. I/O ports at the edges of the device are ME cells aimed to convert input electric signals into spin waves and, vice versa. The core of the structure is a two-dimensional grid of ferromagnetic waveguides connected via magnetic cross junctions aimed to transmit spin waves between the input and output ports. (b) The input beam is generated by the ME cells on the left side of the structure, and the output is detected by the ME cells on the right side. The angle of illumination is controlled by the phase shift of the spin wave emitting cells. (c) The maps showing the output form the same template as a function of the incident angle. The simulations were carried out for three wavenumbers  $k$ :  $kl=\pi$ ,  $kl=0.5\pi$ ,  $kl=0.01\pi$  (2013)



spin waves. The phase change received by the spin wave depends on the strength and the direction of the magnetic field produced by the nano-magnet. At the same time, the spins of nano-magnet are affected by the local magnetization change caused by the propagating spin waves. We consider two modes of operations: read-in and read-out. In the read-in mode, the magnetic state of the junction can be switched if the amplitude of the transmitted spin wave exceeds some threshold value. In the read-out mode, the amplitudes of the propagating spin waves are too small to overcome the energy barrier between the states. So, the magnetization of the junction remains constant in the read-out mode.

The input spin wave beam is generated by the ME cells on the left side of the structure, and the output is detected by the ME cells on the right side. The angle of the incident beam  $\alpha$  is controlled by the we introduced a phase shift among the spin wave emitting cells  $\Delta\varphi=j\cdot kl\cdot\tan(\alpha)$ . The maps in Figure 15(c) show the output detected by the ME cells on the right side as a function of the incident angle. The simulations were carried out for three wavenumbers  $k$ :  $kl=\pi$ ,  $kl=0.5\pi$ ,  $kl=0.01\pi$ . As one can see from Figure 15(c), the output does vary as a function of the incident angle. The angle dependence of the output disappear in the long wavelength limit  $kl=0.01\pi$ , where the wavelength of the illuminating beam is much longer than the size of the junction. These results demonstrate the capabilities of magnonic hologram for recording multiple images in the same structure. According to the estimates [60], magnonic holographic devices can provide up 1Tb/cm<sup>2</sup> data storage density and provide data processing rate exceeding 10<sup>18</sup> bits/s/cm<sup>2</sup>.

Recently, a first 2-bit magnonic holographic memory has been experimentally demonstrated [75]. The magnetic matrix is a double-cross structure made of yttrium iron garnet  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$  (YIG) epitaxially grown on gadolinium gallium garnet  $Gd_3Ga_5O_{12}$  substrate with (111) crystallographic orientation. YIG film has ferromagnetic resonance (FMR) linewidth  $2\Delta H\approx 0.5Oe$ , saturation magnetization  $4\pi M_s=1750G$ , and thickness  $d=3.6\mu m$ . This material is chosen due to its long spin wave coherence length and relatively low damping [76], which makes it the best candidate for room temperature spin wave devices prototyping. The length of the whole structure is 3mm, the width of the arm in 360 $\mu m$ . There are two micro-magnets on the top of the cross junctions. These magnets are the memory elements, where logic bits are encoded into the two possible directions for magnetization. There are six

micro-antennas fabricated on the top of the YIG waveguides. These antennas are used to excite spin wave in YIG material and to detect the inductive voltage produced by the propagating spin waves. Figure 16 shows the set of three holograms obtained for the three configurations of the top micro-magnets as illustrated by the schematics: A) two micro-magnets aligned in the same direction perpendicular to the long axis; B) the magnets are directed in the orthogonal directions; and C) both magnets are directed along the long axis. The red markers show the experimentally measured data (inductive voltage in millivolts) obtained at different phases of the four generated spin waves. The cyan surface is a computer reconstructed 3-D plot. The excitation frequency is 5.40 GHz, the bias magnetic field is 1000 Oe. All experiments are done at room temperature. As one can see from Figure 16, the state of the micro-magnet significantly changes the output. The three holograms clearly demonstrate the unique signature defined by the magnetic state of the micro-magnet. The internal state of the holographic memory can be reconstructed by the difference in amplitude as well as the phase-dependent distribution of the output. These experimental results show the feasibility of applying the holographic techniques in magnetic structures, combining the advantages of magnetic data storage with the wave-based information transfer. Though spin waves cannot compete with photons in terms of the propagation speed and exhibit much higher losses, magnonic holographic devices may be more suitable for nanometer scale integration with electronic circuits.

#### 4. Discussion and Summary

Magnonic logic devices possess its unique advantages and shortcomings. On one hand, the utilization of the spin waves of submicron wavelength provides an intrigue opportunity to realize a wave-like computer (similar to the optical computer) at the nanometer scale. Spin waves can be efficiently directed by magnetic waveguides and modulated by the applied magnetic field or by electric field via the magnetoelectric effect described above. With the latter, it is possible to directly convert from a voltage to spin waves and vice versa, which makes spin wave-based circuits compatible with conventional electron-based devices. On the other hand, there are some fundamental drawbacks inherent to spin waves, which will limit the performance of the spin wave-based devices. These disadvantages are (i) relatively low group velocity (10<sup>7</sup>cm/s), and (ii) short decay time for propagating spin wave at

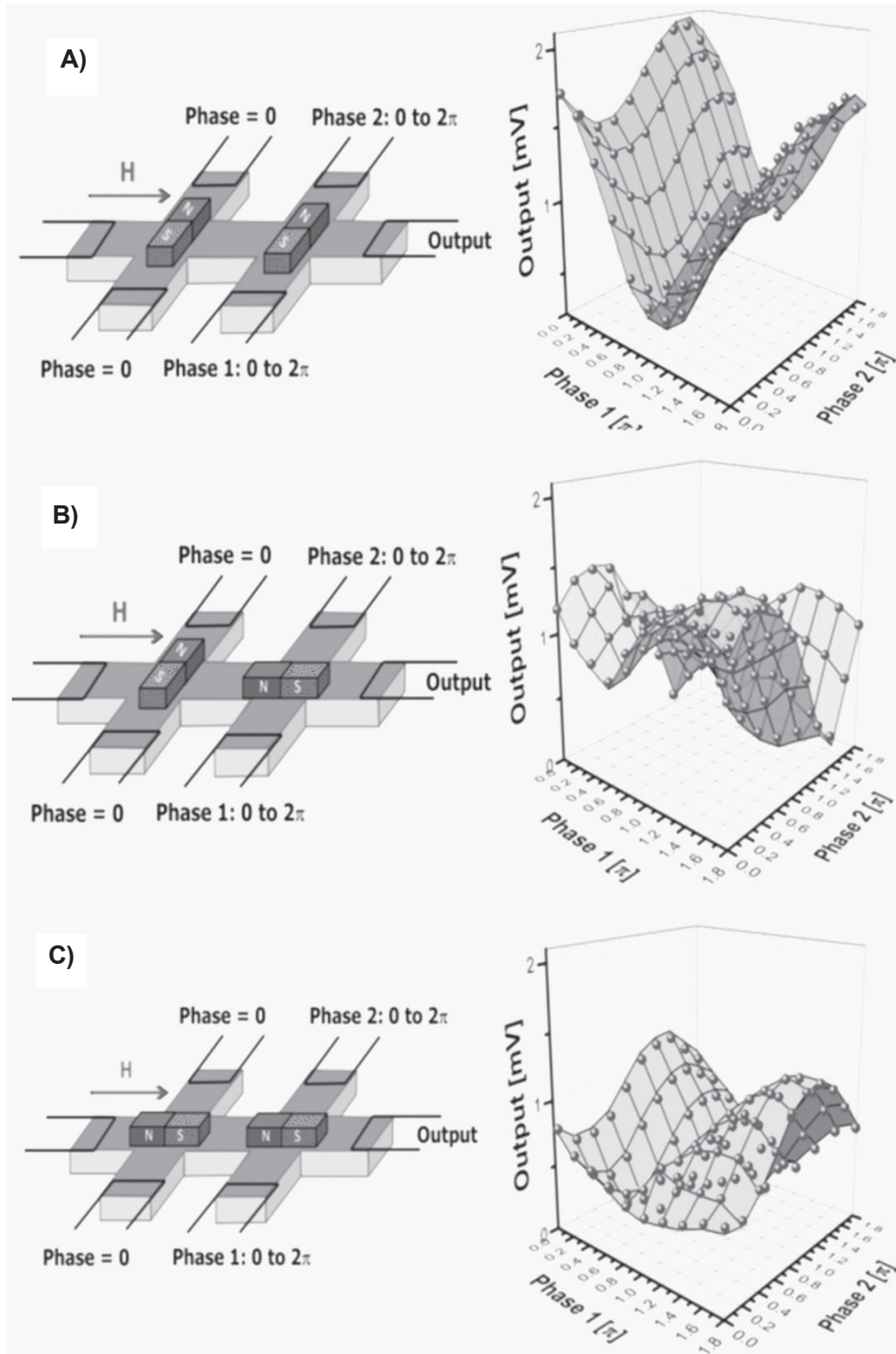


Fig.16. A set of three holograms obtained for the three configurations of the top micro-magnets as illustrated by the schematics on the top: A) two micro-magnets aligned in the same direction perpendicular to the long axis; B) the magnets are directed in the orthogonal directions; and C) both magnets are directed along the long axis. The red markers show the experimentally measured data (inductive voltage in millivolts) obtained at different phases of the four generated spin waves. The cyan surface is a computer reconstructed 3-D plot. The excitation frequency is 5.4GHz, the bias magnetic field is 1000 Oe, All experiments are done at room temperature





room temperature. Spin wave dispersion depends on the waveguide geometry, the strength of the bias magnetic field, and varies for different spin wave modes. In the best scenario, spin wave signal is three orders of magnitude slower than the photons in silica or electromagnetic wave in a copper coaxial cable. The use of spin waves for information transmission implies a signal delay, which is  $l/v_g$ , where  $l$  is the propagation distance. The disadvantage associated with low group velocity is partially compensated by short (submicrons) propagation distances, resulting in 0.1-1.0ns time delay per each logic gate.

Another important disadvantage is associated with the spin wave signal damping during the propagation in the spin wave bus. The damping is caused by magnon-magnon, magnon-phonon scattering as well as the effect of the Eddy current in conducting magnetic materials. For example, the spin wave damping time in 100nm thick NiFe film is about 0.8ns at room temperature [4]. It means that a significant portion of the spin wave energy will be dissipated in the waveguide structure. Thus, spin wave buses cannot be considered as an alternative to metal conductors for electric signal transmission [77].

However, the construction of some logic gates with spin wave buses can be done with a fewer number of devices than required for the equivalent CMOS-based circuit. This is a fundamental advantage of using phases in addition to amplitude for information transmission and processing. Majority gate is an example of efficient construction of logic gate illustrating this advantage. Encoding a bit of information into the phase of the spin wave signal, affords the exploitation of spin wave superposition for Majority gate construction as described previously in the text. A large number of waveguides can be combined with a *single* magnetoelectric cell leading to the Majority gate operation. The whole gate can be scaled down to a single ferromagnetic wire with multiple magnetoelectric cells. In contrast, the number of CMOSs required for Majority gate scales proportional to the number of inputs. Majority logic is a way of implementing digital operations in a manner different from that of Boolean logic. In general, Majority logic is more powerful for implementing a given digital function with a smaller number of logic gates than CMOS [78]. For example, the full adder may be constructed with three majority gates and two inverters (3 magnetoelectric cells and 2 modulators). In contrast, a Boolean-based implementation requires a larger circuit with seven or eight gate elements (about 25–30 MOSFETs)

[79]. The main reason Majority logic has been out of stage for decades is because its CMOS realization is inefficient. Only with the development of novel devices such as Josephson junction circuits, which is not feasible at room temperature [80], and quantum cellular automata [81], the Majority logic gates become efficient for practical implementation. It is also feasible to make a reconfigurable Majority gates whose logic operation can be controlled by the spin wave phase modulators. In turn, the integration of reconfigurable Majority gates provides a route to building both general purpose and special task architectures such as Cellular Automata, Field Programmable Gate Arrays and others.

An important question to ask is whether or not spin-wave based logic circuit can have lower power dissipation than those in the same function CMOS-based circuit? The energy per operation in the magnonic logic circuits is mainly defined by the energy required for spin wave excitation. We want to emphasize the difference between the volatile and non-volatile magnonic circuits in terms of power consumption. In the most volatile spin wave logic circuits described in this Chapter, these are the only power consuming elements (e.g. magnonic holographic memory). The operation of non-volatile logic circuits (e.g. as shown in Figure 6) requires an additional energy for magnetization switching in the output memory elements. Synthetic multiferroic elements (ME cells) are the most promising elements from the power consumption point of view. According to the experimental data [82], the electric field required for magnetization rotation on 90 degrees in Ni/PZT synthetic multiferroic is about 1.2MV/m. The latter promises a very low, order of atto Joule, energy per switch achievable in nanometer scale ME cells (e.g. 24aJ for 100nm×100nm ME cell with 0.8μm PZT) [53]. Thus, the maximum power dissipation density per 1μm<sup>2</sup> area circuit operating at 1GHz frequency can be estimated as 7.2W/cm<sup>2</sup>. In the multi-frequency circuits, an addition of an extra operating frequency would linearly increase the power dissipation in the circuit [54].

The comparison between the magnonic and CMOS-based logic devices should be done at the circuit level by comparing the overall circuit parameters such the number of functions per area per time, time delay per operation, and energy required for logic function. In Table, we summarized the estimates for magnonic Full Adder circuit and compare them with the parameters of the CMOS-based circuit. The data for the Full Adder circuit made on 45nm and 32nm CMOS technology is based on the



ITRS projections [83] and available data on current technology [84]. The data for the magnonic circuits is based on the design described in [53] and the above made estimates. Magnonic circuit predicts significant ~100X advantage in minimizing circuit area due to the fewer number of elements required per circuit (e.g. 5 ME cells versus 25–30 CMOSs). At the same time, magnonic logic circuits would be slower than the CMOS counterparts. In Table, we have shown two numbers for time delay corresponding to volatile and non-volatile circuits. The delay

time of the volatile circuit is mainly defined by the spin wave group velocity, while the delay time of the non-volatile circuit is restricted by the relaxation time of the output ME cell. The most prominent ~1000X advantage over CMOS circuitry is expected in minimizing power consumption. Besides the great reduction of active power, there is no static power consumption in magnonic logic circuits based on non-volatile magnetic cells. The overall functional throughput is about 100 times higher for magnonic logic circuits due to the smaller circuit area.

**Comparison between the spin wave-based and the conventional Full Adder circuits**

Parameters	45nm CMOS	32nm CMOS	$\lambda = 45\text{nm}$	$\lambda = 32\text{nm}$
Area	6.4 $\mu\text{m}^2$	3.2 $\mu\text{m}^2$	0.05 $\mu\text{m}^2$	0.026 $\mu\text{m}^2$
Time Delay	12 ps	10 ps	13.5 ps / 0.1 ns	9.6 ps / 0.1 ns
Functional	$1.3 \times 10^9$	$3.1 \times 10^9$	$1.48 \times 10^{11}$	$4.0 \times 10^{11}$
Throughput	Ops/[ns $\text{cm}^2$ ]	Ops/[ns $\text{cm}^2$ ]	Ops/[ns $\text{cm}^2$ ]	Ops/[ns $\text{cm}^2$ ]
Energy per Operation	12fJ	10fJ	24aJ	15aJ
Static Power	> 70nW	> 70nW	–	–

**In Conclusion**, magnonic logic devices are among the most promising alternative approaches to post-“beyond CMOS” logic circuitry by offering a significant functional throughput enhancement. The reason for this enhancement is the use of phase in addition to amplitude for achieving logic functionality. Coding information into the phase of the propagating spin waves makes it possible to utilize the waveguides as passive logic elements and reduce the number of elements per circuit. The ability to use multiple frequencies as independent information channels opens a new dimension for functional throughput enhancement as well. There are many questions to be answered and many technological issues to be resolved before magnonic logic circuits will find any practical application. One of the main challenges is associated with the scaling down the operational wavelength to sub-micrometer range. As for today, all of the demonstrated prototypes utilize the spin waves of micrometer scale wavelength, which makes them immune with respect to the waveguide structure variations. It is not clear if the scaling to the deep sub-micrometer range would significantly affect the signal to noise ratio as well as the speed of propagation. In spite of the number of technical issues, magnonic logic devices offer a new route to functional throughput enhancement with a substation performance pay off. Most probably, magnonic logic devices such as magnonic holographic

memory will not replace but complement the existing logic circuitry in special task data processing.

## References

1. International Technology Roadmap for Semiconductors. *Semiconductor Industry Association*, 2005. Available at: [http://www.semiconductors.org/main/2005\\_international\\_technology\\_roadmap\\_for\\_semiconductors\\_itrs/](http://www.semiconductors.org/main/2005_international_technology_roadmap_for_semiconductors_itrs/) (accessed 08 September 2017).
2. Schilz W. Spin-wave propagation in epitaxial YIG films. *Philips Research Reports*, 1973, vol. 28, pp. 50–65.
3. Silva T. J., Lee C. S., Crawford T. M., Rogers C. T. Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film Permalloy. *Journal of Applied Physics*, 1999, vol. 85, pp. 7849–7862. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.370596>.
4. Covington M., Crawford T. M., Parker G. J. Time-resolved measurement of propagating spin waves in ferromagnetic thin films. *Physical Review Letters*, 2002, vol. 89, no. 237202.
5. Bailleul M., Ollig D., Fermon C., Demokritov S. Spin waves propagation and confinement in conducting films at the micrometer scale. *Europhysics Letters*, 2001, vol. 56, pp. 741–747.
6. Nikitov S. A., Kalyabin D. V., Lisenkov I. V., Slavin A., Barabanenkov Yu. N., Osokin S. A., Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Morozova M. A., Sharaevsky Yu. P., Filimonov Yu. A., Khivintsev Yu. V., Vysotsky S. L., Sakharov V. K., Pavlov E. S. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics.



- Phys. Usp.*, 2015, vol. 58, p. 1099. DOI:10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
7. Khitun A., Wang K. L. Nano scale computational architectures with Spin Wave Bus. *Superlattices and Microstructures*, 2005, vol. 38, no. 9, pp. 184–200.
  8. Eshaghian-Wilner M. M., Khitun A., Navab S., Wang K. A nano-scale reconfigurable mesh with spin waves. *CF 06 Proceedings of the 3rd conference on Computing frontiers*, New York, NY, USA, 2006, pp. 65–70.
  9. Khitun A., Wang K. L. Nano logic circuits with spin wave bus. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2006, vol. 1, pp.71–73.
  10. Wang K. L., Khitun A., Flood A. H. Interconnects for nanoelectronics. *Proceedings of the IEEE 2005 International Interconnect Technology Conference* (IEEE Cat. No. 05TH8780), 2005, pp. 231–233.
  11. Wang K. L., Khitun A., Flood A. H. Interconnects for nanoelectronics. *IEEE Xplore digital laboratory*, 2005 (INSPEC Accession Number: 8531782). DOI: 10.1109/IITC.2005.1499994.
  12. Kozhanov A., Ouellette D., Rodwell M., Allen S. J., Jacob A. P., Lee D. W., Wang S. X. Dispersion and spin wave “tunneling” in nanostructured magnetostatic spin waveguides. *Journal of Applied Physics*, 2009, Apr. 1, vol. 105, no. 7, p. 311.
  13. Kozhanov A., Ouellette D., Rodwell M., Allen S. J., Lee D. W., Wang S. X. Micro-structured ferromagnetic tubes for spin wave excitation. *Journal of Applied Physics*, 2011, Apr. 1, vol. 109, no. 7, p. 333.
  14. Khitun A., Bao M., Wang K. L. Spin Wave Magnetic NanoFabric: A New Approach to Spin-based Logic Circuitry. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2008, vol. 44, pp. 2141–2153.
  15. Kaka S., Pufall M. R., Rippard W. H., Silva T. J., Russek S. E., Katine J. A. Mutual phase-locking of micro-wave spin torque nano-oscillators. *Nature*, 2005, Sep. 15, vol. 437(7057), pp. 389–392.
  16. Cherepov S., Khalili-Amiri P., Alzate J. G., Wong K., Lewis M., Upadhyaya P., Nath J., Bao M., Bur A., Wu T., Carman G. P., Khitun A., Wang K. L. Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells. *Applied Physics Letters*, Feb. 2014, vol. 104, no. 8, p. 082403.
  17. Kozhanov A., Ouellette D., Rodwell M., Lee D. W., Wang S. X., Allen S. J. Magnetostatic Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Tube. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2009, vol. 45, no. 10, pp. 4223–4225.
  18. Berger L. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 1978, vol. 49, no. 3, p. 2156. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.324716>.
  19. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, vol. 159, no. 1–2, pp. L1–7.
  20. Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O. Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators. *Nature Materials*, 2010, vol. 9, no. 12, pp. 984–988.
  21. Tsoi M., Jansen A. G. M., Bass J., Chiang W. C., Tsoi V., Wyder P. Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers. *Nature*, 2000, vol. 406, pp. 46–48.
  22. Eerenstein W., Mathur N. D., Scott J. F. Multiferroic and magnetoelectric materials. *Nature*, 2006, vol. 442, pp. 759–765.
  23. Wang J., Neaton J. B., Zheng H., Nagarajan V., Ogale S. B., Liu B., Viehland D., Vaithyanathan V., Schlom D. G., Waghmare U. V., Spaldin N. A., Rabe K. M., Wuttig M., Ramesh R. Epitaxial BiFeO<sub>3</sub> multiferroic thin film heterostructures. *Science*, 2003, March 14, vol. 299, pp. 1719–1722.
  24. Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J. Hybrid spintronics and straintronics: A magnetic technology for ultra low energy computing and signal processing. *Applied Physics Letters*, 2011, Aug 8, vol. 99, p. 063108.
  25. Wu T., Bur A., Zhao P., Mohanchandra K. P., Wong K., Wang K. L., Lynch C. S., Carman G. P. Giant electric-field-induced reversible and permanent magnetization reorientation on magnetoelectric Ni/(011) [Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>]<sub>(1-x)</sub>-[PbTiO<sub>3</sub>]<sub>x</sub> heterostructure. *Applied Physics Letters*, 2011, vol. 98, p. 012504–7.
  26. Srinivasan G., Rasmussen E. T., Gallegos J., Srinivasan R., Bokhan Yu I., Laletin V. M. Magnetoelectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 2001, vol. 64, p. 2144081.
  27. Van Den Boomgaard J., Terrell D. R., Born R. A. J., Giller H. An in situ grown eutectic magnetoelectric composite material. I. Composition and unidirectional solidification. *Journal of Materials Science*, 1974, vol. 9, pp. 1705–1709.
  28. Jungho R., Carazo V., Uchino K., Hyoun-Ee K. Magnetoelectric properties in piezoelectric and magnetostrictive laminate composites. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 (Regular Papers, Short Notes & Review Papers)*, 2001, vol. 40, pp. 4948–4951.
  29. Shabadi P., Khitun A., Narayanan P., Mingqiang B., Koren I., Wang K. L., Moritz C. A. Towards logic functions as the device. *2010 IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures (NANOARCH 2010)*, 2010, vol. 01, pp.11–16.
  30. Cherepov S., Khalili Amiri P., Alzate J. G., Kin W., Lewis M., Upadhyaya P., Nath J., Mingqian B., Bur A., Tao W., Carman G. P., Khitun A., Wang K. L. Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells. *Applied Physics Letters*, 2014, Feb. 24, vol. 104, p. 082403.
  31. Khitun A., Wang K. Nano scale computational architectures with Spin Wave Bus. *Superlattices & Microstructures*, 2005, vol. 38, pp. 184–200.
  32. Kozhanov A., Ouellette D., Griffith Z., Rodwell M., Jacob A. P., Lee D. W., Wang S. X., Allen S. J. Dispersion in magnetostatic CoTaZr spin waveguides. *Applied Physics Letters*, 2009, Jan. 5, vol. 94, p. 012505.



33. Damon R. W., Eshbach J. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1961, vol. 19, pp. 308–320.
34. Khitun A., Nikonov D. E., Wang K. L. Magnetolectric spin wave amplifier for spin wave logic circuits. *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 106, p. 123909.
35. Arias R., Mills D. Magnetostatic modes in ferromagnetic nanowires. *Physical Review B*, 2004, vol. 70, p. 094414.
36. Arias R., Mills D. Magnetostatic modes in ferromagnetic nanowires. II. A method for cross sections with very large aspect ratio. *Physical Review B*, 2005, vol. 72, p. 104418.
37. Adam J. D., Davis L. E., Dionne G. F., Schloemann E. F., Stitzer S. N. Ferrite devices and materials. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, vol. 50, pp. 721–737.
38. Kuanr B., Harward I. R., Marvin D. L., Fal T., Camley R. E., Mills D. L., Celinski Z. High-frequency signal processing using ferromagnetic metals. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2005, vol. 41, pp. 3538–3543.
39. Almeida N., Mills D. Eddy currents and spin excitations in conducting ferromagnetic films. *Physical Review B*, 1996, vol. 53, p. 12232.
40. Demidov V., Jersch J., Demokritov S., Rott K., Krzysteczko P., Reiss G. Transformation of propagating spin-wave modes in microscopic waveguides with variable width. *Physical Review B*, 2009, vol. 79, p. 054417.
41. Vogt K., Schultheiss H., Jain S., Pearson J., Hoffmann A., Bader S., Hillebrands B. Spin waves turning a corner. *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 101, p. 042410.
42. Birt D. R., O’Gorman B., Tsoi M., Li X., Demidov V. E., Demokritov S. O. Diffraction of spin waves from a submicrometer-size defect in a microwaveguide. *Applied Physics Letters*, 2009, vol. 95, p. 122510.
43. Kozhanov A., Ouellette D., Rodwell M., Allen S., Jacob A., Lee D., Wang S. Dispersion and spin wave “tunneling” in nanostructured magnetostatic spin waveguides. *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 105, p. 07D311.
44. Schneider T., Serga A., Chumak A., Hillebrands B., Stamps R., Kostylev M. Spin-wave tunnelling through a mechanical gap. *EPL (Europhysics Letters)*, 2010, vol. 90, p. 27003.
45. Kozhanov A., Anferov A., Jacob A. P., Allen S. J. Spin Wave Scattering in Ferromagnetic Cross., 2012, *arXiv preprint arXiv:1211.1259*.
46. Barman A., Kruglyak V., Hicken R., Rowe J., Kundrotaite A., Scott J., Rahman M. Imaging the dephasing of spin wave modes in a square thin film magnetic element. *Physical Review B*, 2004, vol. 69, p. 174426.
47. Demokritov S., Serga A., Andre A., Demidov V., Kostylev M., Hillebrands B., Slavin A. Tunneling of dipolar spin waves through a region of inhomogeneous magnetic field. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 93, p. 047201.
48. Hansen U.-H., Gatzen M., Demidov V. E., Demokritov S. O. Resonant tunneling of spin-wave packets via quantized states in potential wells. *Physical Review Letters*, 2007, vol. 99, p. 127204.
49. Kruglyak V., Demokritov S., Grundler D. Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, vol. 43, p. 264001.
50. Kostylev M. P., Serga A. A., Schneider T., Leven B., Hillebrands B. Spin-wave logical gates. *Applied Physics Letters*, 2005, vol. 87, p. 153501.
51. Schneider T., Serga A. A., Leven B., Hillebrands B., Stamps R. L., Kostylev M. P. Realization of spin-wave logic gates. *Applied Physics Letters*, 2008, vol. 92, p. 022505.
52. Lee K.-S., Kim S.-K. Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach-Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions. *Journal of Applied Physics*, 2008, vol. 104, p. 053909.
53. Khitun A., Wang K. L. Non-Volatile Magnonic Logic Circuits Engineering. *Journal of Applied Physics*, 2011, vol. 110, p. 034306.
54. Khitun A. Multi-frequency magnonic logic circuits for parallel data processing. *Journal of Applied Physics*, 2012, March 1, vol. 111, p. 054307.
55. Krivorotov I. Spin Torque Oscillator Majority Logic. *Western Institute of Nanoelectronics, Annual Review*, 2012, vol. Abstract 3.1, pp. 3–7.
56. Shabadi P., Khitun A., Narayanan P., Bao M., Koren I., Wang K. L., Moritz C. A. Towards Logic Functions as the Device. *2010 IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures (NANOARCH 2010)*, 2010, vol. 01, pp. 11–16.
57. Khitun A., Nikonov D. E., Wang K. L. Magnetolectric spin wave amplifier for spin wave logic circuits. *J. Appl. Phys.*, 2009, vol. 106, p. 123909.
58. Nanayakkara A. A. K., Allen S. J., Jacob A. P., Kozhanov A. Cross junction spin wave logic architecture. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2014, vol. 50, no. 3402204. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2320632.
59. Khitun A., Bao M., Lee J.-Y., Wang K. L., Lee D. W., Wang S. X., Roshchin I. V. Inductively Coupled Circuits with Spin Wave Bus for Information Processing. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2008, vol. 3, pp. 24–34.
60. Shabadi P., Khitun A., Wong K., Amiri P. K., Wang K. L., Andras C. A. Spin wave functions nanofabric update. *2011 IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures (NANOARCH 2011)*, 2011, vol. 01, pp. 107–113.
61. Khitun A. Magnonic Holographic Devices for Special Type Data Processing. *Journal of Applied Physics*, 2013, vol. 113, p. 164503.
62. Lee S. H. *Optical Information Processing Fundamentals*. Berlin, Germany: Springer, 1981. 237 p.
63. International Technology Roadmap for Semiconductors. *Semiconductor Industry Association*, 2011. Available at: [http://www.semiconductors.org/main/2011\\_international\\_technology\\_road\\_map\\_for\\_semiconductors\\_itr](http://www.semiconductors.org/main/2011_international_technology_road_map_for_semiconductors_itr) (accessed 08 September 2017).
64. Krawczyk M., Puzskarski H. Magnonic crystal theory of the spin wave frequency gap in low-doped manganites.



- Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 100, p. 073905.
65. Chua L. O., Yang L. Cellular neural networks: theory. *IEEE Transactions on Circuits & Systems*, 1988, vol. 35, pp. 1257–1272.
  66. Ambs P. Optical Computing: A 60-Year Adventure. *Advances in Optical Technologies Volume (2010)*, 2010, vol. 2010, pp. 372652.
  67. Matsumoto T., Chua L. O., Yokohama T. Image thinning with a cellular neural network. *IEEE Transactions on Circuits & Systems*, 1990, vol. 37, pp. 638–640.
  68. Krieg K. R., Chua L. O., Yang L. Analog signal processing using cellular neural networks. *IEEE International Symposium on Circuits and Systems (Cat. no. 90CH2868-8)*. New York, NY, USA, 1990, vol. 2, pp. 958–961.
  69. Roska T., Boros T., Thiran P., Chua L. O. Detecting simple motion using cellular neural networks. *1990 IEEE International Workshop on Cellular Neural Networks and their Applications, CNNA-90 (Cat. no. 90TH0312-9)*. IEEE. New York, NY, USA, 1990, pp. 127–138.
  70. Venetianer P. L., Werblin F., Roska T., Chua L. O. Analogic CNN algorithms for some image compression and restoration tasks. *IEEE Transactions on Circuits & Systems I-Fundamental Theory & Applications*, 1995, vol. 42, pp. 278–284.
  71. Khitun A., Mingqiang B., Wang K. L. Magnetic Cellular Nonlinear Network with Spin Wave Bus. *12th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA 2010)*, 2010, no. 11207525. DOI: 10.1109/CNNA.2010.5430306.
  72. Gabor D. A new microscopic principle. *Nature*, 1948, vol. 161, pp. 777–778.
  73. Hariharan P. *Optical Holography: Principles, Techniques and Applications*. Cambridge University Press, 1996. 406 p.
  74. Khitun A. Magnonic holographic devices for special type data processing. *Journal of Applied Physics*, 2013, Apr 28, vol. 113, p. 164503.
  75. Gertz F., Kozhanov A., Filimonov Y., Khitun A. Magnonic Holographic Memory. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 2015, May 15, vol. 51, pp. 4002905–4002910.
  76. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, vol. 43, p. 264002.
  77. Khitun A., Nikonov D. E., Bao M., Galatsis K., Wang K. L. Feasibility Study of Logic Circuits with Spin Wave Bus. *Nanotechnology*, 2007, vol. 18, iss. 46, p. 465202. DOI: 10.1088/0957-4484/18/46/465202.
  78. Meo A. R. Majority Gate Networks. *IEEE Transactions on Electronic Computers*, 1966, vol. EC-15, pp. 606–618.
  79. Oya T., Asai T., Fukui T., Amemiya Y. A majority-logic device using an irreversible single-electron box. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 2003, vol. 2, pp. 15–22.
  80. Loe K. F., Goto E. Analysis of flux input and output Josephson pair device. in *IEEE Transactions on Magnetics*, March 1985, vol. MAG-21, no. 2, pp. 884–887.
  81. Lent C. S., Tougaw P. D., Porod W., Bernstein G. H. Quantum cellular automata. *Nanotechnology*, 1993, vol. 4, pp. 49–57.
  82. Chung T. K., Keller S., Carman G. P. Electric-field-induced Reversible Magnetic Single-domain Evolution in a Magnetoelectric Thin Film. *Applied Physics Letters*, 2009, vol. 94, no. 13, p. 132501. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3110047>.
  83. International Technology Roadmap for Semiconductors. *Semiconductor Industry Association*, 2007. Available at: [https://www.semiconductors.org/main/2007\\_international\\_technology\\_roadmap\\_for\\_semiconductors\\_itrs/](https://www.semiconductors.org/main/2007_international_technology_roadmap_for_semiconductors_itrs/) (accessed 08 September 2017).
  84. Tsu-Jae King Liu, Kelin Kuhn. *CMOS and Beyond. Logic Switches for Terascale Integrated Circuits*. Cambridge University Press, 2015. 436 p.

---

**Cite this article as:**

Khitun A. G., Kozhanov A. E. Magnonic Logic Devices [Хитун А. Г., Кожанов А. Е. Приборы магнетонной логики]. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser: Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 216–241 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-216-241.

---



УДК 538.975; 539.26; 539.231

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК NiFe(111) И NiFe(200)

А. С. Джумалиев, Ю. В. Никулин



Джумалиев Александр Сергеевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры технологии материалов, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, dzhas@yandex.ru

Никулин Юрий Васильевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры технологии материалов, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, yvnikulin@gmail.com

Впервые исследованы зависимости от толщины ( $d \approx 20\text{--}370$  нм) намагниченности насыщения  $4\pi M$ , ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР)  $\Delta H$ , поля коэрцитивности  $H_c$  и формы петель гистерезиса для пленок пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (NiFe) с текстурой (200). Полученные для пленок NiFe(200) зависимости магнитных параметров от толщины  $d$  сопоставлены с зависимостями  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$  и  $H_c(d)$  для пленок NiFe(111) с выраженной текстурой (111) и поликристаллических пленок NiFe. Пленки NiFe(200) осаждались магнетронным распылением на постоянном токе при температуре подложки  $T_s \approx 570$  К в отсутствие напряжения смещения на подложке  $U_b$  ( $U_b \approx 0$ ). Пленки NiFe(111) осаждались магнетронным распылением на подложки при комнатной температуре  $T_s \approx 300$  К и двух значениях напряжения смещения:  $U_b \approx -100$  В (сильная текстура (111)) и  $U_b \approx 0$  (поликристаллическая пленка со слабой текстурой (111)). Микрокристаллическая структура пленок исследовалась методами рентгеновской дифракции, сканирующей электронной и зондовой микроскопии. Магнитные параметры  $4\pi M$  и  $\Delta H$  измерялись методом ФМР на частоте 9.9 ГГц. Измерение петель гистерезиса и поля коэрцитивности  $H_c$  проводилось с помощью вибрационного магнитометра. Все измерения производились при комнатной температуре с магнитным полем, приложенным в плоскости пленки. Магнитная доменная структура изучалась методом магнито-силовой микроскопии. Установлено, что зависимости  $4\pi M(d)$  и  $\Delta H(d)$  для пленок NiFe(200) и пленок NiFe(111) с сильной и слабой текстурой (111) совпадают с точностью около 10%, тогда как зависимости  $H_c(d)$  заметно различаются. В поликристаллических пленках NiFe со слабой текстурой (111) ( $U_b \approx 0$ ) при критической толщине  $d_{cr} \approx 120$  нм петли гистерезиса изменяются с прямоугольных на «закритические», а значения  $H_c$  возрастают от  $H_c \leq 2$  Э при  $d < d_{cr}$  до  $H_c > 40$  Э при  $d > d_{cr}$ . Для пленок NiFe(111) с сильной текстурой (111) ( $U_b \approx -100$ В) и NiFe(200) петли гистерезиса сохраняют прямоугольную форму в диапазоне толщин  $d \approx 20\text{--}370$  нм, значения  $H_c$  совпадают в пределах 5% и с ро-

стом толщины пленки уменьшаются от  $\approx 2.5\text{--}3$  Э до  $\approx 1.5\text{--}2$  Э. Поведение зависимостей  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$  и  $H_c(d)$  связывается с особенностями микрокристаллической структуры (текстура, размер зерна) пленок NiFe.

**Ключевые слова:** текстурированные пленки NiFe, магнетронное распыление, кристаллическая структура, магнитные свойства, микроструктура.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-242-253

### Введение

Пленки пермаллоя ( $\text{Ni}_{100-x}\text{Fe}_x$ , где, как правило,  $17 \leq x \leq 23$ ) широко используются при разработке устройств магнитоэлектроники [1] и магноники [2]. Пленки NiFe при достаточно высокой намагниченности насыщения ( $4\pi M \approx 10\text{--}11$  кГс) имеют наименьшую среди известных ферромагнитных металлов ширину линии ФМР ( $\Delta H$ ), что делает их востребованными при создании волноведущих структур для спиновых волн [3]. Благодаря низким значениям поля коэрцитивности ( $H_c \leq 1$  Э [4]), высоким значениям анизотропного магнитосопротивления (АМС) (АМС  $\approx 4\%$  [5]) и магнитной проницаемости ( $\mu \approx 10^5$  [6]) пленки NiFe используются при создании магниторезистивных [1] и магнитоимпедансных [7] датчиков. По этой причине разработке технологий получения пленок NiFe и исследованиям их магнитных свойств уделяется большое внимание.

В качестве одного из методов получения пленок NiFe применяется магнетронное распыление [8–17]. Этот метод получил достаточно широкое распространение благодаря относительной простоте конструктивного решения, возможности точного контроля за параметрами осаждения и, как следствие, хорошей повторяемости результатов. При этом магнитные свойства пленок в значительной степени определяются микроструктурным строением, которое, в свою очередь, существенно определяется технологическими параметрами осаждения, материалом подложки или буферного слоя, условиями после ростового отжига и толщиной пленки [8–17].

Разумеется, механизмы влияния перечисленных факторов на микроструктурное строе-



ние пленок связаны с кинетикой формирования пленки на поверхности подложки и с условием минимизации энергии системы пленка–подложка [18]. В случае широко применяемых при производстве устройств микроэлектроники аморфных подложек окисленного кремния SiO<sub>2</sub>/Si(111) и в отсутствие ориентирующих буферных слоев формируются, как правило, поликристаллические пленки NiFe с гранецентрированной кубической решеткой с доминированием кристаллитов ориентации (111) [9–17], которые имеют минимальную поверхностную энергию [19]. Важно подчеркнуть, что рост текстурированности поликристаллических пленок может приводить к улучшению магнитных параметров пленок, в частности, к увеличению значений АМС [20], снижению полей коэрцитивности [21, 22] и росту магнитной проницаемости [21].

Разработкам технологий магнетронного распыления поликристаллических пленок NiFe с текстурой (200) уделялось гораздо меньше внимания [23–27]. В работах [23–25] рассматривалось распыление пленок в присутствии стимулирующего потока ионов Ar<sup>+</sup> и N<sup>+</sup>. Было показано, что за счет внедрения атомов азота в решетку пермаллоя минимальной поверхностной энергией обладают кристаллиты (100). В работе [26] было показано, что отжиг пленок NiFe в присутствии магнитного поля сопровождается сменой текстуры (111) на (200) за счет изменения параметров решетки. В работе [27] была показана возможность получения пленок NiFe(200) на подложках окисленного кремния SiO<sub>2</sub>/Si(111) за счет увеличения миграционной способности (МС) распыляемых атомов мишени на поверхности подложки. При этом увеличение МС достигалось как за счет нагрева подложки до температуры  $T_s \approx 570$  К, так и за счет снижения давления аргона до значений, при которых распыляемые атомы мишени преодолевают расстояние до подложки практически без столкновений и, следовательно, без потерь энергии [28].

Следует отметить, что магнитные свойства пленок NiFe(200) до сих пор остаются малоизученными. Действительно, среди отмеченных выше работ [23–27] лишь в работах [25, 26] обсуждались поля коэрцитивности и форма петель гистерезиса пленок. Было показано, что поле  $H_c$  немонотонно зависит от процентного содержания азота в рабочей смеси [25], а отжиг в присутствии магнитного поля увеличивает

коэрцитивность. С учетом сказанного целью работы было изучение зависимости от толщины  $d$  ( $d \approx 20$ –370 нм) параметров  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$ ,  $H_c(d)$  и формы петель гистерезиса для пленок NiFe(200) и NiFe(111), полученных магнетронным распылением на постоянном токе по методике работы [27], и сопоставление с аналогичными зависимостями для поликристаллических пленок NiFe, не имеющих ярко выраженной текстуры.

### Эксперимент

Осаждение пленок NiFe проводилось в установке ВУП-5М с базовым давлением  $6 \cdot 10^{-4}$  Па. В качестве рабочего газа использовался аргон марки ОЧ (99.998%). Для подложек использовались пластины монокристаллического Si(111) с термически окисленным слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 300 нм. Перед напылением подложки подвергались ультразвуковой очистке в ацетоне при температуре  $T \approx 315$  К в течение 30 мин. Непосредственно перед напылением проводился отжиг подложек при температуре 600–650 К в течение 30 мин при давлении  $6 \cdot 10^{-4}$  Па. Подложка располагалась на расстоянии  $L \approx 75$  мм от мишени Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> (99.95%). Осаждение пленок проводилось при давлении рабочего газа  $P \approx 0.2$  Па. При этом имелась возможность менять напряжение смещения  $U_b$  на подложке в диапазоне от –250 В до 300 В и проводить осаждение на подложку, нагретую до температуры  $T_s \approx 300$ –640 К.

На рис. 1 приведены рентгеновские дифрактограммы пленок NiFe толщиной  $d \approx 250$  нм с различной текстурой, полученных при режимах осаждения, указанных в работе [27]. Поликристаллические пленки (кривая 1) со слабо выраженной текстурой NiFe(111) были получены при температуре подложки  $T_s \approx 300$  К, на заземленной подложке ( $U_b \approx 0$ ) и скорости роста 16 нм/мин. Пленки с текстурой NiFe(200) (кривая 2) получались при  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 570$  К и скорости роста 22 нм/мин. Текстурированные пленки NiFe(111) (кривая 3) осаждались при  $U_b \approx -100$  В и  $T_s \approx 300$  К и скорости роста 16 нм/мин.

Отметим, что используемые в данной работе и в работе [27] режимы осаждения как поликристаллических, так и сильно текстурированных пленок NiFe(111) хорошо изучены [11–17]. Тот факт, что осаждение пленок NiFe на нагретую подложку способствует усилению текстуры (200) также был известен [15, 16]. Однако возможность получения текстурированных пленок NiFe(200)

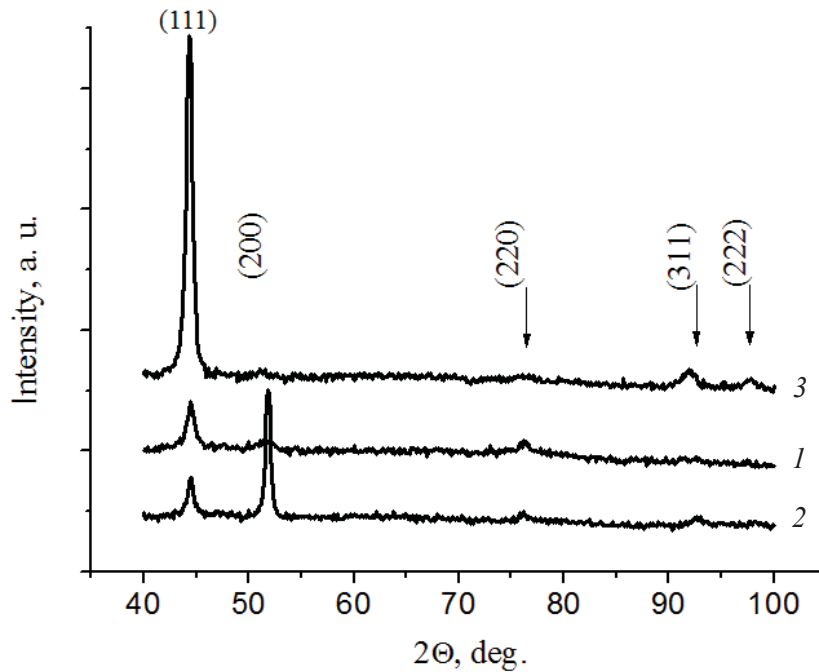


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы пленок NiFe толщиной  $d \approx 250$  нм, полученных при различных напряжениях смещения ( $U_b$ ) и температурах ( $T_s$ ) подложки. Цифры у кривых соответствуют пленкам: 1 – поликристаллическая слабо выраженной текстурой NiFe(111),  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 300$  К; 2 – текстура NiFe(200),  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 570$  К; 3 – сильная текстура NiFe(111),  $U_b \approx -100$  В,  $T_s \approx 300$  К

Fig. 1. X-ray diffraction patterns of the NiFe films ( $d \approx 250$  nm) sputtered at different bias voltages ( $U_b$ ) and substrate temperatures ( $T_s$ ). Here and below the numbers near the curves correspond to the films: 1 – polycrystalline with weak texture NiFe(111),  $U_b \approx 0$  and  $T_s \approx 300$  K; 2 – texture NiFe(200),  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 570$  K; 3 – strong texture NiFe(111),  $U_b \approx -100$  V,  $T_s \approx 300$  K

за счет осаждения на нагретую подложку была впервые показана нами в работе [27]. При этом формирование доминирующей кристаллической фазы NiFe(200) следует связать с тем, что в [27] высокая подвижность адатомов обеспечивалась не только температурой подложки, но и малыми потерями энергии распыляемых атомов в пространстве между мишенью и подложкой за счет снижения давления рабочего газа [28].

Исследуемые пленки не покрывались защитным слоем. Толщина  $d$  выращенных пленок определялась на профилометре Dektak 150 (Россия). Структурный анализ осажденных пленок проводился с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-4 (Россия) по схеме  $\theta-2\theta$  на длине  $\lambda \approx 0.15418$  нм (Cu-K $\alpha$  излучение).

Изучение процессов перемангничивания и построение петель гистерезиса проводилось с помощью вибрационного магнитометра в касательной к поверхности пленки геометрии намагничивания. Полученные петли гистерезиса

использовались для определения поля коэрцитивности  $H_c$  пленок. Магнитная структура пленок исследовалась методом сканирующей зондовой магнитно-силовой микроскопии (МСМ) с помощью микроскопа Solver P-47 (NT-MDT, г. Зеленоград, (Россия)).

Эффективная намагниченность насыщения  $4\pi M$  и ширина линии  $\Delta H$  определялись методом ферромагнитного резонанса на частоте 9.9 ГГц в касательной геометрии намагничивания аналогично [29]. Все измерения проводились при комнатной температуре.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2, а, б, в приведены зависимости магнитных параметров пленок от толщины  $d$ . Из рис. 2, а можно видеть, что характер зависимостей  $4\pi M(d)$  для различных текстур достаточно близкий – различия не превышают 10%. С ростом толщины наблюдается рост намагниченности пленок в пределах 4–7%. При этом наибольшие



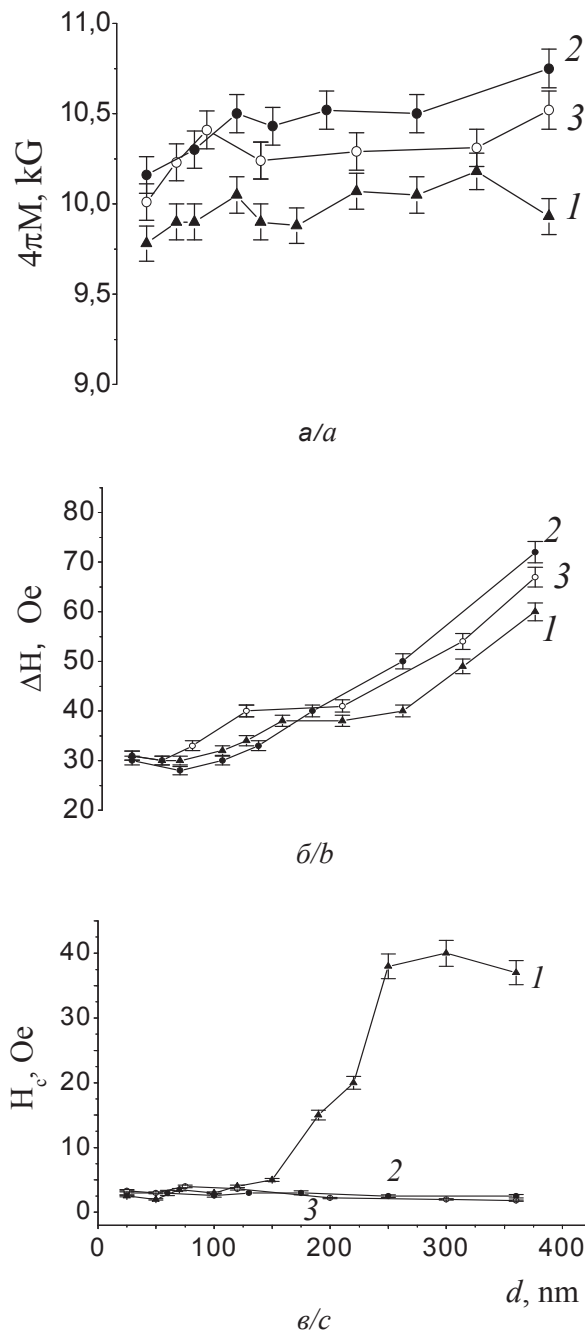


Рис. 2. Зависимости эффективной намагниченности насыщения  $4\pi M$  (а), ширины линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H$  (б) и коэрцитивной силы  $H_c$  (в) от толщины  $d$  для пленок NiFe, выращенных при различных режимах (условные обозначения см. рис. 1). Погрешность измерения:  $4\pi M$  – 1%,  $\Delta H$  – 3%,  $H_c$  – 5%

Fig. 2. Thickness dependences of the effective saturation magnetization  $4\pi M$  (a), ferromagnetic resonance linewidth  $\Delta H$  (b) and coercivity  $H_c$  (c) of the NiFe films sputtered under different growth conditions: (1)  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 300$  K; (2)  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 570$  K; (3)  $U_b \approx -100$  V,  $T_s \approx 300$  K. Measurement error:  $4\pi M$  – 1%,  $\Delta H$  – 3%,  $H_c$  – 5%

значения намагниченности ( $4\pi M \approx 10.7$  кГс) были определены для пленок NiFe(200) толщиной  $d \approx 370$  нм. Намагниченность насыщения для пленок NiFe(111) со слабой текстурой (111) (кривая 1) оказывается наименьшей и в нашем случае не превышает  $4\pi M \approx 10.2$  кГс.

На рис. 2, б приведены зависимости  $\Delta H(d)$  для исследуемых пленок. В области малых толщин  $d \approx 20$ –25 нм значения  $\Delta H$  практически совпадают и составляют  $\approx 30$ –31 Э. В области толщин  $d \approx 50$ –60 нм зависимости  $\Delta H(d)$  достигают минимальных значений, которые на 1–2 Э меньше стартовых и, например, для пленок NiFe(200) составляют  $\approx 28$  Э. В пленках толщиной  $d > 60$  нм ширина линии ФМР увеличивается с ростом толщины. В области толщин  $d > 250$  нм минимальную ширину линии ФМР имеют поликристаллические пленки, а значения  $\Delta H$  текстурированных пленок NiFe(111) и NiFe(200) оказываются выше на 5–10 Э.

На рис. 2, в приведены зависимости поля коэрцитивности  $H_c$  пленок от толщины. Для хорошо текстурированных пленок NiFe(111) и NiFe(200) зависимости  $H_c(d)$  практически совпадают и с ростом толщины убывают от значений  $H_c \approx 2.5$ –3 Э до  $H_c \approx 1.5$ –2 Э. При этом поле коэрцитивности в пленках NiFe(200) оказывается на  $\approx 0.2$ –0.5 Э больше, чем в пленках NiFe(111).

В поликристаллических пленках NiFe характер зависимости  $H_c(d)$  имеет качественные отличия. Для пленок толщиной  $d < 150$  нм наблюдается слабый рост значений  $H_c$  от  $H_c \approx 2.5$  Э до  $H_c \approx 4.5$  Э. В интервале толщин  $150 \leq d \leq 250$  нм поля коэрцитивности увеличиваются почти на порядок, демонстрируя рост  $H_c(d)$ , близкий к линейному, до значений  $H_c \approx 38$  Э. В пленках толщиной  $d > 250$  нм поля коэрцитивности принимают значения  $H_c \approx 38$ –41 Э.

Изменение характера зависимости  $H_c(d)$  для поликристаллических пленок сопровождается сменой формы петель перемагничивания, которые для пленок толщиной  $d \geq 150$  нм принимают «закритический» [30, 31] вид (рис. 3, а). Изменение формы петель гистерезиса в «закритических» пленках сопровождается возникновением полосовой доменной структуры, МСМ изображение которой приведено на рис. 3, а. Такое поведение петель гистерезиса и возникновение полосовой доменной структуры указывают на возникновение в поликристаллических пленках нормальной одноосной магнитной анизотропии



типа «легкая ось» [30, 31]. Для текстурированных пленок NiFe(111) и NiFe(200) петли гистерезиса имели прямоугольную форму во всем интервале

изменения толщины пленок ( $d \approx 20\text{--}370$  нм), при этом доменная структура не наблюдалась (см. рис. 3, б, в).

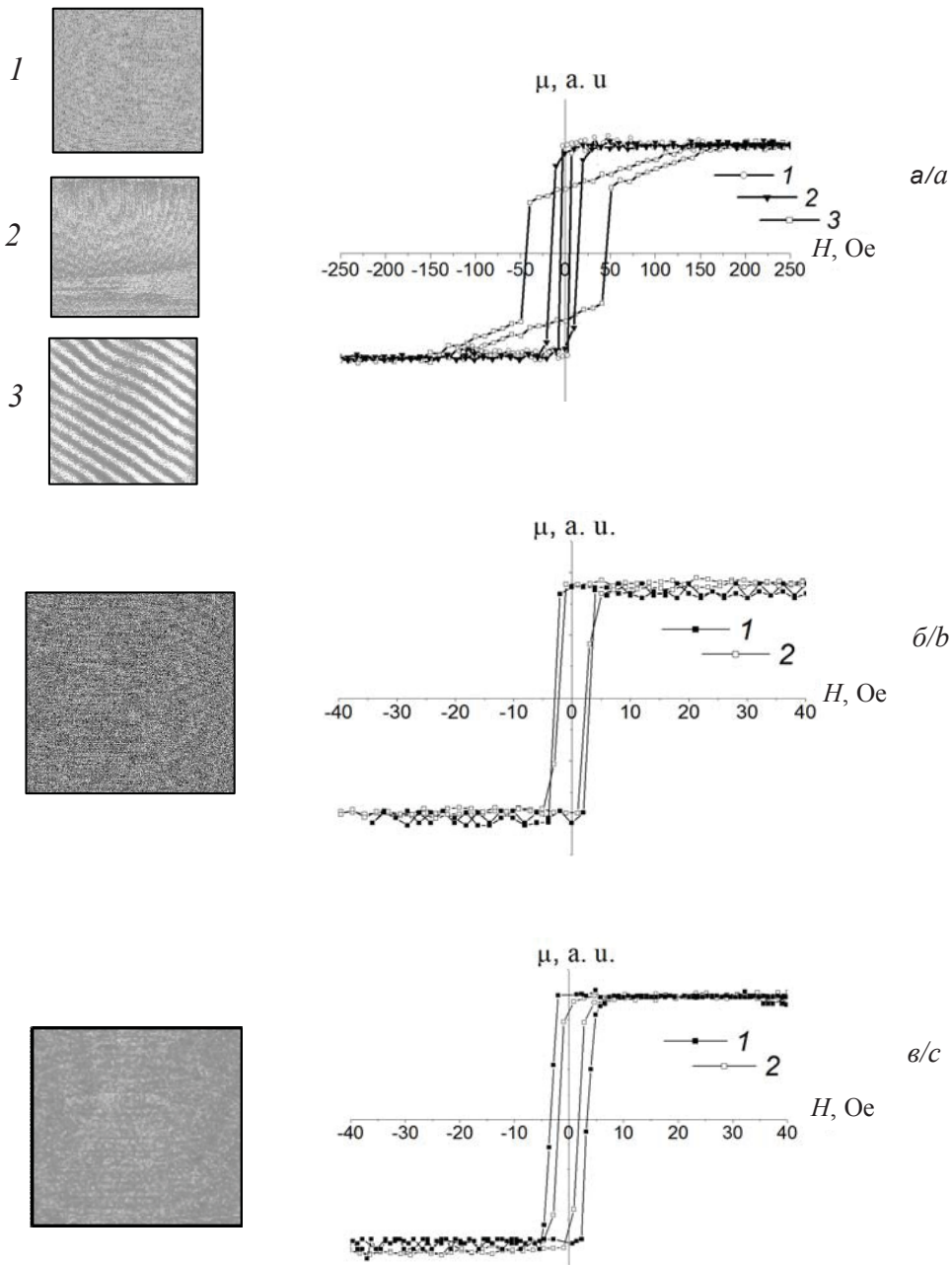


Рис. 3. Петли гистерезиса и MFM изображения ( $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ ) доменной структуры пленок NiFe, осажденных при различных ростовых условиях: а – NiFe(111), 1 –  $d \approx 25\text{--}150$  нм, 2 –  $d \approx 200$  нм, 3 –  $d \approx 250\text{--}350$  нм; б – NiFe(200), 1 –  $d \approx 25$  нм, 2 –  $d \approx 350$  нм; в – NiFe(111), 1 –  $d \approx 25$  нм, 2 –  $d \approx 350$  нм. Для рис. б, в приведены MFM изображения, типичные для диапазона толщин  $d \approx 25\text{--}350$  нм

Fig. 3. Hysteresis loops and MFM images ( $5 \times 5 \text{ μm}^2$ ) of the domain structure of the NiFe films sputtered under different growth conditions: а – NiFe(111), 1 –  $d \approx 25\text{--}150$  nm, 2 –  $d \approx 200$  nm, 3 –  $d \approx 250\text{--}350$  nm; б – NiFe(200), 1 –  $d \approx 25$  nm, 2 –  $d \approx 350$  nm; в – NiFe(111), 1 –  $d \approx 25$  nm, 2 –  $d \approx 350$  nm. Figures (b, c) show MFM images typical for thickness range  $d \approx 25\text{--}350$  nm



При обсуждении результатов измерений будем обращаться к рис. 4 и 5, где приведены результаты исследования микроструктурного строения и морфологии пленок, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) и атомно-силового микроскопа (АСМ). На рис. 4 приведены СЭМ изображения поперечного сечения (а) и поверхности (б), а также АСМ изображения поверхности (в) пленок NiFe толщиной  $d \approx 300$  нм с различной текстурой. Из рис. 4, а, 1 и вставки к нему можно видеть, что в поликристаллических пленках толщиной  $d > 150$  нм в приповерхностном слое формируется столбчатая структура. Именно с

формированием такой структуры следует связать рост полей коэрцитивности (см. кривую 1 на рис. 2, в), смену характера петли гистерезиса с прямоугольного на «закритический» и возникновение полосовой доменной структуры (см. рис. 3, а).

Микроструктурное строение текстурированных пленок NiFe(200) и NiFe(111) с ростом толщины качественно не меняется и близко к однородному (см. рис. 4, а, 2 и 4, а, 4 соответственно). Отметим, что полученные результаты согласуются с исследованиями влияния температуры  $T_s$  и напряжения смещения  $U_b$  на микроструктурное строение пленок пермаллоя [11–17].

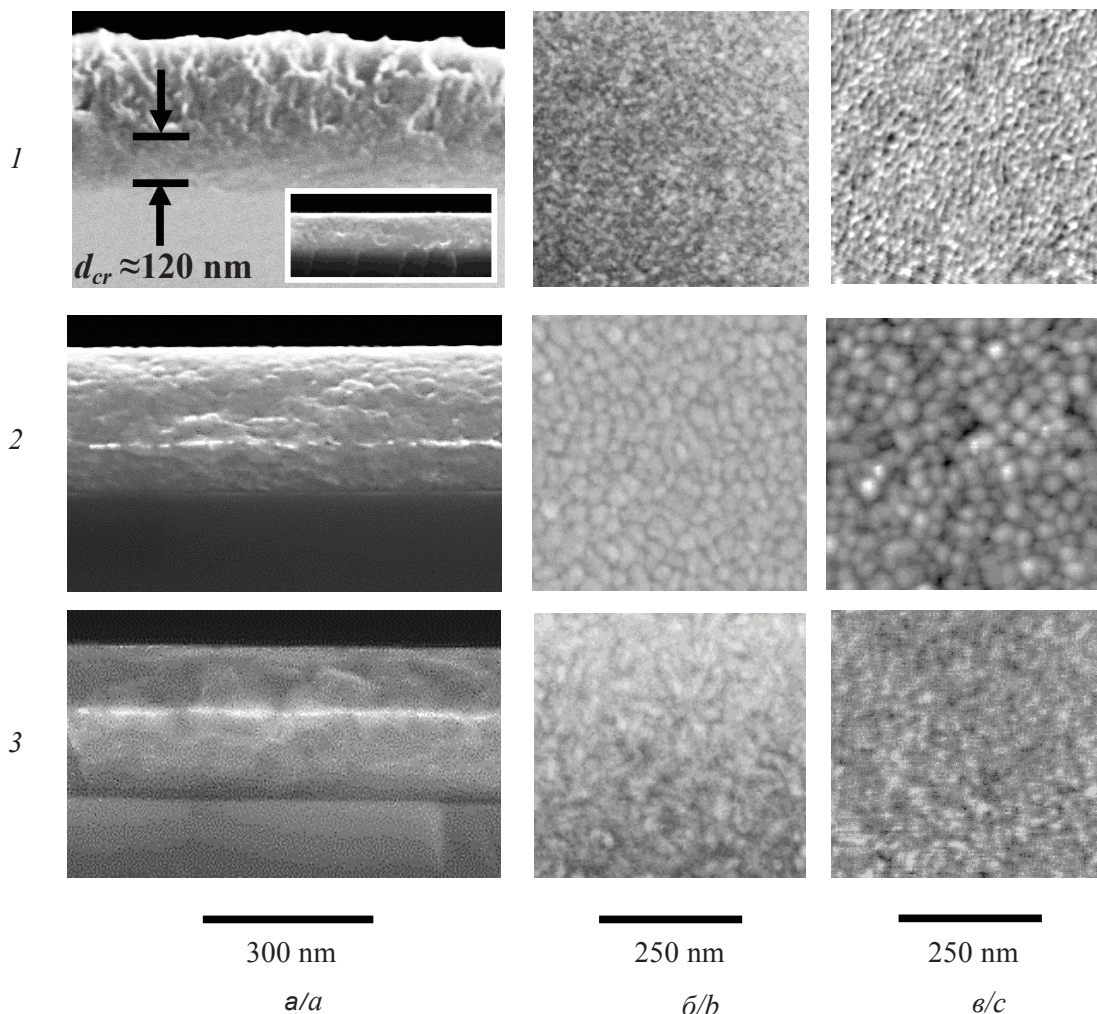


Рис. 4. СЭМ изображения (а, б) поперечного сечения (а), поверхности (б) и АСМ изображения поверхности (в) пленок NiFe ( $d \approx 300$  нм) с различной текстурой, выращенных при  $P \approx 0.2$  Па (условные обозначения см. рис. 1). На вставке к рис. а, 1 приведено СЭМ изображение скола пленки толщиной  $d \approx 120$  нм

Fig. 4. SEM images (a, b) of cross-section (a), surface (b) and AFM surface images (c) of NiFe films ( $d \approx 300$  nm) with different textures sputtered at  $P \approx 0.2$  Pa: (1) polycrystalline NiFe film with weak (111) texture,  $T_s \approx 300$  K,  $U_b \approx 0$ ; (2) NiFe(200),  $T_s \approx 570$  K,  $U_b \approx 0$ ; (3) NiFe(111),  $T_s \approx 300$  K,  $U_b \approx -100$  V. The insert in fig. a1 shows cross-section SEM image of the film with the thickness  $d \approx 120$  nm



При обсуждении результатов измерений зависимостей  $4\pi M(d)$  и  $\Delta H(d)$  будем также обращаться к рис. 5, а, б, в, где соответственно приведены зависимости размера зерна  $D(d)$ , корреляционной длины  $\xi(d)$  и среднеквадратичной амплитуды шероховатости поверхности  $\sigma(d)$ , рассчитанных по результатам обработки АСМ изображения поверхности площадью  $1 \times 1 \text{ мкм}^2$  с использованием программного обеспечения микроскопа Solver P47. При построении зависимости  $D(d)$  учитывались результаты исследования морфологии с помощью СЭМ, АСМ и расчеты размера зерна по формуле Шеррера [32]:

$$D \approx K \lambda / \Delta\theta \cos \theta,$$

где  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $\Delta\theta$  – уширение дифракционной линии,  $\theta$  – диф-

ракционный угол, а значение параметра  $K$  бралось равным для кубических кристаллов  $K \approx 1$ . Отметим, что параметр  $\xi$  может рассматриваться как латеральный размер зерна в плоскости пленки.

То обстоятельство, что поликристаллические пленки имеют меньшую намагниченность насыщения  $4\pi M$  (см. рис. 2, а), следует связать с низкой кристалличностью и неоднородным микроструктурным строением, что ведет к большому содержанию аморфной фазы в пленке. Высокая намагниченность пленок NiFe(200) объясняется не только улучшением кристалличности, но и наибольшим размером зерна (см. рис. 4, б, в и 5, а, б), благодаря чему доля аморфной фазы в таких пленках оказывается наименьшей.

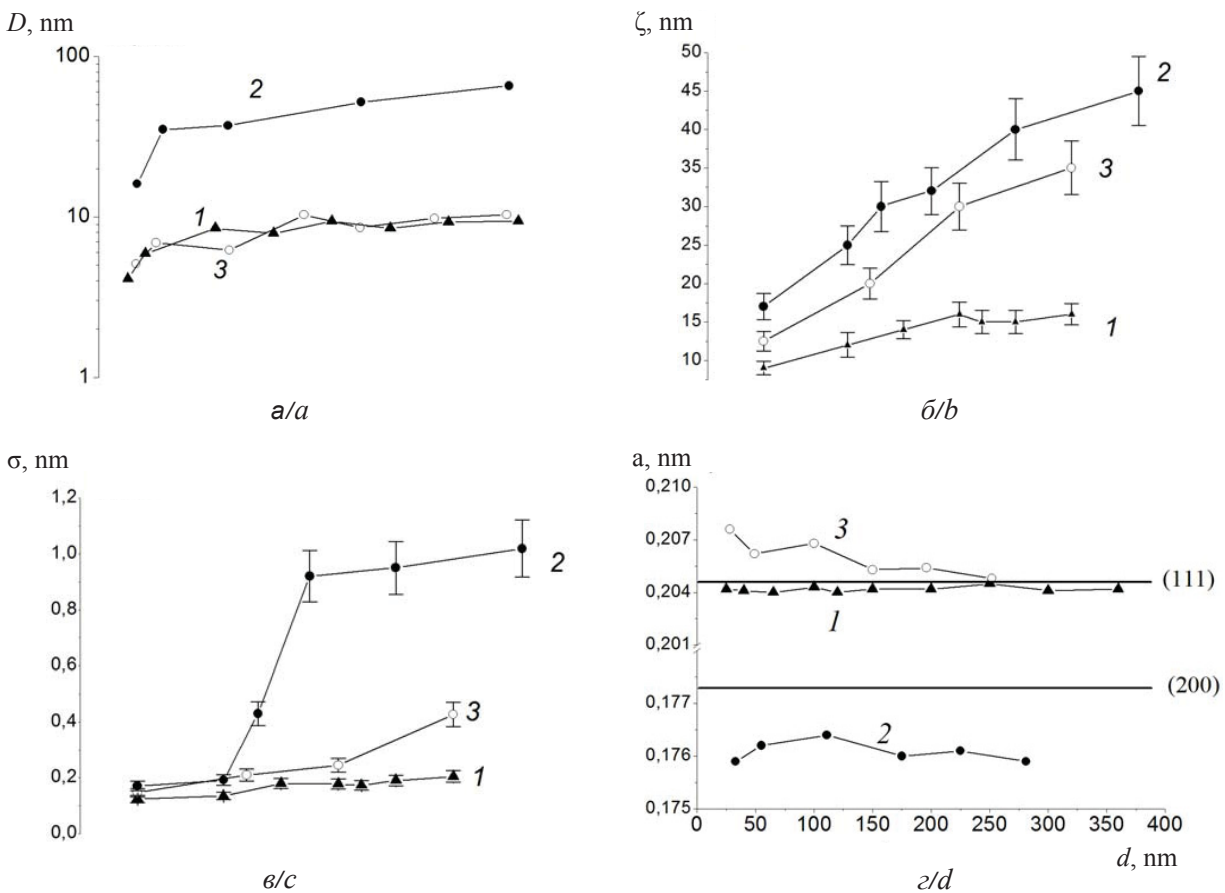


Рис. 5. Зависимости от толщины пленки  $d$ : среднеквадратичной шероховатости поверхности  $\sigma$  (а), среднего латерального размера зерна  $\xi$  (б), среднего вертикального размера зерна  $D$  (рассчитанного по формуле Шеррера) (в) и постоянной решетки  $a$ , для пленок NiFe, осажденных при различных режимах (з) (условные обозначения см. рис. 1). Зависимости а, б получены в результате математической обработки АСМ изображений поверхности пленок ( $1 \times 1 \text{ мкм}^2$ ). Погрешность измерения  $\sigma$  и  $\xi$  – 10%

Fig. 5. Thickness dependences: (a) of the mean square surface roughness  $\sigma$ , (b) the average lateral grain size  $\xi$ , (c) the average vertical grain size  $D$  (calculated from the Sherrer formula) and (d) the lattice constant  $a$  for NiFe films sputtered under different growth conditions: 1 –  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 300 \text{ K}$ ; 2 –  $U_b \approx 0$ ,  $T_s \approx 570 \text{ K}$ ; 3 –  $U_b \approx -100 \text{ V}$ ,  $T_s \approx 300 \text{ K}$ . The dependences (a, b) were obtained as a result of mathematical processing of the AFM images ( $1 \times 1 \text{ }\mu\text{m}^2$ ). The measurement error  $\sigma$  and  $\xi$  is 10%



Обсудим теперь характер зависимостей  $\Delta H(d)$ , показанных на рис. 2, б. Здесь можно выделить две области толщин –  $d < 150$  нм и  $d > 150$  нм. В области малых толщин наименьшую ширину линии ФМР демонстрируют пленки NiFe (200), тогда как при  $d > 150$  нм наименьшие значения  $\Delta H$  наблюдаются в поликристаллических пленках. Такой характер зависимостей объясняется вкладом процессов двухмагнного рассеяния [33] в ширину линии ФМР. В тонких пленках из-за обменного сдвига «дна» спектра спиновых волн двухмагнные процессы запрещены [33] и ширину линии в основном определяют собственные процессы релаксации, определяемые кристаллическостью пленки, которая для пленок NiFe(200) оказывается наилучшей из-за большего размера зерна пленки. В более толстых пленках на результат измерения  $\Delta H$  оказывает влияние двухмагнное рассеяние, которое наиболее эффективно в пленках с высокими значениями шероховатости поверхности  $\sigma$  и размером зерна  $D$  [33]. С учетом сказанного и результатов измерений на рис. 5, а, б, в можно заключить, что эффективность двухмагнного рассеяния в пленках NiFe(200) толщиной  $d > 150$  нм максимальна, тогда как для поликристаллических пленок его вклад, несмотря на неоднородность микроструктуры по толщине (см. рис. 4, а, 1), заметно меньше.

К этому следует добавить, что на величину параметров  $\Delta H$  и  $4\pi M$  могут оказывать влияние стрикционные поля, связанные с упругими напряжениями в пленке [34]. На рис. 5, г приведены значения постоянной решетки  $a$  для пленок различной толщины, полученные из результатов обработки дифрактограмм. Можно видеть, что отклонение значений постоянных решетки для соответствующих дифракционных максимумов  $a_{(111)}$  и  $a_{(200)}$  относительно эталонных значений, показанных горизонтальными пунктирными линиями, для текстурированных пленок заметно выше, чем для поликристаллических. Для пленок NiFe(200) во всем диапазоне толщин наблюдается сжатие в направлении нормали к поверхности  $\Delta a/a_{(200)} \approx -0.5\%$ . Такое сжатие в нашем случае следует связать с биаксиальным растяжением  $\varepsilon$  пленки из-за разницы температур осаждения  $T_s \approx 570$  К и измерений  $T_0 \approx 300$  К и коэффициентов теплового расширения  $\alpha$  подложки ( $\alpha_{Si} \approx 2.6 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup> [35]) и пленки пермаллоя ( $\alpha_{Py} \approx 12 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup> [35]):

$\varepsilon \approx (\alpha_{Si} - \alpha_{Py})(T_0 - T_s) \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ . Действительно, в приближении постоянства объема элементарной ячейки при растяжении в плоскости  $\varepsilon$  относительное изменение размера по нормали составит  $\Delta a/a_{(200)} \approx -2\varepsilon \approx -0.5\%$ .

Пленки NiFe(111) испытывают растяжение в направлении нормали, что характерно для пленок, полученных при отрицательном потенциале подложки в условиях бомбардировки ионами аргона [36]. Из рис. 5, з видно, что с ростом толщины деформации в пленках NiFe(111) снижаются и постоянная решетки приближается к эталонному значению. Такое поведение можно связать с конкурирующим влиянием нагрева пленки, которое с ростом времени осаждения становится более заметным. Учтем далее, что вызванное магнитострикцией поле пропорционально величине деформации. Тогда в предположении, что вклад со стороны магнитоупругих полей в результат измерений намагниченности насыщения пленок доминирует, зависимости  $4\pi M(d)$  на рис. 2, а для пленок NiFe(200) и NiFe(111) должны были бы располагаться по разные стороны относительно кривой 1, отвечающей поликристаллической пленке. Поскольку этого не наблюдается, то можно утверждать, что характер зависимостей  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$  и  $H_c(d)$  определяется особенностями микроструктурного строения пленок, на формирование которого, в свою очередь, оказывает влияние текстура.

### Заключение

Таким образом, впервые исследованы зависимости от толщины пленки ( $d \approx 20-370$  нм) намагниченности насыщения  $4\pi M(d)$ , ширины линии ФМР  $\Delta H(d)$ , поля коэрцитивности  $H_c(d)$  и формы петель гистерезиса для пленок NiFe(200), выращенных на подложках SiO<sub>2</sub>/Si методом магнетронного распыления на постоянном токе при  $P \approx 0.2$  Па,  $T_s \approx 570$  К и  $U_b \approx 0$ . Полученные зависимости магнитных параметров сопоставлены с зависимостями  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$ ,  $H_c(d)$  для пленок NiFe с сильной текстурой (111) ( $P \approx 0.2$  Па,  $T_s \approx 300$  К,  $U_b \approx -100$  В) и поликристаллических пленок NiFe ( $P \approx 0.2$  Па,  $T_s \approx 300$  К,  $U_b \approx 0$ ) соответственно.

Показано, что намагниченность пленок NiFe(200), как правило, на 5–10% выше значений  $4\pi M(d)$  для поликристаллических и текстурированных NiFe(111) пленок. С ростом толщины пленки намагниченность растет в



пределах 4–7%, достигая значений, близких к объемным ( $4\pi M \approx 10.7$  кГс) в пленках NiFe(200) толщиной  $d \approx 370$  нм. Ширина линии ФМР пленок NiFe(200) оказывается наименьшей в области толщин  $d < 150$  нм, тогда как в более толстых ( $d > 150$  нм) пленках, наоборот, значения параметра  $\Delta H$  оказываются на 5–10 Э больше, чем в текстурированных NiFe(111) и поликристаллических пленках.

Установлено, что в отличие от поликристаллических пленок в исследованном диапазоне толщин  $d \approx 20$ –370 нм петли гистерезиса для пленок NiFe(200) и NiFe(111) сохраняют прямоугольную форму, при этом значения поля коэрцитивности для пленок NiFe(200) убывают с ростом толщины от  $H_c \approx 2.5$ –3 Э до  $H_c \approx 1.5$ –2 Э.

Показано, что поведение магнитных параметров изученных пленок объясняется особенностями их микроструктурного строения, которое, в свою очередь, определяется текстурой пленок и размером зерен.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-37-60052, 14-07-00549).*

#### Список литературы

1. Prinz G. A. Magneto-electronics applications // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. Vol. 200. P. 57–68.
2. Neuberger S. D., Grundler D. Magnonics : Spin Waves on the Nanoscale // Advanced Materials. 2009. Vol. 21. P. 2927–2932.
3. Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Sakharov V., Khivintsev Y., Filimonov Y., Nikitov S. Standing spin waves in magnonic crystal // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. 093908.
4. Zong B. Y., Han G. C., Zheng Y. K., Guo Z. B., Li K. B., Wang L., Qiu J. J., Liu Z. Y., An L. H., Luo P., Li H. L., Liu B. Ultrasoft and high magnetic moment NiFe film electrodeposited from a Cu<sup>2+</sup> contained solution // IEEE transactions on Magnetism. 2006. Vol. MAG-42. P. 2775–2777.
5. McGuire T. R., Porter R. I. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys // IEEE transactions on Magnetism. 1975. Vol. MAG-11. P. 1018–1038.
6. Вонсовский С. В. Магнетизм. М. : Наука, 1971. 1032 с.
7. Uppili H., Daglen B. Bi-Directional Giant Magneto Impedance Sensor // Advances in Materials Physics and Chemistry. 2013. Vol. 3. P. 249–254.
8. He J.-F., Wang S.-Y. Effect of substrate temperature and buffer layer on the anisotropic magnetoresistance of Ni<sub>0.81</sub>Fe<sub>0.19</sub> ultra-thin films // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 2012. Vol. 6, № 1–2. P. 165–168.
9. Svalov A. V., Gonzalez Asensio B., Chlenova A. A., Savin P. A., Larrañaga A., Gonzalez J. M., Kurlyandskaya G. V. Study of the effect of the deposition rate and seed layers on structure and magnetic properties of magnetron sputtered FeNi films // Vacuum. 2015. Vol. 119. P. 245–249.
10. Gong H., Litvinov D., Klemmer T. J., Lambeth D. N., Howard J. K. Seed layer effects on the magnetoresistive properties of NiFe films // IEEE transactions on Magnetism. 2000. Vol. 36, № 5. P. 2963–2965.
11. Cargill G. S., Herd S. R., Krall W. E., Ahn K. Y. Structure-sensitive magnetic properties of RF sputtered NiFe films // IEEE transactions on Magnetism. 1979. Vol. MAG-15, № 6. P. 1821–1823.
12. Hoshi Y., Kojimi M., Naoe M., Yamanaka S. Preparation of permalloy films using facing-type targets and a high-rate and low-temperature sputtering method // Electronics and Communication in Japan. 1982. Vol. 65, № 10, P. 91–98.
13. Hoshi Y., Kojimi M., Naoe M., Yamanaka S. High-rate deposition of permalloy films by two facing targets type of sputtering // IEEE transactions on Magnetism. 1982. Vol. MAG-18, № 6. P. 1433–1435.
14. Zhang H.-W., Yang S. Q. Properties of thin magnetic materials produced from DC magnetron sputtering; the effects of substrate bias and the partial pressure of reactive gases // Vacuum. 1985. Vol. 46, № 7. P. 661–666.
15. Gorres J. M., Hanson M. M., Lo D. S. Stress in Co-Ni-Fe and Ni-Fe Films // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 743–744. DOI: 10.1063/1.2163610.
16. Chapman V. B., Marwaha A. S., Collins A. J. The Effect of Substrate Temperature on the Magnetic and Structural Properties of Ni-Fe Thin Films Deposited in Ultra-high and Ordinary Vacuum // Thin Solid Films. 1981. Vol. 76. P. 77–82.
17. Shimizu H., Hoshi Y. Mechanical Properties of Permalloy Thin Films Deposited by Sputtering. (in Japanese) // IEEE transactions on Magnetism. 2004. Vol. 124, № 3. P. 265–270.
18. Freund L. B., Suresh S. Thin Film materials : Stress, Defect Formation and Surface Evolution. Cambridge : Cambridge University Press, 2003. 751 p.
19. Wang S. G., Tian E. K., Lung C. W. Surface energy of arbitrary crystal plane of bcc and fcc metals // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2000. Vol. 61. P. 1295–1298.
20. Rijks Th. G. S. M., Lenczowski S. K. J., Coehoorn R., de Jonge W. J. M. In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in Ni80Fe20 thin films // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. P. 362–366.
21. Minakata R. Magnetic properties of Ni-Fe films prepared by a DC triode sputtering method // IEEE transactions on Magnetism. 1988. Vol. 24. P. 2020–2023.
22. Svalov A. V., Kurlyandskaya G. V., González Asensio B., Collantes J. M., Larrañaga A. Tuning the structure and



- magnetic softness of thin permalloy films by variations in the thickness of titanium seed layer // *Materials Letters*. 2015. Vol. 152. P. 159–162.
23. *Jhingan A. K.* Effect of nitrogen on the crystal texture and microstructure of sputtered NiFe films // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 57. P. 3991–3994.
  24. *Imagawa T., Yamazaki H., Mitsuoka K., Kobayashi T., Narishige S., Sugita Y.* Surface Morphology of the Grain of Permalloy Films // *Transactions on Magnetics in Japan*. 1990. Vol. 5. P. 509–514.
  25. *Prieto P., Camarero J., Marco J. F., Jimenez E., Benayas J. M., Sanz J. M.* Characterization of Nanocrystalline Permalloy Thin Films Obtained by Nitrogen IBAD // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2008. Vol. 44. P. 3913–3916.
  26. *Park E., Kim Y.-C., Jang S.-U., Kim J.-H., Han S.-W., Kwon S.-J.* Induced Magnetic Anisotropy in Permalloy Films Annealed with Magnetic Field // *Met. Mater. Int.* 2013. Vol. 19, № 1. P. 129–133.
  27. *Джумалиев А. С., Никулин Ю. В., Филимонов Ю. А.* Осаждение текстурированных пленок NiFe(200) и NiFe(111) на подложки Si/SiO<sub>2</sub> магнетронным распылением на постоянном токе // *Физика твердого тела*. 2016. Т. 58, № 5. С. 1019–1023.
  28. *Somekh R. E.* The thermalization of energetic atoms during the sputtering process // *Journal of Vacuum Science and Technology A*. 1984. Vol. 2. P. 1285–1287.
  29. *Высоцкий С. Л., Джумалиев А. С., Никитов С. А., Филимонов Ю. А., Цыплин А. Ю.* Исследование ультратонких пленок Fe/GaAs (100) методом ФМР // *Радиотехника и электроника*. 2000. Т. 45, № 2. С. 209–213.
  30. *Sugita Y., Fujiwara H., Sato T.* Critical thickness and perpendicular anisotropy of evaporated permalloy films with stripe domains // *Appl. Phys. Lett.* 1967. Vol. 10. P. 229–231.
  31. *Svalov A. V., Aseguinolaza I. R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J. M., Alonso J., Fernández-Gubieda M. L., Kurlyandskaya G. V.* Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state // *IEEE Trans. Magn.* 2010. Vol. 46, № 2. P. 333–336.
  32. *Langford J. I., Wilson A. J. C.* Scherrer after sixty years : A survey and some new results in the determination of crystallite size // *J. Appl. Cryst.* 1978. Vol. 11. P. 102–113.
  33. *Landeros P., Arias R. E., Mills D. L.* Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets : The case where the magnetization is out of plane // *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 77. 214405.
  34. *Bonin R., Schneider M. L., Silva T. J., Nibarger J. P.* Dependence of magnetization dynamics on magnetostriction in NiFe alloys // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 98. 123904.
  35. *Fackler S. W., Donahue M. J., Gao T., Nero P. N. A.* Local control of magnetic anisotropy in transcritical permalloy films using ferroelectric BaTiO<sub>3</sub> domains // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105. 212905.
  36. *Windischmann H.* Intrinsic stress in sputter-deposited thin films // *Critical Reviews in Solid State and Material Science*. 1992. Vol. 17. P. 547–596.

#### Образец для цитирования:

Джумалиев А. С., Никулин Ю. В. Магнитные свойства текстурированных пленок NiFe(111) и NiFe(200) // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2017. Т. 17, вып. 4. С. 242–253. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-242-253.

#### Magnetic Properties of Textured NiFe(111) and NiFe(200) Films

A. S. Dzhumaliev, Yu. V. Nikulin

Alexandr S. Dzhumaliev, ORCID 0000-0002-5242-3369, Saratov branch of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38, Zelenaya Str., Saratov, 410019, Russia, dzhas@yandex.ru

Yury V. Nikulin, ORCID 0000-0003-2957-5468, Saratov branch of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38, Zelenaya Str., Saratov, 410019, Russia, yvnikulin@gmail.com

Thickness dependencies ( $d \approx 20\text{--}370$  nm) of the saturation magnetization  $4\pi M$ , the ferromagnetic resonance linewidth  $\Delta H$ , the coercivity field  $H_c$  and the shape of hysteresis loops were investigated for Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> (NiFe) films with (200) texture. The thickness dependencies of magnetic parameters for NiFe(200) films were compared with the dependencies  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$  and  $H_c(d)$  for NiFe(111) films

with strong (111) texture and polycrystalline NiFe films. **Materials and Methods:** NiFe(200) films were dc-sputtered at the substrate temperature  $T_s \approx 570$  K without substrate bias voltage ( $U_b \approx 0$ ). NiFe(111) films were dc-sputtered at the substrate temperature  $T_s \approx 300$  K and two values of the substrate bias voltage:  $U_b \approx -100$  V (strong (111) texture) and  $U_b \approx 0$  (polycrystalline films with weak (111) texture). The microcrystalline structure of the films was studied by X-ray diffraction, scanning electron and probe microscopy. The magnetic parameters  $4\pi M$  and  $\Delta H$  were measured by the FMR technique (9.9 GHz). The hysteresis loops and the coercivity field  $H_c$  were measured using the vibrating sample magnetometer technique. All measurements were carried out at room temperature with the magnetic field applied in the film plane. The magnetic domain structure was investigated using the magnetic force microscopy. **Conclusion:** It is shown that the thickness dependencies of  $4\pi M(d)$  and  $\Delta H(d)$  for Ni(200) films and Ni(111) films with strong and weak (111) texture coincide with the accuracy 10%, while the  $H_c(d)$  dependencies are different. For polycrystalline NiFe films with weak (111) texture ( $U_b \approx 0$ ) at the critical thickness  $d_{cr} \approx 120$  nm the hysteresis loops change from rectangular



to "overcritical" and the  $H_c$  values increase from  $H_c \leq 2$  Oe at  $d < d_{cr}$  to  $H_c > 40$  Oe for the thicknesses  $d > d_{cr}$ . For NiFe(111) films with strong (111) texture ( $U_b \approx -100$  V) and NiFe(200) the hysteresis loops remain rectangular in the thickness range  $d \approx 20$ –370 nm,  $H_c$  values coincide with the accuracy 5% and tend to decrease from  $H_c \approx 2.5$ –3 Oe to  $H_c \approx 1.5$ –2 Oe with increasing thickness. The behavior of the  $4\pi M(d)$ ,  $\Delta H(d)$  and  $H_c(d)$  dependencies is related to the microcrystalline structure (texture, grain size) of the NiFe films.

**Key words:** textured NiFe films, dc-magnetron sputtering, crystalline structure, magnetic properties, microstructure.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Researches (projects nos. 16-37-60052, 14-07-00549).

## References

1. Prinz G. A. Magnetolectronics applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1999, vol. 200, pp. 57–68.
2. NeUbscher S. D., Grundler D. Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale. *Advanced Materials*, 2009, vol. 21, pp. 2927–2932.
3. Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Sakharov V., Khivintsev Y., Filimonov Y., Nikitov S.. Standing spin waves in magnonic crystal. *J. Appl. Phys.*, 2013, vol. 113, P. 093908.
4. Zong B. Y., Han G. C., Zheng Y. K., Guo Z. B., Li K. B., Wang L., Qiu J. J., Liu Z. Y., An L. H., Luo P., Li H. L., Liu B. Ultrasoft and high magnetic moment NiFe film electrodeposited from a Cu<sup>2+</sup> contained solution. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2006, vol. MAG-42, pp. 2775–2777.
5. McGuire T. R., Porter R. I. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1975, vol. MAG-11, pp. 1018–1038.
6. Vonsovskii S. V. Magnetizm [Magnetics]. Moscow, Nauka, 1971. 1032 p. (in Russian).
7. Uppili H., Daglen B. Bi-Directional Giant Magneto Impedance Sensor. *Advances in Materials Physics and Chemistry*, 2013, vol. 3, pp. 249–254.
8. He J.-F., Wang S.-Y. Effect of substrate temperature and buffer layer on the anisotropic magnetoresistance of Ni<sub>0.81</sub>Fe<sub>0.19</sub> ultra-thin films. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 2012, vol. 6, no. 1–2, pp. 165–168.
9. Svalov A. V., Gonzalez Asensio B., Chlenova A. A., Savin P. A., Larrañaga A., Gonzalez J. M., Kurlyandskaya G. V. Study of the effect of the deposition rate and seed layers on structure and magnetic properties of magnetron sputtered FeNi films. *Vacuum*, 2015, vol. 119, pp. 245–249.
10. Gong H., Litvinov D., Klemmer T. J., Lambeth D. N., Howard J. K. Seed layer effects on the magnetoresistive properties of NiFe films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2000, vol. 36, no. 5, pp. 2963–2965.
11. Cargill G. S., Herd S. R., Krall W. E., Ahn K. Y. Structure-sensitive magnetic properties of RF sputtered NiFe films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1979, vol. MAG-15, no. 6, pp. 1821–1823.
12. Hoshi Y., Kojimi M., Naoe M., Yamanaka S. Preparation of permalloy films using facing-type targets and a high-rate and low-temperature sputtering method. *Electronics and Communication in Japan*, 1982, vol. 65, no. 10, pp. 91–98.
13. Hoshi Y., Kojimi M., Naoe M., Yamanaka S. High-rate deposition of permalloy films by two facing targets type of sputtering. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1982, vol. MAG-18, no. 6, pp. 1433–1435.
14. Zhang H.-W., Yang S. Q. Properties of thin magnetic materials produced from DC magnetron sputtering; the effects of substrate bias and the partial pressure of reactive gases. *Vacuum*, 1985, vol. 46, no. 7, pp. 661–666.
15. Gorres J. M., Hanson M. M., Lo D. S. Stress in Co–Ni–Fe and Ni–Fe Films. *J. Appl. Phys.*, 1968, vol. 39, pp. 743–744. DOI: 10.1063/1.2163610.
16. Chapman V. B., Marwaha A. S., Collins A. J. The Effect of Substrate Temperature on the Magnetic and Structural Properties of Ni–Fe Thin Films Deposited in Ultrahigh and Ordinary Vacuum. *Thin Solid Films*, 1981, vol. 76, pp. 77–82.
17. Shimizu H., Hoshi Y. Mechanical Properties of Permalloy Thin Films Deposited by Sputtering (in Japanese). *IEEE Transactions on Magnetics*, 2004, vol. 124, no. 3, pp. 265–270.
18. Freund L. B., Suresh S. Thin Film materials: Stress, Defect Formation and Surface Evolution. Cambridge, Cambridge University Press, 2003. 751 p.
19. Wang S. G., Tian E. K., Lung C. W. Surface energy of arbitrary crystal plane of bcc and fcc metals. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 2000, vol. 61, pp. 1295–1298.
20. Rijks Th. G. S. M., Lenczowski S. K. J., Coehoorn R., de Jonge W. J. M. In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> thin films. *Phys. Rev. B.*, 1997, vol. 56, pp. 362–366.
21. Minakata R. Magnetic properties of Ni-Fe films prepared by a DC triode sputtering method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1988, vol. 24, pp. 2020–2023.
22. Svalov A. V., Kurlyandskaya G. V., González Asensio B., Collantes J. M., Larrañaga A. Tuning the structure and magnetic softness of thin permalloy films by variations in the thickness of titanium seed layer. *Materials Letters*, 2015, vol. 152, pp. 159–162.
23. Jhingan A. K. Effect of nitrogen on the crystal texture and microstructure of sputtered NiFe films. *J. Appl. Phys.*, 1985, vol. 57, pp. 3991–3994.
24. Imagawa T., Yamazaki H., Mitsuoka K., Kobayashi T., Narishige S., Sugita Y. Surface Morphology of the Grain of Permalloy Films. *Transactions on Magnetics in Japan*, 1990, vol. 5, pp. 509–514.





25. Prieto P., Camarero J., Marco J. F., Jimenez E., Benayas J. M., Sanz J. M. Characterization of Nanocrystalline Permalloy Thin Films Obtained by Nitrogen IBAD. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2008, vol. 44, pp. 3913–3916.
26. Park E., Kim Y.-C., Jang S.-U., Kim J.-H., Han S.-W., Kwon S.-J. Induced Magnetic Anisotropy in Permalloy Films Annealed with Magnetic Field. *Met. Mater. Int.*, 2013, vol. 19, no. 1, pp. 129–133.
27. Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V., Filimonov Yu. A. Deposition of NiFe(200) and NiFe(111) Textured Films onto Si/SiO<sub>2</sub> Substrates by DC Magnetron Sputtering. *Physics of the Solid State*, 2016, vol. 58, no. 5, pp. 1053–1057.
28. Somekh R. E. The thermalization of energetic atoms during the sputtering process. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 1984, vol. 2, pp. 1285–1287.
29. Vysotskii S. L., Dzhumaliev A. S., Nikitov S. A., Filimonov Iu. A., Tsyplin A. Iu. Issledovanie ul'tratonkikh plenok Fe/GaAs (100) metodom FMR [Investigation of the ultrathin Fe/GaAs (100) films by FMR method]. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2000, vol. 45, no. 2, pp. 209–213 (in Russian).
30. Sugita Y., Fujiwara H., Sato T. Critical thickness and perpendicular anisotropy of evaporated permalloy films with stripe domains. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, vol. 10, pp. 229–231.
31. Svalov A. V., Aseguinolaza I. R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J. M., Alonso J., Fernández-Gubieda M. L., Kurlyandskaya G. V. Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state. *IEEE Trans. Magn.*, 2010, vol. 46, no. 2, pp. 333–336.
32. Langford J. I., Wilson A. J. C. Scherrer after sixty years: A survey and some new results in the determination of crystallite size. *J. Appl. Cryst.*, 1978, vol. 11, pp. 102–113.
33. Landeros P., Arias R. E., Mills D. L. Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane. *Phys. Rev. B*, 2008, vol. 77, 214405.
34. Bonin R., Schneider M. L., Silva T. J., Nibarger J. P. Dependence of magnetization dynamics on magnetostriction in NiFe alloys. *J. Appl. Phys.*, 2005, vol. 98, 123904.
35. Fackler S. W., Donahue M. J., Gao T., Nero P. N. A. Local control of magnetic anisotropy in transcritical permalloy films using ferroelectric BaTiO<sub>3</sub> domains. *Appl. Phys. Lett.*, 2014, vol. 105, 212905.
36. Windischmann H. Intrinsic stress in sputter-deposited thin films. *Critical Reviews in Solid State and Material Science*, 1992, vol. 17, pp. 547–596.

**Cite this article as:**

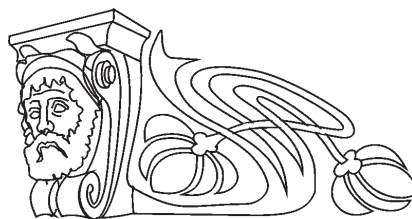
Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V. Magnetic Properties of Textured NiFe(111) and NiFe(200) Films. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 242–253 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-242-253.



УДК 538.975; 539.231; 539.25; 539.26

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ АРГОНА НА ТЕКСТУРУ И МИКРОСТРУКТУРУ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА, ОСАЖДАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

А. С. Джумалиев, Ю. В. Никулин



Джумалиев Александр Сергеевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, dzhas@yandex.ru

Никулин Юрий Васильевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, yvnikulin@gmail.com

Исследовано влияние давления рабочего газа аргона ( $0.13-0.09 \leq P \leq 1$  Па) на микроструктуру и текстуру пленок кобальта, наносимых методом магнетронного распыления на постоянном токе на подложки  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  при комнатной температуре. Показано, что при высоких давлениях аргона  $P \approx 1-0.22$  Па пленки кобальта обладают столбчатой микроструктурой по толщине, а кристаллическая структура пленок соответствует смешанной кристаллической фазе: гексагональной плотноупакованной (гпу) с текстурой (002) и гранецентрированной кубической (гцк) с текстурой (111). Пленки, полученные при  $P \approx 0.13-0.09$  Па, характеризуются кристаллической фазой с гцк кристаллической решеткой с текстурой (200) и неоднородны по толщине – на границе с подложкой в слое толщиной  $d_c$  пленки обладают квазиоднородной микроструктурой, а при толщинах  $d > d_c$  микроструктура пленки изменяется на «квазистолбчатую».

**Ключевые слова:** кобальт, тонкие пленки, текстура, микроструктура, магнетронное распыление, рентгеновская дифракция, электронная микроскопия.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-254-262

### Введение

Разработка методов формирования текстурованных пленок кобальта (Co) представляет значительный практический и фундаментальный интерес [1–14]. Многослойные структуры Co/Cu, Co/Pd [11, 12], обладающие высокой плотностью энергии перпендикулярной магнитной анизотропии, перспективны для создания сред с перпендикулярной записью информации. С фундаментальной точки зрения пленки кобаль-

та представляют интерес в качестве удобной модели для изучения структурно-зависимых магнитных эффектов, а также явлений, чувствительных к энергетическим характеристикам поверхности. Пленки кобальта демонстрируют метастабильные гранецентрированные (гцк) и объемно-центрированные кубические (оцк) кристаллические фазы и стабильные гексагональные плотноупакованные (гпу) фазы в зависимости от условий роста и материала подложки [10]. Использование в качестве спин-поляризационного электрода пленок Co(001) с оцк кристаллической решеткой позволяет поднять туннельное магнитосопротивление структур Co/MgO/Co до 400% [13]. Кроме того, от микроструктурного строения существенно зависят магнитные свойства [1, 5, 7, 8, 10], склонность к окислению [15], а также морфология поверхности [16] пленок.

Отметим, что на формирование микрокристаллической структуры пленок кобальта, осаждаемых на неориентирующие подложки ( $\text{SiO}_2/\text{Si}$ ), значительное влияние оказывает выбор метода и режимов осаждения [1–10, 14], а также выбор материала подслоя [2]. Для метода магнетронного распыления [17], широко применяемого для получения пленок Co [1–5, 8–12, 14], наиболее важными параметрами, определяющими кинетику зарождения и формирования пленок и их микрокристаллическую структуру, являются давление рабочего газа  $P$ , температура  $T_s$  и напряжение смещения  $U_s$  подложки. Влияние этих параметров, а также материала подслоя на формирование микроструктуры и текстуры пленок кобальта толщиной  $\approx 12-3000$  нм обсуждалось в работах [1–5, 7, 8, 14]. Было показано [1–4, 7], что при  $P \approx 133-0.4$  Па и температурах подложки  $T_s \approx 25-550^\circ\text{C}$  в пленках Co преимущественно формируются кристаллические фазы Co(002) с гпу кристаллической решеткой (далее по тексту «гпу-Co(002)») и Co(111) с гцк кристаллической решеткой (далее – «гцк-Co(111)»), имеющие наименьшие значения поверхностной энергии [18]. При этом степень текстурированности получаемых пленок определяется выбором материала



подслоя [2]. В работе [14] обсуждалась возможность инициации трехмерного способа роста (по Фолмеру–Веберу) поликристаллических пленок кобальта за счет приложения положительного напряжения смещения к подложке – в таких условиях значительный вклад в кинетику зарождения пленок обусловлен нагревом подложки за счет электронной бомбардировки.

Однако величина поверхностной энергии не всегда является определяющим фактором при формировании выделенной кристаллографической ориентации (текстуры) в пленке. Например, в пленках Co может формироваться менее выгодная по величине поверхностной энергии кристаллическая фаза Co(200) с гцк кристаллической решеткой (далее – «гцк-Co(200)») [1, 4, 7], при этом ее доля в объеме пленки существенно определяется толщиной пленки  $d$  и температурой осаждения  $T_s$ . Так, в [1, 4] было показано, что в пленках Co толщиной  $\approx 123$ –300 нм, осаждаемых радиочастотным распылением при температурах подложки  $T_s \approx 25$ –550°C и высоких давлениях рабочего газа ( $P \approx 133$  и 4 Па), кристаллическая фаза гцк-Co(200) почти не формируется, тогда как в пленках толщиной  $\approx 12$ –25 нм кристаллическая фаза гцк-Co(200) является доминирующей при температуре подложки  $T_s \approx 250$ °C [4], а повышение температуры всего на 50°C приводит к ее исчезновению.

В целом, несмотря на достаточно широкое исследование влияния ростовых условий на формирование микрокристаллической структуры пленок кобальта, осаждаемых магнетронным распылением, возможность изменения текстуры за счет изменения давления рабочего газа на настоящий момент в литературе не обсуждалась. Принимая это во внимание, в данной работе для метода магнетронного распыления на постоянном токе исследованы особенности формирования микрокристаллической структуры пленок кобальта толщиной  $\approx 250$  нм в диапазоне давлений рабочего газа  $0.13$ – $0.09 \leq P \leq 1$  Па. Показано, что снижение давления на порядок приводит к смене кристаллической фазы пленок с гпу на гцк и меняет характер микроструктурного строения пленок по толщине.

### Эксперимент

Осаждение пленок кобальта осуществлялось с помощью планарной магнетронной распылительной системы на постоянном токе в вакуумном универсальном посту ВУП-5 (ПО «Электрон», Украина) с безмасляной системой

откачки, состоящей из форвакуумного ICP-250C (Anest Iwata, Япония) и турбомолекулярного НВТ-450 (ООО «Призма», Россия) насосов. Предельное остаточное давление в рабочей камере было не более 0.2 мПа, во время напыления  $P \approx 0.09$ –1 Па. Измерение давления производилось вакуумметром ионизационно-термопарным ВИТ-2 (завод «Маяк», Россия) с использованием ионизационно манометрического преобразователя ПМИ-2 (ПО «Полярон», Украина) и термопарного манометрического преобразователя ПМТ-2 (ПО «Полярон», Украина). Дополнительный контроль давления осуществлялся при помощи конвекционного вакуумного измерителя KJLC 275 I (Kurt J. Lesker, США). Погрешность измерения давления составляла около 10%.

Для распыления использовались мишени из кобальта чистотой 99.95% (Williams, США) и аргон чистотой 99.998% (ОАО «БКЗ», Россия). Подложка – пластины Si(100) с термически окисленным слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 300 нм и среднеквадратичной шероховатостью поверхности  $\sigma \approx 0.3$  нм (АО «Телеком-СТВ», Россия) размещалась по центру мишени на расстоянии  $L \approx 100$  мм. Подложки подвергались ультразвуковой очистке в ОСЧ ацетоне и изопропанолу (ЗАО «Экос-1», Россия) с целью удаления органических поверхностных загрязнений. Непосредственно перед напылением подложки подвергались термическому отжигу в вакууме при  $T_a \approx 350$ °C в течение 30 мин с целью обезгаживания и финишной очистки поверхности подложки. Пленки осаждались на «заземленную» подложку (напряжение смещения на подложке  $U_s \approx 0$ ) при  $T_s \approx 25$ °C,  $0.13$ – $0.09 \leq P \leq 1$  Па и  $T_s \approx -196$ °C,  $P \approx 0.13$ – $0.09$  Па. Скорость напыления составляла 9–14 нм/мин при напряжении на мишени  $U \approx -500$  В.

Кристаллическая структура пленок изучалась методом рентгеновской дифракции на дифрактометре ДРОН-4 (НПП «Буревестник», Россия) с фокусировкой по плоскому образцу в геометрии Брэгга-Брентано (схема  $\Theta$ - $2\Theta$ , Cu-K $\alpha$  излучение,  $\lambda \approx 0.15418$  нм). Микроструктура пленок по толщине изучалась на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) «Auriga» (Carl Zeiss, Германия). Толщина пленок определялась на профилометре Dectak 150 (Veeco, США) с точностью 5%.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены дифрактограммы пленок кобальта толщиной  $d \approx 250$  нм, осажденных при различных давлениях рабочего газа  $P$ .



Видно, что в пленках, осажденных при высоком давлении  $P \approx 1-0.26$  Па, образуется смешанная кристаллическая фаза гпу-Со(002)/гцк-Со(111). Снижение давления аргона до  $P \approx 0.22$  Па приводит к формированию в пленке дополнительных кристаллических фаз гпу-Со(101) и гцк-Со(200). При дальнейшем снижении давления до  $P \approx 0.13-0.09$  Па, кристаллическая фаза гцк-Со(200) становится доминирующей (см. рис. 1), о чем говорит превышение интенсив-

ности дифракционной линии гцк-Со(200) над интенсивностью линии гпу-Со(101) в 2.5 раза. Изменение кристаллического строения и текстуры пленки с гпу-Со(002)/гцк-Со(111) на гцк-Со(200) при снижении давления рабочего газа обусловлено изменением кинетики зародышеобразования образующейся пленки, которое, в свою очередь, связано с увеличением средней энергии адсорбированных на подложке частиц [17, 19–21].

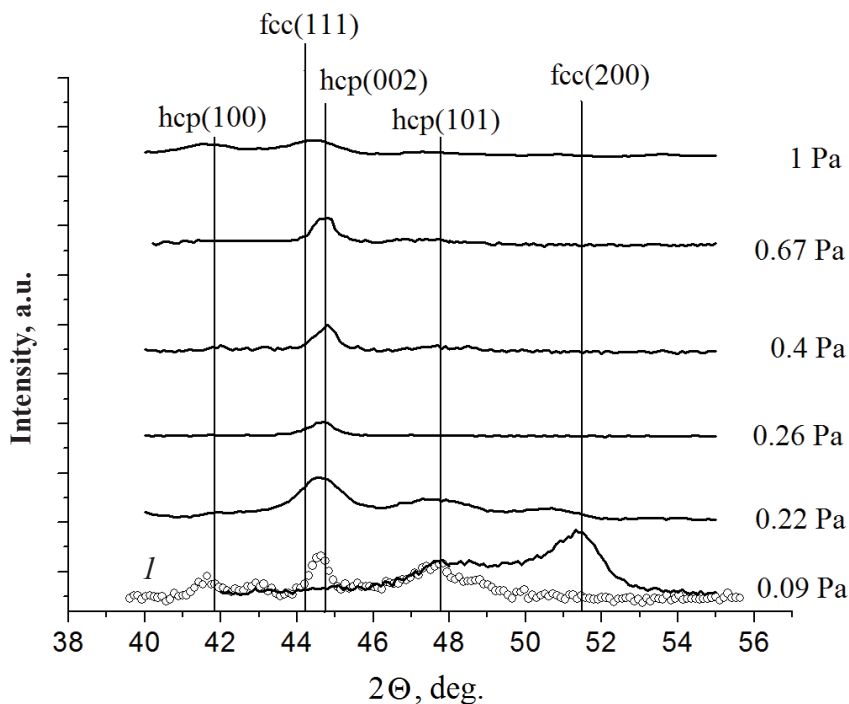


Рис. 1. Дифрактограммы пленок Со, полученных при различном давлении рабочего газа, при температуре подложки  $T_s \approx 25^\circ\text{C}$ . Кривая 1 – дифрактограмма пленки, выращенной при  $T_s \approx -196^\circ\text{C}$ ,  $P \approx 0.13-0.09$  Па. Вертикальными линиями обозначены положения дифракционных линий эталонного порошка Со (база данных Международного центра по дифракционным данным, карточки № 15-0806, 05-0727)

Fig. 1. X-ray diffraction patterns of Co films sputtered at different argon pressures at the substrate temperature  $T_s \approx 25^\circ\text{C}$ . Curve 1 is the diffraction pattern of a film grown at  $T_s \approx -196^\circ\text{C}$ ,  $P \approx 0.13-0.09$  Pa. The vertical lines indicate the positions of the diffraction lines of the reference powder Co (database of the International Center of Diffraction Data, cards nos. 15-0806, 05-0727)

На рис. 2 схематично показаны стадии формирования кристаллических плоскостей гцк-Со(200) и гпу-Со(002) (плоскость гцк-Со(111) формируется аналогично гпу-Со(002) [22]).

При низкой средней энергии адатомов Со на подложке ( $P \approx 1-0.26$  Па) наибольшей энергией связи из кластеров атомов, образование которых приводит к формированию кристаллитов гпу-Со(002) (или гцк-Со(111)) (рис. 2, а, в), является кластер А из трех атомов, на каждый атом в

котором приходится по 2 одинаковые связи. В процессе роста кластер А может присоединить к себе еще один атом и стать кластером из четырех атомов, расположенных в виде ромба или пирамиды (кластеры В), увеличив тем самым свою энергию связи [21]. Дальнейшее увеличение размеров кластеров В приведет к дальнейшему увеличению энергии связи, увеличению стабильности кластеров [21] и в итоге к образованию кристаллической фазы гпу-Со(002)/гцк-Со(111).

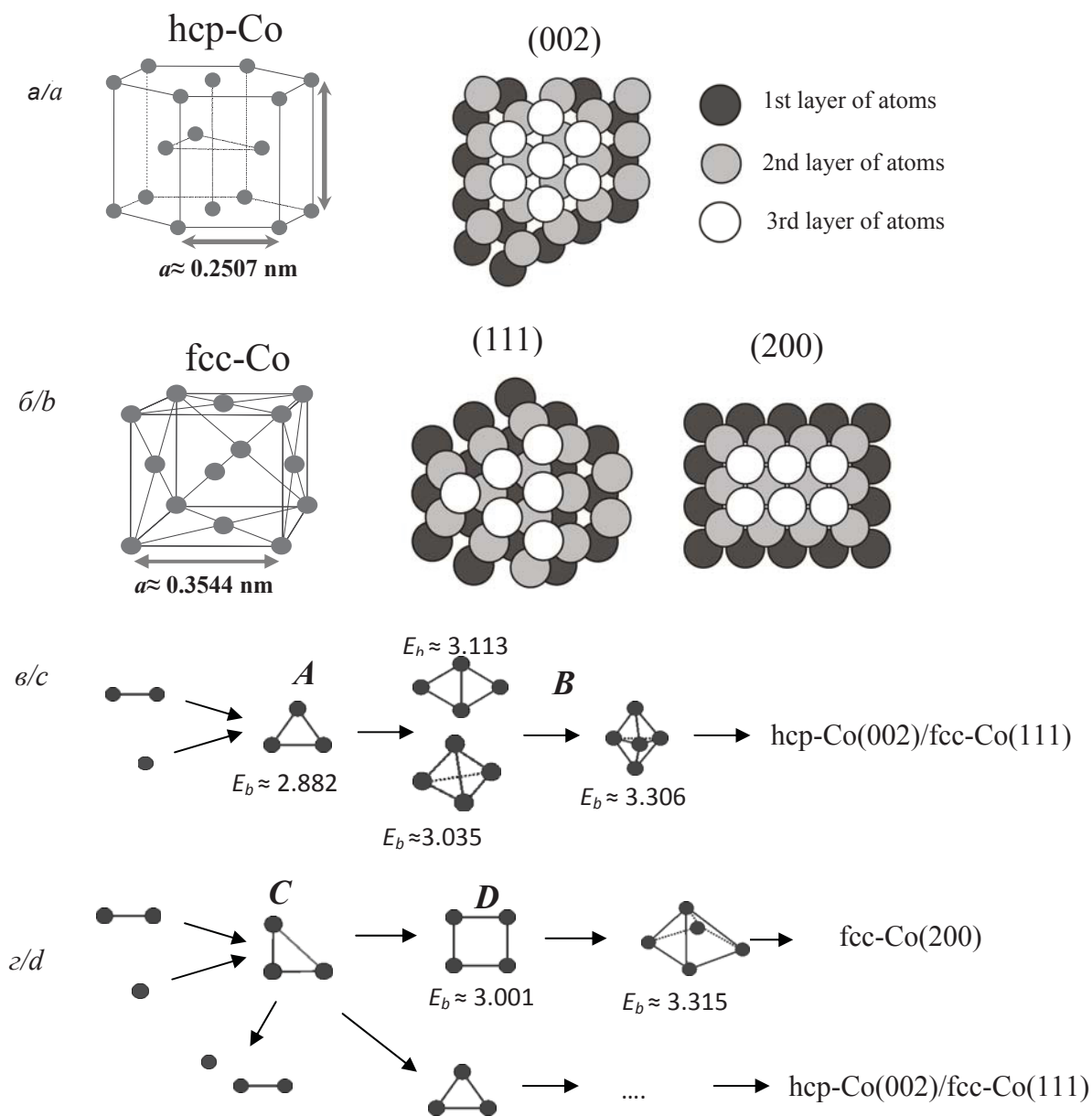


Рис. 2. Изображение гексагональной плотноупакованной (гпу) кристаллической решетки Co (а), гранецентрированной кубической (гцк) решетки Co (б), кристаллографических плоскостей гпу-Co(002), гцк-Co(111) и гцк-Co(200) [22]; этапы образования кластеров, рост которых приводит к формированию текстурированной пленки гпу-Co(002)/гцк-Co(111) (в) и гцк-Co(200) (г). Рядом с изображениями кластеров указаны энергии связи  $E_b$  (эВ/атом) [21]

Fig. 2. Image of the hexagonal close-packed (hcp) crystal lattice of Co (a), face-centered cubic (fcc) Co (b) lattice and the crystallographic planes hcp-Co(002), fcc-Co(111) and fcc-Co(200) [22]; the stages of the formation of clusters, the growth of which leads to the formation of a textured film (c) hcp-Co(002)/fcc-Co(111) and (d) fcc-Co(200). Near the images of the clusters, the binding energies  $E_b$  (eV/atom) are indicated [21]

При увеличении энергии адатомов на подложке ( $P \approx 0.13 - 0.09$  Па) одним из наиболее устойчивых кластеров малого размера, формирование и рост которого могут привести к образованию кристаллитов гцк-Co(200), является кластер *D* из 4-х атомов (рис. 2, г). Такой кластер является менее устойчивым с точки зрения энергии

связи  $E_b$  по сравнению с кластером *B* [21]. Он может распасться на димер и мономер, либо перестроиться в кластер *B*, либо, до того как распадется, может успеть присоединить к себе один атом Co и стать устойчивым кластером *D*, дальнейший рост которого приведет к формированию кристаллитов гцк-Co(200).



Таким образом, условием формирования кристаллитов гцк-Co(200) является высокая средняя энергия адатомов по подложке. При высоком давлении рабочего газа кластеры  $D$  из-за низкой энергии адсорбированных атомов не успевают зародиться, и в пленке доминирует смешанная кристаллическая фаза гпу-Co(002)/гцк-Co(111).

В качестве подтверждения данного предположения на рис. 1 приведена дифрактограмма пленки, выращенной при  $P \approx 0.13-0.09$  Па на подложке, находящейся при температуре жидкого азота  $T_s \approx -196^\circ\text{C}$ . В этом случае, несмотря на малые потери энергии атомов кобальта в пространстве между мишенью и подложкой ( $L \cdot P \approx 10$  Па·мм), из-за низкой температуры подложки следует ожидать снижения энергии адатомов. Из рис. 1 видно, что в этом случае кристаллическая фаза гцк-Co(200) не формируется.

Отметим, что для пленок кобальта формирование доминирующей кристаллической фазы гцк-Co(200) с точки зрения поверхностной энергии (гцк-Co(200):  $E_s \approx 3.40$  Дж/м<sup>2</sup> [18]) является менее выгодным по сравнению с кристаллическими фазами гпу-Co(002) и гцк-Co(111) (гпу-Co(002):  $E_s \approx 3.18$  Дж/м<sup>2</sup>; гцк-Co(111):  $E_s \approx 3.23$  Дж/м<sup>2</sup> [18]). Однако в случае формирования кристаллической фазы гцк-Co(200) при  $P \approx 0.13-0.09$  Па и  $T_s \approx 25^\circ\text{C}$  минимизация полной энергии пленки и соответственно стабилизация кристаллической фазы гцк-Co(200) может происходить за счет минимизации энергии упругих напряжений [23], возникающих в процессе роста пленки. Принимая во внимание, что для пленок гцк-Co(200) значение модуля Юнга  $Y \approx 225$  ГПа меньше, чем для пленок гпу-Co ( $Y \approx 307$  ГПа) [9, 24], можно предполагать, что кристаллиты гцк-Co(200) легче поддаются деформациям сжатия или растяжения и тем самым более эффективно минимизируют возникающие в процессе роста пленки упругие напряжения.

Рассмотрим теперь микроструктурное строение пленок, выращенных при различном давлении (рис. 3). Из рис. 3, а, 1, 2 можно видеть, что пленки, полученные при высоком давлении рабочего газа (1–0.26 Па), имеют столбчатую микроструктуру со средним размером зерен 10–16 нм. Такая столбчатая микроструктура формируется в условиях низкой энергии адатомов, когда происходит их быстрая термализация

и формируются кристаллиты малого размера, а их преимущественный рост происходит в направлении поступления атомов [25, 26]. При этом пленки получают пористыми (см. рис. 3, а, б, 1, 2), что может объясняться по аналогии с работой [25] большим числом внедренных атомов рабочего газа при высоком давлении.

Снижение давления рабочего газа до  $P \approx 0.13-0.09$  Па способствует увеличению энергии адатомов на подложке, что приводит к увеличению латеральных размеров зерен до 35–60 нм (см. рис. 3, б, 3). Существенная особенность микроструктурного строения таких пленок – формирование «переходного» типа микроструктурного строения (см. рис. 3, а, 3). Видно, что на начальных этапах роста характерно образование квазиоднородной микроструктуры, которая меняется на «квазистолбчатую» при достижении пленкой критической толщины  $d_c$ , определяемой условиями осаждения, в частности температурой подложки. При этом пористость пленок становится менее выражена.

Нужно отметить, что «переходный» тип микроструктурного строения пленок по толщине ранее наблюдался для текстурированных пленок Ni(200) с гцк кристаллической структурой [26, 27] и его формирование может быть связано с конкурирующим воздействием на кинетику роста пленки процессов локальной неустойчивости скорости роста из-за эффекта самозатенения и поверхностной диффузии [28].

Таким образом, в работе проведено исследование влияния давления рабочего газа  $P$  ( $0.13-0.09 \leq P \leq 1$  Па) на микроструктурное строение пленок кобальта толщиной  $d \approx 250$  нм, осаждаемых магнетронным распылением на постоянном токе на подложках окисленного кремния при комнатной температуре и нулевом напряжении смещения на подложке. Показано, что при высоких давлениях рабочего газа ( $P \approx 1-0.22$  Па) формируются пленки Co со столбчатой структурой по толщине, при этом кристаллическая структура пленок соответствует смешанной кристаллической фазе гпу-Co(002)/гцк-Co(111). Снижение давления рабочего газа до значений  $P \approx 0.13-0.09$  Па способствует формированию пленок Co с доминирующей кристаллической фазой гцк-Co(200) с «переходным» типом микроструктурного строения, для которого характерно изменение микроструктуры пленки от квазиоднородной

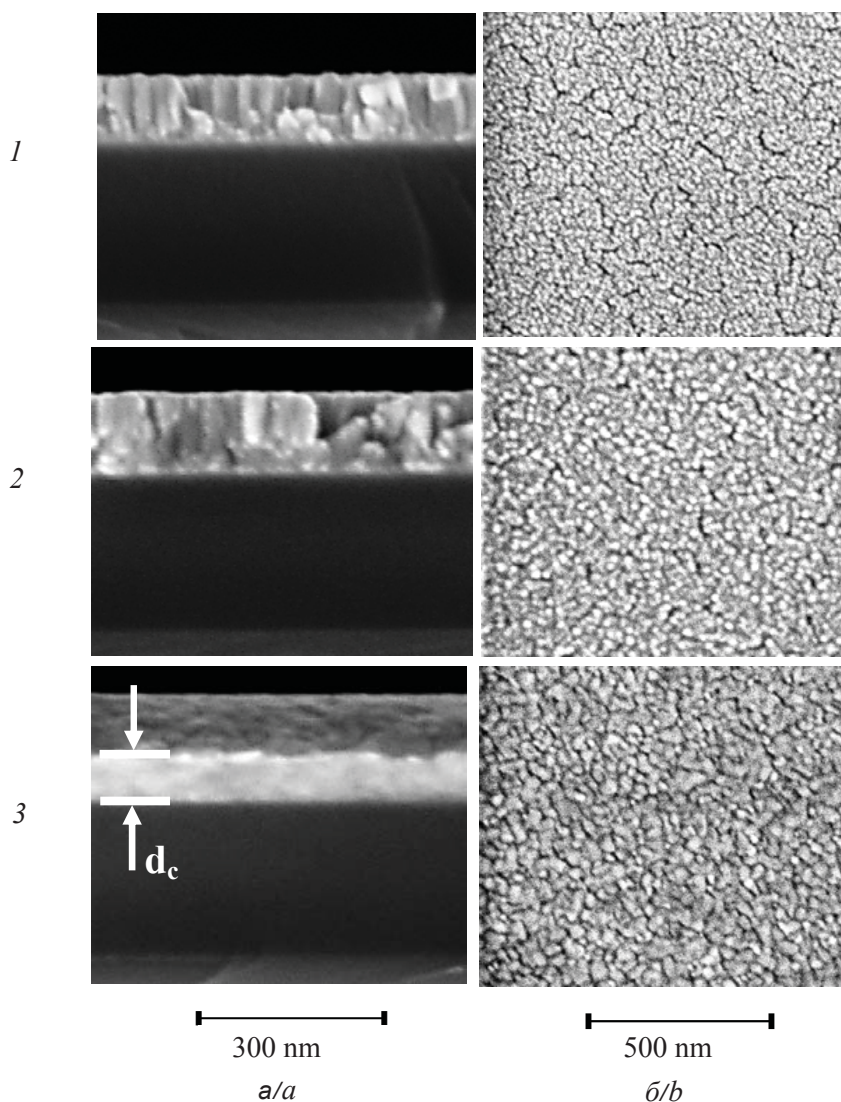


Рис. 3. СЭМ изображения поперечного сечения (а) и поверхности (б) пленок Co, выращенных при  $T_s \approx 25^\circ\text{C}$  при различном давлении рабочего газа P: 1 –  $P \approx 1$  Па; 2 –  $P \approx 0.26$  Па; 3 –  $P \approx 0.13\text{--}0.09$  Па

Fig. 3. SEM images of the cross section (a) and the surface (b) of Co films grown at  $T_s \approx 25^\circ\text{C}$  under different argon pressure P: 1 –  $P \approx 1$  Pa; 2 –  $P \approx 0.26$  Pa; 3 –  $P \approx 0.13\text{--}0.09$  Pa

к «квазистолбчатой» при достижении критической толщины  $d_c$ . Указанное влияние давления на микроструктуру пленок связывается с изменением кинетики зародышеобразования за счет роста подвижности адатомов на подложке при  $P \approx 0.13\text{--}0.09$  Па, что, в свою очередь, объясняется изменением режима пролета атомов в пространстве между мишенью и подложкой. Такой механизм влияния давления подтвержден результатами эксперимента по исследованию микроструктурного строения пленок, полученных при  $P \approx 0.13\text{--}0.09$  Па на подложках, охлажденных до температуры жидкого азота.

Полученные результаты могут представлять интерес с точки зрения формирования ориентирующего подслоя на подложках окисленного кремния при создании многослойных структур с перпендикулярной магнитной анизотропией на основе пленок кобальта и благородных металлов [11, 12].

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-37-60052, 14-07-00549).*

#### Список литературы

1. Sakuma H., Tai H., Ishii K. TEM Analysis of Hcp-Co Films Deposited by Gas Flow Sputtering // Trans. on IEEE. 2008. Vol. 3. P. 375–378. DOI:10.1002/tee.20285.



2. Kitakami O., Okamoto S., Shimada Y. Effect of surface free energy of underlayer materials on crystal growth of Co polycrystalline films // *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 79. P. 6880–6883.
3. Hesemann H. Th., Mullner P., Kraft O., Nowak D., Baker S. P., Finkelstein K., Arzt E. Texture dependence of the martensitic transformation in cobalt thin films // *Scripta Materialia*. 2003. Vol. 48. P. 1129–1133.
4. Morawe Ch., Stierle A., Metoki N., Briihl K., Zabel H. Optimization of sputtered Co films // *JMMM*. 1991. Vol. 102. P. 223–232.
5. Gil W., Görlitz D., Horisberger M., Kötzler J. Magnetoresistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects // *Phys. Rev. B*. 2005. Vol. 72. P. 134401. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.134401.
6. Armanyanov S. Crystallographic structure and magnetic properties of electrodeposited cobalt and cobalt alloys // *Electrochimica Acta*. 2000. Vol. 45. P. 3323–3335.
7. Gupta R., Khandelwal A., Avasthi D. K., Nair K. G. M., Gupta A. Phase transitions in Co thin film induced by low energy and high energy ion beam irradiation // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 107. P. 033902. DOI: 10.1063/1.3294609.
8. Itoh K., Ichikawa F., Ishida Y., Okamoto K., Uchiyama T., Iguchi I. Columnar grain structure in cobalt films deposited obliquely by introducing oxygen during sputtering // *JMMM*. 2002. Vol. 248. P. 112–120.
9. Lee S. B., Kim D.-I., Kim Y., Yoo S. J., Byun J. Y., Han H. N., Lee D. N. Effects of Film Stress and Geometry on Texture Evolution Before and After the Martensitic Transformation in a Nanocrystalline Co Thin Film // *Metallurgical and Materials Transactions A*. 2015. Vol. 46A. P. 1888–1899. DOI: 10.1007/s11661-015-2778-7.
10. Ohtake M., Yabuhara O., Higuchi J., Futamoto M. Preparation and characterization of Co single-crystal thin films with hcp, fcc and bcc structures // *J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 109. P. 07C105-1–3.
11. Gottwald M., Lee K., Kan J. J., Ocker B., Wrona J., Tibus S., Langer J., Kang S. H., Fullerton E. E. Ultra-thin Co/Pd multilayers with enhanced high-temperature annealing stability // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 102. P. 052405.
12. Tsutsumi K., Haan P., Eisenberg M., Monsma D., Lodder J. C. Giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers sputtered with Kr // *JMMM*. 1996. Vol. 156. P. 327–328.
13. Yuasa S., Fukushima A., Kubota H., Suzuki Y., Ando K. Giant tunneling magnetoresistance up to 410% at room temperature in fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 89. P. 042505. DOI: 10.1063/1.2236268.
14. Chung B.-X., Liu C.-P. Synthesis of cobalt nanoparticles by DC magnetron sputtering and the effects of electron bombardment // *Materials Letters*. 2004. Vol. 58. P. 1437–1440.
15. Pavlova A. Y., Nikulin Y. V., Dzhumaliev A. S., Khivintsev Y. V., Zaharov A. A., Preobrazhensky V. L., Pernod P., Filimonov Y. A. Local anodic oxidation of Ni films with (2 0 0) and (1 1 1) texture // *Applied Surface Science*. 2015. Vol. 347. P. 435–438.
16. Джумалиев А. С., Никулин Ю. В., Филимонов Ю. А. Формирование текстуры (200) и (110) в пленках железа, полученных магнетронным распылением // Письма в Журнал технической физики. 2013. Т. 39, вып. 21. С. 10–17.
17. Кузьмичев А. И. Магнетронные распылительные системы. Киев: Аверс, 2008. 244 с.
18. Alden M., Skriver H. L., Mirbt S., Johansson B. Surface energy and magnetism of the 3d metals // *Surf. Science*. 1994. Vol. 315. P. 157–172.
19. Somekh R. E. The thermalization of energetic atoms during the sputtering process // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 1984. Vol. 2. P. 1285–1291.
20. Walton D. Nucleation of Vapor Deposits // *J. Chem. Phys.* 1962. Vol. 37. P. 2182–2188.
21. Ma Q.-M., Xie Z., Wang J., Liu Y., Li Y.-C. Structures, stabilities and magnetic properties of small Co clusters // *Phys. Lett. A*. 2006. Vol. 358. P. 289–296.
22. Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
23. Thompson C. V. Structure evolution during processing of polycrystalline films // *Annu. Rev. Mater. Sci.* 2000. Vol. 30. P. 159–190.
24. Tromans D. Elastic anisotropy of hcp metal crystals and polycrystals // *IJRRAS*. 2011. Vol. 6, № 4. P. 462–483.
25. Priyadarshini B. G., Aich S., Chakraborty M. Structural and morphological investigations on DC-magnetron sputtered nickel films deposited on Si (100) // *J. Mater. Sci.* 2011. Vol. 46. P. 2860–2873.
26. Джумалиев А. С., Никулин Ю. В., Филимонов Ю. А. Влияние полярности напряжения смещения подложки на текстуру, микроструктуру и магнитные свойства пленок Ni, получаемых магнетронным распылением // ФТТ. 2016. Т. 58, вып. 6. С. 1206–1215.
27. Джумалиев А. С., Никулин Ю. В., Филимонов Ю. А. Магнетронное осаждение тонких пленок Cu(200) на подложки Ni(200)/SiO<sub>2</sub>/Si // ЖТФ. 2014. Т. 84, вып. 7. С. 152–155.
28. Karunaisiri. R. P. U., Bruinsma R., Rudnick J. Thin-films growth and shadow instability // *Phys. Rev. Lett.* 1989. Vol. 62. P. 788–791.

**Образец для цитирования:**

Джумалиев А. С., Никулин Ю. В. Влияние давления аргона на текстуру и микроструктуру пленок кобальта, осаждаемых магнетронным распылением // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 4. С. 254–262. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-254-262.





## Influence of Argon Pressure on Texture and Microstructure of Cobalt Films Produced by Dc-Sputtering

A. S. Dzhumaliev, Yu. V. Nikulin

Alexandr S. Dzhumaliev, ORCID 0000-0002-5242-3369, Saratov branch of the Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38, Zelenaya Str., Saratov, 410019, Russia, dzhas@yandex.ru

Yury V. Nikulin, ORCID 0000-0003-2957-5468, Saratov branch of the Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38, Zelenaya Str., Saratov, 410019, Russia, yvnikulin@gmail.com

**Background and Objectives:** The development of methods of textured Co film formation is of practical interest in the field of creating media with perpendicular recording of information or lateral spin-valve structures. Despite a rather wide study of the growth conditions effects on the microcrystalline structure of sputtered cobalt films, the possibility of changing the texture and microstructure via a change of the gas pressure has not been discussed. The purpose of this study is to show that for dc-sputtering the decrease of argon pressure  $P$  from 1 Pa to 0.13–0.09 Pa leads to the radical change in the microcrystalline structure of Co films. **Materials and Methods:** Textured cobalt films were dc-sputtered on  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  substrates at  $0.13\text{--}0.09 \leq P \leq 1$  Pa and room temperature without substrate bias. The microcrystalline structure of the films was studied using the X-ray diffraction and the scanning electron microscopy techniques. **Results:** At  $P \approx 1\text{--}0.22$  Pa the cobalt films are formed with mixed crystalline phase: hexagonal close-packed (hcp) with (002) texture and face-centered cubic (fcc) with (111) texture and columnar microstructure. The reduction of the pressure to  $P \approx 0.13\text{--}0.09$  Pa (collision-free movement of sputtered atom from to produce the target to the substrate) leads to the formation of fcc Co films with (200) texture and nonuniform microstructure: at  $d < d_c$  film shows the “quasi-homogeneous” microstructure and at  $d > d_c$  microstructure becomes “quasi-columnar”. Decreasing  $P$  to the level 0.13–0.09 Pa is a technologically simple way of formation of cobalt films with fcc crystalline structure and (200) texture at room substrate temperature. Co(200) films with fcc crystalline structure can be applied in the field of creating an orienting underlayer to produce multilayered structures with perpendicular magnetic anisotropy or lateral spin-valve structures based on cobalt.

**Key words:** cobalt, thin films, texture, microstructure, x-ray diffraction, sputtering, scanning electron microscopy.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Researches (projects nos. 16-37-60052, 14-07-00549).

## References

1. Sakuma H., Tai H., Ishii K. TEM Analysis of Hcp-Co Films Deposited by Gas Flow Sputtering. *Trans. on IEEE*, 2008, vol. 3, pp. 375–378. DOI: 10.1002/tee.20285.
2. Kitakami O., Okamoto S., Shimada Y. Effect of surface free energy of underlayer materials on crystal growth of Co polycrystalline films. *J. Appl. Phys.*, 1996, vol. 79, pp. 6880–6883.
3. Hesemann H. Th., Mullner P., Kraft O., Nowak D., Baker S. P., Finkelstein K., Arzt E. Texture dependence of the martensitic transformation in cobalt thin films. *Scripta Materialia*, 2003, vol. 48, pp. 1129–1133.
4. Morawe Ch., Stierle A., Metoki N., Brihl K., Zabel H. Optimization of sputtered Co films. *JMMM*, 1991, vol. 102, pp. 223–232.
5. Gil W., Görlitz D., Horisberger M., Kötzler J. Magneto-resistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects. *Phys. Rev. B.*, 2005, vol. 72, pp. 134401. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.134401.
6. Armanyanov S. Crystallographic structure and magnetic properties of electrodeposited cobalt and cobalt alloys. *Electrochimica Acta*, 2000, vol. 45, pp. 3323–3335.
7. Gupta R., Khandelwal A., Avasthi D. K., Nair K. G. M., Gupta A. Phase transitions in Co thin film induced by low energy and high energy ion beam irradiation. *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 107, pp. 033902. DOI: 10.1063/1.3294609.
8. Itoh K., Ichikawa F., Ishida Y., Okamoto K., Uchiyama T., Iguchi I. Columnar grain structure in cobalt films deposited obliquely by introducing oxygen during sputtering. *JMMM*, 2002, vol. 248, pp. 112–120.
9. Lee S. B., Kim D.-I., Kim Y., Yoo S. J., Byun J. Y., Han H. N., Lee D. N. Effects of Film Stress and Geometry on Texture Evolution Before and After the Martensitic Transformation in a Nanocrystalline Co Thin Film. *Metallurgical and materials Transactions A*, 2015, vol. 46A, pp. 1888–1899. DOI: 10.1007/s11661-015-2778-7.
10. Ohtake M., Yabuhara O., Higuchi J., Futamoto M. Preparation and characterization of Co single-crystal thin films with hcp, fcc and bcc structures. *J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 109, pp. 07C105.
11. Gottwald M., Lee K., Kan J. J., Ocker B., Wrona J., Tibus S., Langer J., Kang S. H., Fullerton E. E. Ultrathin Co/Pd multilayers with enhanced high-temperature annealing stability. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, vol. 102, pp. 052405.
12. Tsutsumi K., Haan P., Eisenberg M., Monsma D., Lodder J. C. Giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers sputtered with Kr. *JMMM*, 1996, vol. 156, pp. 327–328.
13. Yuasa S., Fukushima A., Kubota H., Suzuki Y., Ando K. Giant tunneling magnetoresistance up to 410% at room temperature in fully epitaxial Co / MgO / Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, vol. 89, pp. 042505. DOI: 10.1063/1.2236268.
14. Chung B.-X., Liu C.-P. Synthesis of cobalt nanoparticles by DC magnetron sputtering and the effects of electron bombardment. *Materials Letters*, 2004, vol. 58, pp. 1437–1440.
15. Pavlova A. Y., Nikulin Y. V., Dzhumaliev A. S., Khivintsev Y. V., Zaharov A. A., Preobrazhensky V. L., Pernod P., Filimonov Y. A. Local anodic oxidation of Ni films with (200) and (111) texture. *Appl. Surf. Science*, 2015, vol. 347, pp. 435–438.



16. Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V., Filimonov Yu. A. The Formation of the (200) and (110) Textures in Iron Films Prepared by Magnetron Sputtering. *Tech. Phys. Letters*, 2013, vol. 39, no. 11, pp. 938–941.
17. Kuzmichev A. I. *Magnetronniye raspilitelniye sistemi* [Magnetron sputtering systems]. Kiev, Avers, 2008. 244 p. (in Russian).
18. Alden M., Skriver H. L., Mirbt S., Johansson B. Surface energy and magnetism of the 3d metals. *Surf. Science*, 1994, vol. 315, pp. 157–172.
19. Somekh R. E. The thermalization of energetic atoms during the sputtering process. *J. Vac. Scien. Technol. A*, 1984, vol. 2, pp. 1285–1291.
20. Walton D. Nucleation of Vapor Deposits. *J. Chem. Phys.*, 1962, vol. 37, pp. 2182–2188.
21. Ma Q.-M. Xie Z., Wang J., Liu Y., Li Y.-C. Structures, stabilities and magnetic properties of small Co clusters. *Phys. Lett. A.*, 2006, vol. 358, pp. 289–296.
22. Kittel Ch. *Vvedenie v fiziku tverdogo tela* [Introduction to Solid State Physics]. Moscow, Nauka, 1978. 792 p. (in Russian).
23. Thompson C. V. Structure evolution during processing of polycrystalline films. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, 2000, vol. 30, pp. 159–190.
24. Tromans D. Elastic anisotropy of hcp metal crystals and polycrystals. *IJRRAS*, 2011, vol. 6, no. 4, pp. 462–483.
25. Priyadarshini B. G., Aich S., Chakraborty M. Structural and morphological investigations on DC-magnetron sputtered nickel films deposited on Si (100). *J. Mater. Sci.* 2011, vol. 46, pp. 2860–2873.
26. Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V., Filimonov Yu. A. Effect of Bias Voltage Polarity of a Substrate on the Texture, Microstructure, and Magnetic Properties of Ni Films Prepared by Magnetron Sputtering. *Physics of the Solid State*, 2016, vol. 58, no. 6, pp. 1247–1256.
27. Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V., Filimonov Yu. A. Magnetron Sputtering of thin Cu(200) films on Ni(200)/SiO<sub>2</sub>/Si substrates. *Tech. Phys.*, 2014, vol. 59, no. 7, pp. 1097–1100.
28. Karunaisiri R. P. U., Bruinsma R., Rudnick J. Thin-films growth and shadow instability. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 62, pp. 788–791.

---

**Cite this article as:**

Dzhumaliev A. S., Nikulin Yu. V. Influence of Argon Pressure on Texture and Microstructure of Cobalt Films Produced by dc-Sputtering. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 254–262 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-254-262.

---



УДК 537.9; 537.322.1; 538.935

## ТЕРМОЭДС ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ



Х. А. Гасанов, Дж. И. Гусейнов, В. В. Дадашова,  
А. Э.Набиев, И. И. Аббасов

Гасанов Ханлар Алы оглы, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории «Физика материалов редкоземельных металлов» при кафедре «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), khanlarhasanli@gmail.com

Гусейнов Джахангир Ислам оглы, кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), sahangir.adpu@mail.ru

Дадашова Вусала Валех кызы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общей физики и методики преподавания физики», Бакинский государственный университет (Баку), vusalevaley@gmail.com

Набиев Асаф Энвер оглы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), asaf.fizik@mail.ru

Аббасов Ибрагим Исаоглы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика», Азербайджанский государственный нефтяной и промышленный университет (Баку), ibrahimabbasov179@gmail.com

Дана количественная теория термоЭДС фононного увлечения для одномерного вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим удерживающим потенциалом конфайнмента. Градиент температуры направлен вдоль оси квантовой проволоки. За счет конфайнмента существенно меняется энергетический спектр и волновая функция электрона. Предполагается, что уровень Ферми расположен между нулевым и первым уровнем размерного квантования. Проведенный анализ показывает, что доминирующим механизмом рассеяния при низких температурах для сильно вырожденного электронного газа является рассеяние на ионизированных примесях, а для фононного – рассеяние на границе образца. В интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фононную, с повышением температуры фононная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок. Диффузионная составляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фононная – обратно пропорционально квадрату концентрации. Показано, что в температурном интервале 1–20 К основной вклад в термоЭДС дает фононное увлечение.

**Ключевые слова:** квантовая проволока, фононное увлечение, параболический потенциал, электронный газ, электрон-фононное взаимодействие, энергетический спектр, волновая функция, термоэлектрические эффекты, уровень Ферми, диффузионная термоЭДС, фононная термоЭДС.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268

### Введение

Наноразмерные объекты, такие как квантовые точки и квантовые ямы, вызывают большой интерес исследователей благодаря тому, что они обладают многими специфическими свойствами, присущими объемным кристаллическим системам. Квантовые точки и квантовые ямы широко используются для создания различных оптоэлектронных устройств [1], в качестве флуоресцентных материалов в химических сенсорах [2], в биотехнологии [3], в медицинской диагностике [4] и во множестве других применений.

В настоящее время большое внимание уделяется изучению кинетических явлений в системах, размеры которых сравнимы с длиной волны де Бройля электрона. Ограниченность движения электронов в таких системах приводит к тому, что кинетические явления в них резко отличаются от электронных явлений переноса в массивных образцах. Особое внимание как экспериментально, так и теоретически привлекают термоэлектрические и термомагнитные эффекты в системах с двумерным электронным газом [5–7].

В обзоре [8] обсуждались квантовые размерные эффекты в термоэлектрических материалах. Было представлено радикальное изменение электронной плотности состояния путем уменьшения размерности материалов. Это привело к усилению коэффициента Зеебека и позволило полуметаллам перейти в полупроводниковое состояние. Обсуждалось также влияние конфайнмента фононов и рассеяния их на границе раздела на уменьшение решеточной теплопроводности.

В работе [9] рассмотрено фононное увлечение термоЭДС и квантово-размерные эффекты термоЭДС в полупроводниковых квантовых нанопроволоках. Проанализировано влияние несколько квантовых и классических размерных эффектов на тепловые и термоэлектрические свойства, которые были предсказаны теоретическими расчетами или наблюдались в экспериментах. Основное внимание уделено влиянию толщины, поперечного размера, ограничения фононов на решеточную теплопроводность полу-



проводниковых нанопроволок. Предложены пути проведения экспериментальных и теоретических исследований для лучшего понимания некоторых из этих наномасштабных явлений переноса.

Проведен расчет термоЭДС [10] в квантовых проволоках Vi в модели потенциала в форме параболоида вращения в однородном магнитном поле  $H$ , направленном перпендикулярно оси исследуемой наноструктуры, и в постоянном электрическом поле  $E \parallel H$ . Показано, что с ростом  $E$  термоЭДС при различных значениях  $H$  описывается немонотонной функцией. Предложена физическая интерпретация такого поведения зависимости термоЭДС от  $E$  при учете взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью нанопроволки.

Наноструктурированные материалы и структуры [11] представляют значительный интерес для термоэлектрических применений. В конце 90-х годов прошлого столетия проведены исследования по повышению термоэлектрической добротности за счёт перехода от однородных объёмных материалов к низкоразмерным полупроводниковым средам. К их числу относятся сверхрешетки, системы с квантовыми ямами, квантовыми проволочками и точками, а также всевозможные композиты с нерегулярными включениями нанометрового размера [5].

В настоящей работе исследована температурная зависимость термоЭДС вырожденного электронного газа в полупроводниковой квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента в области низких температур порядка 1–10 К, где эффект фононного увлечения играет существенную роль.

### 1. Теоретическая модель

В данной работе рассчитана термоЭДС фононного увлечения вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента для одномерного случая, в отличие от трехмерного случая, хотя в обоих случаях основной вклад в термоЭДС дает фононное увлечение. Расчет этого вклада не тривиален, поскольку матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, который определяет вклад фононного увлечения, различается. За счет конфайнмента существенно меняется энергетический спектр и волновая функция электрона.

Известно, что в квазиодномерных квантовых проволоках (КП) для вырожденного электронного газа гамильтониан, энергетический спектр и волновая функция имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \frac{1}{2m} \vec{P}^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 (x^2 + y^2), \\ \varepsilon_\alpha &= (N + M + 1) \hbar \omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad \alpha = (N, M, k), \\ \psi_{N,M,k}(x, y, z) &= \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikz} \varphi_M(y) \varphi_N(x), \\ \varphi_N(x) &= \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^N N!}} e^{-\frac{x^2}{2R^2}} H_N\left(\frac{x}{R}\right), \\ \varphi_M(y) &= \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^M M!}} e^{-\frac{y^2}{2R^2}} H_M\left(\frac{y}{R}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$  – циклическая частота, определяемая из параметра параболического потенциала,  $R = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$  – «длина осциллятора», по аналогии с термином «магнитная длина». Проволока расположена вдоль оси  $z$ .

Предполагается, что в случае квантового предела  $N=M=0$ . Тогда спектр и волновые функции основного состояния имеют вид

$$\varphi_0(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\sqrt{2}R}\right)^2}, \quad (2)$$

$$\varphi_0(y) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} e^{-\left(\frac{y}{\sqrt{2}R}\right)^2},$$

$$\varepsilon_{0,0,k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar \omega, \quad (3)$$

$$\psi_{0,0,k} = \frac{1}{R\sqrt{\pi L}} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2} + ikz\right). \quad (4)$$

Здесь  $L$  – длина КП. Основываясь на данных [6], согласно которым при линейной концентрации электронов  $n = 1.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ , заполнен только нижний уровень размерного квантования. Поэтому предполагается, что уровень Ферми  $\zeta$  расположен между нулевым и первым уровнем размерного квантования. При этом для выполнения условия сильного вырождения необходимо, чтобы  $k_0 T \ll \zeta - \hbar \omega < \hbar \omega$ , где  $k_0$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура. Ранее термоЭДС фононного увлечения для одномерного электронного газа был рассчитан в работе [6] в рамках модели прямоугольного удерживающего потенциала. Для двумерного газа электронов имеются как теоретические расчеты [12, 13], так и экспериментальные результаты [5, 14], подтверждающие



доминирующий вклад термоЭДС фононного увлечения в общий термоЭДС.

Температурный градиент  $\nabla_z T$  направлен вдоль проволоки, и термоЭДС вычисляется по формуле  $\alpha = \beta / \sigma$ . Здесь  $\sigma$  – удельная электропроводность КП вдоль оси проволоки:

$$\sigma = \frac{n e^2 \tau(k_F)}{m}. \quad (5)$$

Как показывают оценки, доминирующим механизмом рассеяния при низких температурах для сильно вырожденного газа электронов является рассеяние на ионизированных примесях, а для фононов – рассеяние на границе образца. Выражение для времени релаксации импульса электронов имеет вид

$$\tau(k_F) = \frac{1}{N_i} \frac{\hbar^3 k_F}{2m} (\varepsilon(k_F))^2 \left( \frac{Z e^2}{\chi} \exp(R^2 k_F^2) \Gamma(0, R^2 k_F^2) \right)^{-2}. \quad (6)$$

Для фононов –  $\tau_{ph} = L/s$ , где  $s$  – скорость звука.

Концентрация электронов и волновое число на уровне Ферми связаны соотношением

$$n = \frac{2}{\pi} k_F = \frac{2}{\pi \hbar} \sqrt{2m(\zeta - \hbar\omega)}, \quad (7)$$

$$\varepsilon(k_F) = 1 + \frac{2m e^2}{\pi \hbar^2 k_F \chi} \exp(2R^2 k_F^2) \Gamma(0, 2R^2 k_F^2), \quad (8)$$

где  $\varepsilon(k_F)$  – диэлектрическая функция,  $\chi$  – статическая диэлектрическая проницаемость,  $\Gamma(0, x)$  – неполная гамма-функция. ТермоЭДС, связанная с градиентом температуры вдоль оси КП, состоит из диффузионной ( $\alpha_e$ ) и фононной ( $\alpha_{ph}$ ) составляющей [15]:

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_{ph} = \frac{\beta_e}{\sigma} + \frac{\beta_{ph}}{\sigma}.$$

Вследствие отсутствия квантования вдоль направления температурного градиента при вычислении коэффициентов  $\beta_e$  и  $\beta_{ph}$  можно использовать кинетическое уравнение Больцмана. Неравновесная функция распределения выражается через обобщенную силу [15]

$$\Phi_z = -eE_z - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_z T - A_{ph} k_0 \nabla_z T, \quad (9)$$

где  $e$  – элементарный заряд;  $E_z$  – термоэлектрическое поле, образованное температурным градиентом;  $k_0$  – постоянная Больцмана,  $\varepsilon$  и  $\zeta$  – энергия электронов и химический потенциал, соответственно. Последний член есть статистическая сила увлечения, а безразмерная величина дается выражением

$$A_{ph} = \frac{4m^2 e^2 \beta^2 L s k_F}{\pi \hbar \rho (k_0 T \varepsilon(k_F))^2} \times \int_0^\infty (1 + a^2(1 + x^2)) \exp(-2R^2 k_F^2 x^2) \left( \exp(b\sqrt{1+x^2}) - \exp(-b\sqrt{1+x^2}) \right)^2 x dx, \quad (10)$$

$$\beta_e = -\frac{1}{eT} \frac{\pi^2}{3} (k_0 T)^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}, \quad (11)$$

$$\beta_{ph} = -\frac{k_0}{e} \sigma A_{ph}, \quad (12)$$

где введены обозначения:

$$a = \frac{2k_F E_1}{e\beta}, \quad b = \frac{\hbar s k_F}{k_0 T}. \quad (13)$$

В (10) учтены вклады в фононное увлечение от взаимодействия электронов с акустическими фононами посредством как деформационного ( $E_1$ ), так и пьезоакустического ( $\beta = \sqrt{0.8} e_{14} / \chi$ ) [16] потенциалов.

## 2. Обсуждение результатов

Полученные теоретические результаты применены к термоЭДС фононного увлечения для одномерного вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим удерживающим потенциалом конфайнмента. Численные расчеты приведены нами для КП GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As со следующими значениями параметров GaAs: масса электронов  $m = 0.067 m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона, плотность массы кристалла  $\rho = 3.3 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$ ,  $s = 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ,  $E_1 = 7.4 \text{ eV}$ ,  $e_{14} = 0.16 \text{ C/m}^3$ , длина КП –  $L = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ , линейная плотность электронов –  $\underline{n} = 1.6 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ .

На рис. 1 показана рассчитанная температурная зависимость термоЭДС увлечения (сплошная линия). Для сравнения приведена также температурная зависимость диффузионной составляющей термоЭДС (прерывистая линия). Для параболической квантовой ямы GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As шаг пространственного квантования обратно пропорционален толщине проволоки:  $\hbar\omega (\text{eV}) = 14.6/d(\text{\AA})$  [17]. Наш выбор соответствует толщине приблизительно  $100 \text{ \AA}$ .

В интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фононную. С повышением температуры фононная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок.

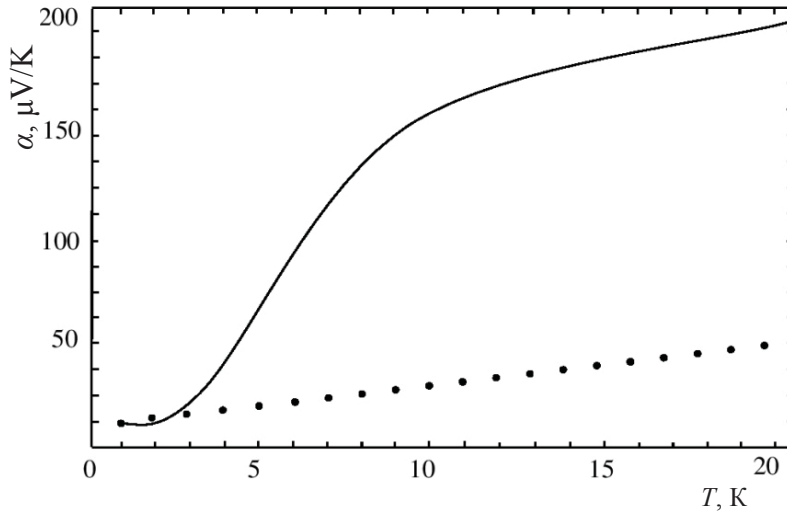


Рис. 1. Температурные зависимости термоЭДС фоннного увлечения (сплошная линия) и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия)

Fig. 1. Temperature dependences for phonon drag thermopower (solid line) and dotted diffusion thermopower (dotted line)

На рис. 2 показаны концентрационные зависимости термоЭДС фоннного увлечения (сплошная линия, и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия). Диффузионная состав-

ляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фоннная – обратно пропорционально квадрату концентрации.

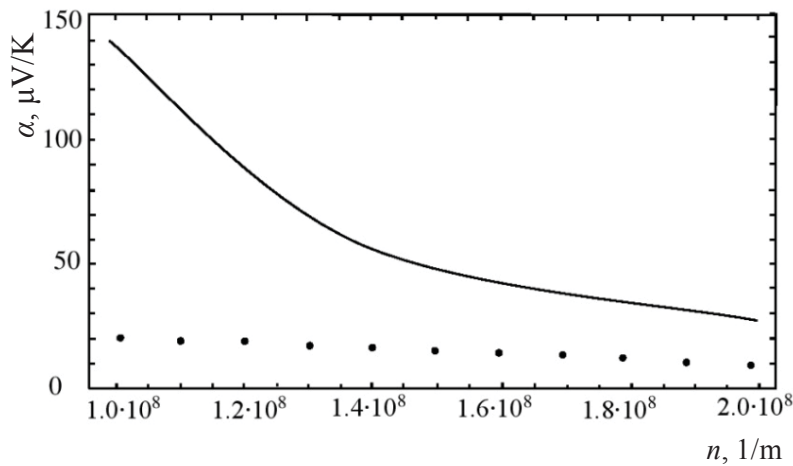


Рис. 2. Концентрационные зависимости термоЭДС фоннносо увлечения (сплошная линия) и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия)

Fig. 2. Concentration dependences of phonon thermopower (solid line) and diffusion thermopower (dotted line)

ТермоЭДС фоннного увлечения ранее был рассчитан S. Kubakaddi и P. Butcher для квазиодномерного электронного газа в гетероструктуре GaAs с прямоугольными ямами. Полученные ими в работе [6] выражения могут быть использованы для проводов различной геометрии. В температурном диапазоне 1–10 К для

цилиндрических проводов термоЭДС фоннного увлечения увеличивается по мере уменьшения концентрации электронов. Рассчитанная нами термоЭДС фоннного увлечения для модели КП с прямоугольным потенциалом количественно отличается от полученного в работе [6], но качественно результаты согласуются.



## Заклучение

Были проведены вычисления термоЭДС в квантовой проволоке с параболическим потенциалом. Показано, что в интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фоннную, с повышением температуры фоннная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок. Диффузионная составляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фоннная – обратно пропорционально квадрату концентрации, и в интервале 1–20 К основной вклад в термоЭДС дает фоннное увлечение.

## Список литературы

1. *Bhattacharya P., Ghosh S., Stiff-Roberts A. D.* Quantum dot opto-electronic devices // *Annu. Rev. Mater. Res.* 2004. Vol. 34, iss. 1. P. 1–40. DOI: 10.1146/annurev.matsci.34.040203.111535.
2. *Basabe-Desmonts L., Reinhoudt D. N., Crego-Calama M.* Design of fluorescent materials for chemical sensing // *Chem. Soc. Rev.* 2007. Vol. 36, iss. 6. P. 993–1017. DOI: 10.1039/B609548H.
3. *Rosenthal S. J., McBride J., Pennycook S. J., Feldman L. C.* Synthesis, surface studies, composition and structural characterization of CdSe, core/shell and biologically active nanocrystals // *Surf. Sci. Rep.* 2007. Vol. 62, iss. 4. P. 111–157. DOI: 10.1016/j.surfrep.2007.02.001.
4. *Rhyner M. N., Smith A. M., Gao X., Mao H., Yang L., Nie S.* Quantum dots and multifunctional nanoparticles : new contrast agents for tumor imaging // *Nanomedicine.* 2006. Vol. 1, iss. 2. P. 209–217. DOI: 10.2217/17435889.1.2.209.
5. *Fletcher R., Harris J. J., Foxon C. T., Tsaousidou M., Butcher P. N.* Thermoelectric properties of a very-low-mobility two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 50, iss. 20. P.14991–14998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.14991>.
6. *Kubakaddi S. S., Butcher P. N.* A calculation of the phonon-drag thermopower of a 1D electron gas // *J. Phys.* : *Condens. Matter.* 1989. Vol. 1, № 25. P. 3939–3946. DOI: 10.1088/0953-8984/1/25/006.
7. *Wu M. W., Horing N. J. M., Cui H. L.* Phonon-drag effects on thermoelectric power // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54, № 8. P. 5438–5443. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5438>.
8. *Mao J., Liu Z., Ren Z.* Size effect in thermoelectric materials // *Quantum Materials* 1. 2016. Article number : 16028. DOI: 10.1038/npjquantmats.2016.28.
9. *Shi L.* Thermal and thermoelectric transport innanostructures and low-dimensional systems // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering.* 2012. Vol. 16, iss. 2, P.79–116.
10. *Синявский Э. П., Соловенко В. Г.* Особенности термоэде в квантовых проволоках Вi в поперечных магнитном и электрическом полях // *ФТТ.* 2014. Т. 56, вып.11. С. 2197–2200.
11. *Дмитриев А. В., Звягин И. П.* Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов // *УФН.* 2010. Т. 180, № 8. С. 821–838.
12. *Lyo S. K.* Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions // *Phys. Rev. B.* 1988. Vol. 38, iss. 9. P. 6345–6347. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.6345>.
13. *Hashimzade F. M., Babayev M. M., Mehdiyev B. H., Hasanov Kh. A.* Magnetothermoelectric effects of 2D electron gas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field // *Journal of Physics : Conference Series.* 245. 2010. P. 012015–012018.
14. *Fletcher R., Maan J. C., Weimann G.* Experimental results on the high-field thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterojunction // *Phys. Rev. B.* 1985. Vol. 32, iss. 12. P. 8477–8481. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.8477>.
15. *Аскеров Б. М.* Электронные явления переноса в полупроводниках. М. : Наука, 1985. 318 с.
16. *Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М. : Наука, 1984. 352 с.
17. *Синявский Э. П., Сокович С. М.* Электроиндуцированная люминесценция в параболических квантовых ямах в магнитном поле // *ФТТ.* 2000. Т. 42, вып. 9. С. 1685–1688.

## Образец для цитирования:

Гасанов Х. А., Гусейнов Дж. И., Дадашова В. В., Набиев А. Э., Аббасов И. И. ТермоЭДС фоннного увлечения в квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента для электронов // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2017. Т. 17, вып. 4. С. 263–268. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268.

## Phonon-Drag Thermopower in a Quantum Wire with Parabolic Confinement Potential for Electrons

**Kh. A. Hasanov, J. I. Huseynov, V. V. Dadashova, A. E. Nabiev, I. I. Abbasov**

Khanlar A. Hasanov, ORCID 0000-0001-6581-939x, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, khanlarhasanli@gmail.com

Jahangir I. Huseynov, ORCID 0000-0002-4498-2400, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, cahangir.adpu@mail.ru

Vusala V. Dadashova, ORCID 0000-0002-2573-8939, Baku State University, 23, Z. Khalilov Str., Baku, AZ-1148, Azerbaijan, vusalevaleh@gmail.com

Asaf E. Nabiev, ORCID 0000-0001-6037-7457, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, asaf.fizik@mail.ru



Ibrahim I. Abbasov, ORCID: 0000-0001-8111-2642, Azerbaijan State Oil and Industrial University, 16/21, Azadliq Avenue, Baku, AZ-1021, Azerbaijan, ibrahimabbasov179@gmail.com

**Background and Objectives:** A quantitative theory of the phonon-drag thermopower for one-dimensional degenerate electron gas in a quantum wire with parabolic confinement potential is presented. The temperature gradient is directed along the axis of the quantum wire. Due to the confinement, the energy spectrum and the wave function of the electron change substantially. It is assumed that the Fermi level is located between the zeroth and the first of the size quantization. **Results:** The analysis shows that the dominant scattering mechanism at low temperatures for a highly degenerate electron gas is the scattering by ionized impurities, and for the phonons it is the scattering on the sample boundary. In the temperature range, 1–2 K, the diffusion thermopower exceeds the phonon one. With increasing temperature, the phonon thermopower increases sharply, exceeding the diffusion one by an order of magnitude. The diffusion component of the thermopower varies approximately in inverse proportion to the concentration, and the phonon component is inversely proportional to the square of the concentration. It is shown that in the temperature interval 1–20 K the main contribution to the thermopower is given by the phonon-drag effect.

**Key words:** quantum wire, phonon-drag, parabolic potential, electron gas, electron-phonon interaction, energy spectrum, wave function, thermoelectric effects, Fermi level, diffusion thermopower, phonon thermopower.

## References

1. Bhattacharya P., Ghosh S., Stiff-Roberts A. D. Quantum dot opto-electronic devices. *Annu. Rev. Mater. Res.*, 2004, vol. 34, iss. 1, pp. 1–40. DOI: 10.1146/annurev.matsci.34.040203.111535.
2. Basabe-Desmonts L., Reinhoudt D. N., Crego-Calama M. Design of fluorescent materials for chemical sensing. *Chem. Soc. Rev.*, 2007, vol. 36, iss. 6, pp. 993–1017. DOI: 10.1039/B609548H.
3. Rosenthal S. J., McBride J., Pennycook S. J., Feldman L. C. Synthesis, surface studies, composition and structural characterization of CdSe, core/shell and biologically active nanocrystals. *Surf. Sci. Rep.*, 2007, vol. 62, iss. 4, pp. 111–157. DOI: 10.1016/j.surfrep.2007.02.001.
4. Rhyner M. N., Smith A. M., Gao X., Mao H., Yang L., Nie S. Quantum dots and multifunctional nanoparticles: new contrast agents for tumor imaging. *Nanomedicine*, 2006, vol. 1, iss. 2, pp. 209–217. DOI: 10.2217/17435889.1.2.209.
5. Fletcher R., Harris J. J., Foxon C. T., Tsaousidou M., Butcher P. N. Thermoelectric properties of a very-low-mobility two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 1994, vol. 50, iss. 20, pp. 14991–14998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.14991>.
6. Kubakaddi S. S., Butcher P. N. A calculation of the phonon-drag thermopower of a 1D electron gas. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 1989, vol. 1, no. 25, pp. 3939–3946. DOI: 10.1088/0953-8984/1/25/006.
7. Wu M. W., Horing N. J. M., Cui H. L. Phonon-drag effects on thermoelectric power. *Phys. Rev. B.*, 1996, vol. 54, no. 8, pp. 5438–5443. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5438>.
8. Mao J., Liu Z., Ren Z. Size effect in thermoelectric materials. *Quantum Materials 1*, 2016, article number: 16028. DOI: 10.1038/npjquantmats.2016.28.
9. Shi L. Thermal and thermoelectric transport innanostructures and low-dimensional systems. *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*, 2012, vol. 16, iss. 2, pp. 79–116.
10. Sinyavskii E. P., Solovenko V. G. Specific features of the thermal electromotive force in Bi quantum wires in transverse magnetic and electric fields. *Physics of the Solid State*, 2014, vol. 56, no. 11, pp. 2197–2200 (in Russian).
11. Dmitriev A. V., Zvyagin I. P. Current trends in the physics of thermoelectric materials. *Physics-Uspeski*, 2010, vol. 53, no. 8, pp. 789–803. DOI: 10.3367/UFNe.0180.201008b.0821.
12. Lyo S. K. Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 1988, vol. 38, iss. 9, pp. 6345–6347. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.6345>.
13. Hashimzade F. M., Babayev M. M., Mehdiyev B. H., Hasanov Kh. A. Magnetothermoelectric effects of 2D electron gas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field. *Journal of Physics: Conference Series*, 245, 2010, pp. 012015–012018.
14. Fletcher R., Maan J. C., Weimann G. Experimental results on the high-field thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterojunction. *Phys. Rev. B*, 1985, vol. 32, iss. 12, pp. 8477–8481. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.8477>.
15. Askerov B. M. *Electron transport phenomena in semiconductors*. Singapore, New Jersey, London, World Scientific, 1994. 394 p.
16. Gantmakher V. F., Levinson I. B. *Carrier scattering in metals and semiconductors*. Amsterdam, Noth-Holland, 1987. 459 p.
17. Sinyavskii E. P., Sokovich S. M. Electrically induced luminescence in parabolic quantum wells in a magnetic field. *Physics of the Solid State*, 2000, vol. 42, no. 9, pp. 1734–1738. DOI: 10.1134/1.1309461.

## Cite this article as:

Hasanov Kh. A., Huseynov J. I., Dadashova V. V., Nabiev A. E., Abbasov I. I. Phonon-Drage Thermopower in a Quantum Wire with Parabolic Confinement Potential for Electrons. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 263–268 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268.





## БИОФИЗИКА И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

УДК 535.361.2; 576.321

### ОПТИЧЕСКИЕ ДОПЛЕРОВСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКОВ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

С. Г. Проскурин, Н. А. Кускова, Т. И. Авсиевич

Проскурин Сергей Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Биомедицинская техника», Тамбовский государственный технический университет, spros@tmab.ru

Кускова Надежда Алексеевна, студент кафедры «Биомедицинская техника», Тамбовский государственный технический университет, nadya.kuskova@yandex.ru

Авсиевич Татьяна Игоревна, аспирант кафедры «Биомедицинская техника», Тамбовский государственный технический университет, tiavsievich@gmail.com

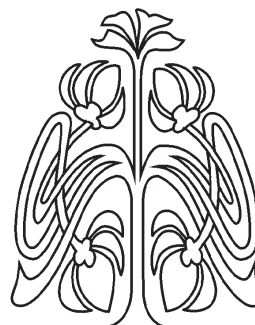
В статье дан обзор основных результатов, полученных авторами за годы развития оптических доплеровских методов квазиупругого рассеяния на биологических объектах и жидкостях. Решается задача измерения скорости движения нестационарных знакопеременных потоков эндоплазмы при помощи спектрального подхода к обработке доплеровского сдвига несущей частоты. На этой основе разрабатываются методы доплеровской оптической когерентной томографии для измерения скорости кровотока в подкожных кровеносных сосудах и в сосудах сетчатки глаза человека. Также описаны методы картирования одной выбранной скорости в знакопеременных потоках, возникающих в наклонном капиллярном входе.

**Ключевые слова:** оптическая когерентная томография, лазерные измерения, доплеровская спектроскопия.

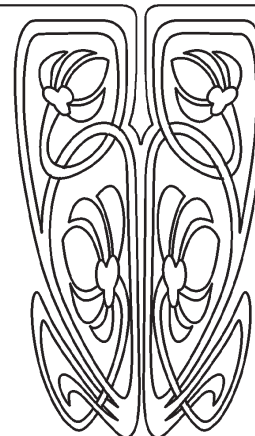
DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-269-280

#### Введение

Методами значочувствительной лазерной доплеровской микроскопии (ЛДМ) [1–6], обработка сигнала в которых во многом аналогична обработке сигнала в оптической когерентной томографии (ОКТ), производится регистрация скорости автоколебательного движения эндоплазмы в изолированном тяжёлом плазмодии *Physarum Polycephalum*. Преимущества применения сдвига несущей частоты (на 0.1–1000 кГц) оптического излучения для значочувствительного метода регистрации скоростей потоков биологических жидкостей в биомедицинских объектах показаны и в ранних [1, 2] и в более поздних работах [6–28]. В отличие от регистрации модуля скорости [6–8, 10, 12, 15, 27–30] потока эндоплазмы плазмодия *Physarum polycephalum*, применение несущей частоты позволило отстроиться от низкочастотного  $1/f$  шума, существенно увеличить отношение сигнал–шум и реализовать автоматизированный метод регистрации скорости знакопеременных потоков. Этот подход также позволил разделить групповую и фазовую скорости и впервые выявить два



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





чётких пика в частотном спектре временных зависимостей скоростей,  $V(t)$ , движения эндоплазмы в изолированном тяжёлом плазмодии *Physarum polycephalum* [9].

Спектральный анализ был проведён с помощью оконного преобразования Фурье, применённого к временным зависимостям в различных условиях. Полученные спектральные характеристики позволяют построить модель, которая адекватно описывает временную зависимость скорости движения эндоплазмы [5, 9, 26, 31, 32].

Целью данной работы является демонстрация преимуществ и методов доплеровской ОКТ, которая позволила визуализировать ОВС (одну выбранную скорость) в знакопеременных потоках со сложной геометрией.

### 1. Измерение скорости знакопеременных потоков методами лазерной доплеровской микроскопии

Исследование структуры и параметров нестационарных потоков в биологических объектах *in vivo* потребовало разработки специальных методов, которые позволили получать количественную информацию в режиме реального времени без нарушения целостности организма (неинвазивно) [7, 10, 33]. Получение точной информации о скорости и знаке потока протоплазмы проблематично из-за её сложного состава, формирующего оптическую неоднородность ввиду разного размера включений. Проблема заключается также и в выборе допустимого уровня плотности мощности зондирующего оптического излучения во избежание ингибирующего эффекта на исследуемую живую систему. Прибор должен быть способен регистрировать скорости в диапазоне 1–500 мкм/с в измеряемом объеме порядка 5 мкм<sup>3</sup>.

Вышеописанным характеристикам больше всего соответствуют оптические методы исследования. Одним из первых методов (1974 г.) для анализа внутриклеточных движений была лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА) и микроскопия (ЛДМ) [27–29]. Принцип работы в ЛДА основан на регистрации доплеровских сдвигов частоты лазерного излучения, рассеянного движущимися частицами (внутриклеточными органеллами). Вследствие эффекта Доплера частота света, рассеянного на движущейся частице, изменяется на величину  $\Delta\omega = V(k_{\text{расс}} - k_{\text{пад}})$ , зависящую от скорости частиц  $V$  и от разности волновых векторов рассеянного ( $k_{\text{расс}}$ ) и падающего ( $k_{\text{пад}}$ ) света. Этой формулой определяется линейная зависимость скорости от доплеровско-

го сдвига частоты излучения. Таким образом, скорость частиц  $V$  в направлении  $z$  при рассеянии на угол  $\alpha$  будет определяться как

$$V|_z = \frac{f_D \lambda}{2 \cos(\alpha)},$$

где  $f_D$  – центроид (среднее значение доплеровского спектра),  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения.

При использовании однолучевой схемы анемометра на выходе генерируется сигнал, мощность которого пропорциональна лишь значению модуля скорости. С помощью полученной зависимости можно оценить значения периода осцилляций потока при различных воздействиях [28, 30].

Измерение малых скоростей потоков при использовании обычных анемометров может быть затруднено из-за малых значений доплеровского сдвига, который может смешиваться с низкочастотными шумами. Для устранения этого недостатка был разработан метод знаочувствительной лазерной доплеровской микроскопии с применением сдвига несущей частоты  $f_c$  регистрируемого сигнала [1, 2]. Сдвиг несущей частоты позже стал использоваться и в ОКТ для разделения фазовой и групповой скорости.

Основными преимуществами знаочувствительного ЛДМ являются: 1) высокое пространственное разрешение – малый измерительный объём; 2) возможность проводить измерения мгновенных значений скорости с высоким временным разрешением; 3) линейность между частотой доплеровского сдвига и величиной скорости и, как следствие, простота калибровки; 4) автоматизированное и однозначное определение знака скорости (направления потока); 5) возможность исследования потоков со скоростями, близкими к нулю; 6) высокая точность и повторяемость результатов благодаря отстройке  $f_c$  от низкочастотной составляющей спектра ( $1/f$  шум) [2].

Особенностью разработанного ЛДМ является способность автоматизированного определения направления потока за счёт сдвига частоты в одном из пучков дифференциальной (двухпучковой) схемы с частотами  $f_1$  и  $f_2$ :

$$f_c = f_1 - f_2.$$

Принципиальная схема установки ЛДМ изображена на рис. 1. Пучки лазерного излучения одномодового He-Ne лазера ( $\lambda = 632.8$  нм, мощность 1–15 мВт) пересекаются внутри измеряемого объекта и образуют измерительный объём  $\sim 5$ – $10$  мкм<sup>3</sup>, геометрия которого зависит от длины волны излучения и угла пересечения пучков.

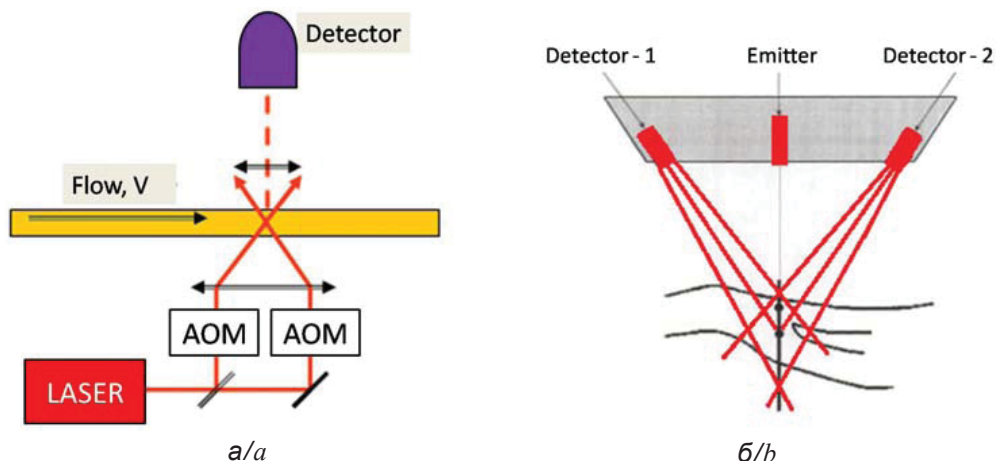


Рис. 1. Дифференциальная схема ЛДМ с двумя акустооптическими модуляторами (а) [2], аналогичная дифференциальной схеме доплеровского ультразвукового исследования с одним излучателем и двумя детекторами (б) [34–36]

Fig. 1. Differential circuit of LDM with two acoustooptic modulators (a) [2]. It is similar to the differential circuit of Doppler ultrasonic probing with one emitter and two detectors (b) [34–36]

Внутри измерительного объёма формируется интерференционная картина, которая аналогична интерферограмме ОКТ и модулирует регистрируемый сигнал на фотодетекторе. В реализованной схеме ЛДМ движущиеся частицы пересекают интерференционную картину в перпендикулярном направлении. Движущиеся частицы, пересекая интерференционные полосы, модулируют регистрируемый сигнал

$f_D = \pm 0 - 500$  Гц несущей частоты  $f_c = 1 - 50$  кГц, который зависит от направления и скорости их движения.

На доплеровском спектре выделяются два пика, один из которых соответствует известной разнице частот зондируемых лучей,  $f_c = f_1 - f_2$ , а второй – доплеровскому сдвигу частоты, вызванному рассеянием света движущейся частицей (рис. 2).

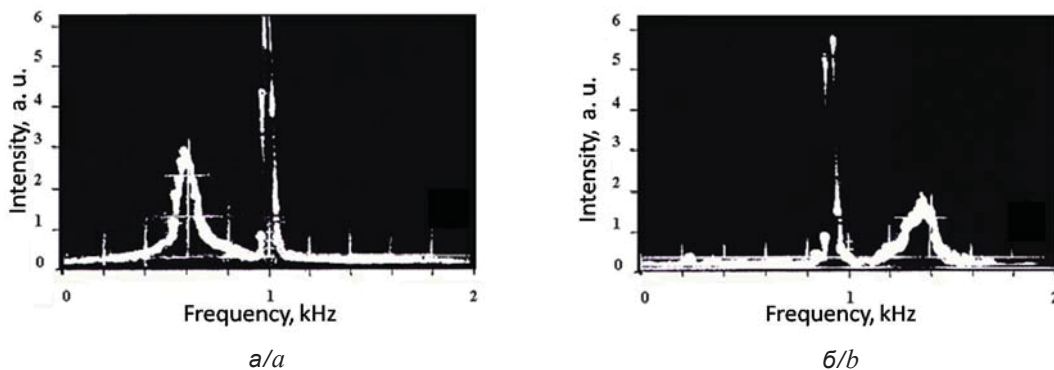


Рис. 2. Доплеровские спектры значочувствительного ЛДМ. Несущая частота – узкий пик с  $f_c = 1$  кГц. Доплеровские спектры находятся слева (а) и справа (б) от неё [37, 38]

Fig. 2. Doppler spectra of the sign-sensitive LDM. The carrier frequency is a narrow peak with  $f_c = 1$  kHz. The Doppler spectra are on the left (a) and on the right (b) from it [37, 38]

Компьютерная обработка доплеровских спектров определяет доплеровскую частоту, сдвинутую вправо или влево относительно несущей частоты. Она соответствует центру масс доплеровского спектра (центроид), который рассматривается в качестве частоты, пропорци-

ональной средней скорости частиц. Регистрация и обработка последовательности доплеровских спектров позволяют получить временные зависимости скоростей,  $V(t)$ , потоков внутри исследуемого объёма. Если заменить лазер с высокой когерентностью на низкокогерентный источник



(ОКТ), то центральный пик спектра, соответствующий  $f_c$ , исчезнет и останутся только доплеровские спектры, соответствующие движущемуся потоку (см. рис. 2.)

## 2. Сканирование и измерение скоростей потока эндоплазмы в изолированном тяже плазмодия

Плазмодий миксомицета *Physarum Polycephalum* является организмом с амёбовидным типом движения, которое осуществляется при помощи псевдоподий. Клетка плазмодия представляет собой протоплазматическую структуру с разветвленными тяжами, содержащую множество ядер. Тяжи плазмодия достигают в диаметре порядка 0.1–0.8 мм и напоминают сеть кровеносных сосудов, которая может использоваться как модель кровеносных сосудов сетчатки глаза. Для эндоплазмы внутри тяжей характерно периодическое, разнонаправленное движение, которое и обуславливает перемещение плазмодия как целого организма. В свою очередь, автоколебательная активность задается парами белков актин и миозин, таких же, как в мышцах животных и человека. Было показано, что эта немышечная подвижность зависит от множества факторов, от температуры и влажности, а также от концентрации химических компонентов, таких как  $Ca^{2+}$ , NADH, кислорода, молекул АТФ [39, 40].

При помощи знакочувствительного ЛДМ впервые удалось измерить и сделать Фурье-анализ временных зависимостей знакопеременного челночного движения нестационарного потока эндоплазмы в изолированном тяже плазмодия *Physarum Polycephalum* с применением ингибиторов дыхания [41, 42].

Плазмодий был выращен на питательной агаровой подложке. Изолированный тяж плазмодия (длиной 20 мм и диаметром 0.2 мм), вырезанный из целого организма вместе с питательной подложкой, помещался в чашку Петри. Последняя содержала раствор солей ( $CaCl_2$  – 1 мМоль,  $NaCl$  – 2 мМоля,  $KCl$  – 2 мМоля,  $MgCl_2$  – 3 мМоля) с  $pH = 7.2$ , при температуре  $25^\circ C$ . Спустя 10–15 мин (после восстановления внешнего слоя эктоплазмы в ходе фибриллогенеза [7]), челночное движение потока эндоплазмы восстанавливалось, после чего производились измерения скорости.

Измерение одной точки зависимости  $V(t)$  проводилось в центре горизонтально ориентированного тяжа в течение 2–16 с (доплеровские

спектры усреднялись по 2–10 измерениям, время накопления каждого спектра 0.8–1.6 с). Мощность He-Ne лазера составляла 1 мВт, длинная и короткая ось эллипсоида получаемого измерительного объема составили 12 и 6 мкм соответственно. Движение интерференционных полос происходит вдоль потока, а расстояние между ними составляет  $d = \lambda/2\sin(\alpha/2) = 1.08 \mu m$ , где  $\lambda = 632.8$  нм, угол пересечения лучей  $\alpha = 38^\circ$ . Если частицы эндоплазмы не движутся, то интенсивность рассеянного излучения становится модулируемой с частотой  $f_c$ . Это проявляется в виде пика в спектре, ширина которого отражает интенсивность броуновского движения частиц. При движении частиц эндоплазмы с разными размерами и скоростями наблюдается доплеровский сдвиг и уширение спектра.

После регистрации временной зависимости скорости в тяже в нормальных условиях в кювету добавлялись ингибиторы дыхания цианид калия (KCN) и салицилгидроксамовая кислота (SHAM) в концентрации 5 и 7 мМоль на литр соответственно. Этот раствор приводит к остановке немышечной эндоплазматической подвижности. Затем ингибиторы отмывались буферным раствором, тяж снова помещался в благоприятные условия и производилась регистрация восстановления движения.

## 3. Спектральный анализ временных зависимостей скорости движения эндоплазмы

Первичным результатом работы прибора ЛДМ являются доплеровские спектры, зарегистрированные от движущейся эндоплазмы плазмодия. Центральный пик соответствует нулевой скорости, левый пик скорости  $-40$  мкм/с, правый пик – скорости  $+350$  мм/с (рис. 3).

С помощью оконного преобразования Фурье (длительность окна 600 с) были проанализированы  $V(t)$  и получены соответствующие им спектры (рис. 4). Преимущество знакопеременной регистрации скорости заключается в отсутствии на спектре низкочастотных шумов. В случае регистрации только модуля скорости на спектре частот проявляются шумы, которые не позволяют точно определить скорость движения эндоплазмы. При анализе первой части модуля зависимости  $V(t)$  длительностью 600 с были обнаружены два сильно зашумленных пика с частотами  $\omega_1=0.0132$ ,  $\omega_2=0.024$ , и еще два наиболее явных пика с частотами  $\omega_3=0.0368$  и  $\omega_4 = 0.0505$  [9, 10].

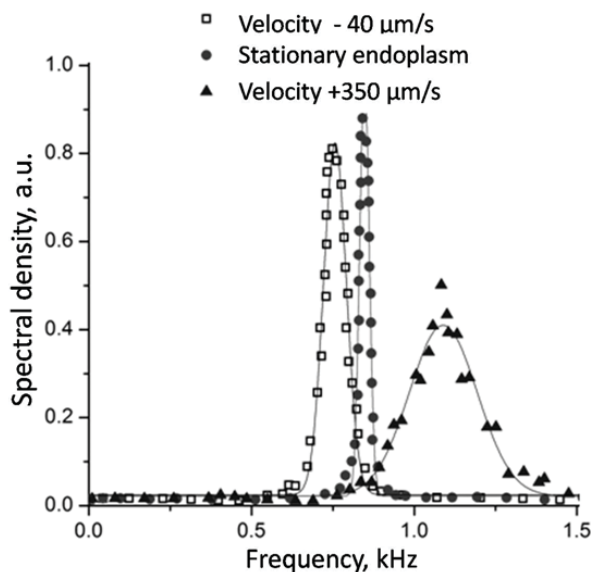


Рис. 3. Доплеровские спектры, полученные при измерении скорости движения эндоплазмы плазмодия *Physarum Polycephalum*. Спектры соответствуют движению с разными скоростями и остановке эндоплазмы. Сплошные линии – гауссовские аппроксимации,  $R^2 > 0.98$  во всех случаях [26]

Fig. 3. Doppler spectra obtained by measuring the velocity of endoplasm movement in *Physarum Polycephalum*. The spectra correspond to the motion with different velocities and endoplasm cessation. The solid lines are Gaussian approximations,  $R^2 > 0.98$  for all the cases [26]

При использовании знакочувствительного режима достаточно чётко выделяется автоколебательная активность, спектральный анализ временной зависимости скорости даёт два явно выраженных пика с частотами  $\omega_1=0,0132$  и  $\omega_2=0,024$  (см. рис. 4.). Таким образом, значения первых двух частот в обоих случаях совпадают, однако в первом случае выделить их из шумов не представляется возможным. Значения четырех максимальных частот второй длительности оконного преобразования через 10 мин (600–1200 с) в первом случае составили  $\omega_1=0,0132$ ,  $\omega_2=0,024$ ,  $\omega_3=0,037$  и  $\omega_4=0,0515$ , а в случае знакопеременной регистрации –  $\omega_1=0,013$  и  $\omega_2=0,0254$  Гц. Увеличение амплитуды в обоих случаях происходит пропорционально. При этом частоты первых двух гармоник в обоих случаях практически совпадают, тогда 3-й и 4-й пики, скорее всего, соответствует шумам, возникающим при регистрации и обработке сигнала [9, 11].

Кроме того, знакочувствительный режим регистрации скорости позволяет количественно измерять направленный массоперенос эндоплазмы и определять направление движения плазмодия как целого организма. Интегральная площадь под кривой зависимости скорости

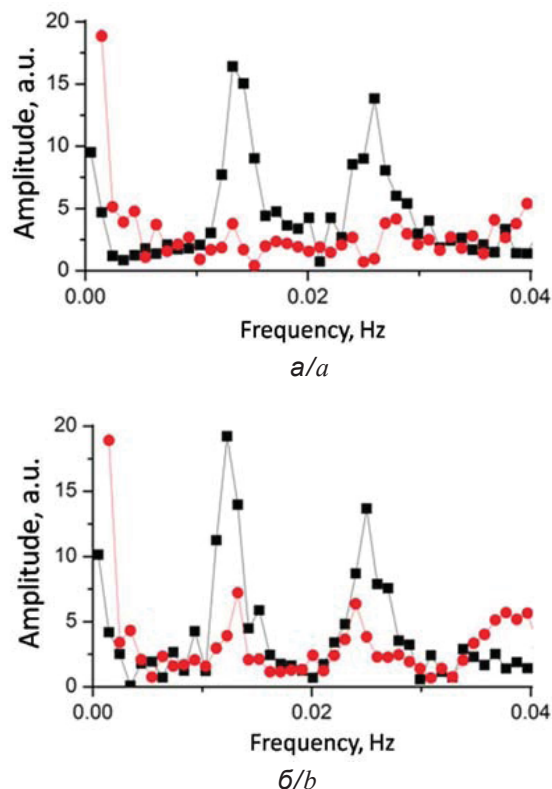


Рис. 4. Спектры, полученные методом оконного преобразования Фурье временных зависимостей скорости движения эндоплазмы  $V(t)$  в случае регистрации модуля скорости (точки) и знакопеременной регистрации (квадраты). Интервалы времени: *a* – 0–600 с, *b* – 600–1200 с [26]

Fig. 4. Spectra obtained by the method of short-time Fourier transform of time dependencies of the endoplasm velocity  $V(t)$  in the case of detecting the absolute velocity values (points) and sign-sensitive registration (squares). The time intervals: 0–600 s (*a*) and 600–1200 s (*b*) [26]

ниже и выше оси нулевой скорости (значения со знаком – и со знаком +) говорит о преимущественном направлении движения плазмодия в одну или другую сторону.

С использованием полученных спектральных значений частот, фаз и амплитуд была построена модель зависимости скорости движения от времени для обоих случаев [11, 26]. Как видно из полученных теоретических зависимостей, для зависимости без использования знакочувствительного метода теоретическая кривая недостаточно адекватно описывает полученные экспериментальные данные ( $R^2=0,46$ ), тогда как с учетом знака между экспериментальными и теоретическими данными существует значимая корреляция ( $R^2=0,9$ ).

На этапе восстановления подвижности плазмодия после удаления ингибиторов дыхания также была получена временная зависимость



скорости (рис. 5), для которой характерно гармоническое поведение и уменьшение периода колебаний в сравнении с первой зависимостью [11, 26]. На Фурье-спектре данной зависимости превалирует только одна, первая, гармоника, с меньшей частотой и большей амплитудой, в то время как вторая гармоника постепенно восстанавливается после 11-й минуты до прежнего уровня [9, 11, 32]. Моделирование результатов значочувствительной регистрации показало высокую степень адекватности модели ( $R^2 = 0.92$ ).

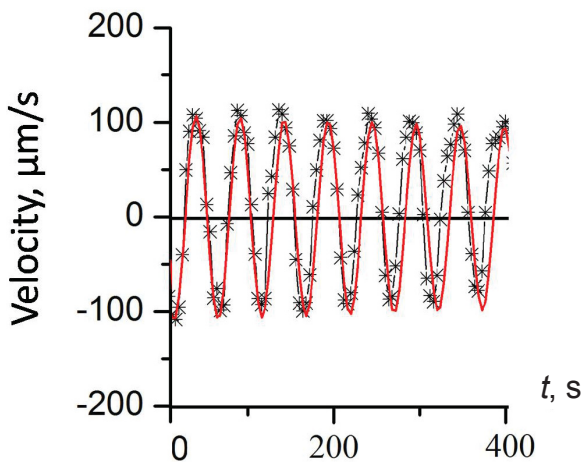
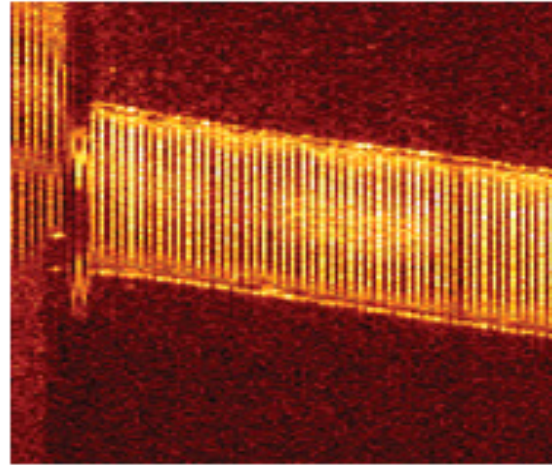


Рис. 5. Временная зависимость скорости движения эндоплазмы в буферном растворе после удаления ингибиторов дыхания (KCN и SHAM). Сплошная линия – результат моделирования, звездочки – экспериментальные точки [26]

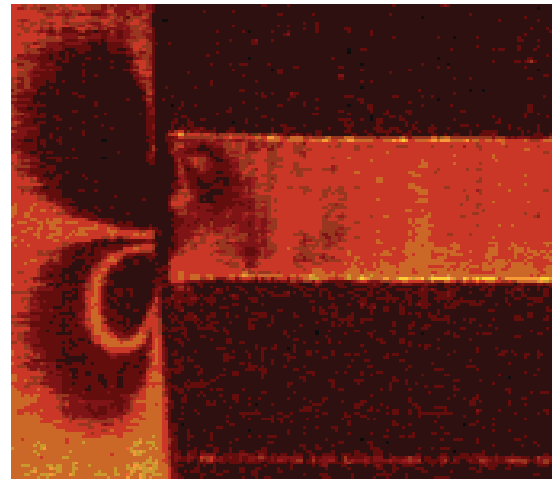
Fig. 5. Time dependence of the endoplasm movement velocity in the buffer solution after removing the inhibitors of respiration (KCN and SHAM). The solid thick line is the result of modeling, the asterisks are the experimental points [26]

#### 4. Исследование знакопеременного потока со сложной геометрией

Сходящийся поток был исследован методами доплеровской ОКТ до и после капиллярного входа с разрешением  $\sim 10 \times 10 \times 10$  мкм<sup>3</sup>. Получены структурные изображения фантома и изображения одной выбранной скорости (ОВС картирование) (рис. 6). Множество различных профилей скорости (вогнутый, уплощённый, параболический, треугольный) были экспериментально получены до и после капиллярного входа (рис. 7, 8). Потoki биологических жидкостей, таких как лимфа и кровь, реализуются в условиях сложной геометрии. Микроциркуляция крови как неньютоновской жидкости показывает отклонения от параболического профиля из-за ветвления сосудов и сложности сосудистой сети [20].



a/a



б/б

Рис. 6. Структурные ОКТ изображения и ОВС изображения скорости сходящегося потока в симметричном (а) и наклонном (б) капиллярном входе. Форма ОВС изображения соответствует форме, похожей на клапан сердца в отсутствие самого клапана (б) [43]

Fig. 6. Structural OCT images and OSV images of the convergent flow velocity, in the symmetric (a); and inclined (b) capillary inlet. The form of the OSV image corresponds to the shape similar to the heart valve in the absence of the valve itself (b) [43]

Циркуляция крови в сердце позвоночных на входе и выходе из желудочков и предсердий имеет асимметричные вихри, которые помогают закрывать сердечные клапаны. В результате полученных структурных изображений скорости можно обосновать предположение о том, что форма клапанов эволюционировала под действием возникающих вихрей и вела к асимметричному четырёхкамерному сердцу приматов ввиду того, что это энергетически выгодно с гидродинамической точки зрения [19].

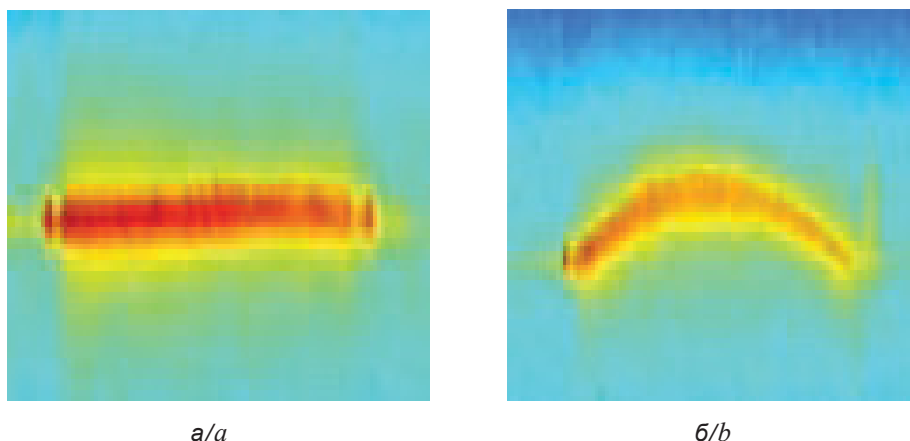


Рис. 7. Профили скорости, получаемые на расстоянии 1.5–2 мм от капиллярного входа. Прямая линия (а) соответствует перпендикулярному расположению фантома. Параболический профиль (б) соответствует наклонному расположению фантома [43]

Fig. 7. Velocity profiles obtained at the distance of 1.5–2 mm from the capillary inlet. The straight line (a) corresponds to the perpendicular arrangement of the phantom. The parabolic profile (b) corresponds to the inclined position of the phantom [43]

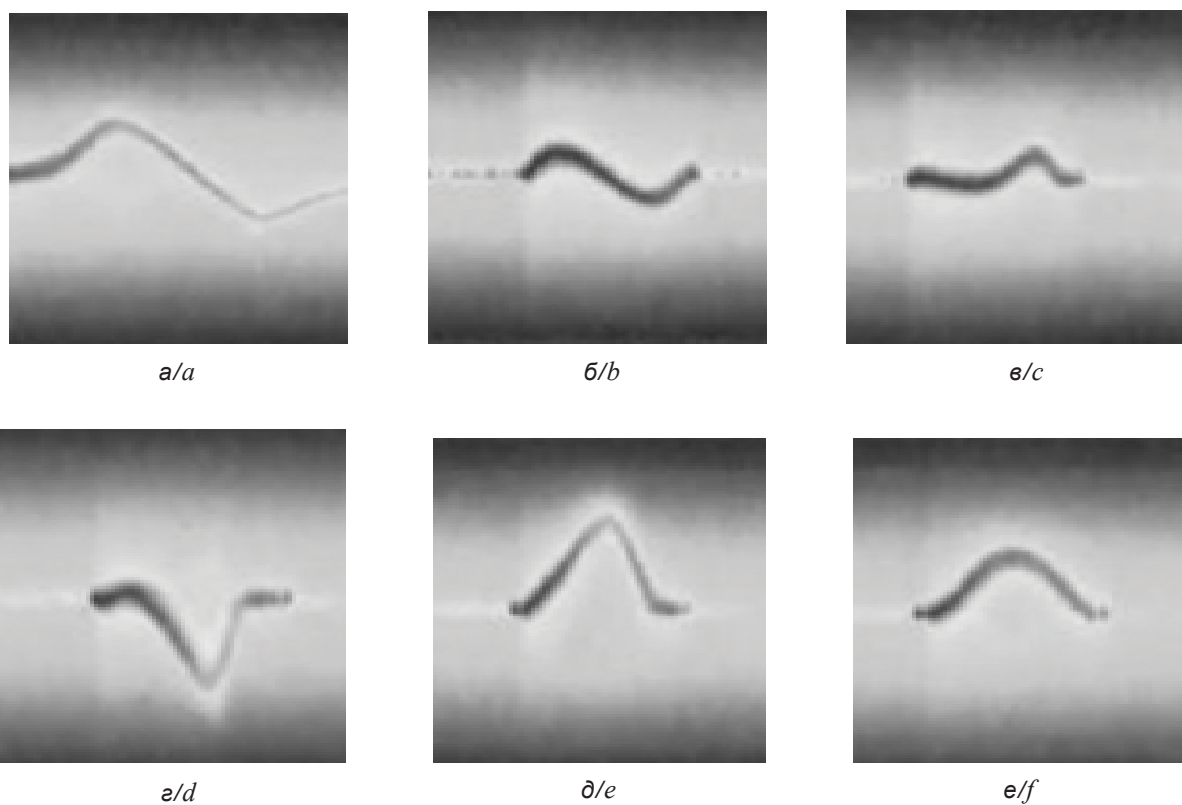


Рис. 8. Профили скорости, полученные в гидродинамическом фантоме в потоке со сложной геометрией до капиллярного входа (а) и после него (б–е). Параболический профиль формируется после 1.5–2 мм после входа (б) [43]

Fig. 8. Velocity profiles obtained in the hydrodynamic phantom in the flow with complex geometry before the capillary inlet (a) and after it (b–e). The parabolic profile is formed in 1.5–2 mm after the entrance (b) [43]

В настоящее время исследователи часто используют ультразвуковые приборы, высокоскоростные видеозаписывающие устройства и

магниторезонансную технику для картирования скорости кровотока. Несмотря на то что метод магниторезонансной визуализации скоростей

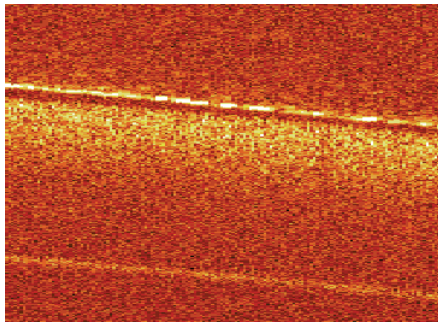


потоков применяется для изучения потоков крови в сердце *in vivo*, применяемая аппаратура в этом методе дорогая, громоздкая и даёт разрешение порядка 0.5–1 мм [27, 43].

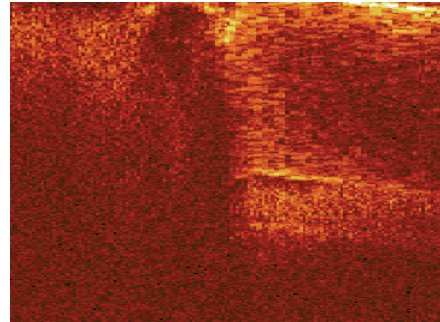
Тем не менее размер потоков со сложной геометрией существует не только на уровне сантиметровой шкалы, но и на уровне шкалы в несколько сотен микрон. Предложенный гидродинамический фантом с наклонным капиллярным входом имеет асимметричный сходящийся поток с соотношением

диаметров 1:4 [37, 44]. Он позволяет применять методы доплеровской ОКТ и картирования одной выбранной скорости в потоках со сложной геометрией.

Кроме низкокогерентных доплеровских спектров и различных профилей скорости были получены структурные и ОВС изображения (см. рис. 6) [37]. Такой подход даёт исчерпывающую информацию о динамике потоков различных биологических жидкостей, суспензий эритроцитов и цельной крови (рис. 9).



a/a



b/b

Рис. 9. Структурные ОКТ изображения потока цельной крови коровы в цилиндрическом капилляре диаметром 1 мм (а) и наклонном капиллярном входе (б)

Fig. 9. Structural OCT images of bovine whole blood stream in a cylindrical capillary with the diameter of 1 mm (a) and inclined capillary inlet (b)

### Заключение

На основе знакочувствительных оптических доплеровских методов регистрации скорости движения нестационарных знакопеременных потоков эндоплазмы были разработаны и усовершенствованы методы оптической когерентной томографии (ОКТ) и доплеровской ОКТ для целей измерения скорости, профиля скорости и визуализации одной выбранной скорости (ОВС) потоков биологических жидкостей. На основе низкокогерентных методов дискриминации оптического сигнала разрабатывается алгоритм цветового доплеровского картирования разнонаправленных потоков, который позволяет в автоматизированном режиме разделять исходные данные на две части, соответствующие положительному и отрицательному сдвигу несущей частоты с последующим независимым построением двумерного структурного и двумерного ОВС изображения с цветовым кодированием и итоговым комплексированием. ОВС картирование позволяет построить анатомические доплеровские карты потоков биологических жидкостей, которые отражают функциональное состояние биообъекта

в норме и патологии. Предложенный метод можно применять не только в оптических, но и в ультразвуковых системах.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Прохорова (проект № 04-01.3/446, 2015 г.) и стипендии Президента Российской Федерации (проект № 653, 2016 г.)*

### Список литературы

1. Priezzhev A. V., Proskurin S. G. Laser Doppler Velocimetry : *in vitro* and *in vivo* measurements of biological fluid flows in restricted volumes // Proc. of SPIE. 2000. Vol. 1553. P. 502–514.
2. Priezzhev A. V., Proskurin S. G., Romanovsky Yu. M. Laser Doppler measurements of amoeboid cytoplasmic streaming and problems of mathematical modeling of intracellular hydrodynamics // Proc. of SPIE. 1991. Vol. 1402. P. 107–113.
3. Sokolova I. A., Shahnazarov A. A., Timkina M. I., Polyakova M. S., Proskurin S. G., Priezzhev A. V. Can blood flow properties have pronounced influence on microvessel resistance? // Biorheology. 1995. Vol. 32, № 2. P. 286.
4. Polyakova M. S., Sokolova I. A., Priezzhev A. V., Proskurin S. G., Shakhnazarov A. A., Savchenko N. B.





- Blood flow velocity measurements in rat mesentery arterioles in health and under hypertensive conditions // Proc. of SPIE. 1994. Vol. 2136. P. 63–68.
5. Романовский Ю. М., Теплов В. А. Физические основы клеточного движения. Механизмы самоорганизации амебодной подвижности // УФН. 1995. Т. 165, № 5, С. 555–578.
  6. Frolov S. V., Sindeev S. V., Liepsch D., Balasso A., Proskurin S. G., Potlov A. Yu. Model studies of blood flow in basilar artery with 3D Laser Doppler Anemometer // Proc. of SPIE. 2015. Vol. 9448. P. 9448081–9448086.
  7. Kamiya N. Physical and chemical basis of cytoplasmic streaming // Annu. Rev. Plant Physiol. 1981. Vol. 32. P. 205–236.
  8. Block I., Wohlfarth-Bottermann K. E. Blue light as a medium to influence oscillatory contraction frequency in Physarum // Cell Biol. Intern. Rep. 1981. Vol. 5. P. 73–81.
  9. Проскурин С. Г., Авсиевич Т. И. Спектральный анализ автоколебательной подвижности в изолированном туже плазмодия Physarum polycephalum // Биофизика. 2014. Т. 59, вып. 6. С. 1143–1150.
  10. Avsievich T. I., Ghaleb K.E.S., Frolov S. V., Proskurin S. G. Endoplasmic motility spectral characteristics in plasmodium of Physarum Polycephalum // Proc. of SPIE. 2015. Vol. 9448. P. 94480H1–94480H7.
  11. Avsievich T. I., Frolov S. V., Proskurin S. G. Characterization of endoplasmic streaming in Physarum polycephalum using direction sensitive laser Doppler microscopy // Optical and Quantum Electronics. 2016. Vol. 48, № 102. P. 1–10.
  12. Nagai R., Kato T. Cytoplasmic Filaments and their Assembly into Bundles in Physarum Plasmodium // Protoplasma. 1975. Vol. 86. P. 141–158.
  13. Landau L. D., Lifshitz E. M. Fluid Mechanics. Course of Theoretical Physics : in 6 vol. 2nd ed. Oxford, UK : Pergamon Press, 1987. Vol. 6. 532 p.
  14. Firmin D. N., Nayler G. I., Klipstein R. H., Underwood S. R., Rees, R. S., Longmore D. B. In vivo validation of MR velocity imaging // J. Comput. Assist. Tomogr. 1987. Vol. 11, iss. 5. P. 751–756.
  15. Ashworth J. M., Dee J. The biology of slime moulds. London, UK : Edward Arnold Ltd., 1975. 67 p.
  16. Nichols W. W., O'Rourke M. F., McDonald R. McDonald's blood flow in arteries. 3rd ed. London, UK : Edward Arnold Ltd., 1990. 456 p.
  17. Bishko G. B., Harlen O. G., McLeish T.C.B., Nicholson T. M. Numerical simulation of the transient flow of branched polymer melts through a planar contraction using the «pom-pom» model // Journal of Non-newtonian Fluid Mechanics. 1999. Vol. 82, iss. 2–3. P. 255–273.
  18. Horrobin D. J., Nedderman R. M. Die entry pressure drops in paste extrusion // Chemical Engineering Science. 1998. Vol. 53, iss. 18. P. 3215–3125.
  19. Kilner P. J., Yang G. Z., Wilkes A. J., Mohiaddin R. H., Firmin D. N., Yacoub M. H. Asymmetric redirection of flow through the heart // Nature. 2000. Vol. 404. P. 759–761.
  20. Shirakashi M., Takahashi T., Watanabe A., Aruga Y. Start-up behavior of viscoelastic fluid flow near a capillary entry // Annals of the New York Academy of Sciences. 2002. Vol. 972. P. 81–87.
  21. Nakagaki T., Kobayashi R., Nishiura Y., Ueda T. Obtaining multiple separate food sources : behavioural intelligence in the Physarum plasmodium // Proc. Roy. Soc. 2004. Vol. 271, iss. 1554. P. 2305–2310.
  22. Nakagaki T., Guy R. D. Intelligent behaviors of amoeboid movement based on complex dynamics of soft matter // Soft Matter. 2008. Vol. 4, iss. 1. P. 57–67.
  23. Joanny J. F., Prost J. Active gels as a description of the actin-myosin cytoskeleton // HFSP J. 2009. Vol. 3, № 2. P. 94–104.
  24. Guy R. D., Nakagaki T., Wright G. B. Flow-induced channel formation in the cytoplasm of motile cells // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 84. P. 016310.
  25. De Lacy C. B., Adamatzky A. Assessing the chemotaxis behavior of Physarum Polycephalum to a range of simple volatile organic chemicals // Commun. Integr. Biol. Communicative and Intergrative Biology. 2013. Vol. 6, iss. 5. P. e25030.
  26. Avsievich T. I., Frolov S. V., Proskurin S. G. Spectral characteristics of shuttle self-oscillating endoplasmic motility in slime mold plasmodium // Optics and Spectroscopy. 2016. Vol. 120, iss. 1. P. 70–75.
  27. Mustacich R. V., Ware B. R. Observation of protoplasmic streaming by laser-light scattering // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33, iss. 11. P. 617–620.
  28. Mustacich R. V., Ware B. R. Velocity distributions of the streaming protoplasm in Nitella flexilis // Biophys. J. 1977. Vol. 17, iss. 3. P. 229–241.
  29. Durst F., Melling A., James H. Whitelaw. Principles and practice of laser-doppler anemometry. London UK : Academic Press, 1976. 405 p.
  30. Порошина М. Ю., Приезжев А. В., Романовский Ю. М. Фото-рецепция и автоколебательная подвижность живой клетки // Биофизика. 1989. Т. 34, вып. 6. С. 980–984.
  31. Теплов В. А., Митрофанов В. В., Романовский Ю. М. Синхронизация механохимических автоколебаний в плазмодии Physarum polycephalum периодическими внешними воздействиями // Биофизика. 2005. Т. 50, № 4. С. 704–712.
  32. Авсиевич Т. И., Фролов С. В., Проскурин С. Г. Влияние ингибиторов клеточного дыхания на автоколебательную подвижность плазмодия Physarum polycephalum // Биофизика. 2016. Т. 61, вып. 1. С. 68–77.
  33. Соколова И. А., Шахназаров А. А., Тимкина М. И., Полякова М. С., Приезжев А. В., Проскурин С. Г., Савченко Н. Б., Бикулова К. Ф. Уменьшение гемодинамического сопротивления в артериолах брыжейки крысы после введения полиэтилен оксида Polyox WSR-301 // Бюл. экспериментальной биологии и медицины. 1993. № 11. С. 552–555.



34. Fisher Y. L., Nogueira F., Salles D. Diagnostic ophthalmic ultrasonography // Duane's Foundations of Clinical Ophthalmology. 15th ed. / eds. W. Tasman, E. A. Jaeger. Philadelphia, Pa : Lippincott Williams & Wilkins, 2009. Chap. 108.
35. Ouriev B., Windhab E. Novel ultrasound based time averaged flow mapping method for die entry visualisation in flow of highly concentrated shear-thinning and shearthickening suspensions // Measurement Science and Technology. 2003. Vol. 14, iss. 1. P. 140–147.
36. Rychagov M. N., Ruchkin S. V., Tereshchenko S. A., Podgaetsky V. M., Selishchev S. V. Imaging of fluid flow by tomographic reconstruction using enhanced multipath ultrasonic measurements // Proc. of IEEE Ultrasonic Symposium. Honolulu, HI, USA, 2003. P. 803–806.
37. Proskurin S. G., He Y., Wang R. K. Doppler optical coherence imaging of converging flow // Physics in Medicine and Biology. 2004. Vol. 49, iss. 7. P. 1265–1276.
38. Проскурин С. Г. Доплеровская микроскопия знакопеременных нестационарных потоков в живых объектах : дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1993. 110 с.
39. Теплов В. А., Бейлина М. В., Евдокимов С. И., Приезжев А. В., Романовский Ю. М. Автоволновые механизмы внутриклеточной подвижности // Автоволновые процессы в системах с диффузией : сб. ст. / под ред. М. Т. Грехова ; Ин-т прикладной физики АН СССР. Горький, 1981. С. 190–201.
40. Ueda T., Matsumoto K., Akitaya T., Kobatake Y. Spatial and temporal organization of intracellular adenosine nucleotide and cyclic nucleotides in relation to rhythmic motility in *Physarum polycephalum* // Exp. Cell Res. 1986. Vol. 162, iss. 2. P. 486–494.
41. Mazur A., Teplov V. A. Surface oscillations in *Physarum polycephalum* – computer simulation and comparison with the local influence of the respiratory inhibitors // Acta Protozoologica. 1991. Vol. 30, iss. 2. P. 87–92.
42. Hoang H.T.K., Akihiro N., Sakae A. Effects of KCN, SHAM and oxygen concentrations on respiratory properties of purified mitochondria isolated from *Ananas comosus* (pineapple) and *Kalanchoe daigremontiana* // Plant Prod. Science. 2005. Vol. 8, iss. 4. P. 383–392.
43. Brooksby B., Jiang S., Dehghani H., Pogue B. W., Paulsen K. D., Weaver J., Kogel C., Poplack S. P. Combining near-infrared tomography and magnetic resonance imaging to study *in vivo* breast tissue : implementation of a Laplacian-type regularization to incorporate magnetic resonance structure // J. Biomed. Opt. 2005. Vol. 10, iss. 5. P. 051504.
44. Proskurin S.G., Wang R.K. One specific velocity visualization in flows with complex geometry // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5696. P. 129–135.

#### Образец для цитирования:

Проскурин С. Г., Кускова Н. А., Авсиевич Т. И. Оптические доплеровские методы для измерения скорости потоков биологических жидкостей // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 4. С. 269–280. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-269-280.

#### Optical Doppler Methods for the Measurements of Flow Velocities of Biological Liquids

S. G. Proskurin, N. A. Kuskova, T. I. Avsievich

Sergey G. Proskurin, ORCID 0000-0001-8813-588X, Tambov State Technical University, 112 D, Michurinskaya Str., Tambov, 392032, Russia, spros@tamb.ru

Nadezhda A. Kuskova, ORCID 0000 0002 9777 4306, Tambov State Technical University, 112 D, Michurinskaya Str., Tambov, 392032, Russia, nadya.kuskova@yandex.ru

Tatiana I. Avsievich, ORCID 0000-0001-5449-3216, Tambov State Technical University, 112 D, Michurinskaya Str., Tambov, 392032, Russia, tiavsievich@gmail.com

**Background and Objectives:** In this paper the key results obtained by the authors during the years of development of Doppler optical methods for quasi-elastic light scattering and coherence gating on biomedical liquids are presented. The research is focused on the sign sensitive velocity measurement and quantitative visualization of alternating and complex geometry flows using spectral approach to digital data processing of Doppler shift of the carrier frequency. **Materials and Methods:** Laser Doppler microscopy allows accurate sign-sensitive

measurement of the endoplasm stream velocity in the isolated strand of *Physarum polycephalum*. An algorithm of color Doppler mapping of multidirectional flows (vessel phantom) is developed to automatically decompose the original data into two parts corresponding to a positive and negative shift of the carrier frequency with forming up the structural image and two OSV (One Specific Velocity) ones followed by color coding and a final complexation. **Results:** The model based on the spectral characteristics adequately describes the change of the velocity time dependencies of the endoplasmic motility. The OSV Doppler mapping allows for the construction of structural Doppler images of biological fluids. They clearly visualize and reflect the functional state of the biological object. **Conclusion:** The methods of quasi-elastic light scattering, optical coherence tomography (OCT) and Doppler OCT have been developed for the direction-sensitive velocity measurements and OSV mapping of biomedical liquids, based on the automated sign-sensitive registration of the carrier and Doppler shifts. Velocity measurements and color mapping of the alternating flows of the liquids *in vitro* and *in vivo* are presented.

**Key words:** optical coherence tomography, laser measurements, Doppler spectroscopy.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Prokhorov Foundation (project no. 04-01.3/446, 2015) and Russian Presidential Scholarship to study abroad (project no. 653, 2016).



## References

- Priezzhev A. V., Proskurin S. G. Laser Doppler Velocimetry: *in vitro* and *in vivo* measurements of biological fluid flows in restricted volumes. *Proc. of SPIE*, 1992, vol. 1553, pp. 502–514.
- Priezzhev A. V., Proskurin S. G., Romanovsky Yu. M. Laser Doppler measurements of amoeboid cytoplasmic streaming and problems of mathematical modeling of intracellular hydrodynamics. *Proc. of SPIE*, 1991, vol. 1402, pp. 107–113.
- Sokolova I. A., Shahnazarov A. A., Timkina M. I., Polyakova M. S., Proskurin S. G., Priezzhev A. V. Can blood flow properties have pronounced influence on microvessel resistance? *Biorheology*, 1995, vol. 32, no. 2, p. 286.
- Polyakova M. S., Sokolova I. A., Priezzhev A. V., Proskurin S. G., Shakhnazarov A. A., Savchenko N. B. Blood flow velocity measurements in rat mesentery arterioles in health and under hypertensive conditions. *Proc. of SPIE*, 1994, vol. 2136, pp. 63–68.
- Romanovskii Yu. M., Teplov V. A. The physical bases of cell movement. The mechanisms of self-organisation of amoeboid motility. *Phys. Usp.*, 1995, vol. 38, pp. 521–542.
- Frolov S. V., Sindeev S. V., Liepsch D., Balasso A., Proskurin S. G., Potlov A. Yu. Model studies of blood flow in basilar artery with 3D Laser Doppler Anemometer. *Proc. of SPIE*, 2015, vol. 9448, pp. 9448081–9448086.
- Kamiya N. Physical and chemical basis of cytoplasmic streaming. *Annu. Rev. Plant Physiol.*, 1981, vol. 32, pp. 205–236.
- Block I., Wohlfarth-Bottermann K. E. Blue light as a medium to influence oscillatory contraction frequency in Physarum. *Cell Biol. Int. Rep.*, 1981, vol. 5, pp. 73–81.
- Proskurin S. G., Avsievich T. I. Spectral analysis of self-oscillating motility in an isolated plasmodial strand of Physarum polycephalum. *Biophysics*, 2014, vol. 59, iss. 6, pp. 928–934.
- Avsievich T. I., Ghaleb K.E.S, Frolov S. V., Proskurin S. G. Endoplasmic motility spectral characteristics in plasmodium of Physarum Polycephalum. *Proc. of SPIE*, 2015, vol. 9448, pp. 94480H1–94480H7.
- Avsievich T. I., Frolov S. V., Proskurin S. G. Characterization of endoplasmic streaming in Physarum polycephalum using direction sensitive laser Doppler microscopy. *Optical and Quantum Electronics*, 2016, vol. 48, no. 102, pp. 1–10.
- Nagai R., Kato T. Cytoplasmic filaments and their assembly into bundles in physarum plasmodium. *Protoplasma*, 1975, vol. 86, pp. 141–158.
- Landau L. D., Lifshitz E. M. *Fluid Mechanics. Course of Theoretical Physics : in 6 vol.* 2nd ed. Oxford, UK, Pergamon Press, 1987, vol. 6. 532 p.
- Firmin D. N., Nayler G. I., Klipstein R. H., Underwood S. R., Rees, R. S., Longmore D. B. *In vivo* validation of MR velocity imaging. *J. Comput. Assist. Tomogr.*, 1987, vol. 11, iss. 5, pp. 751–756.
- Ashworth J.M., Dee J. *The biology of slime moulds.* London, UK, Edward Arnold Ltd., 1975. 67 p.
- Nichols W. W., O'Rourke M. F., McDonald R. *McDonald's blood flow in arteries.* 3rd ed. London, UK, Edward Arnold Ltd., 1990, 456 p.
- Bishko G. B., Harlen O. G., McLeish T.C.B., Nicholson T. M Numerical simulation of the transient flow of branched polymer melts through a planar contraction using the “pom-pom” model. *Journal of Non-newtonian Fluid Mechanics*, 1999, vol. 82, iss. 2–3, pp. 255–273.
- Horrobin D. J., Nedderman R. M. Die entry pressure drops in paste extrusion. *Chemical Engineering Science*, 1998, vol. 53, iss. 18, pp. 3215–3125.
- Kilner P. J., Yang G. Z., Wilkes A. J., Mohiaddin R. H., Firmin D. N., Yacoub M. H Asymmetric redirection of flow through the heart. *Nature*, 2000, vol. 404, pp. 759–761.
- Shirakashi M., Takahashi T., Watanabe A., Aruga Y. Start-up behavior of viscoelastic fluid flow near a capillary entry. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 2002, vol. 972, pp. 81–87.
- Nakagaki T., Kobayashi R., Nishiura Y., Ueda T. Obtaining multiple separate food sources: behavioural intelligence in the Physarum plasmodium. *Proc. Roy. Soc.*, 2004, vol. 271, iss. 1554, pp. 2305–2310.
- Nakagaki T., Guy R. D. Intelligent behaviors of amoeboid movement based on complex dynamics of soft matter. *Soft Matter*, 2008, vol. 4, iss. 1, pp. 57–67.
- Joanny J. F., Prost J. Active gels as a description of the actin-myosin cytoskeleton. *HFSP J.*, 2009, vol. 3, iss. 2, pp. 94–104.
- Guy R. D., Nakagaki T., Wright G. B. Flow-induced channel formation in the cytoplasm of motile cells. *Phys. Rev. E.*, 2011, vol. 84, pp. 016310.
- De Lacy C. B., Adamatzky A. Assessing the chemotaxis behavior of Physarum Polycephalum to a range of simple volatile organic chemicals. *Communicative and Intergrative Biology*, 2013, vol. 6, iss. 5, pp. e25030.
- Avsievich T. I., Frolov S. V., Proskurin S. G. Spectral characteristics of shuttle self-oscillating endoplasmic motility in slime mold plasmodium. *Optics and Spectroscopy*, 2016, vol. 120, iss. 1, pp. 70–75.
- Mustacich R. V., Ware B. R. Observation of protoplasmic streaming by laser-light scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, vol. 33, iss. 11, pp. 617–620.
- Mustacich R. V., Ware B. R. Velocity distributions of the streaming protoplasm in Nitella flexilis. *Biophys. J.*, 1977, vol. 17, iss. 3, pp. 229–241.
- Durst F., Melling A., James H. Whitelaw. *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry.* London, UK, Academic Press, 1976. 405 p.
- Poroshina M. Iu., Priezzhev A. V., Romanovskii Iu. M. Foto-retseptsii i avtokolobatel'naia podvizhnost' zhivoi kletki [Photo-reception and auto-oscillatory mobility of a living cell]. *Biofizika*, 1989, vol. 34, iss. 6, pp. 980–984 (in Russian).
- Teplov V. A., Mitrofanov V. V., Romanovskii Iu. M. Synchronization of mechanochemical auto-oscillations within the Physarum polycephalum plasmodium by



- periodical external actions. *Biophysics*, 2005, vol. 50, no. 4, pp. 618–626.
32. Avsievich T. I., Frolov S. V., Proskurin S. G. The effect of inhibitors of cellular respiration on self-oscillating motility in plasmodium *Physarum polycephalum*. *Biophysics*, 2016, vol. 61, iss. 1, pp. 59–66.
33. Sokolova I. A., Shakhnazarov A. A., Timkina M. I., Poliakova M. S., Priezzhev A. V., Prockurin S. G., Savchenko N. B., Bikulova K. F. Umen'shenie gemodinamicheskogo soprotivleniia v arteriolakh bryzheiki krysy posle vvedeniia polietilen oksida Polyox WSR-301 [Reduction of hemodynamic resistance in rat mesentery arterioles after administration of polyethylene oxide Polyox WSR-301]. *Biulleten' eksperimental'noi biologii i meditsiny*, 1993, no. 11, pp. 552–555 (in Russian).
34. Fisher Y. L., Nogueira F., Salles D. Diagnostic ophthalmic ultrasonography. In: *Duane's Foundations of Clinical Ophthalmology*. 15th ed. Eds. W. Tasman, E. A. Jaeger. Philadelphia, Pa: Lippincott Williams & Wilkins, 2009, chap. 108.
35. Ouriev B., Windhab E. Novel ultrasound based time averaged flow mapping method for die entry visualisation in flow of highly concentrated shear-thinning and shearthickening suspensions. *Measurement Science and Technology*, 2003, vol. 14, iss. 1, pp. 140–147.
36. Rychagov M. N., Ruchkin S. V., Tereshchenko S. A., Podgaetsky V. M., Selishchev S. V. Imaging of fluid flow by tomographic reconstruction using enhanced multipath ultrasonic measurements. *Proc. of IEEE Ultrasonic Symposium*. Honolulu, HI, USA, 2003, pp. 803–806.
37. Proskurin S. G., He Y., Wang R. K. Doppler optical coherence imaging of converging flow. *Physics in Medicine and Biology*, 2004, vol. 49, iss. 7, pp. 1265–1276.
38. Proskurin S. G. *Doplerovskaia mikroskopiia znakopere-mennykh nestatsionarnykh potokov v zhivykh ob'ektakh*: Dis. kand. fiz.-mat. nauk [Doppler microscopy of alternating non-stationary flows in living objects]. Moscow, 1993. 110 p. (in Russian).
39. Teplov V. A., Beilina M. V., Evdokimov S. I., Priezzhev A. V., Romanovskii Iu. M. Avtovolnovye mekhanizmy vnutrikletochnoi podvizhnosti [Autowave mechanisms of intracellular mobility]. In: *Avtovolnovye protsessy v sistemakh s diffuziei* [Autowave processes in systems with diffusion]. Pod red. M. T. Grekhova, Institut prikladnoi fiziki AN SSSR. Gor'kii, 1981, pp. 190–201 (in Russian).
40. Ueda T., Matsumoto K., Akitaya T., Kobatake Y. Spatial and temporal organization of intracellular adenosine nucleotide and cyclic nucleotides in relation to rhythmic motility in *Physarum polycephalum*. *Exp. Cell Res.*, 1986, vol. 162, iss. 2, pp. 486–494.
41. Mazur A., Teplov V. A. Surface oscillations in *Physarum Polycephalum* – computer simulation and comparison with the local influence of the respiratory inhibitors. *Acta Protozoologica*, 1991, vol. 30, iss. 2, pp. 87–92.
42. Hoang H.T.K., Akihiro N., Sakae A. Effects of KCN, SHAM and oxygen concentrations on respiratory properties of purified mitochondria isolated from *anascomosus* (pineapple) and *kalanchoe daigremontiana*. *Plant Prod. Sci.*, 2005, vol. 8, iss. 4, pp. 383–392.
43. Brooksby B., Jiang S., Dehghani H., Pogue B. W., Paulsen K. D., Weaver J., Kogel C., Poplack S. P. Combining near-infrared tomography and magnetic resonance imaging to study *in vivo* breast tissue: implementation of a Laplacian-type regularization to incorporate magnetic resonance structure. *J. Biomed. Opt.*, 2005, vol. 10, iss. 5, p. 051504.
44. Proskurin S. G., Wang R. K. One specific velocity visualization in flows with complex geometry. *Proc. of SPIE*, 2005, vol. 5696, pp. 129–135.

**Cite this article as:**

Proskurin S. G., Kuskova N. A., Avsievich T. I. Optical Doppler Methods for the Measurements of Flow Velocities of Biological Liquids. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 269–280 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-269-280.



## МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

УДК 001.8

### БАЗОВЫЕ КАФЕДРЫ: «СВЯЗЬ УНИВЕРСИТЕТОВ С ЖИЗНЬЮ»<sup>1</sup>

В. М. Аникин

Аникин Валерий Михайлович, доктор физико-математических наук, декан физического факультета, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, AnikinVM@info.sgu.ru

В статье рассказывается об истории, опыте и результатах 30-летней совместной организаторской, образовательной, научной и методической деятельности кафедры компьютерной физики и метаматериалов физического факультета Саратовского национального исследовательского университета имени Н. Г. Чернышевского (СГУ) и Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН (СФ ИРЭ РАН) по подготовке студентов и аспирантов в форматах «Кафедра СГУ – филиал кафедры в СФ ИРЭ РАН» и «Кафедра СГУ на базе СФ ИРЭ РАН». Отражен оригинальный спектр деятельности базовой кафедры с учетом подготовки бакалавров, магистров и аспирантов для научно-исследовательской сферы деятельности, в частности методическая работа по повышению качества представляемых к защите выпускных квалификационных работ и диссертаций.

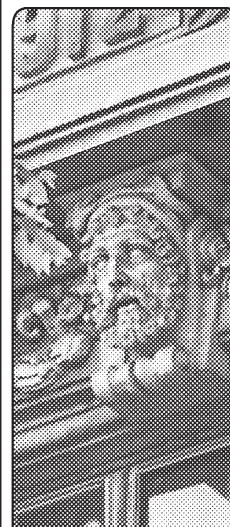
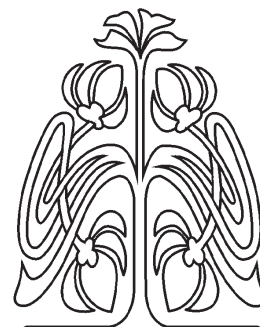
**Ключевые слова:** Саратовский университет, физический факультет, базовая кафедра.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-281-290

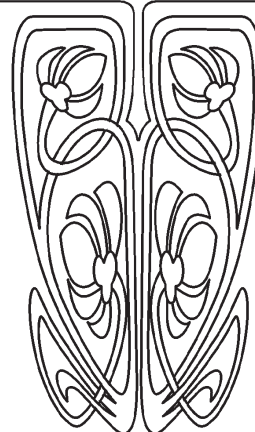
#### Введение

В последние годы заметно увеличилось число университетских кафедр, создаваемых на базе научно-исследовательских, научно-производственных, чисто образовательных, чисто производственных и иных организациях. «Зеленый свет» базовым кафедрам открыли утвержденные Минобрнауки РФ документы [1, 2]. Цель создания базовых кафедр очевидна – обеспечение условий для студентов, позволяющих улучшить их практическую подготовку и сокращение сроков адаптации к трудовой деятельности. Подобная политика взаимодействия образовательных и научных и научно-производственных организаций существовала и ранее, в частности, в форме проведения производственных практик на действующих предприятиях, а также в формате филиалов кафедр, создаваемых вузом на базе профильных организаций. Об опыте и итогах такого содружества на примере одной из кафедр физического факультета Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (СГУ) и рассказывается в данной статье.

<sup>1</sup> В названии статьи использована формулировка, аналогичная терминологии, примененной в названии закона СССР от 24 декабря 1958 г.: «Об укреплении связи школы с жизнью и дальнейшем развитии системы народного образования СССР».



МЕТОДИЧЕСКИЙ  
ОТДЕЛ





### **Филиал кафедры СГУ в академическом институте**

Одним из первых в стране филиалов кафедр в научных учреждениях СССР явился филиал кафедры физики плазмы физического факультета Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Он был открыт 23 декабря 1986 г. совместным приказом Министерства высшего и среднего специального образования РСФСР и Президиума Академии наук СССР.

Этот замечательный документ помещен в Приложении. Его подписанию предшествовало заключение Договора об организации филиала кафедры в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники Академии наук СССР (ныне – Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, СФ ИРЭ РАН). Данный Договор был утвержден 20 июля 1986 г. начальником Управления кадров АН СССР, а 24 августа того же года – начальником Главного управления университетов, экономических и юридических вузов Минвуза РСФСР. Договор подписан: со стороны Саратовского государственного университета – ректором СГУ доктором технических наук, профессором Анатолием Михайловичем Богомоловым, деканом физического факультета СГУ доктором физико-математических наук Валерием Викторовичем Тучиным, заведующим кафедрой физики плазмы доцентом (впоследствии – профессором) Александром Федоровичем Голубенцевым; со стороны Саратовского филиала Института радиотехники и электроники АН СССР – директором Института академиком Юрием Васильевичем Гуляевым, руководителем Саратовского филиала ИРЭ РАН кандидатом технических наук Геннадием Тимофеевичем Казаковым, заведующим лабораторией СФ ИРЭ РАН, доктором физико-математических наук, профессором Николаем Ивановичем Синицыным.

На основании приведенных документов 9 февраля 1987 г. был издан совместный приказ СГУ и СФ ИРЭ РАН об организации филиала кафедры физики плазмы СГУ в СФ ИРЭ РАН, где, в частности,

1) декану факультета определялся порядок конкурсного отбора студентов на филиал кафедры;

2) руководителем филиала кафедры назначался проф. Н. И. Синицын;

3) декану факультета, заведующему кафедрой и заведующему филиалом кафедры поручалось организовать на филиале кафедры

целевую интенсивную подготовку специалистов (ЦИПС) со специализацией в области волновой электроники и плазмы твердого тела, автоматизации научных исследований и технологических процессов;

4) проректору по учебной работе СГУ, заведующему кафедрой физики плазмы и руководителю филиала кафедры поручалось разработать рабочие учебные программы для обучения на филиале кафедры по дисциплинам: «Современное состояние и перспективы развития СВЧ-электроники», «Физика и техника СВЧ- и оптических полупроводниковых приборов», «Физические основы акустоэлектроники», «Волны в магнитоупорядоченных средах и устройства обработки сигналов на их основе», «Электромагнитные колебания и волны в диэлектрических, полупроводниковых и плазменных направляющих структурах», «Физика, техника и технология современной микроэлектроники». Предусматривалось чтение лекций, проведение семинаров и организаций двух специальных лабораторий на базе научно-исследовательской аппаратуры СФ ИРЭ.

Совместная учебная и научная работа кафедры и ее филиала в 1997–2002 гг. осуществлялась в рамках Федеральной целевой программы «Интеграция высшего образования и фундаментальной науки»: в 1997 г. кафедра, получившая к тому времени наименование кафедры вычислительной физики и автоматизации научных исследований [3], и ее филиал в СФ ИРЭ РАН выиграли грант Федеральной целевой (имевшей статус президентской) программы «Интеграция высшего образования и фундаментальной науки». Это был первый коллективный грант не только для Саратовского государственного университета, но и для нескольких высших учебных заведений и академических учреждений г. Саратова. И нужно отметить то обстоятельство, что «тандем» кафедры вычислительной физики и автоматизации научных исследований – филиал кафедры в ИРЭ РАН стал ядром проекта, благодаря которому последний и состоялся, поскольку обязательным условием участия в конкурсе грантов было наличие филиала кафедры в учреждении РАН.

Главный системный эффект программ «Фундаментальные исследования и высшая школа», как представляется, состоял в сохранении и поддержке научных школ и научно-педагогических коллективов высших учебных заведений. Грантами ФЦП «Интеграция» поддерживался именно коллективный принцип



организации научных исследований и совершенствования образовательного процесса.

Так, во второй половине 80-х гг. прошлого века в области высшего образования в стране на практике стала реализовываться плодотворная концепция об интеграции научно-педагогических кадров в целях повышения уровня подготовки специалистов научно-исследовательского профиля посредством открытия в академических учреждениях и лучших научно-производственных организациях филиалов кафедр высших учебных заведений.

С созданием филиала студенты кафедры получили возможность слушать лекции ведущих специалистов ИРЭ РАН по различным направле-

ниям вакуумной и твердотельной электроники, электромагнитобиологии, знакомиться с современным уникальным научным оборудованием, приобщаться к научной деятельности. С начала создания филиала кафедры его бессменным руководителем являлся доктор физико-математических наук, профессор Николай Иванович Сеницын, заслуженный деятель науки Российской Федерации, лауреат Государственной премии РФ. В 2003–2004 гг. он же исполнял обязанности заведующего кафедрой. В 2005 – 2008 гг. кафедрой заведовал Владимир Иванович Наянов, лауреат Премии Правительства РФ в области науки и техники 2002 г., передавший в 2009 г. «эстафету» автору этих строк.



Сотрудники кафедры по случаю присуждения проф. Н.И. Сеницыну Государственной премии в области науки и техники (2000). В первом ряду (слева направо): И. А. Бородин, В. И. Макарова, Н. И. Сеницын, В. Н. Шишкина, С. А. Ноянова; во втором ряду: В. М. Аникин, В. И. Петросян, О. Ф. Мешков, В. И. Наянов, Ю. В. Ноянов, А. Ф. Голубенцев, В. В. Попов, Б. И. Мысенко, Ю. А. Филимонов, С. С. Аркадакский

О результатах сотрудничества кафедры и академического института рассказывалось на страницах журнала «Высшее образование в России» [4].

#### **Кафедра на базе СФ ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН**

В 2012 г. формат взаимодействия физического факультета Саратовского университета и Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН изменился. В связи с упразднением филиала кафедры вычислительной физики и автоматизации научных исследований решением Ученого совета СГУ была образована базовая кафедра компьютерной физики и метаматериалов физи-

ческого факультета СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН. В мае 2016 г. решением Ученого совета СГУ кафедра получила наименование «Кафедра компьютерной физики и метаматериалов» на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН.

При реорганизации кафедры полностью были выполнены требования названных выше приказов Минобрнауки РФ [1,2], а также Устава федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»:



а) реализуемая физическим факультетом СГУ образовательная программа соответствует научным направлениям деятельности СФ ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН;

б) для кафедры выделено специальное помещение; на базе научного оборудования СФ ИРЭ организованы учебные лаборатории;

в) обеспечены безопасные условия обучения;

г) в учебные программы внесен специальный раздел, оговаривающий наличие и соблюдение специальных условий для получения образования обучающимися с ограниченными возможностями здоровья;

д) обеспечены кадровые и материальные условия для проведения практических занятий, семинаров, лабораторных практикумов, учебных, научно-исследовательских, производственных и преддипломных практик и иных видов занятий, предусмотренных учебным планом;

е) обеспечены руководство выпускными квалификационными работами, определение их тем и рецензирование, безвозмездное предоставление студентам доступа к информации, необходимой для подготовки выпускных квалификационных работ.

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе СФ ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН призвана способствовать поддержанию высокого уровня подготовки выпускников, обладающих общекультурными и профессиональными компетенциями в области физики, компьютерных методов физики и ориентированных на научно-исследовательскую деятельность. Задача кафедры – подготовка бакалавров, магистров и аспирантов высокой квалификации для научно-исследовательской деятельности в области физики для российских научно-исследовательских и научно-производственных организаций.

Кафедра обеспечивает полный набор существующих уровней высшего университетского образования и все виды учебных занятий. Основной кафедральный профиль бакалавриата – «Компьютерная физика» по направлению подготовки 03.03.02 «Физика». Совместно с кафедрой радиофизики и нелинейной динамики кафедра принимает участие в подготовке бакалавров по направлению 11.03.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» (профиль подготовки «Инфокоммуникационные технологии в системах радиосвязи»).

На кафедре ведется также подготовка бакалавров по профилю «Фундаментальная и экспериментальная физика» направления подготовки

03.03.02 «Физика» и магистров по направлению подготовки 03.04.02 «Физика» (профили «Физика оптических и лазерных явлений», «Магнитоэлектроника в системах защиты информации и безопасности», «Теоретическая и экспериментальная физика»). Кроме того, кафедра обеспечивает проведение учебных занятий по общему курсу физики на различных факультетах Саратовского университета.

Подготовка аспирантов на кафедре осуществляется по направлению 03.06.01 «Физика и астрономия» (направленности: 03.04.03 «Радиофизика», 03.04.21 «Лазерная физика») и направлению 11.06.01 «Электроника, радиотехника и системы связи» (направленность 05.27.01 «Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах»).

Подготовка студентов на кафедре ведется на основе тесной связи учебного процесса и научных исследований, что помогает формировать выпускников университета, сочетающих профессиональные знания и способность самостоятельно решать задачи в фундаментальной и прикладной науке.

К учебным занятиям со студентами филиала кафедры привлекались и привлекаются лучшие специалисты СФ ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН – доктора наук Н. И. Синицын, В. В. Попов, Б. Д. Зайцев, Ю. А. Филимонов, И. Е. Кузнецова и Р. К. Яфаров, кандидаты наук Г. Т. Казаков, Г. В. Торгашов, А. Г. Веселов, Ю. А. Морозов, И. А. Бородин и другие.

Использование в образовательно-научном процессе в СГУ научно-технического потенциала Саратовского филиала ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН способствует поднятию качества образования на физическом факультете на новый, а порой и на уникальный уровень. Так, на базе научных лабораторий СФ ИРЭ имени В. А. Котельникова РАН были организованы практикумы по волновой электронике и физике и технологии микро- и наноэлектроники. Эти практикумы совершенствуются по настоящее время, причем лабораторные работы поставлены на реальных технологических и измерительных установках, используемых для проведения текущих научных исследований.

К примеру, студенты знакомятся с работой аппаратуры сканирующей туннельной микроскопии, молекулярно-лучевой жидкофазной эпитаксии, плазменно-химической обработки





материалов, рентгеноструктурного анализа и т.д. Создание и функционирование подобной приборно-экспериментальной базы непосредственно в вузе, сопровождаемое подготовкой квалифицированного персонала, представляет трудно осуществимую задачу.

Методическое обеспечение практикумов в СФ ИРЭ сопровождалось изданием учебных пособий. В частности, в Издательстве Саратовского университета увидели свет уникальные, и по сей день не потерявшие актуальность пособия [5–7].

Научные исследования сотрудников кафедры проводятся в области микро- и нанотехнологий, физической электроники, нелинейной физики, лазерной физики, метаматериалов, нанофотоники. Полученные результаты отражены во многочисленных статьях и монографиях [8–10].

Прикладные аспекты проведенных научных исследований связаны с изучением физических свойств новых материалов на основе углерода, развитием технологий по созданию автоэмиссионных источников тока и плоских панельных дисплеев, аппаратуры для лечения и функциональной диагностики с использованием низкоинтенсивных электромагнитных колебаний в миллиметровом диапазоне длин волн, внедрением автоматизированных систем мониторинга в мостостроении, изучением трансформационных свойств оптических волноводов, изготовленных из халькогенидных стекла, развитием методов нелинейной динамики и их приложением к анализу и обработке сигналов различной природы, в том числе для целей криптографии.

Научная работа студентов и аспирантов кафедры проводится под руководством профессорско-преподавательского состава кафедры. Студенты и аспиранты кафедры являются участниками многочисленных международных и всероссийских конференций, включая подготовку и проведение ежегодных научных конференций на базе СГУ и ИРЭ РАН. В частности, в начале сентября в СФ ИРЭ, начиная с 2005 г., проводится ежегодная всероссийская конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика».

Отдельной позиции в характеристике научно-организационного взаимодействия СГУ и СФ ИРЭ РАН заслуживает проведение в Саратове летом 2002 г. (по специальному гранту «Интеграция») Четвертой всемирной конференции по вакуумным источникам электронов (Fourth IEEE International Vacuum Electron Sources Conference, IVESC), в которой приняли участие ведущие спе-

циалисты по вакуумной микро- и наноэлектронике из 16 стран мира. Работа этой конференции освещалась в публикациях [11, 12].

С учетом общей направленности подготовки выпускников для научно-исследовательской деятельности в процессе работы с бакалаврами, магистрантами и аспирантами на кафедре уделяется серьезное внимание качеству представления бакалаврских и магистерских квалификационных работ, а также диссертаций аспирантов. В систематическом виде соответствующие методические рекомендации представлены в пособиях [13]. Отдельные вопросы презентации выпускных квалификационных работ и диссертаций отражены в [14–24].

### Некоторые итоги

Предпосылкой для создания в 2012 г. кафедры компьютерной физики и метаматериалов физического факультета Саратовского университета на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН явился накопленный многолетний опыт образовательно-научного взаимодействия между физическим факультетом и академическим институтом в рамках творческого тандема «кафедра – филиал кафедры».

С 1986 г. на базе СФ ИРЭ РАН прошли подготовку около 300 студентов физического факультета. Подготовка студентов была ориентирована на научно-исследовательскую деятельность, которая, собственно, и составляет содержание академического учреждения, а также предусмотрена федеральными государственными образовательными стандартами.

Учебная деятельность кафедры строится в соответствии с федеральными образовательными программами. Регулярно проводится актуализация рабочих учебных планов и рабочих программ преподаваемых дисциплин. Наиболее полезными видами учебных занятий, проводимых непосредственно на базе СФ ИРЭ, являются учебные, научно-исследовательские, производственные и преддипломные практики, работа в лабораторных практикумах, созданных на базе действующего научного оборудования СФ ИРЭ, чтение специальных курсов, авторами-разработчиками которых являются сотрудники ИРЭ, руководство выпускными квалификационными работами, научное руководство аспирантами.

За годы совместной образовательно-научной деятельности на кафедре защищены 5 докторских (В. М. Аникин, А. Ф. Голубенцев,



Б. Д. Зайцев, И. Е. Кузнецова, В. В. Попов) и 10 кандидатских диссертаций (после обучения в аспирантуре, последовавшего за окончанием университета).

История и деятельность кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН освещалась в публикациях о различных этапах развития физического факультета СГУ [3, 25–29]. Следует обратить внимание на то, что составной частью этой истории являются летописи деятельности кафедр, вошедших с течением времени в состав базовой кафедры, но первоначально функционировавших как самостоятельные. Это кафедра химической физики, созданная в 1958 г. профессором А. Д. Степуховичем (переименована в 1997 г. в кафедру прикладной оптики и спектроскопии; до 2010 г. ей заведовал профессор В. И. Березин) и кафедра прикладной физики, выделенная в 1986 г. из состава кафедры общей физики (первый заведующий – профессор В. С. Кошелев); в 1998–2015 гг. руководство осуществлял профессор А. С. Шаповалов.

Замечательными страницами истории кафедр факультета является прямое или опосредованное участие в их формировании и развитии со стороны великих русских физиков – Петра Николаевича Лебедева [30,31] и Николая Николаевича Семёнова [32–35]. Объединение кафедр производилось по сценарию, представленному в [36].

Нужно сказать, что «дружба» с научно-производственными организациями поддерживается на кафедре в течение всего времени ее существования. Так, с начала 1970-х гг. на протяжении 15 лет ее партнером выступало Саратовское научно-производственное объединение «Тантал». На кафедру тогда пришли работать руководитель «Тантала» Г. А. Умнов, главный инженер В. А. Андрианов, начальник лаборатории ОКБ В. Б. Байбурун. В результате кафедра стала на физическом факультете первопроходцем в области информационных технологий. А в 2006 г. при кафедре был создан совместный учебно-научный и внедренческий центр СГУ и ОАО «Волгомост» «Автоматизация научных исследований и производственных процессов».

Общая же история кафедры компьютерной физики и метаматериалов насчитывает 65 лет. Она была образована в 1952 г. приказом Министерства высшего образования СССР как кафедра физики вакуума и электровакуумных

технологий в «связке» с кафедрой электроники (ныне – кафедра электроники, колебаний и волн) и кафедра электро- и радиотехники (ныне – кафедра радиотехники и электродинамики). Эти три кафедры «предназначались» для второго физического факультета СГУ – радиофизического. Инициаторами создания новых кафедр были набиравшие мощь предприятия электронной промышленности Саратова (первым заведующим кафедрой физики вакуума и электровакуумных технологий был главный инженер завода приемно-усилительных ламп Борис Николаевич Комраков [3]).

Сегодня предприятия радиоэлектронного комплекса нуждаются в притоке молодых кадров, в подготовке которых главную роль и должны сыграть кафедры на их основе.

### Список литературы

1. Порядок создания образовательными организациями, реализующими образовательные программы высшего образования, в научных организациях и иных организациях, осуществляющих научную (научно-исследовательскую) деятельность, кафедр, осуществляющих образовательную деятельность : приказ Минобрнауки России № 159 от 06.03.2013 // Рос. газ. 2013. № 6137 (161). 25 июля.
2. Порядок создания профессиональными образовательными организациями высшего образования кафедр и иных структурных подразделений, обеспечивающих практическую подготовку обучающихся, на базе иных организаций, осуществляющих деятельность по профилю соответствующей образовательной программы : приказ Минобрнауки России № 958 от 14.08.2013// Рос. газ. 2013. № 6187 (211). 20 сент.
3. Салий И. Н. К 60-летию создания физического факультета Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (фрагменты истории) // Изв. Саратов ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2005. Т. 5, вып. 1. С. 5–38.
4. Трубецков Д., Аникин В. Образование плюс наука : первый коллективный грант СГУ // Высшее образование в России. 2007. № 6. С. 156–160.
5. Практикум по волновой электронике и микроэлектронике / под ред. Ю. В. Гуляева и Н. И. Сеницына : в 4 ч. Ч. 1. Волновая электроника; Ч. 2. Физика и технология современной микроэлектроники; Ч. 3. Технология микроэлектроники; Ч. 4. Технология микроэлектроники. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1997–2000.
6. Зайцев Б. Д. Акустические волны в твердых телах : учеб. пособие для студ. старших курсов физ. фак. : в 2 ч. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1997. Ч. 1. 150 с. ; Ч. 2. 150 с.



7. Попов В. В. Введение в электродинамику двумерной электронной плазмы. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2000. 19 с.
8. Наянов В. И. Многополевые солитоны. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2006. 278 с.
9. Аникин В. М., Голубенцев А. Ф. Аналитические модели детерминированного хаоса. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. 328 с.
10. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Ремизов А. С. Несамосопряженные линейные операторы в хаотической динамике. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2015. 96 с.
11. *Applied Surface Science. Special Issue. 4th International Vacuum Electron Sources Conference in Saratov, Russia, July 15–19, 2002* / eds. Georg Gaertner, Valery M. Anikin, Nikolai I. Sinitsyn, Raouf Z. Bakhtizin, Yuri V. Gulyaev. Saratov, 2003. Vol. 215, nos. 1–4. P. 1–318.
12. Аникин В. М. IVESC в Саратове // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2007. Т. 7, вып. 1. С. 75–80.
13. Аникин В. М., Усанов Д. А. Диссертация в зеркале автореферата. 3-е изд. М. : МНФРА-М, 2013. 128 с.
14. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Государственная итоговая аттестация аспиранта : от формальности к превентиву // *Alma Mater (Вестн. высш. шк.)*. 2015. № 11. С. 17–21.
15. Аникин В. М., Измайлов И. В., Пойзнер Б. Н., Соснин Э. А. Защищаемое положение в диссертации как трансдисциплинарный научный жанр // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58, № 8/3. С. 300–303.
16. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Научное руководство аспирантами : «внутренние» и «внешние» регуляторы // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2015. Т. 15, вып. 1. С. 83–88.
17. Аникин В. М., Измайлов И. В., Пойзнер Б. Н. Диссертанту о восприимчивости, числовой оценке и защите научных результатов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22, № 6. С. 25–34.
18. Аникин В. М., Измайлов И. В., Пойзнер Б. Н. Диссертация : характеристики научности // *Гетеромагнитная микроэлектроника* : сб. науч. тр. / под ред. А. В. Ляшенко. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2014. Вып. 16. С. 105–118.
19. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. «Предзащита» диссертации : формальные требования и традиции // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22, № 2. С. 95–102.
20. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Коммуникативная функция автореферата и уровень лингво-дисциплинарной компетенции диссертанта // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2013. Т. 13, вып. 1. С. 80–86.
21. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Какова природа интересного, или дефиниции науки и научности – эпистемологический компонент профессиональной компетенции (радио)физика как инженера исследователя // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56, № 10/3. С. 118–120.
22. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Эпистемологические упражнения магистранта : формулировка и оценка научных положений в своей диссертации // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55, № 8/3. С. 213–214.
23. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н. Как диссертанту аргументировать достоверность научных положений и результатов, выносимых на защиту // Изв. вузов. Физика. 2011. Т. 54, № 6. С. 105–108.
24. Аникин В. М., Усанов Д. А. Автореферат диссертации : функции, структура, значимость // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2008. Т. 8, вып. 2. С. 61–73.
25. Аникин В. М. Послесловие к юбилею физического факультета СГУ // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 4. С. 248–252.
26. Усанов Д. А., Аникин В. М. Саратовские научные и педагогические школы по физике (к 80-летию образования Саратовской области) // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 3. С. 178–190.
27. Аникин В. М. Физический факультет в XXI веке. К 70-летию физического факультета Саратовского университета // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2014. Т. 14, вып. 2. С. 65–71.
28. Аникин В. М. Физическому факультету – 65 лет // *Гетеромагнитная электроника* : сб. науч. тр. / под ред. А. В. Ляшенко. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2011. Вып. 9. С. 4–16.
29. Аникин В. М. К 80-летию со дня рождения профессора А. Ф. Голубенцева (10.07.1933 – 22.08.2003) // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2013. Т. 13, вып. 1. С. 87–88.
30. Аникин В. М. «Фабрика молодых физиков» П. Н. Лебедева и Саратовский университет // УФН. 2016. Т. 186, вып. 2. С. 169–173.
31. Феномен научной школы : история, типология получения и передачи знаний, психология коммуникаций / В. М. Аникин., Б. Н. Пойзнер, Э. А. Соснин, А. В. Шувалов ; под общ. ред. В. М. Аникина. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2015. 232 с.
32. Аникин В. М. Физик-инноватор, земляк, учитель и друг Н. Н. Семёнова Владимир Иванович Кармилов // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 1. С. 44–54.
33. Аникин В. М., Усанов Д. А. Николай Николаевич Семёнов : волжские сюжеты жизни // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 2. С. 109–121.
34. Аникин В. М. Первая Нобелевская (к 60-летию присуждения Нобелевской премии академику Н. Н. Семёнову) // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 3. С. 201–211.
35. Аникин В. М. Николай Николаевич Семёнов : фрагменты научной биографии. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2017. 80 с.
36. Аникин В. М., Пойзнер Б. Н., Соснин Э. А. Объединение вузов с позиции теории целеустремленных систем деятельности // *Университетское управление : практика и анализ*. 2015. № 6 (100). С. 41–56.



## РЕШЕНИЕ-ПРИКАЗ

23 декабря 1986 г.

Москва

№ 209/817

Об организации филиала кафедры физики плазмы  
Саратовского государственного университета  
им. Н. Г. Чернышевского

В целях улучшения подготовки кадров в области физики Президиум Академии наук СССР и Министерство высшего и среднего специального образования СССР ПРИКАЗЫВАЮТ:

1. Организовать филиал кафедры физики плазмы Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского Минвуза РСФСР на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники Академии наук СССР для подготовки кадров по специальности 2016 – Физика со специализаций в области волновой электроники и плазмы твердого тела, автоматизации научных исследований и технологических процессов микроэлектроники.

2. Ректору Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского т. Богомолу А. М.:

2.1. Совместно с директором Саратовского филиала Института радиотехники и электроники Академии наук СССР Казаковым Г. Т. разработать и утвердить рабочие учебные программы курсов филиала кафедры до 31 декабря 1986 г.

2.2. Установить штаты филиала кафедры в соответствии с объемом работы в пределах штатов и фонда заработной платы, выделенных Университету.

3. Главному управлению университетов, экономических и юридических вузов Минвуза РСФСР выделять ежегодно соответствующие лимиты на штатное совместительство для комплектования преподавателями филиала кафедры.

4. Внести соответствующие изменения в Устав Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского.

5. Контроль за выполнением настоящего решения-приказа возложить на Управление кадров Академии наук СССР и Главное управление университетов, экономических и юридических вузов Минвуза РСФСР.

Вице-президент  
Академии наук СССР  
академик *Е. П. Велихов*

Министр высшего и среднего  
специального образования РСФСР  
академик *И. Ф. Образцов*

### Образец для цитирования:

*Аникин В. М.* Базовые кафедры: «связь университетов с жизнью» // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 4. С. 281–290. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-281-290.

### Basic Chairs:

#### «Relations between Universities And Life»

#### V. M. Anikin

Valery M. Anikin, ORCID 0000-0002-6506-6997, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya Str., Saratov, 410012, Russia, AnikinVM@info.sgu.ru

The article is devoted to the history, experience and results of the 30-year joint organizational, educational, scientific and methodical activity of the Department of Computer Physics and Metamaterials

of the Physics Department of Saratov National Research University named after NG Chenyshevsky (SSU) and Saratov Branch of the Institute of Radio Engineering and Electronics named after V A. Kotel'nikov of the Russian Academy of Science (SB IRE RAS) within the formats "Chair of SSU – Branch of the Chair in the SB IRE RAS" and "Chair of SSU on the Basis of IRE RAS". The article reflects the original range of activities of the basic chair, taking into account the research field for activity of bachelors, masters and graduate students, in particular methodical work to improve the quality of final qualification papers and dissertations presented for defense.

**Key words:** Saratov University, Physics Department, Basic Chair.



## References

1. The procedure for the creation by educational organizations implementing educational programs of higher education in scientific organizations and other organizations engaged in scientific (research) activities, departments engaged in educational activities. Order of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation no. 159, March 6, 2013. *Rossiyskaya Gazeta* [Russian Newspaper], no. 6137(161), 2013, July 25 (in Russian).
2. The procedure for creating higher education departments and other structural subdivisions that provide practical training for trainees by professional educational organizations and educational organizations, on the basis of other organizations that carry out activities on the profile of the relevant educational program. Order of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation no. 958, Aug. 14, 2013. *Rossiyskaya Gazeta* [Russian Paper], no. 2013, Sept. 20 (in Russian).
3. Saliy I. N. On the 60th anniversary of the Faculty of Physics, Saratov State University named after N. G. Chernyshevsky (fragments of history). *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2005, vol. 5, iss. 1, pp. 5–38 (in Russian).
4. Trubetskov D., Anikin V. Education and science: the first collective grant for SSU. *Vysshee obrazovanie v Rossii* [Higher education in Russia], 2007, iss. 6, pp. 156–160 (in Russian).
5. *Praktikum po volnovej elektronike i mikroelektronike* [Practical work on wave electronics and microelectronics : in 4 pts. Eds. Yu. V. Gulyaev, N. I. Sinitsyn. Pt. 1. Wave Electronics; Pt. 2. Physics and technology of modern microelectronics; Pt. 3. Technology of microelectronics; Pt. 4. Technology of microelectronics]. Saratov, Saratov University Press, 1997–2000 (in Russian).
6. Zaitsev B. D. *Akusticheskiye volny v tverdykh telakh: ucheb. posobiye dlya studen-tov starshikh kursov fizicheskogo fakul'teta* [Acoustic waves in solids : Textbook. allowance for students of senior courses of the physics department], in 2 parts. Saratov, Saratov University Press, 1997. Part 1. 150 pp.; Part 2. 150 pp. (in Russian).
7. Popov V. V. *Vvedeniye v elektrodinamiku dvumernoy elektronnoy plazmy* [Introduction to the electrodynamics of a two-dimensional electron plasma]. Saratov, Saratov University Press, 2000. 19 pp. (in Russian).
8. Nayanov V. I. *Mnogopolevye solitony* [Multi-field solitons]. Moscow, FIZMATLIT, 2006. 278 p. (in Russian).
9. Anikin V. M., Goloubentsev A. F. *Analiticheskie modeli determinirovannogo haosa* [Analytical models of deterministic chaos]. Moscow, FIZMATLIT, 2007. 328 p. (in Russian).
10. Anikin V. M., Arkadaksky S. S., Remisov A. S. *Nesamosopryazhennyye lineynyye operatory v nelineynoy dinamike* [Non-selfadjoined linear operators in chaotic dynamics]. Saratov, Saratov University Press, 2015. 96 p. (in Russian).
11. *Applied Surface Science. Special Issue*. 4th International Vacuum Electron Sources Conference in Saratov, Russia, July 15–19, 2002. Eds. Georg Gaertner, Valery M. Anikin, Nikolai I. Sinitsyn, Raouf Z. Bakhtizin, Yuri V. Gulyaev. 2003, vol. 21, nos. 1–4. Pp. 1–318.
12. Anikin V. M. IVESC in Saratov. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2007, vol. 7, iss. 1, pp. 75–80 (in Russian).
13. Anikin V. M., Usanov D. A. *Dissertatsiya v zerkale avtoreferata: metod. posobie dlja aspirantov i soiskatelej uchenoj stepeni estestvenno-nauchnyh special'nostej* [Dissertation in the Mirror of the Abstract: the Methodological Guidance for Graduate Students and Applicants for Scientific Degree of the Natural Science]. 3rd ed., revised and updated. Moscow, INFRA-M, 2013. 128 p. (in Russian).
14. Anikin V. M., Poizner B. N. State final attestation of postgraduate: from formality to preventiveness. *Alma mater (Vestnik Vysshei shkoly)*, 2015, no. 11, pp. 17–21 (in Russian).
15. Anikin V. M., Izmailov I. V., Poizner B. N., Sosnin E. A. Zashchishchayemoye polozheniye v dissertatsii kak transdistsiplinarnyy nauchnyy zhanr [Defended statements in the thesis as a transdisciplinary scientific genre]. *Russian Physics Journal*, 2015, vol. 58, no. 8/3, pp. 300–303 (in Russian).
16. Anikin V. M., Poizner B. N. Scientific supervision by graduate students: “internal” and “external” regulators. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2015, vol. 15, iss. 1, pp. 83–88 (in Russian).
17. Anikin V. M., Izmailov I. V., Poizner B. N. About perception, numerical rating and protection of scientific results. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2014, vol. 22, no. 6, pp. 25–34 (in Russian).
18. Anikin V. M., Izmailov I. V., Poizner B. N. Dissertation: scientific characteristics. *Geteromagnitnaya mikroelektronika: sb. nauch. trudov* [Heteromagnetic microelectronics: Collection of scientific papers]. Ed. A. V. Lyashenko. Saratov, Saratov University Press, 2014, iss. 16, pp. 105–118 (in Russian).
19. Anikin V. M., Poizner B. N. «Pre-defense» of thesis: formal requirements and traditions. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2014, vol. 22, no. 2, pp. 95–102 (in Russian).
20. Anikin V. M., Poizner B. N. Communicative function of thesis and professional grade of dissertator. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2013, vol. 13, iss. 1, pp. 80–86 (in Russian).
21. Anikin V. M., Poizner B. N. Kakova priroda interesnogo, ili definitsii nauki i nauchnosti – epistemologicheskiiy komponent professional'noy kompetentsii (radio)fizika kak inzhenera issledovatelya [What is the Nature of the Interesting, or Definition of Science and Scientificity is the Epistemological Competence of (Radio)physicist as an Engineer and Researcher]. *Russian Physics Journal*. 2013, vol. 56, no. 10/3, pp. 118–120 (in Russian).
22. Anikin V. M., Poizner B. N. Epistemologicheskiiye uprazhneniya magistranta: formulirovka i otsenka nauch-



- nykh polozheniy v svoey dissertatsii [Epistemological exercises for master student: formulation and assessment of scientific statements in the thesis] *Russian Physics Journal*, 2012, vol. 55, no. 8/3, pp. 213–214 (in Russian).
23. Anikin V. M., Poizner B. N. Kak dissertantu argumentirovat' dostovernost' nauchnykh polozheniy i rezul'tatov, vynosimykh na zashchitu [How to argue the authenticity of defended scientific statements and results]. *Russian Physics Journal*, 2011, vol. 54, no. 6, pp. 105–108 (in Russian).
24. Anikin V. M., Usanov D. A. Abstract of the thesis: functions, structure, significance. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2008, vol. 8, iss. 2, pp. 61–73 (in Russian).
25. Anikin V. M. Afterword to the Anniversary of the faculty of Physics of SSU. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2016, vol. 16, iss. 4, pp. 248–252. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-4-248-252 (in Russian).
26. Usanov D. A., Anikin V. M. Scientific and educational physical schools in Saratov (on the 80th Anniversary of the Saratov Region). *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2016, vol. 16, iss. 3, pp. 178–190. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-3-178-190 (in Russian).
27. Anikin V. M. The faculty of Physics in the XXI Century. To the 70th Anniversary of the physical faculty of Saratov State University. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2014, vol. 14, iss. 2, pp. 65–71 (in Russian).
28. Anikin V. M. 65 years of faculty of Physics. *Geteromagninaya mikroelektronika: sb. nauch. trudov* [Heteromagnetic microelectronics: Collection of scientific papers]. Ed. A. V. Lyashenko. Saratov, Saratov University Press, 2011, iss. 9, pp. 4–16 (in Russian).
29. Anikin V. M. The 80-th anniversary of the birth of Professor A. F. Goloubentsev (10.07.1933 – 22.08.2003). *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2013, vol. 13, iss. 1, pp. 87–88 (in Russian).
30. Anikin V. M. P. N. Levedev's «Factory of Young Physicists» and Saratov University. *Phys. Usp.*, 2016, vol. 59, iss. 2, pp. 162–166. DOI: 10.3367/UFNe.0186.201602e.0169.
31. Anikin V. M., Poizner B. N., Sosnin E. A., Shuvalov A. V. *Fenomen nauchnoj shkoly: istoriya, tipologiya poluchenija i peredachi znanij, psihologija kommunikacij* [The phenomenon of the scientific school: history, typology of the receipt and transmission of knowledge, communication psychology]. Ed. V. M. Anikin. Saratov, Saratov University Press, 2015. 232 p. (in Russian).
32. Anikin V. M. Vladimir I. Karmilov, Physicist, Innovator and Nikolai N. Semenov's Countryman, Teacher, Friend. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2016, vol. 16, iss. 1, pp. 44–54. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-44-54 (in Russian).
33. Anikin V. M., Usanov D. A. Nikolai N. Semenov: Volga Region Themes of the Life. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2016, vol. 16, iss. 2, pp. 47–59. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-2-109-121 (in Russian).
34. Anikin V. M. The First Nobel Prize (To the 60th Anniversary of the Awarding of the Nobel Prize to Academician N. N. Semenov). *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 3, pp. 201–211 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-3-201-211.
35. Anikin V. M. *Nikolai Nikolaevich Semenov: fragmenty nauchnoj biografii* [Nikolai N. Semenov: fragments of scientific biography]. Saratov, Saratov University Press, 2015. 80 p. (in Russian).
36. Anikin V. M., Poizner B. N., Sosnin E. A. Merging of universities from the position of the theory of purposeful activity systems. *Universitetskoe upravlenie: praktika i analiz* [University management: practice and analysis], 2015, no. 6 (100), pp. 41–56 (in Russian).

---

**Cite this article as:**

Anikin V. M. Basic Chairs: «Relations between Universities and Life». *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 281–290 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-281-290.

---