

**BICMM** RUSSIA, BAIKALSK  
11-14 SEPTEMBER  
**2023**

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES



# МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Материалы IX Байкальской Международной конференции  
Байкальск, Россия, 11–14 сентября 2023 г.



ISBN 978-5-9624-2178-0

УДК 537.6  
ББК (В)22.334  
М15

**Магнитные материалы.** Новые технологии : материалы IX Байкальской Международной конференции. Байкальск, Россия, 11–14 сентября 2023 г. – Иркутск : Издательство ИГУ, 2023. – 1 электронный оптический диск (CD-ROM). – Заглавие с этикетки диска.  
<https://doi.org/10.26516/978-5-9624-2178-0.2023.1-207>

**ISBN 978-5-9624-2178-0**

Материалы отражают новейшие результаты и достижения в области магнетизма. Предназначено для ученых, специалистов, преподавателей вузов и студентов, специализирующихся в области физики магнитных явлений.

**Magnetic materials. New technologies (BICMM-2023).** Proceedings of 9th Baikal International Conference. Irkutsk, Irkutsk State University Publ., 2023.

The book of materials includes the original abstracts of plenary and oral and briefing talks and poster presentations. The abstracts reflect the new results and scientific achievements in the field of magnetism.

This book is recommended for scientists, specialists, university teachers and students.

---

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Иркутский государственный университет»

664003, г. Иркутск, ул. К. Маркса, 1; тел. +7 (3952) 51-19-00

Издательство ИГУ, 664082, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 124

тел. +7 (3952) 52-18-53; e-mail: izdat@law.is.u.ru

Подписано к использованию 05.09.2023. Тираж 15 экз. Объем 24,2 Мб.

---

|                                      |                                                      |
|--------------------------------------|------------------------------------------------------|
| Тип компьютера, процессор, частота:  | 32-разрядный процессор, 1 ГГц или выше               |
| Оперативная память (RAM):            | 256 МБ                                               |
| Необходимо на винчестере:            | 320 МБ                                               |
| Операционные системы:                | ОС Microsoft® Windows® XP, 7, 8 или 8.1. ОС Mac OS X |
| Видеосистема:                        | Разрешение экрана 1024x768                           |
| Акустическая система:                | Не требуется                                         |
| Дополнительное оборудование:         | Не требуется                                         |
| Дополнительные программные средства: | Adobe Reader 6 или выше                              |

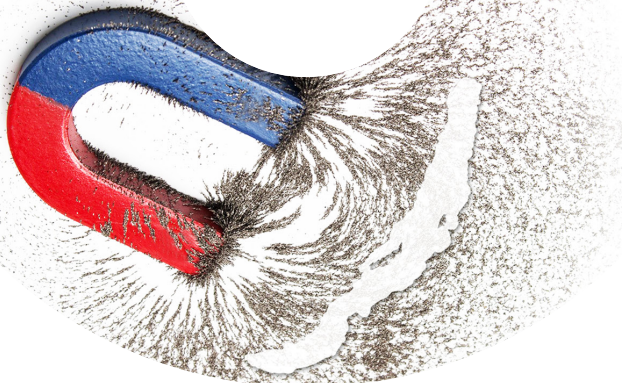
**BICMM** RUSSIA, BAIKALSK  
11-14 SEPTEMBER  
**2023**  
MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES



# МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Материалы  
IX Байкальской  
Международной конференции  
Байкальск, Россия,  
11–14 сентября 2023 г.

ISBN 978-5-9624-2178-0





Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Иркутский государственный университет»

**BICMM** RUSSIA, BAIKALSK  
11-14 SEPTEMBER  
**2023**  
MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES



# МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Материалы IX Байкальской Международной конференции  
Байкальск, Россия, 11–14 сентября 2023 г.



ISBN 978-5-9624-2178-0



## **Организационный комитет**

### **Председатель Организационного комитета:**

*Гаврилюк Алексей Александрович, д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой общей и экспериментальной физики физического факультета ИГУ*

### **Сопредседатель Оргкомитета:**

*Семиров Александр Владимирович, д-р физ.-мат. наук, проф., директор Педагогического института ИГУ, зав. кафедрой физики*

### **Заместители председателя Оргкомитета:**

*Букреев Дмитрий Александрович, канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры физики Педагогического института ИГУ*

*Моисеев Алексей Анатольевич, канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры физики Педагогического института ИГУ*

### **Секретарь Оргкомитета:**

*Деревянко Михаил Сергеевич, ст. преподаватель кафедры физики Педагогического института ИГУ*

### **Состав Оргкомитета:**

- Перов Н. С. (МГУ, Москва)
- Исхаков Р. С. (ИФ СО РАН, Красноярск)
- Гаврилюк Б. В. (ИГУ, Иркутск)
- Захаров Г. В. (ИГУ, Иркутск)
- Зубрицкий С. М. (ИГУ, Иркутск)
- Калинин Ю. Е. (ВГТУ, Воронеж)
- Курляндская Г. В. (УрФУ, Екатеринбург)
- Ковалева Н. П. (ИГУ, Иркутск)
- Кудрявцев В. О. (ИГУ, Иркутск)
- Моисеев А. А. (ИГУ, Иркутск)
- Семёнов А. Л. (ИГУ, Иркутск)
- Филимонов А. В. (АУ, Санкт-Петербург)

## **Программный комитет**

### **Председатель Программного комитета:**

*Мушников Николай Варфоломеевич, академик РАН, директор Института физики металлов УрО РАН (Екатеринбург)*

### **Заместитель председателя Программного комитета:**

*Гаврилюк Алексей Александрович, д-р физ.-мат. наук, проф., зав. кафедрой общей и экспериментальной физики ИГУ (Иркутск)*

### **Состав Программного комитета:**

- Грановский А. Б. (МГУ, Москва)
- Аплеснин С. С. (ИФ СО РАН, Красноярск)
- Балаев Д. А. (ИФ СО РАН, Красноярск)
- Бебенин Н. Г. (ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- Васьковский В. О. (УрФУ, Екатеринбург)
- Звездин К. А. (ИОФ РАН, Москва)
- Зубарев А. Ю. (УрФУ, Екатеринбург)
- Овчинников С. Г. (ИФ СО РАН, Красноярск)
- Пятаков А. П. (МГУ, Москва)

**BICMM Chairman:**

*Alexey A. Gavriluk*  
*head of department General and Experimental Physics of ISU*

**BICMM Co-Chairman:**

*prof. Alexander V. Semirov*  
*director of the Pedagogical Institute of ISU*

**Deputy Chairmen of the Organizing Committee:**

*Assoc. Prof. Dmitry Bukreev*  
*Assoc. Prof. Alexey Moiseev*

**Secretary of the Conference Organizing Committee:**

*Mikhail Derevyanko*

**Organizing Committee**

- Perov Nikolay
- Boris Gavriluk
- Rauf Iskhakov
- Grigoriy Zakharov
- Sergey Zubritsky
- Yuriy Kalinin
- Nataliya Kovaleva
- Vyacheslav Kudryavtsev
- Galina Kurlyandskaya
- Andrey Semyonov
- Alexey Filimonov

**Program Committee****Chairman of the Program Committee:**

*Nikolai V. Mushnikov*  
*Academician of the Russian Academy of Sciences, Director of the Institute of Physics of Metals, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences (Yekaterinburg)*

**Deputy Chairman of the Program Committee:**

*Alexey A. Gavriluk*  
*Head of Department General and Experimental Physics of ISU*

- Alexander Granovsky
- Dmitry Balaev
- Vladimir Vaskovskiy
- Sergey Aplesnin
- Nikolay Bebenin
- Andrey Zubarev
- Konstantin Zvezdin
- Alexander Pyatakov
- Sergei Ovchinnikov

## ТЕМЫ КОНФЕРЕНЦИИ

- ❖ Секция А. Магнитные материалы для записи
- ❖ Секция В. Магнитомягкие материалы
- ❖ Секция С. Магнитожесткие материалы
- ❖ Секция D. Наномagnetизм и наноструктуры
- ❖ Секция Е. Мультиферроики
- ❖ Section F. Магнитные домены, доменные границы, процессы перемагничивания
- ❖ Секция G. Магнитооптические явления
- ❖ Секция Н. Magnetизм в биологии и медицине
- ❖ Секция I. Явления переноса, магнитосопротивление, магнитоимпеданс
- ❖ Секция J. Магнитная анизотропия, магнитострикция, магнитоупругие явления
- ❖ Секция К. Методы и методики проведения измерений магнитных параметров
- ❖ Секция L. Современные технологии получения материалов
- ❖ Секция М. Методы преподавания дисциплин технологии материалов

**Официальные языки BICMM-2023: английский и русский**

**Официальные веб-сайты BICMM-2023:**

[http://www.bicmm.isu.ru/index\\_e.html](http://www.bicmm.isu.ru/index_e.html) (англ.) <http://www.bicmm.isu.ru> (рус.)



## TOPICS OF CONFERENCE

- ❖ Section A. Magnetic materials for recording.
- ❖ Section B. Soft magnetic materials.
- ❖ Section C. Hard magnetic materials.
- ❖ Section D. Nanomagnetism and Nanostructure.
- ❖ Section E. Multiferroics.
- ❖ Section F. Magnetic domains, domain walls, processes of magnetic reversal.
- ❖ Section G. Magneto-optical phenomena.
- ❖ Section H. Magnetism in biology and medicine.
- ❖ Section I. Transport phenomena, giant magnetic resistance, giant magnetic impedance.
- ❖ Section J. Magnetic anisotropy, magnetostriction, magnetoelastic phenomena.
- ❖ Section K. Principles and techniques of measurement of magnetic parameters.
- ❖ Section L. Modern technologies for receipt of materials.
- ❖ Section M. Methods of teaching materials technology disciplines.

**Official languages of BICMM-2023: English and Russian**

**BICMM-2023 official web-site:**

[http://www.bicmm.isu.ru/index\\_e.html](http://www.bicmm.isu.ru/index_e.html) (English)

<http://www.bicmm.isu.ru> (Russian)

## СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                                                                                                                                                                                            |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Perov N. S., Alekhina Yu. A., Makarova L. A., Perova N. N., Shalygin A. N., Shendrikova L. A.<sup>1</sup>, Ustinov K. A.</b><br>MICROMAGNETIC STRUCTURE AND PROPERTIES OF MAGNETICALLY<br>SOFT ALLOYS .....                                                             | 17 |
| <b>Курляндская Г. В., Михневич Е. А., Андреев С. В., Свалов А. В.</b><br>КОМПОЗИЦИОННЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ГАДОЛИНИЙ:<br>ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В СОЧЕТАНИИ С МЕХАНОХИМИЕЙ .....                                                                                    | 18 |
| <b>Vasiliev A. N.</b><br>MILESTONES OF LOW-D QUANTUM MAGNETISM .....                                                                                                                                                                                                       | 19 |
| <b>Volkova O. S.</b><br>ANTIFERROMAGNETIC ORDER OF FERROMAGNETIC SPIN-1/2<br>LADDERS IN MoOBr <sub>3</sub> .....                                                                                                                                                           | 20 |
| <b>Садовников А. В., Шешукова С. Е., Бегинин Е. Н.</b><br>МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КАК МЕТОД<br>ИССЛЕДОВАНИЯ УПРАВЛЯЕМЫХ МАГНОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ<br>СТРУКТУР .....                                                                                        | 21 |
| <b>Андреев С. В., Головня О. А., Голубятникова А. А., Мальцева В. Е.,<br/>Незнахин Д. С., Селезнева Н. В., Степанова Е. А., Шалагинов А. Н.,<br/>Волегов А. С.</b><br>АДДИТИВНОЕ ПРОИЗВОДСТВО ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ<br>МАТЕРИАЛОВ .....                                 | 23 |
| <b>Мушников Н. В., Герасимов Е. Г.</b><br>МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ<br>RMn <sub>2</sub> Si <sub>2</sub> .....                                                                                                                                      | 25 |
| <b>Исхаков Р. С., Важенина И. Г., Столяр С. В., Яковчук В. Ю.</b><br>ФМР И СВР В ПЛАНАРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ .....                                                                                                                                                 | 26 |
| <b>Курганская А. А., Овченкова Ю. А., Богданов А. Е., Морозкин А. В.,<br/>Терёшина И. С., Алексеева О. А., Филимонов А. В.</b><br>ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ<br>СОЕДИНЕНИЙ С КРЕМНИЕМ И ГЕРМАНИЕМ .....                                              | 27 |
| <b>Свалов А. В., Пасынкова А. А., Лепаловский В. Н., Кудюков Е. В., Фещенко<br/>А. А., Русалина А. С., Курляндская Г. В.</b><br>МЕЖСЛОЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ<br>МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК FeNi С ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ОСЯМИ<br>АНИЗОТРОПИИ В СОСЕДНИХ СЛОЯХ ..... | 28 |
| <b>Семенов С. В., Комогорцев С. В., Балаев Д. А., Загорский Д. Л.</b><br>МАГНИТОДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДВУМЕРНОМ АНСАМБЛЕ<br>НАНОНИТЕЙ ЖЕЛЕЗА .....                                                                                                                    | 30 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Старчиков С. С., Заяханов В. А., Васильев А. Л., Быков А. А., Булатов К. М., Троян И. А., Любунин И. С., Снегирёв Н. И., Перекалин Д. Н., Давыдов В. А.</b><br>СИНТЕЗ, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ<br>ТИПА ЯДРО-ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ КАРБИДОВ ЖЕЛЕЗА, ПОЛУЧЕННЫХ<br>ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ ..... | 31 |
| <b>Иванов В. Ю., Кузьменко А. М., Тихановский А. Ю., Мухин А. А.</b><br>МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И $H_c$ - $T$ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА<br>В ОРТОФЕРРИТЕ $DyFeO_3$ .....                                                                                                                                                             | 33 |
| <b>Уржумцев А. Н., Мальцева В. Е., Волегов А. С.</b><br>ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В СПЕЧЕННЫХ ПОСТОЯННЫХ<br>МАГНИТАХ ТИПА Nd-Fe-B .....                                                                                                                                                                                          | 35 |
| <b>Nemytova O. V., Rinkevich A. B., Perov D. V., Koroleva M. S., Piir I. V.</b><br>MAGNETIC INTERACTION FEATURES IN HOLMIUM AND YTTERBIUM RARE<br>EARTH TITANATES DOPED WITH YTTRIUM AND BISMUTH .....                                                                                                                           | 37 |
| <b>Maltseva V. E., Andreev S. V., Urzhumtsev A. N., Volegov A. S.</b><br>REMAGNETIZATION PROCESSES IN NANOSTRUCTURED ALLOYS<br>OF THE PR-FE-B AND SM-CO SYSTEMS .....                                                                                                                                                            | 41 |
| <b>Политова Г. А., Морозов Д. А., Ганин М. А., Михайлова А. Б., Филимонов А. В.</b><br>ВЛИЯНИЕ ИНДИЯ НА СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $TbCo_2$ .....                                                                                                                                                                            | 42 |
| <b>Чумаков Н. К., Белов И. В., Андреев А. А., Езубченко И. С., Черных И. А., Николаев С. Н., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г.</b><br>МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА<br>ГЕТЕРОСТРУКТУР $AlGaN/AlN/GaN$ НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ .....                                                                                   | 43 |
| <b>Тихонов В. В., Губанов В. А., Садовников А. В.</b><br>СПИН-ВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ<br>ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ЖИГ .....                                                                                                                                                                                         | 44 |
| <b>Столяр С. В., Ли О. А., Николаева Е. Д., Исаков Р. С., Боев Н. М., Шохрина А. О.</b><br>ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ<br>$NiFe_2O_4$ .....                                                                                                                                                            | 47 |
| <b>Шайхутдинов К. А., Князев Ю. В., Камкова Т. Н., Васильев А. Д., Семенов С. В., Павловский М. С., Красиков А. А., Скоробогатов С. А.</b><br>УПРАВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОЙ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО<br>ПЕРЕХОДА В РЯДУ МОНОКРИСТАЛЛОВ $HOFe_{1-x}Mn_xO_3$ .....                                                                       | 49 |
| <b>Хутисва А. Б., Ломова М. В., Садовников А. В.</b><br>МЕТОД МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ<br>ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ ДЕТЕКЦИИ МАГНИТНЫХ И ЖЕСТКОСТНЫХ<br>СВОЙСТВ РАКОВЫХ КЛЕТОК <i>IN VITRO</i> .....                                                                                                                      | 51 |
| <b>Sukhorukova O. S., Tarasenko A. S., Tarasenko S. V., Shavrov V. G.</b><br>SPECIAL POINTS OF THE RADIATION SPECTRUM OF LEAKY SURFACE<br>MAGNON POLARONS .....                                                                                                                                                                  | 53 |

|                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Abramovsky I. E., Vlasov V. S., Kotov L. N.</b><br>FEATURES OF THE MICROWAVE MAGNETIC DYNAMICS OF TWO-LAYER<br>MAGNETIC STRUCTURE FOR DIFFERENT EXCHANGE COUPLING<br>CONSTANTS .....                                                          | 54 |
| <b>Благовещенская Е. А., Микулик И. И.</b><br>ГРАФИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ТЕОРИИ АБЕЛЕВЫХ ГРУПП БЕЗ КРУЧЕНИЯ<br>И НАНОСТРУКТУРЫ .....                                                                                                                | 55 |
| <b>Даниляк М. А., Белов И. В., Езубченко И. С., Черных И. А., Андреев А. А.,<br/>Кондратьев О. А., Чумаков Н. К., Валеев В. Г.</b><br>РЕЗИСТИВНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В НИТРИДНЫХ МЕМРИСТОРАХ:<br>ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ .....                  | 56 |
| <b>Дрягина А. Е., Горьковенко А. Н., Кулеш Н. А., Васьяковский В. О.</b><br>СИНТЕЗ И СРАВНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ<br>НАНОПРОВОЛОК СПЛАВОВ 3D- ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В МАТРИЦЕ<br>ОКСИДА АЛЮМИНИЯ .....                                 | 57 |
| <b>Матюнина М. В., Байгутлин Д. Р., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</b><br>ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОЛОВИННЫХ $d^0-d$ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА<br>ОСНОВЕ СИСТЕМ $KMnZ$ ( $Z = Bi, Pb, Sb, Sn$ ) .....                                               | 59 |
| <b>Бобуёк С. А., Николаев Е. В., Суржиков А. П., Лысенко Е. Н.</b><br>ТЕРМОМАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ<br>ПЕРЕХОДОВ НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ<br>ДИСПЕРСНОСТИ .....                                          | 61 |
| <b>Елькин В. Д., Лысенко Е. Н., Николаев Е. В.</b><br>СИНТЕЗ ЛИТИЙ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТА ИЗ МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ<br>ПОРОШКОВ .....                                                                                                                   | 62 |
| <b>Перевалова А. Н., Наумов С. В., Шредер Е. И., Неверов В. Н., Марченкова Е.<br/>Б., Марченков В. В.</b><br>ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ<br>ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ $MoTe_2$ И $WTe_2$ .....                              | 64 |
| <b>Богуславский Л. Г., Иванов В. Е., Фещенко А. А., Андреев С. В.,<br/>Лепаловский В. Н.</b><br>ОСОБЕННОСТИ ТОПОЛОГИИ ПЛОСКОСТНОЙ КОМПОНЕНТЫ<br>ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ, ВЫЯВЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО С<br>ПОМОЩЬЮ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА ..... | 66 |
| <b>Зверев В. В.</b><br>МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ<br>ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ПЕРМАЛЛОЕВОЙ ПЛЕНКИ<br>СО СТУПЕНЧАТЫМ РЕЛЬЕФОМ ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ .....                                                           | 69 |
| <b>Патрин Г. С., Кобяков А. В., Юшков В. И., Анисимов И. О., Жарков С. М.,<br/>Семенов С. В., Моисеенко Е. Т.</b><br>ЭФФЕКТЫ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ И МАГНИТНОЙ БЛИЗОСТИ<br>В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ $FeNi/V_2O_3/FeNi$ .....                           | 71 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Важенина И. Г., Столяр С. В., Комогорцев С. В., Ли О. А., Исхаков Р. С.,<br/>Великанов Д. А., Черемискина Е. В., Немцев И. В.</b><br>ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ Fe-C, Co-C и Ni-C<br>СТАТИЧЕСКИМИ И ДИНАМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ .....                       | 73 |
| <b>Марченков В. В., Ирхин В. Ю.</b><br>ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА<br>НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И МАРГАНЦА .....                                                                                                                                      | 75 |
| <b>Липин И. И.</b><br>ВЛИЯНИЕ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА<br>В НЕОДНОРОДНЫХ ПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ .....                                                                                                                                       | 76 |
| <b>Грачев А. А., Горлач М. А., Бегинин Е. Н., Садовников А. В.</b><br>УПРАВЛЯЕМАЯ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СПИНОВЫХ<br>ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ СТРУКТУРАХ ЖИГ/PZT .....                                                                                      | 78 |
| <b>Фещенко А. А., Москалев М. Е., Лепаловский В. Н., Васьковский В. О.</b><br>КОМПОЗИЦИОННАЯ МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ<br>ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Cr-Mn КАК<br>ИСТОЧНИКА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ<br>ТИПА ФЕРРО-/АНТИФЕРРОМАГНЕТИК ..... | 81 |
| <b>Парадеженко Г. В., Первишко А. А., Юдин Д. И.</b><br>МЕТОДЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ПОИСКА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ<br>СПИНОВЫХ ТЕКСТУР .....                                                                                                                               | 83 |
| <b>Первишко А. А.</b><br>ИСКУССТВЕННО СОЗДАННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ИНТЕРФЕЙСАХ<br>КАК МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ<br>МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК .....                                                                                                      | 84 |
| <b>Устюгов В. А., Уткин А. А., Ковалёв П. Д., Котов Л. Н., Калинин Ю. Е.,<br/>Ситников А. В.</b><br>ОСОБЕННОСТИ ГРАНУЛИРОВАННОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ<br>КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК (CoFeB+SiO <sub>2</sub> ), НАПЫЛЕННЫХ В АТМОСФЕРЕ<br>АЗОТА .....                        | 85 |
| <b>Орлов В. А., Патрин Г. С., Шиян Я. Г.</b><br>ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ SOFT/HARD/SOFT<br>ПЛЕНКАХ .....                                                                                                                                              | 87 |
| <b>Юрлов В. В., Звездин К. А., Звездин А. К.</b><br>ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА<br>ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР<br>НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩЕГО ГРАНАТА .....                                                           | 90 |
| <b>Balaeв D. A., Skorobogatov S. A., Velikanov D. A., Bayukov O. A., Stolyar S. V.,<br/>Yaroslavl'tsev R. N., Iskhakov R. S., Knyazev Yu. V.</b><br>SUPERPARAMAGNETIC RELAXATION IN ENSEMBLES OF ULTRASMALL<br>FERRIHYDRITE NANOPARTICLES .....                     | 92 |
| <b>Ivanova O. S., Svetlitsky E. S., Petrov D. A., Knyazev Yu.V.</b><br>MAGNETITE NANOPARTICLES DILUTED WITH CO AND Mg IONS:<br>MAGNETIC PROPERTIES AND APPLICATION .....                                                                                            | 93 |



|                                                                                                                                                                                                                                     |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Иванов В. Е.</b><br>ВЛИЯНИЕ НОРМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НА ВЕКТОРИЗАЦИЮ<br>ПЛОСКОСТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО<br>ПОЛЯ .....                                                                                           | 94  |
| <b>Заботнов С. В., Нестеров В. Ю., Шулейко Д. В., Преснов Д. Е.,<br/>Константинова Е. А., Чеченин Н. Г., Джунь И. О.</b><br>ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ<br>АБЛЯЦИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА В ВОДЕ .....       | 95  |
| <b>Мехоношин Д. С., Памятных Л. А.</b><br>САМООРГАНИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ<br>ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЁНКИ .....                                                                                                               | 97  |
| <b>Мартышкин А. А., Бубликов К., Садовников А. В.</b><br>РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНОННО-<br>КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ YIG/GAAS .....                                                                                      | 99  |
| <b>Минина Ю. С., Лысенко Е. Н., Николаева С. А., Николаев Е. В., Власов В. А.</b><br>ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОННО-<br>ПУЧКОВОГО СПЕКАНИЯ ЛИТИЕВОГО И ЛИТИЙ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТОВ<br>С ДОБАВКОЙ ОКСИДА ВИСМУТА ..... | 100 |
| <b>Мусатов В. И., Федулов Ф. А., Савельев Д. В., Фетисов Л. Ю., Фетисов Ю. К.</b><br>РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОЛЬЦЕВЫХ<br>ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ .....                                                                  | 102 |
| <b>Андрющенко Т. А., Ляшенко С. А., Варнаков С. Н., Овчинников С. Г.,<br/>Шевцов Д. В., Яковлев И. А., Максимова О. А.</b><br>АВТОМАТИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ<br>ТОНКИХ ПЛЁНОК МАХ-ФАЗ .....                  | 104 |
| <b>Арсланов Т. Р., Ханов Л. Н., Ашуров Г. Г., Риль А. И.</b><br>ОРТОРОМБИЧЕСКИЙ АРСЕНИД МАРГАНЦА И ЕГО МАГНИТНАЯ<br>ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА .....                                                                                         | 106 |
| <b>Некрасов Е. С., Скулкина Н. А., Еремин Ю. Д., Кузнецов Н. В., Бойко А. Н.</b><br>НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ОТЖИГ И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ<br>АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА .....                                                | 108 |
| <b>Пинчук К. Е., Ткачев В. В., Ильин Н. В., Саповский И. М., Рахматуллаев Т.<br/>Р., Крайнова Г. С.</b><br>ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ<br>БЫСТРОЗАКАЛЁННОГО СПЛАВА $Fe_{75}Ni_2B_{13}Si_{10}$ .....                | 110 |
| <b>Скулкина Н. А., Некрасов Е. С., Еремин Ю. Д., Кузнецов Н. В.</b><br>ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК<br>АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА .....                                                             | 112 |
| <b>Степанова К. А., Катаев В. А.</b><br>ПРОГНОЗ СОСТАВА И УСЛОВИЙ ОБРАБОТКИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ<br>СПЛАВОВ ТИПА FINEMET Fe-Si-B-NB-CU ДЛЯ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ<br>МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НА ОСНОВЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ .....                 | 114 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Golygin E. A., Chen Y. S., Lin J. G., Gavriluk A. A.</b><br>ACID ETCHING EFFECTS ON THERMAL STABILITY AND MORPHOLOGY<br>IN CR-DOPED IRON-BASED AMORPHOUS RIBBONS .....                                                                                                                            | 117 |
| <b>Lyu-yu N. A., Zubritskii S. M., Zhilina N. O., Morozova N. V., Gavriluk A. A.</b><br>TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC CHARACTERISTICS OF<br>AMORPHOUS WIRES BASED ON TRANSITION METALS .....                                                                                                    | 119 |
| <b>Lyu-yu N. A., Golygin E. A., Morozova N. V., Gavriluk A. A.</b><br>EFFECT OF ELASTIC TENSILE STRESSES ON THE MAGNETIC PROPERTIES<br>OF METALLIC AMORPHOUS COBALT-BASED RIBBONS TREATED WITH<br>DIRECT CURRENT .....                                                                               | 121 |
| <b>Аграфонов Ю. В., Петрушин И. С.</b><br>ГРАНИЧНЫЕ СЛОИ ЖИДКОСТЕЙ И СПИНОВЫХ СТЕКОЛ В ТЕОРИИ<br>ХАОТИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА .....                                                                                                                                                   | 124 |
| <b>Мацынин А. А., Комогорцев С. В., Быкова Л. Е., Еремин Л. А.</b><br>ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ<br>СТРУКТУРАХ SN/CO ПРИ ВАКУУМНОМ ОТЖИГЕ .....                                                                                                                               | 125 |
| <b>Зельбст Э. А.</b><br>ГИПЕРВАЛЕНТНАЯ КООРДИНАЦИОННАЯ СВЯЗЬ F–Si ←O .....                                                                                                                                                                                                                           | 127 |
| <b>Ласёк М. П., Котов Л. Н., Калинин Ю. Е., Ситников А. В.</b><br>ВЧ СПЕКТРЫ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ПОТЕРЬ<br>КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК: МЕТАЛ-ДИЭЛЕКТРИК .....                                                                                                                                          | 128 |
| <b>Тарасенко Т. Н., Зеленов Ф. В., Ковалев О. Е., Грибанов И. Ф., Головчан А. В.</b><br>СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА (Bi-Y) <sub>3</sub> (Fe-Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub> ,<br>СИНТЕЗИРОВАННОГО МЕТОДОМ СЖИГАНИЯ ГЕЛЯ .....                                                                    | 129 |
| <b>Урусова Н. В., Меренцов А. И., Степанова Е. А.</b><br>ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОВЕДЕНИЯ ДИХАЛЬКОГЕНИДОВ<br>Co <sub>x</sub> TiS <sub>2</sub> (0,30 ≤ x ≤ 0,80) .....                                                                                                                                | 132 |
| <b>Bezmenova A., Kobecki M., Akimov I., Savochkin I., Shaposhnikov A.,<br/>Berzhansky V., Zvezdin A., Bayer M., Belotelov V.</b><br>CONTROL OF SPIN WAVES IN MAGNETO-DIELECTRIC MICRODISKS BY<br>FEMTOSECOND LASER PULSES .....                                                                      | 134 |
| <b>Bezmenova A., Kobecki M., Akimov I., Savochkin I., Shaposhnikov A.,<br/>Berzhansky V., Zvezdin A., Bayer M., Belotelov V.</b><br>CONTROLLING THE DIRECTION OF SPIN WAVES GENERATED BY<br>FEMTOSECOND LASER PULSES IN A GARNET FILM USING<br>FERROMAGNETIC RESONANCE WITH OPTICAL EXCITATION ..... | 136 |
| <b>Вызулин С. А., Сырьев Н. Е., Беляев Б. А., Винокуров А. В.</b><br>ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОТОЛЩИННЫХ ПЛЕНКАХ<br>ПЕРМАЛЛОЯ .....                                                                                                                                                              | 138 |
| <b>Чеченин Н. Г., Ежов А. А., Герасименко А. В., Джунь И. О.</b><br>ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА<br>В СТРУКТУРАХ Co/FeMn И Co/IrMn С ОБМЕННЫМ СМЕЩЕНИЕМ .....                                                                                                                 | 141 |

|                                                                                                                                                                                                                                     |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Semenov S. V., Ikkert O. P., Balaev D. A., Karnachuk O. V., Knyazev Yu. V.</b><br>FORC ANALYSIS OF INTERPARTICLE INTERACTIONS IN BIOMINERALIZED<br>MAGNETIC NANOCOMPOSITES .....                                                 | 143 |
| <b>Русалина А. С., Лепаловский В. Н., Степанова Е. А., Курляндская Г. В.,<br/>Васьковский В. О., Свалов А. В.</b><br>ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПОЛЕМ ПЕРЕХОД В НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ<br>СОСТОЯНИЕ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПЛЁНКАХ Gd-Co РАЗНОЙ ТОЛЩИНЫ ..... | 144 |
| <b>Тарасов А. С., Рауцкий М. В., Лукьяненко А. В., Соболев И. А.</b><br>МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО<br>ЭФФЕКТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ Mn <sub>5</sub> Ge <sub>3</sub> , ВЫРАЩЕННЫХ НА Si(111) .....             | 145 |
| <b>Шефтель Е. Н., Харин Е. В., Бобровский С. Ю., Розанов К. Н., Теджетов В. А.,<br/>Банных И. О., Кирюханцев-Корнеев Ф. В.</b><br>НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЁНКИ FeTiV: СТАТИЧЕСКИЕ И СВЧ<br>МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА .....                   | 146 |
| <b>Черкасов Д. А., Киселева К. В., Кичин Г. А., Звездин К. А.</b><br>STT-MRAM В КРОССБАР АРХИТЕКТУРЕ ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ<br>ВЫЧИСЛЕНИЙ .....                                                                                           | 147 |
| <b>Хутиева А. Б., Шешукова С. Е., Бегинин Е. Н., Садовников А. В.</b><br>РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАССИВЕ ЛАТЕРАЛЬНО<br>И ВЕРТИКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ<br>ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УГЛА НАМАГНИЧИВАНИЯ .....               | 149 |
| <b>Antonets I. V., Kotov L. N.</b><br>INFLUENCE OF MAGNETIC FIELDS ON THE REFLECTION OF MICROWAVE<br>WAVES FROM THE STRUCTURES Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> /CoO AND Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....                         | 151 |
| <b>Мохов А. А., Комогорцев С. В., Фельк В. А.</b><br>МИКРОМАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИСКОВ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ<br>МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ .....                                                                                             | 152 |
| <b>Натекин Л. Г., Киселева К. В., Кичин Г. А., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</b><br>МАГНИТНЫЙ 1/f ШУМ КАК СЛЕДСТВИЕ РЕШЕНИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО<br>ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ .....                                                    | 153 |
| <b>Гудим И. А., Еремин Е. В., Титова В. Р.</b><br>ВЛИЯНИЕ КОМПОНЕНТОВ РАСТВОРИТЕЛЯ НА РОСТ КРИСТАЛЛОВ<br>ТРИГОНАЛЬНЫХ ОКИСБОРАТОВ СО СТРУКТУРОЙ ХАНТИТА .....                                                                       | 155 |
| <b>Морозова М. А., Матвеев О. В., Маркеев А. М., Никитов С. А.</b><br>ГИСТЕРЕЗИС ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН СПИНОВЫХ ВОЛН<br>В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ YIG/HZO .....                                                                        | 157 |
| <b>Golov A. V., Vlasov V. S., Kotov L. N., Temnov V. V.</b><br>MAGNETIZATION DYNAMIC IN NICKEL STRIPED NANOFILMS .....                                                                                                              | 160 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                             |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Савин П. А., Лепаловский В. Н., Васьковский В. О.</b><br>СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И ДОМЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ<br>В ДВУСЛОЙНОЙ ПЛЁНКЕ $\text{Fe}_{15}\text{Co}_{20}\text{Ni}_{65}$ С ТОНКОЙ НЕМАГНИТНОЙ<br>ПРОСЛОЙКОЙ .....                                                                  | 161 |
| <b>Сирюк Ю. А., Безус А. В., Бондарь Е. Д., Капшуков Р. С., Кононенко В. В.</b><br>РОЛЬ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-<br>ГРАНАТА .....                                                                                                                                | 163 |
| <b>Лященко С. А., Жандун В. С., Андриющенко Т. А., Шевцов Д. В.,<br/>Максимова О. А., Варнаков С. Н., Овчинников С. Г.</b><br>АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ<br>MAX-ФАЗЫ $(\text{Cr}_{0,5}\text{Mn}_{0,5})_2\text{GaC}$ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ .....   | 165 |
| <b>Fedorov A. Yu., Yavorsky M. A., Kozhaev M. A. Vikulin D. V., Barshak E. V.,<br/>Bershansky V. N., Kapralov P. O., Belotelov V. I.</b><br>TOPOLOGICAL FARADAY EFFECT FOR OPTICAL VORTICES<br>IN A MAGNETIC FILM .....                                                                     | 167 |
| <b>Semenov S. V., Knyazev Yu. V., Balaev D. A., Karnachuk O. V., Ikkert O. P.</b><br>BIOSYNTHESIS OF MAGNETIC NANOCOMPOSITES USING SULFATE-<br>REDUCING BACTERIA .....                                                                                                                      | 170 |
| <b>Пьянков В. Ф., Столяр С. В., Крюкова О. В., Ли. О. А., Николаева Е. Д.</b><br>РАЗРАБОТКА ТАРГЕТНОЙ ФАРМАЦЕВТИЧЕСКОЙ КОМПОЗИЦИИ ДЛЯ<br>МАГНИТОРЕЗОНАСНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК .....                                                                                              | 171 |
| <b>Павлухина О. О., Бучельников В. Д., Соколовский В. В.</b><br>МАГНИТНЫЕ, ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА СПЛАВОВ<br>$\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$ : ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ .....                                                                                           | 174 |
| <b>Перевалова А. Н., Фоминых Б. М., Наумов С. В., Шредер Е. И.,<br/>Марченкова Е. Б., Марченков В. В.</b><br>ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА<br>АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .....                                                   | 175 |
| <b>Семянникова А. А., Ирхин В. Ю., Марченкова Е. Б., Коренистов П. С.,<br/>Дьячкова Т. В., Тютюнник А. П., Марченков В. В.</b><br>ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $\text{Mn}_3\text{Al}$ И $\text{Mn}_3\text{Ge}$ :<br>ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ И ТЕРМОБАРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ..... | 177 |
| <b>Дюжев Н. А., Чиненков М. Ю., Орешкин Г. И., Филиппов Н. А.</b><br>ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ СТРУКТУР В МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ<br>СЕНСОРАХ .....                                                                                                                                            | 179 |
| <b>Букреев Д. А., Деревянко М. С., Моисеев А. А., Семиров А. В.</b><br>КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОИМПЕДАНСНОГО<br>ЭФФЕКТА В ЛЕНТАХ С НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ .....                                                                                                         | 181 |
| <b>Моисеев А. А., Букреев Д. А., Деревянко М. С., Семиров А. В.</b><br>ОЦЕНКА РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ<br>ПРОНИЦАЕМОСТИ В АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОДНИКАХ<br>НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА .....                                                                                         | 186 |
| <b>Харьков А. М., Рунов Р. В., Никитинский О. С., Черемных Н. А., Гельгорн А. В.</b><br>ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$ .....                                                                                                                      | 187 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Харьков А. М., Ситников М. Н.</b><br>МАГНИТОИМПЕДАНС В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$ .....                                                                                                                                                                                                                                      | 188 |
| <b>Дианов М. Ю., Котов Л. Н., Власов В. С.</b><br>ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ И ТРАНСПОРТНОЕ ПОВЕДЕНИЕ $\text{MnAs}$ В ОБЛАСТИ<br>КОЛЕБАНИЙ В ТРЁХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ .....                                                                                                                                                                                              | 190 |
| <b>Ханов Л. Н., Арсланов Т. Р., Риль А. И.</b><br>МАГНИТОСТРИКЦИЯ И ТРАНСПОРТНОЕ ПОВЕДЕНИЕ $\text{MnAs}$ В ОБЛАСТИ<br>$\alpha - \beta$ СТРУКТУРНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ .....                                                                                                                                                                                          | 192 |
| <b>Sharovalov V. V., Шаповалов В. А., Дрокина Т. В., Воротынов А. М.,<br/>Вальков В. И.</b><br>ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДА В СПЕКТРЕ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА,<br>РОЛЬ И ЗНАЧЕНИЕ .....                                                                                                                                                                                 | 193 |
| <b>Удод Л. В., Аплеснин С. С., Ситников М. Н., Романова О. Б.</b><br>МАГНИТОСТРИКЦИЯ В КОМПОЗИТНОМ СОЕДИНЕНИИ $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$ .....                                                                                                                                                                                          | 194 |
| <b>Ярыгина Е. А., Козачек В. В., Космачев О. А., Фридман Ю. А.</b><br>ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИЧЕСКИЕ<br>СВОЙСТВА НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСИХ МАГНЕТИКОВ .....                                                                                                                                                                                         | 196 |
| <b>Alsafi H. M., Gerasimov E. G., Pirogov A. N.</b><br>NEUTRON DIFFRACTION STUDIES OF $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$ COMPOUND: EVIDENCE<br>OF DOMINANT ANTIFERROMAGNETIC COMPONENTS WITHIN THE Mn<br>PLANES .....                                                                                                                           | 198 |
| <b>Velikanov D. A., Stolyar S. V.</b><br>THE MODERNIZATION OF THE SE/X-2544 EPR SPECTROMETER FOR THE<br>PURPOSE OF STUDYING HYPERTHERMIA .....                                                                                                                                                                                                                 | 199 |
| <b>Михневич Е. А., Мельников Г. Ю., Свалов А. В., Курляндская Г. В.</b><br>ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ОСОБЕННОСТЕЙ<br>СТРУКТУРЫ И ДИСПЕРСНОСТИ ПАРТИЙ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ .....                                                                                                                                                                       | 200 |
| <b>Степанова Е. А., Корниyseва М., Васьковский В. О., Волегов А. С.</b><br>РАЗРАБОТКА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ<br>МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ .....                                                                                                                                                                     | 201 |
| <b>Titova V. R.</b><br>GROWING SINGLE CRYSTALS OF $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$ RARE-EARTH OXYBORATES<br>FROM MELT – SOLUTION WITH HUNTITE STRUCTURE .....                                                                                                                                                                                                    | 204 |
| <b>Чеканова Л. А., Денисова Е. А., Комогорцев С. В., Важенина И. Г., Исхаков Р. С.,<br/>Бондаренко Г. Н., Кох Д., Великанов Д. А., Немцев И. В., Еремин Л. А.</b><br>МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКО ЭНТРОПИЙНЫХ<br>СПЛАВОВ $\text{FeCoNiP-Me}$ ( $\text{Me} = \text{Zn}, \text{Zr}, \text{W}$ ), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ<br>ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ..... | 205 |
| <b>Mikhashenok N. V.</b><br>EFFECT OF Ni IMPURITY ON THE SYNTHESIS CONDITION AND MAGNETIC<br>PROPERTIES OF $\text{MnGeO}_3$ SINGLE CRYSTALS .....                                                                                                                                                                                                              | 207 |

**September 12 (Tuesday)**

**Plenary Talks  
and Oral Presentations**

## MICROMAGNETIC STRUCTURE AND PROPERTIES OF MAGNETICALLY SOFT ALLOYS

**Perov N. S.<sup>1,2\*</sup>, Alekhina Yu. A.<sup>1</sup>, Makarova L. A.<sup>1,2</sup>, Perova N. N.<sup>1</sup>,  
Shalygin A. N.<sup>1</sup>, Shendrikova L. A.<sup>1</sup>, Ustinov K. A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russian Federation*

*\*e-mail: perov@magn.ru*

## МИКРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МАГНИТНОМЯГКИХ СПЛАВОВ

**Перов Н. С.<sup>1,2\*</sup>, Алехина Ю. А.<sup>1</sup>, Макарова Л. А.<sup>1,2</sup>, Перова Н. Н.<sup>1</sup>,  
Шалыгин А. Н.<sup>1</sup>, Шендрикова Л. А.<sup>1</sup>, Устинов К. А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия*

*\*e-mail: perov@magn.ru*

The magnetic properties of magnetically soft alloys depend significantly on both the structure and the micromagnetic structure [1; 2]. In addition, they are a good indicator of various effects. It should be noted that in most cases magnetically soft alloys are used in alternating magnetic fields, therefore, in order to reduce the effects of eddy currents, products from magnetically soft alloys are made in the form of thin ribbons, films or microwires.

In the present work the results of investigations of properties of a number of magnetically soft alloys are presented. Samples of different types were used for measurements, which allows us to generalise the results for different sample characteristics.

Magnetostatic properties of the samples were measured on a vibration anisometer and magnetometer, magnetoimpedance properties were measured on an Agilent FieldFox N9923A spectrum analyser in the frequency range of 1–100 MHz. The micromagnetic structure was studied using an Evico magneto-optical magnetics microscope. All measurements were performed at room temperature.

The influence of sample geometry and processing methods on their magnetostatic and magnetoimpedance properties is discussed.

*The authors are grateful for the support of the Russian Science Foundation, grant No. 22-22-00606.*

[1] Gabriel D. Chaves-O'Flynn, D. L. Stein. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 445, art. 133617 (2023).

[2] A. V. Izotov et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 529, art. 167856 (2021).



## КОМПОЗИЦИОННЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ГАДОЛИНИЙ: ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В СОЧЕТАНИИ С МЕХАНОХИМИЕЙ

**Курляндская Г. В.<sup>\*</sup>, Михневич Е. А., Андреев С. В., Свалов А. В.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*e-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru*

## COMPOSITE NANOPARTICLES CONTAINING GADOLINIUM: ELECTROPHYSICAL METHODS IN COMBINATION WITH MECHANOCHEMISTRY

**Kurlyandskaya G. V.<sup>\*</sup>, Mikhnevich E. A., Andreev S. V., Svalov A. V.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

*\*e-mail: e.a.mikhnevich@urfu.ru*

В последнее время были предприняты попытки отказаться от редкоземельных материалов (РЗ) из-за создавшейся уникальной ситуации с их малой доступностью. Однако свойства РЗ, содержащих магнетиков, уникальны, а их исследования в данных условиях лишь приобретают дополнительную важность. Гадолиний – один из основных рабочих материалов для устройств магнитного охлаждения. Его магнитные и магнитокалорические свойства во многом определяются особенностями микроструктуры. Кроме того, наночастицы (НЧ), содержащие гадолиний, перспективны в качестве контрастирующих агентов для резонансной томографии, материалов для достижения терапевтических эффектов при радиотерапии, использования в устройствах спинтроники, микроэлектроники и в качестве полимерных композитов – поглотителей в микроволновом диапазоне [1; 2]. Несмотря на большой опыт исследований магнитных НЧ для биоприложений, основным объектом которых были биосовместимые НЧ магнетита, одной из нерешенных проблем биомедицинских приложений остается малый размер партий, получаемых путем химического синтеза. Электрофизические методы, такие как электрический взрыв проволоки и лазерное испарение мишени [1; 2], позволяют получить партии порядка 100 г и более и могут послужить основой создания новой многоступенчатой технологии получения НЧ, содержащих Gd. Электрофизические методы относят к «зеленым технологиям», так как они требуют меньшего расхода растворителей и воды по сравнению с химическим синтезом. Предложенное нами сочетание электрофизических методов электрического взрыва проволоки и лазерного испарения мишени, позволяющих синтезировать большие партии НЧ железа и оксида железа, и последующей технологии размола в шаровой мельнице в присутствии заданного количества микрочастиц гадолиния, полученных путем измельчения быстрозакаленной ленты на основе Gd, нацелено на создание НЧ нового типа.

В настоящей работе обсуждаются первые результаты и существующие проблемы, выявленные при создании многоступенчатой технологии на основе электрофизических методов, механохимического синтеза и определении роли микроструктуры, размерного фактора, степени окисления в формировании магнитных и магнитотепловых свойств НЧ на основе железа, содержащих гадолиний.

*Авторы благодарны И. В. Бекетову, А. П. Сафронову и Д. С. Незнахину за сотрудничество.*

*Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>*

[1] K. G. Ong, J. Wang, R. S. Singh, et al., Biosens. Bioelectron. vol. 16, N. 4-5, P. 305–312 (2001).

[2] I. V. Beketov, A. P. Safronov, A. I. Medvedev, J. Alonso, et al., AIP Advances. V. 2, 022154 (2012).

## MILESTONES OF LOW-D QUANTUM MAGNETISM

Vasiliev A. N.<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

<sup>2</sup>*National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, Russian Federation*

*e-mail: vasil@lt.phys.msu.ru*

There is a long gap in time between the formulation of the basic theory of low-dimensional (low-D) magnetism as advanced by Ising, Heisenberg and Bethe and its experimental verification. The latter started not long before the discovery of high-TC superconductivity in cuprates and has been boosted by this discovery result in an impressive succession of newly observed physical phenomena. Milestones on this road were the compounds which reached their quantum ground states upon lowering the temperature either gradually or through different instabilities. The gapless and gapped ground states for spin excitations in these compounds are inherent for isolated half-integer spin and integer spin chains, respectively. The same is true for the compounds hosting odd and even leg spin ladders.

Some complex oxides of transition metals reach gapped ground state by means of spin-Peierls transition, charge ordering or orbital ordering mechanisms. However, the overwhelming majority of low-dimensional systems arrive to a long-range ordered magnetic state, albeit quite exotic realizations. Finally, numerous square, triangular, kagome and honeycomb layered lattices, along with Shastry–Sutherland and Nersesyan–Tsvelik patterns constitute the playground to check the basic concepts of two-dimensional magnetism, including resonating valence bond state, Berezinskii–Kosterlitz–Thouless (BKT) transition and Kitaev model.

The versatile phenomena seen in low-D quantum magnets are just mentioned here in an introductory manner. Each of these phenomena deserves a separate review papers. The choice of milestones in the field of low-dimensional magnetism is highly debatable. There cannot be unambiguous criteria for importance, timeliness or impact on the scientific community. Several advanced models and concepts of low-dimensional magnetism, for example the BKT transition or the Kitaev model, are still waiting for a rigorous experimental verification. The BKT paradigm formulated initially for the frustrated square lattice can be extended to triangular, kagome and honeycomb systems also. This concept presumes a phase transition from unbound vortex and antivortex state of two-dimensional magnet to the coupled vortex–antivortex phase at low temperatures. Below critical temperature of this transition, the formation of topological defects (vortex–antivortex pairs) leads to the appearance of additional degree of freedom, i. e., chirality.

Quite recently, a new member of honeycomb iridates family,  $\text{Cu}_2\text{IrO}_3$ , becomes available. Its  $C2/c$  structure with bond angles close to  $120^\circ$  fits almost perfectly the Kitaev model. Although  $\text{Cu}_2\text{IrO}_3$  experiences weak magnetic order at 2.7 K, its high frustration ratio of about 40 and sensitivity of the transition to magnetic field evidences its proximity to quantum spin liquid state. Similarly, a new candidate for the realization of quantum spin liquid state on a kagome lattice has appeared recently. It is kapellasite-type cuprate  $\text{YCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_3$  where no mixing of  $\text{Y}^{3+}$  and  $\text{Cu}^{2+}$  suggests even better realization of perfect kagome than herbertsmithite. Despite high Curie–Weiss temperature of about 100 K this compound exhibits no long-range order down to 2 K. Fortunately, every new compound with an exotic ground state and non-trivial excitations brings new colors to the palette of quantum cooperative phenomena in solids and brings new inspiration to researches concentrated on this fascinating topic.

# ANTIFERROMAGNETIC ORDER OF FERROMAGNETIC SPIN-1/2 LADDERS IN MoOBr<sub>3</sub>

Volkova O. S.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, Russian Federation

\*e-mail: os.volkova@yahoo.com

## АНТИФЕРРОМАГNETНЫЙ ПОРЯДОК В СПИН-1/2 ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЛЕСТНИЦАХ В MoOBr<sub>3</sub>

Волкова О. С.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный технологический университет НИТУ МИСЦ, Москва, Россия

\*e-mail: os.volkova@yahoo.com

Molybdenum compounds are often non-magnetic. Its 4d orbitals are more extended in space and better overlapped with ligands than in 3d metals due to a larger principal quantum number. Hereby we present a rare case of magnetism of localized magnetic moments on Mo<sup>5+</sup>(4d<sup>1</sup>) ions. The magnetic subsystem of molybdenum oxybromide, MoOBr<sub>3</sub>, is constituted by orthogonal spin  $S = 1/2$  two-leg ladders running along the  $c$  – axis shown in left panel of Fig. 1. The ladder itself is organized by edge-sharing MoBr<sub>4</sub>O<sub>2</sub> octahedra on the rung and corner-sharing on the leg. In any given ladder, the Mo atoms are shifted either above (+ $z$ ) or below (– $z$ ) the basal plane of the Br atoms. In measurements of ac-magnetic susceptibility  $\chi$ , shown in right panel of Fig. 1, and specific heat  $C_p$  the formation of an anti-ferromagnetic order at  $T_N = 33$  K has been established, while both GGA+ $U$  calculations and Curie-Weiss fitting of the experimental data at elevated temperatures point to the predominance of ferromagnetic exchange interaction. The latter can be attributed to the spin exchange between Mo<sup>5+</sup> ions on the rungs through orthogonal  $p$ -orbitals of the ligand. Reduced effective magnetic moment evidences the unquenched orbital moments anti-aligned with the spins.

*The work is supported by the RSCF project 22-42-08002.*

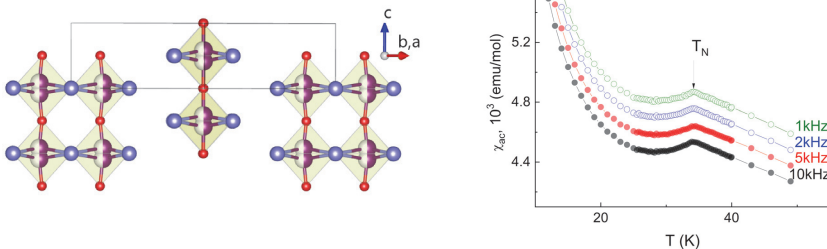


Fig. 1. Left panel: the fragment of crystal structure of MoOBr<sub>3</sub>. Large half – filled spheres are Mo<sup>5+</sup> ions coordinated by middle size spheres of Br<sup>-</sup> in the ab plane and small spheres of O<sup>2-</sup> along  $c$  – axis. Right panel: Temperature dependence of ac-magnetic susceptibility of MoOBr<sub>3</sub> taken at various frequencies.

The arrow indicates the temperature of the formation of antiferromagnetic state at  $T_N$

## МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ УПРАВЛЯЕМЫХ МАГНОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР

**Садовников А. В.<sup>\*</sup>, Шешукова С. Е., Бегинин Е. Н.**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

*<sup>\*</sup>e-mail: SadovnikovAV@gmail.com*

## BRILLOUIN LIGHT SCATTERING AS A METHOD OF STUDY OF RECONFIGURABLE MAGNONIC CRYSTAL STRUCTURE

**Sadovnikov A. V.<sup>\*</sup>, Sheshukova S. E., Beginin E. N.**

*Saratov State University, Saratov, Russian Federation*

*<sup>\*</sup>e-mail: SadovnikovAV@gmail.com*

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1–7]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники, управляемых электрическим полем, лазерным излучением, локальным нагревом магнитной структуры и вариацией направления поля подмагничивания. Магнонные структуры при этом могут быть аналогом фотонных и плазмонных, при этом позволяя перестройку длин волн и частот в широком диапазоне. Так, длины волн магнонов составляют величины от единиц нанометров до единиц миллиметров, а частоты простираются от мегагерцевого до терагерцевого диапазона в случае использования антиферромагнитных (АФМ) материалов.

Объединяя магнонные структуры для расширения функциональности в задачах обработки сигналов, мы приходим к рассмотрению магнонных сетей, являющихся не просто блоками, соединенными последовательно или параллельно, а демонстрирующими коллективную динамику спиновых волн, основанную на методах и подходах нелинейной физики волновых явлений в гиротропных средах. При этом в магнонике проявляются такие интересные эффекты из физики мира нелинейных явлений как, например, формирование темных и светлых дискретных солитонов, нелинейный резонанс типа Фано. Важно отметить, что в последнее время была развита технология наблюдения или фотографии спин-волновых возбуждений в микронном и субмикронном масштабах, основанная на Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) света. Основной феномен данного метода заключен в явлении неупругого рассеяния фотона магноном, квантом спиновой волны. При этом метод позволяет исследовать СВ с частотами от 100 МГц до 1500 ГГц, что и явилось значительным преимуществом при использовании данного метода для визуализации динамики СВ в магнонных сетях. В докладе будут рассмотрены методы исследования СВ и показано, как МБС применяется для исследования в магнонике в последние 10 лет. Рассматривая наблюдаемый в эксперименте эффект дискретной дифракции, будут показаны возможные модели для описания нелинейной спин-волновой динамики на основе уравнений связанных волн и численных расчетов методом решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта совместно с системой уравнений Максвелла [7–15].

Рассмотрены задачи передачи сигнала, закодированного в виде СВ в многомерных топологиях магнонной сети. При этом переход от двухмерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники. Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнонных структур меандрового типа. При этом волна, распространяясь по такой структуре может менять свой тип с поверхностной на обратную объемную и наоборот. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демультимплексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов. В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магноника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу СВ, что не сопровождается нагревом. Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала. При этом свойства распространяющихся СВ определяются как дипольным, так и обменным взаимодействием, что позволяет разделить область управления свойствами СВ как электрическим, так и магнитным полем.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 20-79-10191).*

- [1] С. А. Никитов и др. *УФН*, т. 190, с. 1009–1040 (2020).
- [2] E. N. Beginin et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, art. 122404 (2018).
- [3] V. K. Sakharov et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, art. 022403 (2020).
- [4] V. Sakharov et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 545, art. 168786 (2022).
- [5] G. Gubbiotti et al. *Phys. Rev. Applied*, vol. 15, art. 014061 (2021).
- [6] G. Gubbiotti et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 118, art. 162405 (2021).
- [7] A. V. Sadovnikov et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 544, art. 168670 (2022).
- [8] E. N. Beginin et al. *Three-Dimensional Magnonics*, CRC Press.
- [9] A. V. Sadovnikov et al. *Phys. Rev. Applied*, vol. 18, art. 024073 (2022).
- [10] Iu. V. Vetrova et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 118, art. 212409 (2021).
- [11] A. I. Chernov et al. *Nano Lett.*, vol. 20, no. 7, pp. 5259–5266 (2020).
- [12] K. Zeissler et al. *Nature Communications*, vol. 11, p. 428 (2020).
- [13] S. Finizio et al. *Nano Lett.*, vol. 19, no. 1, pp. 375–380 (2019).
- [14] A. V. Sadovnikov et al. *Phys. Rev. B*, vol. 99, art. 054424 (2019).
- [15] A. V. Sadovnikov et al. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, art. 257203 (2018).
- [16] A. V. Sadovnikov et al. *Phys. Rev. Applied*, vol. 9, art. 051002 (2018).

## АДДИТИВНОЕ ПРОИЗВОДСТВО ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Андреев С. В.<sup>1</sup>, Головня О. А.<sup>1,2</sup>, Голубятникова А. А.<sup>1</sup>, Мальцева В. Е.<sup>1</sup>,  
Незнахин Д. С.<sup>1</sup>, Селезнева Н. В.<sup>1</sup>, Степанова Е. А.<sup>1</sup>, Шалагинов А. Н.<sup>1</sup>,  
Волегов А. С.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина,  
Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: alexey.volegov@urfu.ru

## ADDITIVE MANUFACTURING OF FUNCTIONAL MAGNETIC MATERIALS

Andreev S. V.<sup>1</sup>, Golovnia O. A.<sup>1,2</sup>, Golubyatnikova A. A.<sup>1</sup>, Maltseva V. E.<sup>1</sup>,  
Neznakhin D. S.<sup>1</sup>, Selezneva N. V.<sup>1</sup>, Stepanova E. A.<sup>1</sup>, Shalaginov A. N.<sup>1</sup>,  
Volegov A. S.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin,  
Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: alexey.volegov@urfu.ru

Развитие энергетики и робототехники, миниатюризация высокотехнологичных устройств, содержащих электродвигатели и актуаторы, а также электротранспорта требуют увеличения производства постоянных магнитов и одновременного улучшения или оптимизации под конкретные технические задачи их магнитных гистерезисных свойств. Из-за вихревых токов температура постоянных магнитов, используемых в генераторах и электродвигателях, превышает комнатную и часто достигает 400–450 К. Поскольку температура Кюри соединения Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B относительно невысока, их коэрцитивная сила зависит от температуры в диапазоне от комнатной и выше, основным способом улучшения свойств магнитов под двигатели и генераторы выступает увеличение коэрцитивной силы во всем интервале температур ниже температуры Кюри. Магниты на основе сплавов Nd-Fe-B в основном изготавливаются методом спекания, что позволяет получать простые формы магнитов в виде прямоугольных параллелепипедов, цилиндров, призм, подков и др. Такие формы подразумевают применение сложных сборочных процедур при изготовлении магнитных систем. Применение аддитивных технологий производства в настоящее время позволяет создавать изделия из конструкционных материалов сложных, практически произвольных форм и применяется преимущественно в области космических и авиационных технологий. В области функциональных материалов на сегодняшний день наблюдается ярко выраженное отставание свойств материалов, изготовленных с применением аддитивных технологий, от свойств, полученных в результате отработанных десятилетиями технологических процессов.

В докладе будет приведено описание применяемых в мире подходов к аддитивному производству постоянных магнитов и магнитомягких элементов как с применением органического связующего, так и без него. Подробно будет рассказано о реализуемом авторами подходе к аддитивному изготовлению постоянных магнитов с высокой коэрцитивной силой без использования тяжелых редкоземельных металлов. Суть подхода заключается в использовании смеси порошков эвтектического сплава на основе 3d-4f-металлов со сплавом, состоящим из высокоанизотропных зерен фазы

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  или  $\text{Sm-Fe-Ti}$  со структурой  $\text{ThMn}_{12}$ . Эвтектический сплав выполняет две функции: (i) связующую функцию для создания из порошка тела постоянного магнита и (ii) функцию эффективного разделения наноразмерных зерен фазы  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , подавляющую обменное взаимодействие между зернами. Реализация предложенного подхода позволила получить постоянные магниты с коэрцитивной силой до 19,5 кЭ в случае основной фазы типа  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и 3 кЭ в случае фазы  $\text{SmFe}_{11}\text{Ti}$ . В докладе будут приведены подробные результаты исследования фазового состава, микроструктуры и магнитных свойств полученных образцов.

*Работа по изготовлению и исследованию магнитных гистерезисных свойств магнитотвердых материалов, изготовленных селективным лазерным плавлением, выполнены при финансовой поддержке РФФ (грант № 21-72-10104), магнитомягких материалов – в рамках программы Приоритет 2030.*

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ $R\text{Mn}_2\text{Si}_2$

**Мушников Н. В.<sup>\*</sup>, Герасимов Е. Г.**

*Институт физики металлов им. М. Н. Микеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

*<sup>\*</sup>e-mail: mushnikov@imp.uran.ru*

## MAGNETIC PROPERTIES OF RARE-EARTH INTERMETALLICS $R\text{Mn}_2\text{Si}_2$

**Mushnikov N. V.<sup>\*</sup>, Gerasimov E. G.**

*M. N. Mikheev Institute of Metal Physics UBRAS, Ekaterinburg, Russian Federation*

*<sup>\*</sup>e-mail: mushnikov@imp.uran.ru*

Соединения  $R\text{Mn}_2\text{X}_2$  ( $R$  – редкоземельный металл,  $X$  – Si или Ge) кристаллизуются в тетрагональную решетку типа  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$ , в которой атомы каждого сорта занимают отдельные кристаллографические слои, собранные вдоль  $c$ -оси в последовательности  $-R-X-\text{Mn}-X-R-$ . Атомы Mn в пределах слоя связаны ферромагнитным взаимодействием, в то время как относительно слабое межслойное взаимодействие может быть как положительным, так и отрицательным. Соединения демонстрируют необычное изменение межслойного взаимодействия от антиферромагнитного (АФ) к ферромагнитному (ФМ) при увеличении расстояния между ионами Mn в слое. Дополнительно упорядочение моментов Mn зависит и от обменного взаимодействия  $R$ -Mn. В итоге в соединениях наблюдаются разнообразные магнитные структуры и магнитные фазовые переходы.

Нами были изучены магнитные, магнитообъемные и магнитотранспортные свойства квази-тройных соединений  $\text{La}_{1-x}\text{R}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$ , ( $R = \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}$ ). Замещение различными атомами  $R$  позволяет плавно изменять межатомные расстояния, обменные взаимодействия и магнитную анизотропию. В соединениях  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  обнаружена большая линейная и объемная магнитострикция и положительное магнитосопротивление при индуцированном магнитным полем переходе АФ-ФМ.

В  $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  и  $\text{La}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  в области низких температур отрицательное межслойное взаимодействие Mn-Mn и  $R$ -Mn и сильная магнитная анизотропия приводят к образованию необычных магнитных структур. В соединениях с Gd результирующий магнитный момент ориентирован перпендикулярно легкой  $c$ -оси подрешетки Mn. В соединениях с Tb конкуренция отрицательных Tb-Mn и Mn-Mn обменных взаимодействий и сильной одноосной магнитной анизотропии создает фрустрированное состояние ионов Tb, что препятствует упорядочению подрешетки Tb.

Для объяснения природы магнитных фазовых переходов в  $R\text{Mn}_2\text{Si}_2$  проведены первопринципные расчеты в приближении DFT. Расчет параметров обменного взаимодействия показал, что антиферромагнитное межслойное упорядочение стабилизируется отрицательным взаимодействием через димеры Si-Si, которые образуют связывающие молекулярные орбитали, действующие в качестве передаточного звена в механизме суперобмена между ионами Mn.

Полученные результаты демонстрируют значительную роль обменных взаимодействий Mn-Mn и Mn- $R$  и магнитной анизотропии в формировании магнитных структур и магнитных фазовых переходов в интерметаллидах со слоистой структурой.

*Исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 23-12-00265.*



**ФМР И СВР В ПЛАНАРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ****Исхаков Р. С.<sup>1</sup>, Важенина И. Г.<sup>1,2\*</sup>, Столяр С. В.<sup>2,3</sup>, Яковчук В. Ю.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*<sup>3</sup>*Красноярский научный центр СО РАН, Красноярск, Россия**\*e-mail: irina-vazhenina@mail.ru***FMR AND SWR IN PLANAR COMPOSITE STRUCTURES****Iskhakov R. S.<sup>1</sup>, Vazhenina I. G.<sup>1,2\*</sup>, Stolyar S. V.<sup>2,3</sup>, Yakovchuk V. Yu.<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation*<sup>2</sup>*Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation*<sup>3</sup>*Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation**e-mail: irina-vazhenina@mail.ru*

Ферромагнитный (ФМР) и спин-волновой (СВР) резонанс являются динамическими методами исследования, позволяющими определять основные магнитные характеристики таких систем, как пленки ферромагнитных металлов и сплавов: эффективная намагниченность  $M_{\text{eff}}$ , константа магнитной анизотропии, константа обменного взаимодействия  $A$ , константа поверхностной анизотропии  $K_s$ . Последние три десятилетия могут быть охарактеризованы переходом от использования на практике однослойных пленок к системам, представляющие собой планарные композиционные структуры: многослойные пленки (рассматриваемые как магнитные кристаллы), либо трехслойные пленки, в которых два ферромагнитных слоя разделены промежуточным слоем. Здесь появляются новые фундаментальные характеристики и существенно модифицируются характеристики однослойного пленочного материала [1–5].

Цель нашего сообщения – изложить результаты исследования трехслойных пленок FeNi/Dy/FeNi методами ФМР и СВР в диапазоне температур от 4 до 300 К. Помимо академического интереса эти результаты могут быть полезны при разработке спин-вентильных структур на подобных композитах [6].

[1] Р. С. Исхаков и др. *Письма в ЖЭТФ*, т. 76, вып. 11, с. 779–783 (2002).

[2] Р. С. Исхаков и др. *Письма в ЖЭТФ*, т. 83, вып. 1, с. 31–35 (2006).

[3] Р. С. Исхаков и др. *Письма в ЖЭТФ*, т. 94, вып. 4, с. 325–329 (2011).

[4] И. Г. Важенина и др. *ФТТ*, т. 63, вып. 12, с. 2106–2115 (2021).

[5] И. Г. Важенина и др. *Письма в ЖТФ*, т. 48, вып. 10, с. 8–11 (2022).

[6] Л. И. Наумова и др. *ФММ*, т. 122, № 6, с. 581–587 (2021).

## ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЙ С КРЕМНИЕМ И ГЕРМАНИЕМ

**Курганская А. А.<sup>1\*</sup>, Овченкова Ю. А.<sup>1</sup>, Богданов А. Е.<sup>1</sup>, Морозкин А. В.<sup>1</sup>,  
Терёшина И. С.<sup>1</sup>, Алексеева О. А.<sup>2</sup>, Филимонов А. В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: kurganskaia.aa17@physics.msu.ru

## FEATURES OF THERMAL EXPANSION OF RARE EARTH COMPOUNDS WITH SILICON AND GERMANIUM

**Kurganskaya A. A.<sup>1\*</sup>, Ovchenkova I. A.<sup>1</sup>, Bogdanov A. E.<sup>1</sup>, Morozkin A. V.<sup>1</sup>,  
Tereshina I. S.<sup>1</sup>, Alekseeva O. A.<sup>2</sup>, Filimonov A. V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg,

Russian Federation

\*e-mail: kurganskaia.aa17@physics.msu.ru

Целью данной работы является изучение особенностей теплового расширения соединений типа  $R_5Si_2Ge_2$  ( $R$  – редкоземельный металл). При изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления) эти соединения претерпевают структурные и магнитные фазовые переходы, которые сопровождаются изменением физических свойств [1]. Соединения  $R_5Si_2Ge_2$  изучены достаточно хорошо и в данной работе будут исследованы замещённые составы  $Gd_{4,5}Tb_{0,5}Si_2Ge_2$ ,  $Gd_{4,4}Tb_{0,5}Ti_{0,1}Si_2Ge_2$ ,  $Gd_4Tb_1Si_2Ge_2$ ,  $Gd_{3,9}Tb_1Ti_{0,1}Si_2Ge_2$ .

Образцы выплавлялись в электродуговой печи. Затем были переплавлены 3 раза с последующим изотермическим отжигом. Аттестация сплавов при комнатной температуре проводилась на дифрактометре Rigaku D/MAX-2500 ( $CuK_{\alpha}$ -излучение). Тепловое расширение исследовалось двумя методами: тензометрическим и с помощью температурной рентгенографии. Последняя проводилась на дифрактометре SuperNova (Agilent). Съёмка производилась на длине волны  $K_{\alpha}$  излучения молибдена  $\lambda = 0,71073$  Å в широком температурном диапазоне 150–300 К с использованием температурной приставки Cobra.

Установлено, что все исследованные соединения демонстрируют температурный гистерезис при фазовом структурном переходе 1 рода из моноклинной фазы (пространственная группа  $P2_1/c$ , № 14-1,  $mP36$ ) в орторомбическую (пространственная группа  $Pnma$ , № 63). Температуры структурного фазового перехода замещённых составов значительно изменяются относительно базисного соединения  $Gd_5Si_2Ge_2$ . Добавление Tb монотонно понижает температуру структурного перехода и уменьшает температурный гистерезис, тогда как легирование Ti наоборот повышает температуру теплового расширения и увеличивает гистерезис. Таким образом, показано, что с помощью легирования можно оказывать значительное влияние на структурные характеристики соединений  $R_5Si_2Ge_2$ .

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-29-00773.*

[1] V. K. Pecharsky, K. A. Gschneidner. *Pure and Applied Chemistry*, vol. 79, no. 8, pp. 1383–1402 (2007).

## МЕЖСЛОЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК FeNi С ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ОСЯМИ АНИЗОТРОПИИ В СОСЕДНИХ СЛОЯХ

**Свалов А. В.<sup>1\*</sup>, Пасынкова А. А.<sup>1,2</sup>, Лепаловский В. Н.<sup>1</sup>, Кудюков Е. В.<sup>1</sup>,  
Фещенко А. А.<sup>1</sup>, Русалина А. С.<sup>1</sup>, Курляндская Г. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: andrey.svalov@urfu.ru

## INTERLAYER INTERACTION AND MAGNETIC ANISOTROPY OF FeNi MULTILAYER FILMS WITH ORTHOGONAL ANISOTROPY AXES IN ADJACENT LAYERS

**Svalov A. V.<sup>1\*</sup>, Pasyunkova A. A.<sup>1,2</sup>, Lepalovskij V. N.<sup>1</sup>, Kudyukov E. V.<sup>1</sup>,  
Feshchenko A. A.<sup>1</sup>, Rusalina A. S.<sup>1</sup>, Kurlyandskaya G. V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: andrey.svalov@urfu.ru

Магнитная анизотропия является одним из основных параметров тонких магнитных плёнок – функциональной среды устройств спинтроники [1]. Для ряда практических приложений требуются магнито-изотропные плёнки [2; 3]. Одним из эффективных способов уменьшения магнитной анизотропии является осаждение плёнок в присутствии вращающегося в плоскости подложки магнитного поля [4]. Другой возможный способ – создание многослойной плёночной системы, в соседних слоях которой оси магнитной анизотропии ортогональны друг другу. В теории это должно привести к формированию изотропной плёнки [5]. Однако на практике было обнаружено, что относительное влияние слоёв на суммарные анизотропные свойства многослойной системы оказывается различным [6], что может быть обусловлено как микроструктурой слоёв [7], так и особенностями межслойного обменного взаимодействия [8].

В данной работе были исследованы многослойные плёнки [FeNi(40 нм)/Cr]<sub>4</sub> с ортогональной ориентацией осей магнитной анизотропии в соседних слоях, осаждённые на стеклянные подложки. Магнитная анизотропия в плоскости слоёв FeNi создавалась путём наклонного напыления. Направление потока осаждаемых на подложку частиц было отклонено от нормали к плоскости подложкодержателя на угол 35°. Анализ петель гистерезиса, измеренных в разных направлениях в плоскости реперных однослойных плёнок FeNi различной толщины, показал, что все плёнки обладают наведенной магнитной анизотропией, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой перпендикулярна плоскости напыления, определяемой как плоскость, параллельная проекции падающего луча распыляемого материала мишени на плоскость пленки и ортогональная плоскости пленки. Изменение ориентации оси анизотропии при напылении каждого последующего слоя FeNi в многослойных плёнках достигалось за счёт поворота подложки на 90°. Толщина прослойки Cr изменялась от 0 до 3 нм. Структурное состояние образцов определялось методами рентгеновской дифракции и рефлектометрии, магнитные свойства исследовались с помощью вибрационного магнетометра и оптического Керр-микроскопа Evico.

Данные рентгеновской дифракции и рефлектометрии не выявили каких-либо структурных особенностей многослойных плёнок FeNi в сравнении с однослойными плёнками FeNi толщиной 40 нм или 160 нм.

На основе анализа магнитометрических петель гистерезиса и конфигурации доменной структуры сделан вывод, что четырёхслойная пленка пермаллоя без прослоек Cr перемагничивается как единое целое, а ось лёгкого намагничивания такой многослойной системы ориентирована под углом примерно  $\pm 45^\circ$  к ОЛН отдельных слоёв FeNi (рис. 1, а). При этом величина поля анизотропии  $H_a = 3,1$  Э такой плёнки оказалась меньше, чем для однослойной плёнки FeNi(40 нм) ( $H_a = 6,5$  Э).

Введение прослойки Cr толщиной до  $\sim 1$  нм сохраняет поведение многослойной плёнки как единого целого, ОЛН таких образцов также ориентирована под углом примерно  $\pm 45^\circ$  к ОЛН отдельных слоёв, но магнитная анизотропия в плоскости плёнки выражена менее ярко, о чём свидетельствуют, в частности, форма петель гистерезиса и угловая зависимость остаточной намагниченности  $M_r/M_s$  (рис. 1, б, в). Дальнейшее увеличение толщины прослойки Cr приводит ко всё более независимому перемагничиванию отдельных слоёв FeNi (рис. 1, з).

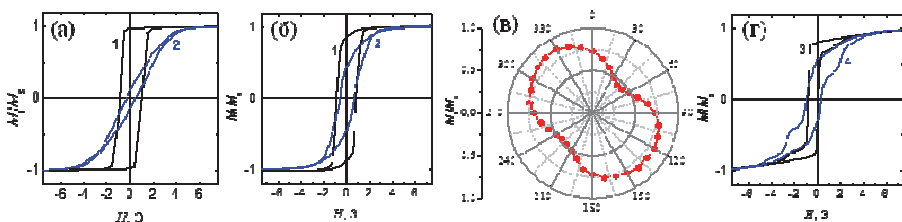


Рис. 1. Магнитометрические петли гистерезиса для плёнок  $[\text{FeNi}]_4$  – (а),  $[\text{FeNi/Cr}(0,6 \text{ нм})]_4$  – (б),  $[\text{FeNi/Cr}(2 \text{ нм})]_4$  – (г), измеренные вдоль (1) и перпендикулярно (2) эффективной ОЛН или вдоль ОЛН отдельных слоёв (3 и 4); (в) – угловая зависимость остаточной намагниченности  $M_r/M_s$  для плёнки  $[\text{FeNi/Cr}(0,6 \text{ нм})]_4$

В работе обсуждается связь интенсивности межслойного взаимодействия с особенностями магнитной анизотропии многослойных плёнок FeNi с ортогональными осями анизотропии в соседних слоях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00980, <https://rscf.ru/project/22-29-00980/>.

- [1] K. Wetzig, C. M. Schneider (eds.). *Metal Based Thin Films for Electronics*, WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2003).
- [2] В. С. Власов и др. *Журнал радиоэлектроники*, № 3, с. 1–68 (2019).
- [3] V. E. Ivanov. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 401, p. 200–208 (2016).
- [4] E. Fuchs, W. Zinn. *J. Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 2557–2562 (1963).
- [5] J. W. Wieberdink, K. J. M. Eijkel. *IEEE Trans. Magn.*, vol. 25, no. 5, pp. 4278–4282 (1989).
- [6] F. Suits. *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, no. 5, pp. 2353–2355 (1990).
- [7] L. M. Álvarez-Prado et al. *Phys. Rev. B*, vol. 76, pp. 214419–7 (2007).
- [8] V. Dubuget et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, pp. 1652–1657 (2011).

## МАГНИТОДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДВУМЕРНОМ АНСАМБЛЕ НАНОНИТЕЙ ЖЕЛЕЗА

Семенов С. В.<sup>1</sup>, Комогорцев С. В.<sup>1</sup>, Балаев Д. А.<sup>1</sup>, Загорский Д. Л.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>ФНИИ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

\*e-mail: dzagorskiy@gmail.com

## MAGNETO-DIPOLE INTERACTION IN 2D IRON NANOWIRES ARRAY

Semenov S. V.<sup>1</sup>, Komogortsev S. V.<sup>1</sup>, Balaev D. A.<sup>1</sup>, Zagorskiy D. L.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow, Russian Federation

\*Corresponding author: dzagorskiy@gmail.com

Двумерные массивы ферромагнитных нитей, нормально ориентированных внутри немагнитных матриц, являются перспективным композитным материалом, сочетающим высокую намагниченность, коэрцитивную силу, перпендикулярную магнитную анизотропию. Свойства таких композитов определяются, как индивидуальным поведением нити, так и их коллективным поведением за счет диполь-дипольного взаимодействия. В работе на примере нитей железа, упорядоченно ориентированных в поликарбонатной мембране, исследуются кривые намагничивания такого двумерного массива. Эти данные анализируются на основе представлений о процессах перемагничивания в подобных композитах, эффектах разориентировки ансамбля, а также эффектов взаимодействия. Количественная информация, позволяющая оценить данные эффекты извлекалась с помощью ряда измерительных протоколов: от простейшего измерения предельных кривых намагничивания при различных ориентациях поля до графиков Хенкеля, а также с помощью измерений и анализа кривых перемагничивания первого порядка (FORC).

Исследовали ансамбли нитей Fe полученных электроосаждением в пористые мембраны, приготовленные методом ядерного травления. Особенности полученных композитов является довольно совершенная ориентировка нитей в ансамбле перпендикулярно поверхности мембраны и случайное распределение нитей по площади образца. Диаметр нитей в трех исследованных образцах составлял 100 нм, длина 10 мкм. Образцы отличались друг от друга поверхностной плотностью нитей и степенью совершенства ориентации в ансамбле.

Экспериментальные величины коэрцитивной силы при ориентации поля отклоняющейся от оси нити не более чем на 45 градусов хорошо согласуются с результатами микромагнитного моделирования для всех образцов. Это означает, что взаимодействие в ансамбле нитей не влияет на среднее поле перемагничивания индивидуальной нити в массиве вблизи его размагниченного состояния, а определяется исключительно полем перемагничивания индивидуальной нити. Двумя основными механизмами намагничивания и перемагничивания являются процессы вращения и переключения. Анализ процессов вращения на основе модели Стонера – Вольфарта позволяет количественно оценить влияние разориентировки в ансамбле нитей. Оценка взаимодействия выполнена по измерению среднего эффективного размагничивающего поля массива и замечательно согласуется с расчетами в модели эффективной среды. Случайное позиционирование нитей в ансамбле, приводит к неоднородности размагничивающего поля, информацию о которой дает FORC анализ. Так, в эксперименте наблюдается, что как амплитуда неоднородности, так и средняя величина поля коррелируют с плотностью нитей в ансамбле.

## СИНТЕЗ, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ТИПА ЯДРО-ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ КАРБИДОВ ЖЕЛЕЗА, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

**Старчиков С. С.<sup>1\*</sup>, Заяханов В. А.<sup>1</sup>, Васильев А. Л.<sup>1</sup>, Быков А. А.<sup>2</sup>, Булатов К. М.<sup>2</sup>, Троян И. А.<sup>1</sup>, Любутин И. С.<sup>1</sup>, Снегирёв Н. И.<sup>1</sup>, Перекалин Д. Н.<sup>3</sup>, Давыдов В. А.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>НТЦ УП РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт элементоорганических соединений им. А. Н. Несмеянова РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

\*e-mail: sergey. s. starchikov@gmail.com

## SYNTHESIS, PHASE COMPOSITION AND MAGNETIC PROPERTIES OF THE CORE-SHELL IRON CARBIDE NANOPARTICLES OBTAINED AT HIGH PRESSURE AND TEMPERATURE

**Starchikov S. S.<sup>1\*</sup>, Zayakhanov V. A.<sup>1</sup>, Vasiliev A. L.<sup>1</sup>, Bykov A. A.<sup>2</sup>, Bulatov K. M.<sup>2</sup>, Troyan I. A.<sup>1</sup>, Lyubutin I. S.<sup>1</sup>, Snegirev N. I.<sup>1</sup>, Perekalin D. S.<sup>3</sup>, Davydov V. A.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>A. V. Shubnikov Institute of Crystallography RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup>A. N. Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>4</sup>L. F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics RAS, Troitsk, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: sergey.s.starchikov@gmail.com

Магнитные наночастицы и нанокompозиты на основе оксидов и карбидов железа являются перспективными материалами для широкого спектра применений, таких как адресная доставка лекарств, магнитная гипертермия, контрастные агенты для МРТ, магнитные сенсоры, спинтроника [1; 2]. Для биомедицинских применений наночастицы должны быть химически стабильными, нетоксичными, биосовместимыми, иметь высокую намагничённость насыщения. По сравнению с оксидами железа, карбиды железа имеют более высокую намагничённость, высокую биосовместимость. Наличие у наноразмерных карбидов железа оболочки, например углеродной, с одной стороны может защищать их от окисления, а с другой позволяет легко присоединять различные биомолекулы. Однако наноразмерные карбиды железа изучены недостаточно широко, по сравнению с оксидами железами.

В данной работе представлены результаты исследования фазового состава, кристаллической структуры и свойств наночастиц типа ядро-оболочка на основе оксидов и карбидов железа. Наночастицы получены в результате превращения ферроцена  $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$  при высоком давлении до 20 ГПа и высокой температуре до 3000 К. Для создания высокого давления использовались камеры с алмазными наковальнями и камеры типа «Тороид». Ферроцен помещался в камеру высокого давления, затем повышалось давление до 20 ГПа и производился нагрев до высоких температур (High Pressure-High Temperature synthesis, HP-HT) при различных временах выдержки. Структура и свойства наночастиц изучены методами порошковой рентгеновской дифракции, просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, HAADF-STEM, рамановской и мёссбауэровской спектроскопии, магнитометрии. Установлено, что основными продуктами превращения ферроцена при высоком давлении и темпе-

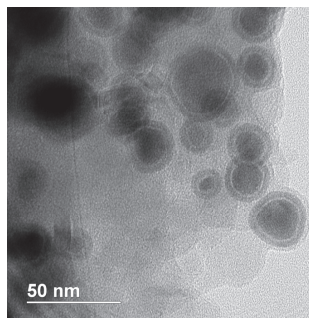


Рис. 1. ПЭМ изображение наночастиц

ратуре являются наночастицы карбидов железа  $\text{Fe}_7\text{C}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{C}$  инкапсулированные в углеродные оболочки и «замороженные» в матрице из графитизированного углерода. Кривые намагничивания наночастиц указывают на ферромагнитный характер свойств таких нанокompозитов. Проведенное исследование показало два основных вида превращений ферроцена: (i) *in-situ* при НР-НТ и (ii) *ex-situ* превращение полученных продуктов после сброса давления и извлечения образцов из камеры высокого давления (в результате взаимодействия наночастиц с кислородом воздуха).

### Благодарности

Лазерный нагрев и измерение температуры проводились на Уникальной научной установке «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» на базе НТЦ УП РАН [<https://unu.ntcup.ru/>]. Авторы выражают благодарность канд. хим. наук А. Г. Ивановой, канд. физ.-мат. наук В. В. Артёмову, канд. физ.-мат. наук Р. Д. Светогорову, канд. физ.-мат. наук Н. К. Чумакову за ценные замечания и помощь в работе.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00060).*

[1] J. Yu et al. *Nanoscale Horiz.*, no. 2, pp. 81–88 (2017).

[2] S. S. Starchikov et al. *Appl. Surf. Sci.*, vol. 615, art. 156269 (2023)

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И $H$ - $T$ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА В ОРТОФЕРРИТЕ $\text{DyFeO}_3$

**Иванов В. Ю.\***, Кузьменко А. М., Тихановский А. Ю., Мухин А. А.

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

\*e-mail: ivanov@ran.gpi.ru

## MAGNETOELECTRIC EFFECT AND $H$ - $T$ PHASE DIAGRAM IN $\text{DyFeO}_3$ ORTHOFERRITE

**Ivanov V. Yu.\***, Kuzmenko A. M., Tikhonovskii A. Yu., Mukhin A. A.

*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation*

\*e-mail: ivanov@ran.gpi.ru

Ортоферрит диспрозия  $\text{DyFeO}_3$ , принадлежащий к центросимметричной пространственной группе  $D_{2h}^{16} - \text{Pbnm}$ , при понижении температуры испытывает 3 магнитных фазовых перехода: антиферромагнитное упорядочение спинов ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в скошенную магнитную структуру  $\Gamma_4(G_x F_z)$  при  $T_N \sim 640$  К, спин-переориентационный переход железа к антиферромагнитной структуре  $\Gamma_1(A_x G_y C_z)$  (переход Морина) при  $T_M^{\text{Tb}} \sim 40\text{--}50$  К и собственное антиферромагнитное нецентросимметричное упорядочение магнитных моментов ионов  $\text{Dy}^{3+}$  в состояние  $\Gamma_5(g_x a_y)$  при  $T_N^{\text{Dy}} \approx 4,0$  К. Существование магнитоэлектрического эффекта в этой низкотемпературной фазе было предсказано теоретически [1] и обнаружено экспериментально [2] в виде индуцированной магнитным полем  $H||c$  электрической поляризации вдоль оси  $c$ . Однако в последующих работах [3; 4] содержатся противоречивые суждения о типах магнитных структур, реализующихся в слабых и достаточно сильных магнитных полях в области низких температур.

Мы провели детальные комплексные экспериментальные исследования полевых (до 5 Тл) и температурных (1,85–60 К) зависимостей намагниченности, электрической поляризации и диэлектрической проницаемости вдоль оси  $c$  в  $\text{DyFeO}_3$  с использованием установки MPMS (QUANTUM DESIGN) и выявили ряд новых особенностей в поведении физических величин. Весьма информативными оказались ранее не изучавшиеся зависимости  $\epsilon_c(H, T)$ , позволившие уточнить магнитную фазовую  $H$ - $T$  диаграмму и свойства фаз в низкотемпературной области.

На рис. 1 изображены полевые зависимости намагниченности ( $a$ ), её производной ( $b$ ), электрической поляризации ( $v$ ) и диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ )  $\text{DyFeO}_3$  в  $H||c$  при  $T = 1,9$  К. Предварительно образец во всех случаях был охлажден в  $H = 0$  (ZFC), а цифры у зависимостей, нарисованных разными цветами, указывают на последовательность проходов по магнитному полю: 1 (черная) – от 0 до 5 Тл, 2 (красная) – от 5 Тл до 0, 3 (синяя) – повторный проход от 0 до 5 Тл. Как видно из рисунков, вид полевых зависимостей при первом намагничивании существенно отличается от их поведения при выведении магнитного поля и при повторном намагничивании: две аномалии в  $H_{\text{Cr1}}$  и  $H_{\text{Cr2}}$  при первом намагничивании и одна аномалия в  $H_{\text{Cr2}}$  при возврате и последующих циклах намагничивания. С ростом температуры выше 2,1 К на зависимостях  $\epsilon_c(H_c)$  возникает гистерезисная область обратимых изменений величины диэлектрической проницаемости при вводе и выводе магнитного поля. В этой области температур, как, впрочем, и при самых низких температурах (1,85 К) наблюдалась весьма заметная релаксация величины проницаемости, что затрудняет четкое определение границ между разными фазами. На основании проведенных измерений построена фазовая  $H$ - $T$  диаграмма (рис. 2).



Нами также обнаружено существенное возрастание  $\varepsilon_c$  (до  $\sim 70\%$ ) в сильных магнитных полях в районе  $T_N^{\text{Dy}} = 4$  К и выявлены условия индуцирования максимальной поляризации.

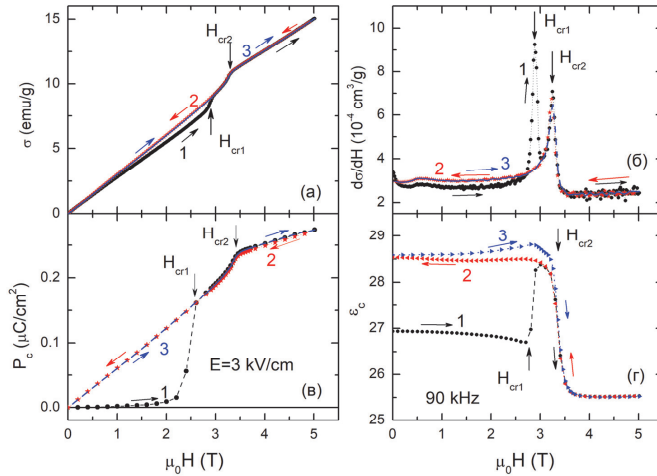


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля намагнитченности (а), её производной (б), электрической поляризации (в) и диэлектрической проницаемости (г) в  $H||c$  при  $T = 1,9$  К. Вертикальными стрелками отмечены значения критических магнитных полей

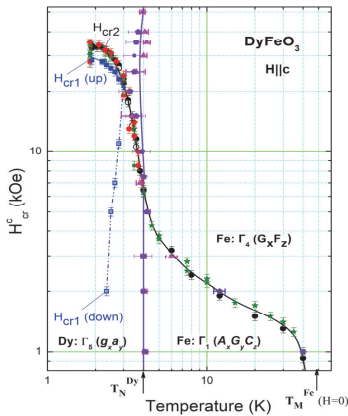


Рис. 2.  $H_c$ - $T$  фазовая диаграмма  $\text{DyFeO}_3$ . Точки разной формы и цвета определены из экспериментальных зависимостей: черные кружки –  $\varepsilon_c(H_c)$ , зеленые звездочки –  $\sigma(H_c)$ , красные ромбики –  $P_c(H_c)$ , малиновые треугольники –  $\varepsilon_c(T)$ , фиолетовые пятиугольники –  $\sigma(T)$ . Основная линия, проходящая через всю фазовую диаграмму, отделяет индуцируемую магнитным полем фазу железа  $\Gamma_4(G_x F_z)$  от низкополевой фазы  $\Gamma_1(A_x G_y C_z)$  при  $T > T_N^{\text{Dy}}$  и промежуточной фазы при  $T < 4$  К. Переходы в промежуточную фазу в поле  $H_{\text{cr1}}$  из ZFC состояния по зависимостям  $\sigma(H_c)$  и  $P_c(H_c)$  обозначены квадратиками того же цвета, что и переходы в поле  $H_{\text{cr2}}$ . Отдельно выделены синими квадратами переходы  $H_{\text{cr1}}$  (up) и  $H_{\text{cr1}}$  (down), определяемые из зависимостей  $\varepsilon_c(H_c)$ , которые уточняют области существования промежуточной фазы, природа которой, возможно, связана с образованием неоднородных состояний (доменных границ) во взаимодействующих Fe- и Dy подсистемах.  $T_N^{\text{Dy}}$  практически не зависит от величины магнитного поля

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00375).

[1] А. К. Звездин, А. А. Мухин. *Письма в ЖЭТФ*, vol. 88, pp. 581–586 (2008).

[2] Y. Tokunaga et al. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, art. 097205 (2008).

[3] Z. Y. Zhao et al. *Phys. Rev. B*, vol. 89, art. 224405 (2014).

[4] J. Wang et al. *Phys. Rev. B*, vol. 93, art. 140403(R) (2016).

## ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В СПЕЧЕННЫХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ ТИПА Nd-Fe-B

**Уржумцев А. Н.<sup>1,2\*</sup>, Мальцева В. Е.<sup>2</sup>, Волегов А. С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>ООО «ПОЗ – Прогресс», Верхняя Пышма, Россия

\*e-mail: andrei.urzhumtsev@urfu.ru

## MAGNETISATION REVERSAL PROCESSES IN SINTERED MAGNETS Nd-Fe-B TYPE

**Urzhumtsev A. N.<sup>1,2\*</sup>, Maltseva V. E.<sup>1</sup>, Volegov A. S.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>POZ-Progress Ltd., Verkhnyaya Pyshma, Russian Federation

\*e-mail: andrei.urzhumtsev@urfu.ru

Редкоземельные постоянные магниты (ПМ) типа Nd-Fe-B являются незаменимыми для современной технологической отрасли, в частности для устройств по преобразованию электрической энергии. Применение данного класса магнитотвердых материалов ограничивается по температуре эксплуатации в пределах 150 °С в виду необратимых изменений их магнитного состояния. Известно, что при повышении температуры, для данного класса магнитов характерно изменение механизма формирования их высококоэрцитивного состояния с задержки возникновения зародыша обратной магнитной фазы на задержку смещения доменных границ [1]. В данной работе показано, что подобные изменения механизма магнитогистерезисных свойств возможны и при комнатной температуре в зависимости от марки и микроструктурных особенностей данного класса ПМ.

Для исследования были выбраны самые распространенные марки спеченных ПМ типа Nd-Fe-B, как N35, N48 и N48SH на основе фазы Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B предоставленные предприятием ООО «ПОЗ – Прогресс». Проведено изучение их микроструктуры с помощью СЭМ и EDX анализа на микроскопе Tescan Mira3 LMU. Измерения магнитных параметров проведены на измерительных комплексах MPMS XL 7 в диапазоне полей ±7 Тл и DynaCool в диапазоне ±9 Тл, соответственно. Получены и проанализированы кривые удельной намагниченности  $\sigma(H)$  и остаточной намагниченности  $\sigma_r(H)$  из терморазмагниченного состояния, кривые обратимой магнитной восприимчивости  $\chi(H)$  под действие возбуждающего переменного магнитного поля  $h$ , амплитудой 3,7 Э с частотой 7 Гц, кривые обратимого вклада в намагниченность  $(\sigma - \sigma_r)(H)$ , частные петли гистерезиса и угловые зависимости коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  от угла ориентации размагничивающего поля к оси текстуры магнитов.

Одним из возможных магнитометрических подходов к исследованию механизмов формирования высококоэрцитивного состояния в магнитотвердых материалах является анализ угловых зависимостей коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  от угла ориентации размагничивающего поля к оси текстуры ПМ в рамках моделей Кондорского [2] для механизма задержки смещения доменных границ и Стонера – Вольфарта [3] для механизмов задержки зародышеобразования и когерентного вращения векторов намагниченности. В действительности  $H_c(\theta)$  для реальных магнитов за частую не описываются в рамках данных моделей, ввиду того, что спеченные ПМ формируют сложную гетерогенную нано- и микроструктуру, что требует дополнительного учета различного рода эффектов, как магнитостатическое и межзеренные обменное взаимодействия.

На рис. 1 представлены угловые зависимости  $H_c(\theta)$  от угла ориентации размагничивающего поля к оси текстуры магнитов марок N35, N48, N48SH в рамках модели Кондорского, Стонера – Вольфарта и модифицированной модели Кондорского [4], с учетом магнитостатических взаимодействий между зернами. Из рисунка следует, что угловые зависимости магнитов N35 и N48 хорошо описываются модифицированной моделью Кондорского  $H_c^*(\theta)$ , что указывает о преобладающей роли механизма задержки смещения доменных границ в данных магнитах. Угловая зависимость N48SH не описывается в данном приближении, но она качественно схожа с такой в рамках Стонера – Вольфарта, что косвенно указывает о преобладании механизма задержки зародышеобразования.

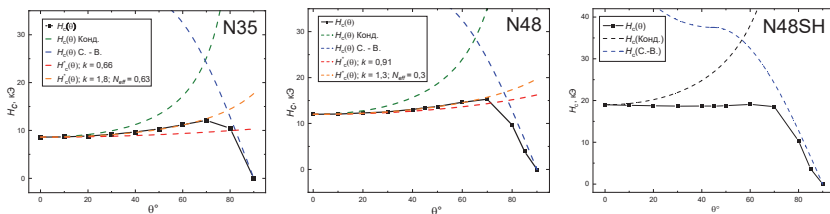


Рис. 1. Угловые зависимости коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  для магнитов марок N35, N48, N48SH

Результаты исследования показывают, что в пределах одного класса постоянных магнитов Nd-Fe-B, в зависимости от их микроструктуры, может преобладать как механизм задержки зародышеобразования, так и механизм задержки смещения доменных границ. Представлена гипотеза о том, что присутствие оксидов в фазе межзеренных границ в постоянных магнитах типа Nd-Fe-B инициирует их перемагничивание в полях значительно меньших, чем поле нуклеации.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ грант № 21-72-10104.*

[1] Y. Matsuura et al. *JMMM*, vol. 398, 246 (2016).

[2] E. J. Kondorsky. *J. Exp. Theor. Fiz.*, vol. 10, p. 420 (1940).

[3] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth. *Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 240, no. 826, pp. 599–642 (1948).

[4] A. N. Urzhumtsev et al. *J. Phys. Metals Metallogr.*, vol. 123, pp. 1054–1060 (2022).

## MAGNETIC INTERACTION FEATURES IN HOLMIUM AND YTTERBIUM RARE EARTH TITANATES DOPED WITH YTTRIUM AND BISMUTH

**Nemytova O. V.<sup>1\*</sup>, Rinkevich A. B.<sup>1</sup>, Perov D. V.<sup>1</sup>, Koroleva M. S.<sup>2</sup>, Piir I. V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*M. N. Miheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Institute of Chemistry, Federal Research Center Komi Science Center UB RAS,*

*Sykt'yvkar, Russian Federation*

*\*e-mail: mif--83@email*

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ТИТАНАТАХ ГОЛЬМИЯ И ИТТЕРБИЯ, ЛИГИРОВАННЫХ ИТТРИЕМ И ВИСМУТОМ

**НЕМЫТОВА О. В.<sup>1\*</sup>, РИНКЕВИЧ А. Б.<sup>1</sup>, ПЕРОВ Д. В.<sup>1</sup>, КОРОЛЕВА М. С.<sup>2</sup>, ПИЙР И. В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики металлов УрО РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург, Россия*

<sup>2</sup>*Институт химии ФНИЦ Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, Россия*

*\*e-mail: mif--83@email*

The main goal of this research is to study magnetic properties of doped and undoped holmium and ytterbium titanates of  $R^{3+}_2Ti^{4+}_2O_7$  type (R is trivalent rare earth ion). A crucial task is to investigate how a change in the distance between ions, as well as a change in the concentration of rare earth ions having a magnetic moment, effects the magnetic properties and the type of magnetic interaction. Magnetization curves and temperature dependences of the susceptibility are measured. Comparative analysis of magnetic properties of doped and undoped titanates, as well as titanates with various degrees of doping, is carried out. Magnetic dipole and exchange interactions of titanates are analyzed based on study of temperature dependences of the susceptibility.

Holmium and ytterbium titanates are chosen because of their unusual magnetic properties. At low temperatures, holmium titanate possesses classical spin ice properties when magnetic moments of four ions occupying positions at vertices of tetrahedral in the pyrochlore structure and located in one tetrahedron are typically subjected to the spin ice rule – “two spins in – two spins out” [1]. Ytterbium titanate is a “splayed ferromagnet”, in structure of which all magnetic moments of  $Yb^{3+}$  ions located at the vertices of tetrahedra are directed outside this tetrahedron, in contrast to the rule “two spins inward – two out” typical for spin ice [2–4]. Choice of bismuth and yttrium as doping elements is made of the fact that the radius of  $Bi^{3+}$  ion is significantly greater than the radii of  $Ho^{3+}$  and  $Yb^{3+}$  ions, whereas the radius of  $Y^{3+}$  ion is either comparable to or slightly less than the radii of  $Ho^{3+}$  and  $Yb^{3+}$  ions. Thus, doping with bismuth can increase the lattice parameter and change distances between ions. Occurring chemical pressure can in turn change a type of interaction between neighboring ions having a magnetic moment, compared to undoped ones. Doping with yttrium cannot lead to any significant variation in the cell parameters and distance between rare-earth ions. Therefore, a reason for an interaction nature variation should be not associated with a change in a distance between rare-earth ions. Presence of a large number of randomly distributed yttrium or bismuth ions, which occupy positions of ytterbium ions in a crystal lattice, obviously reduces the concentration of  $R^{3+}-O-R^{3+}$  ion pairs in this frustrated rare earth titanate, between which there is the superexchange. So, in the doped compounds, the magnetic dipole interaction capable to act at large distances as opposed to the exchange one can be expected to predominate.

The holmium and ytterbium titanates doped with yttrium and bismuth with the general formulas of  $\text{Yb}_{2-x}\text{Bi}_x\text{Ti}_2\text{O}_7$ ,  $\text{Ho}_{2-x}\text{Bi}_x\text{Ti}_2\text{O}_7$  ( $x = 0, 1.5$ ), and  $M_x\text{Y}_{2-x}\text{Ti}_2\text{O}_7$  ( $M = \text{Ho}, \text{Yb}; x = 0.25, 0.5$ ) have been synthesized by a conventional solid-state reaction method.

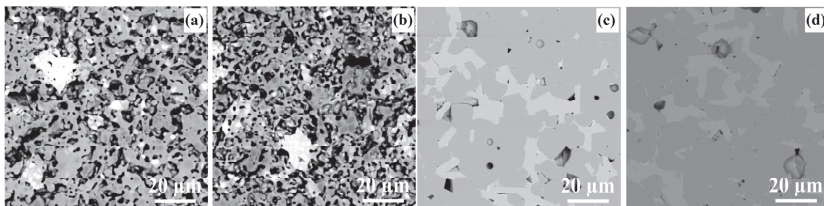


Fig. 1. BSE SEM images for  $\text{Ho}_{0.5}\text{Y}_{1.5}\text{Ti}_2\text{O}_7$  – (a),  $\text{Yb}_{0.5}\text{Y}_{1.5}\text{Ti}_2\text{O}_7$  – (b),  $\text{Ho}_{0.5}\text{Bi}_{1.5}\text{Ti}_2\text{O}_7$  – (c),  $\text{Yb}_{0.5}\text{Bi}_{1.5}\text{Ti}_2\text{O}_7$  – (d)

According to XRD and SEM analysis,  $M_x\text{Y}_{2-x}\text{Ti}_2\text{O}_7$  forms pyrochlores with mixed compositions, and the Bi-doped samples contain a layered perovskite phase (9–17 wt. %) in addition to the main pyrochlore phase. Doping the holmium and ytterbium titanates with bismuth changes the distances between the rare earth ions due to large ionic radius of  $\text{Bi}^{3+}$ . The results show that doping with bismuth leads to the change of the unit cell parameter by 1.8 % for  $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  titanate and by 2.4 % for  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  titanate. At that, the distances between rare-earth ions R and/or substitutional bismuth ions increase by 1.75 % and 1.78 % for the Ho-Ho and Bi(Ho)-Bi(Ho) bonds, as well as by 2.41 % for the Yb-Yb and Bi(Yb)-Bi(Yb) bonds. Whereas, doping these titanates with yttrium does not lead to a change of distances between the rare earth ions.

To investigate magnetic properties of the doped and undoped titanates, as well as the titanates with various degree of doping, the magnetization curves were measured in the fields of up to 30 kOe and temperature dependences of the susceptibility were measured at the temperatures from 2 to 300 K.

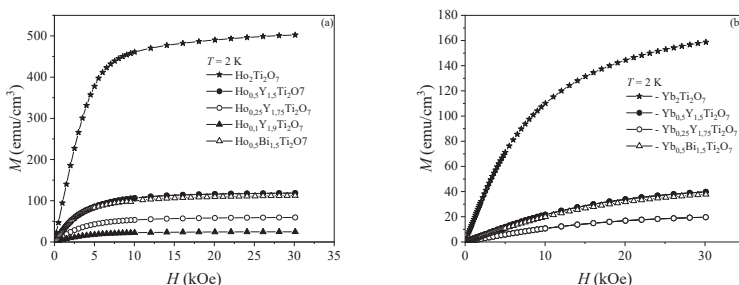


Fig. 2. Magnetization curves for the samples of holmium (a) and ytterbium (b) titanates

For the holmium and ytterbium titanates, the saturation magnetization has been found to decrease while increasing the doping degree, which is quite predictable because the  $\text{Bi}^{3+}$  and  $\text{Y}^{3+}$  ions do not have a magnetic moment (see Fig. 2).

The values of the effective magnetic moment per rare earth ion and the  $g$ -factor for the doped compounds have been determined. The value of the magnetic moment obtained from the measurement of the magnetization curve has been found to be about  $\frac{1}{2}$  of the moment of a free rare earth ion (see Fig. 3). When doping the holmium titanate with both yttrium and bismuth, the magnetic moment decreases. Doping of this titanate leads to a decrease in the effective  $g$ -factor.

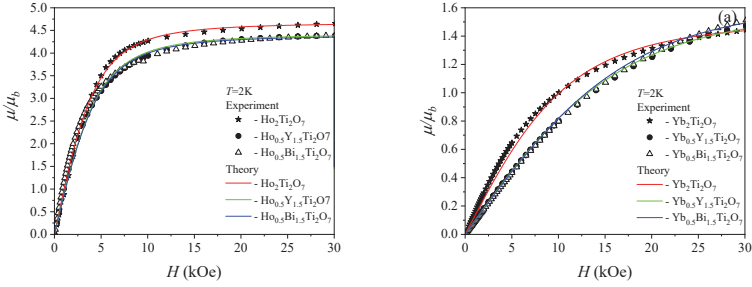


Fig. 3. Magnetization curves for undoped and doped Ho-based and Yb-based titanates and their approximation

For the yttrium titanate, doping did not lead to a significant decrease in the magnetic moment. To describe the magnetization curve for the ytterbium titanate, it is necessary to use two components of the  $g$ -factor tensor –  $g_{\parallel}$  and  $g_{\perp}$ . When doping ytterbium titanate with bismuth, both components increase, whereas when doping with yttrium, only the  $g_{\parallel}$  component increases. The numerical integration results in the value  $g = 18.7$  for the undoped  $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  titanate. The ratio between the  $g$ -factor components for the undoped  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$   $r = \frac{g_{\perp}}{g_{\parallel}} = 2.35$ .

To determine the dominating magnetic interaction in the titanates under study, the dependences of the product of the susceptibility  $\chi \cdot T$  on the reciprocal temperature  $1/T$  are plotted (see Fig. 4). Analytical formula for the temperature dependence of the susceptibility, based on Ising model, is given by [5]:

$$\chi(T) = \frac{N(g\mu_B)^2}{k_B T} \frac{S^2}{3} \left[ 1 - \frac{3S^2}{2k_B T} (2.18J_D + 2.67J_S) \right], \quad (1)$$

where  $g = 8/7$  is the Lande factor of the  $^2F_{7/2}$  multiplet,  $N$  is the number of magnetic ions per  $\text{cm}^3$ ,  $S$  is the spin of an ion in the ground state. The  $J_D$  constant takes into account the dipole interaction of the nearest neighbours, the  $J_S$  constant – the superexchange interaction. Magnetic dipole interaction with a positive constant  $J_D$  contributes to the parallel ordering of spins, whereas the superexchange interaction with a negative constant  $J_S$  causes frustration. Estimations performed in [5] show that an influence of the second term in the square brackets in (1) is very essential at the temperatures of  $\sim 1$  K and below. A linear dependence of the product  $\chi T$  on  $1/T$  follows from (1). Suggested analytical model allows one to find which type of magnetic interaction in the studied titanates predominates.

Analysis of the magnetic dipole and exchange interactions shows that predominant type of interaction for the undoped holmium titanate is magnetic dipole one. The sharp weakening of magnetic interactions between the rare earth ions upon doping with yttrium and bismuth leads to a significant decrease in the dependence slope. For the undoped yttrium titanates, superexchange interaction predominates. Whereas, in the doped compounds, magnetic dipole interaction capable to act at large distances becomes prevalent. This may be due to the following. Presence of a large number of randomly distributed yttrium or bismuth ions substituting ytterbium ions in a crystal lattice reduces the concentration of  $\text{R}^{3+}\text{-O-R}^{3+}$  ion pairs in this frustrated rare earth titanate, between which there is the superexchange.

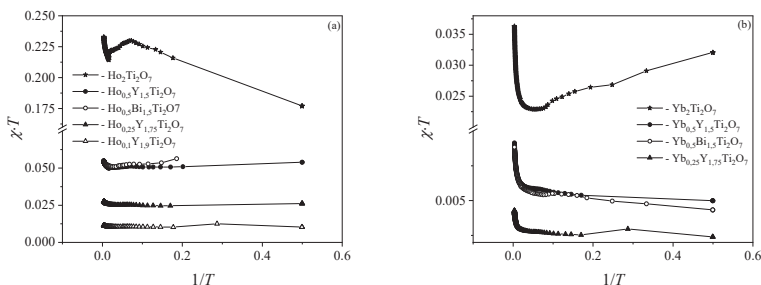


Fig. 4. Dependences of the product  $\chi \cdot T$  on the reciprocal temperature  $1/T$  for the samples of holmium (a) and ytterbium (b) titanates

*The results were obtained within the state assignment of Ministry of Science and Education of Russia (themes “Function” No 122021000035-6, “Spin” No. 122021000036-3 and FUUU-2022-0048 No. 1021051101544-1-1.4.3). The authors are grateful to Dr. A. Korolev for the magnetic measurements in the Center of Collective Use of the Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS. The X-ray phase analysis was implemented in the Center for Shared Use of Scientific Equipment “Khimiya” of the Institute of Chemistry FRC Komi Science Center, Ural Branch of RAS.*

- [1] S. T. Bramwell, M. J. P. Gingras, *Science*. V. 294, 1495 (2001).
- [2] Yaouanc, P. Dalmas de Réotier, L. Keller, B. Roessli, A. Forget, *J. Phys. : Condens. Matter*. V. 28, 426002 (2016).
- [3] E. Kermarrec, J. Gaudet, K. Fritsch, R. Khasanov, Z. Guguchia, C. Ritter, K. A. Ross, H. A. Dabkowska, B. D. Gaulin, *Nature Communications*. 8, 14810 (2017).
- [4] J. Gaudet, K. A. Ross, E. Kermarrec, N. P. Butch, G. Ehlers, H. A. Dabkowska, B. D. Gaulin, *Phys. Rev. B*. 93, 064406 (2016).
- [5] R. Siddharthan, B. S. Shastry, A. P. Ramirez, A. Hayashi, R. J. Cava, S. Rosenkranz, *Phys. Rev. B*. 60, 185483 (1999).

## REMAGNETIZATION PROCESSES IN NANOSTRUCTURED ALLOYS OF THE PR-FE-B AND SM-CO SYSTEMS

**Maltseva V. E., Andreev S. V., Urzhumtsev A. N., Volegov A. S.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

*\*e-mail: viktoria.maltseva@urfu.ru*

## ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМ PR-FE-B И SM-CO

**Мальцева В. Е., Андреев С. В., Уржумцев А. Н., Волегов А. С.**

*<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*e-mail: viktoria.maltseva@urfu.ru*

Hard magnetic materials and permanent magnets made of them are widely used in modern high-precision measuring complexes, systems, are used as functional and structural. Thus, the former are used in power engineering, space technology, household devices. Structural materials are widely used in nuclear power, gas and oil production.

Practical application of nanostructured alloys in these areas requires a detailed understanding of remagnetization processes, depending on which ways to achieve the high-coercivity state will differ. The issue of remagnetization processes in rapidly hardened alloys has been studied repeatedly; however, there is still no definitive unequivocal answer [1–3].

The purpose of this work is to study the mechanisms of remagnetization in rapidly hardened nanostructured alloys of the Pr-Fe-B and Sm-Co systems.

Alloys of the  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  system and the  $\text{SmCo}_5$  system of stoichiometric compositions were synthesized as samples. The alloys were obtained by induction melting in quartz crucible of the initial components followed by casting on iron and copper disks respectively at a disk rotation speed of 30 m/s. To determine the hysteresis properties, the obtained tapes were measured by means of a vibromagnetometer KVANS-1 at room temperature. The ribbons of the Pr-Fe-B system were annealed in vacuum at 675°C for 30 minutes to obtain optimum magnetic properties. The parts of the Sm-Co ribbons were annealed in vacuum at 950°C for 30 minutes. Subsequent measurements of the magnetic hysteresis properties were carried out using MPMS XL 7 and DynaCool 9 T measuring systems (Fig. 1).

Despite the fact that the rapidly hardened nanostructured alloys of both systems are uniaxial and isotropic, obtained by the same method, the mechanisms of remagnetization in each system were different. Presumably, for the Pr-Fe-B system, the prevailing remagnetization mechanism is the delayed displacement of the domain boundaries. For the Sm-Co system, it is nucleation. More details about the remagnetization mechanisms and the results obtained will be described in the report.

*Support by grant RSF № 21-72-10104 is acknowledged.*

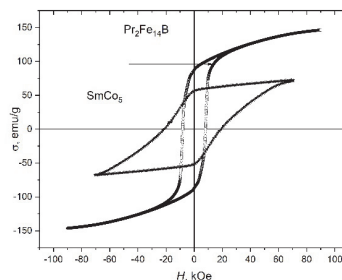


Fig. 1. Major hysteresis loops of Pr-Fe-B and Sm-Co type ribbons

[1] A. S. Volegov et al. *Acta Materialia*, vol. 188, pp. 733–739 (2020).

[2] E. F. Kneller, R. Hawig. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 4, pp. 3588–3600 (1991).

[3] Kung-Te Chu et al. *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 4009–4014 (2005).



## ВЛИЯНИЕ ИНДИЯ НА СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА TbCo<sub>2</sub>

**Политова Г. А.<sup>1,2\*</sup>, Морозов Д. А.<sup>1</sup>, Ганин М. А.<sup>1</sup>, Михайлова А. Б.<sup>1</sup>,  
Филимонов А. В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

\* e-mail: gpolitova@gmail.com

## INFLUENCE OF INDIUM ON THE STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF TbCo<sub>2</sub>

**Politova G. A.<sup>1,2\*</sup>, Morozov D. A.<sup>1</sup>, Ganin M. A.<sup>1</sup>, Mikhailova A. B.<sup>1</sup>,  
Filimonov A. V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation

e-mail: gpolitova@gmail.com

Редкоземельные фазы Лавеса RCo<sub>2</sub> с кубической структурой MgCu<sub>2</sub> (C15) обладают ярко выраженными магнитообъемными и магнитокалорическими свойствами в области температур, близких к температуре Кюри. Известно, что частичное замещение Co в подобных сплавах *p*-элементом – Al приводит к увеличению параметра решетки, увеличению температуры Кюри, изменению магнитотепловых и магнотострикционных свойств. В данной работе предлагается исследовать эффект частичного замещения в 3d-подрешетке TbIn<sub>x</sub>Co<sub>2-x</sub>, где в качестве *p*-элемента выступают атомы индия с незавершенной 5*p*-электронной оболочкой.

Система сплавов TbIn<sub>x</sub>Co<sub>2-x</sub> была получена методом дуговой плавки в защитной среде. Намагниченность, магнитокалорический эффект (МКЭ), магнотострикция исследовались в интервале температур 80–350 К в магнитных полях до 1,8 Тл и 1,2 Тл соответственно.

Показано, что с увеличением содержания индия возрастает количество побочной фазы Tb<sub>11</sub>Co<sub>4</sub>In<sub>9</sub>, а количество основной фазы с кубической структурой MgCu<sub>2</sub> уменьшается. Период основной фазы сначала увеличивается, так как индий частично замещает кобальт, а потом начинает уменьшаться, так как, видимо, индий начинает частично замещать еще и тербий. С увеличением содержания индия температура Кюри увеличивается, в то время как намагниченность насыщения, а также значения МКЭ и магнотострикции в области температуры Кюри монотонно уменьшаются.

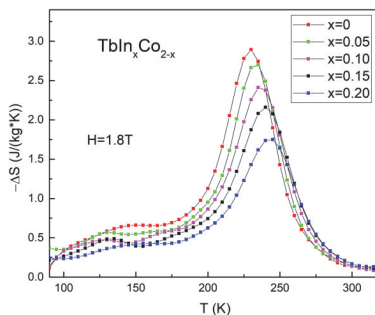


Рис. 1. Температурные зависимости изменения энтропии соединений

Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (№ 075-01176-23-00 и FSEG-2023-0016).

## МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/AlN/GaN НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ

**Чумаков Н. К.\***, Белов И. В., Андреев А. А., Езубченко И. С., Черных И. А., Николаев С. Н., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия  
\*e-mail: Chumakov\_NK@nrcki.ru

## MAGNETORESISTANCE OF A TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS OF ALGAN/ALN/GAN HETEROSTRUCTURES ON SILICON SUBSTRATES

**Chumakov N. K.\***, Belov I. V., Andreev A. A., Ezubchenko I. S., Chernykh I. A., Nikolayev S. N., Shabanov S. Yu., Valeev V. G.

National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russian Federation  
\*e-mail: Chumakov\_NK@nrcki.ru

Технологии роста нитридных гетероструктур на подложках кремния получили широкое развитие в последнее десятилетие ввиду возможности реализации постростовой обработки таких гетероструктур в рамках существующих мощностей кремниевой технологии, позволяющей значительно снизить стоимость транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN, весьма востребованных в современной силовой и СВЧ электронике [1–3]. К настоящему времени этот быстрый прогресс не вполне подкреплен, однако фундаментальными исследованиями физических свойств соответствующих структур, которые необходимы для оптимизации параметров их фабрикации.

В настоящей работе методом МЛЭ синтезирована серия гетероструктур нитридных HEMT на подложках кремния в виде стандартного холловского креста и в геометрии клеверного листа Ван Дер Пау, мезаизоляция сформирована путем реактивного ионного травления через фотолитографическую маску, омические контакты к 2DEG изготовлены по неплавной технологии селективным осаждением GaN, сильно легированного кремнием (n+GaN), контактные площадки – путем повторной фотолитографии и термического напыления Au контакта поверх n+GaN. В 2DEG этих HEMT обнаружена существенная анизотропия осцилляций Шубникова де Гааза. Показано, что эффект не связан с неоднородностью образцов, обусловлен структурой спин-орбитальной связи электронов в системе и может быть описан на основе модели гексагонального искажения электронного спектра 2DEG [4], построенной нами ранее.

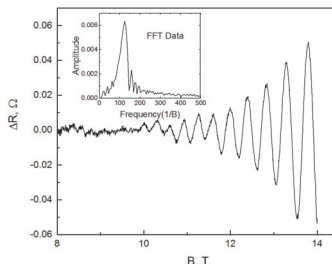


Рис. 1. Магнитосопротивление 2DEG за вычетом основного хода и его Фурье-спектр

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00536). Измерения выполнены на оборудовании в Ресурсного Центра ЭФМ НИЦ КИ, расчеты проведены в Федеральном ЦКП «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

[1] S. Ganguly et al. *Phys. Status Solidi*, vol. C11, pp. 887–889 (2014).

[2] K. H. Hamza, D. Nirmal. *Int. J. Electron. Commun.*, vol. 116, pp. 153040–153050 (2020).

[3] I. S. Ezubchenko et al. *Tech. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 705–708 (2021).

[4] N. K. Chumakov et al. *8th Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" EASTMAG–2022. August 22–26, 2022, Kazan, Russian Federation. Book of abstracts*, vol. 2, pp. 305–307 (2022).

## СПИН-ВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ЖИГ

**Тихонов В. В. \*, Губанов В. А., Садовников А. В.**

*Саратовский национальный исследовательский университет им. Н. Г. Чернышевского,  
Саратов, Россия*

*\*e-mail: tvlad4@yandex.ru*

## SPIN-WAVE DIAGNOSTICS OF THE LAYERED STRUCTURE EPITAXIAL YIG FILMS

**Tikhonov V. V. \*, Gubanov V. A., Sadovnikov A. V.**

*Saratov National Research University named after N. G. Chernyshevsky,  
Saratov, Russian Federation*

*\*e-mail: tvlad4@yandex.ru*

Предложена оригинальная методика неразрушающего контроля распределения спонтанной намагниченности по толщине эпитаксиальной ферритовой пленки железитриевого граната (ЖИГ). Неоднородность намагниченности возникает в процессе ее эпитаксиального роста пленки ЖИГ. На внутренней поверхности пленки, граничащей с немагнитной подложкой гадолиний-галлиевого граната (ГТГ), всегда образуется тонкий переходный (диффузионный) слой, в котором намагниченность пленки плавно возрастает от нуля до намагниченности чистого ЖИГ.

В работах [1; 2] было показано, что при нормальном намагничивании пленки в пределах толщины переходного слоя возникают эффекты гибридизации, которые обеспечивают процессы трансформации энергии электромагнитных волн (ЭМВ) в коротковолновые обменные спиновые волны (ОСВ). При этом возбуждаемые ОСВ излучаются вглубь пленки ЖИГ и отражаются от ее противоположной поверхности. В импульсном режиме их можно было наблюдать в виде регулярной серии эхоимпульсов, как показано на рис. 1. Было установлено, что эхоимпульсы ОСВ несут в себе исчерпывающую информацию о магнитных свойствах среды распространения. Методика извлечения этой информации была основана на измерении времени задержки эхоимпульсов и математической обработке результатов измерений.

Математическая обработка основывалась на совместном решении уравнения Ландау – Лифшица с учетом неоднородного обмена и системы уравнений Максвелла. В результате было получено дисперсионное уравнение ОСВ

$$k_z(f, H_0, \sigma, z) = \sqrt{\frac{\omega(f) - \gamma H_0 + 4\pi M(\sigma, z)}{\gamma \alpha M(\sigma, z)}}, \quad (1)$$

где  $\gamma = 1,76 \cdot 10^7 \text{ Ое}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$  – постоянная неоднородного обмена,  $M(z) = M_0 [1 - \exp(-\sigma z)]$  – распределение намагниченности по толщине пленки ЖИГ,  $\sigma$  – феноменологический параметр распределения.

Для определения параметра  $\sigma$  использовалась формула расчета группового времени задержки эхоимпульса

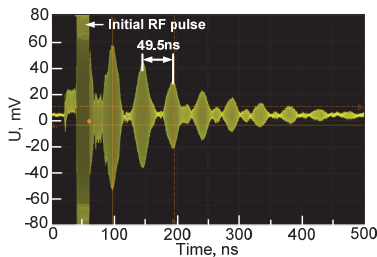


Рис. 1. Осциллограмма эхоимпульсов ОСВ. Длительностью импульса  $\tau = 20 \text{ ns}$ , частота заполнения  $f = 3 \text{ GHz}$ . Толщина пленки ЖИГ  $d = 13 \mu\text{m}$ , намагничивающее поле  $H_0 = 2350 \text{ Oe}$

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2d} \frac{\partial}{\partial f} k_z(f, H_0, \sigma, z) dz. \quad (2)$$

При подстановке в (2) экспериментальных значений  $\tau$ ,  $f$ ,  $H_0$  выражение (2) приводилось к трансцендентному уравнению относительно  $\sigma$ , которое решалось численными методами. В результате решения было получено значение  $\sigma = 82093 \text{ см}^{-1}$ , которое использовалось для расчета распределения намагниченности по толщине пленки ЖИГ (рис. 2) и дисперсии ОСВ в пределах толщины переходного слоя (рис. 3).

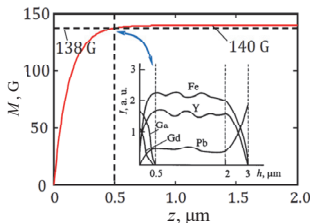


Рис. 2. Распределение намагниченности по толщине пленки ЖИГ

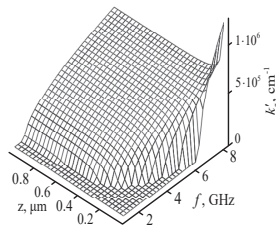


Рис. 3. Дисперсия ОСВ вблизи границы пленка ЖИГ-подложка ГГГ

Для сравнения на вставке рис. 2 представлено распределение концентрации ионов Fe, измеренное методом послеполосного сравнения пленки ЖИГ [3]. На рис. 3 видно, что в пределах толщины переходного слоя волновые числа ОСВ достигали нулевых значений в достаточно широкой полосе частот, что обеспечивало эффективное возбуждение ОСВ внешним однородным СВЧ полем. В процессе распространения вглубь пленки ЖИГ, волновые числа ОСВ плавно возрастали до предельных значений, характерных для волн, распространяющихся в чистом ЖИГ. На рис. 4 представлены расчеты волновых характеристик ОСВ вдали от границы пленка-подложка.

Таким образом, впервые была показана реальная возможность практического использования ОСВ для неразрушающего контроля слоистой структуры эпитаксиальных пленок ЖИГ. Показаны преимущества коротковолновых ОСВ – сильное замедление, слабое затухание и простота возбуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

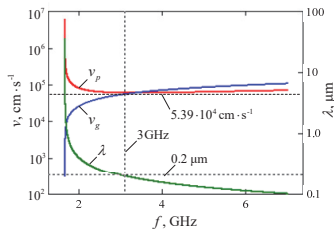


Рис. 4. Результаты расчетов частотной зависимости длины волны, групповой и фазовой скоростей ОСВ

[1] Tikhonov V. V., Litvinenko A. N. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, art. 072410 (2019).

[2] Tikhonov V. V., Litvinenko A. N. *JMMM*, vol. 515, Art. 167241 (2020).

[3] С. И. Юшук. *ЖТФ*, т. 69, № 12, с. 62–64 (1999).

**September 13 (Wednesday)**

**Oral Presentations**

## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ $\text{NiFe}_2\text{O}_4$

**Столяр С. В.<sup>1,3</sup>, Ли О. А.<sup>1,3</sup>, Николаева Е. Д.<sup>1</sup>, Исхаков Р. С.<sup>2</sup>,  
Боев Н. М.<sup>2,3</sup>, Шохрина А. О.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Красноярский научный центр СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: stol@iph.krasn.ru

## FERROMAGNETIC RESONANCE IN SUPERPARAMAGNETIC PARTICLES $\text{NiFe}_2\text{O}_4$

**Stolyar S. V.<sup>1,3\*</sup>, Li O. A.<sup>2,3</sup>, Nikolaeva E. D.<sup>1</sup>, Iskhakov R. S.<sup>2</sup>,  
Boev N. M.<sup>2,3</sup>, Shokhrina A. O.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>3</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: stol@iph.krasn.ru

Ферромагнитный резонанс (ФМР) в порошковых системах приводит к их нагреву ( $\Delta T \sim 10$  K), что может быть использовано в магнитной гипертермии [1]. Резонансные свойства суперпарамагнитных наночастиц изучались в теоретических работах [2; 3]. В данной работе исследованы частотно-полевые зависимости ФМР суперпарамагнитных порошков феррита никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ , синтезированных методом химического осаждения.

Мгновенное значение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  частицы в магнитном поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  определяется уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта:

$$\mathbf{M} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma \xi}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\xi$  – параметр затухания. Параметр затухания связан с временем релаксации  $\tau$ , т. е. временем, необходимым для затухания прецессии вектора намагниченности, следующим соотношением:

$$\tau^{-1} = \omega_r = \xi \gamma H_{\text{eff}}, \quad (2)$$

$\omega_r$  – частота релаксации. Среднее значение намагниченности суперпарамагнитных частиц описывается функцией Ланжевена:

$$\langle M / M_z \rangle = L(\sigma) = cth\sigma - \sigma^{-1}, \quad (3)$$

где  $\sigma = MVH/kT$ ,  $M$  – намагниченность единицы объема при 0 K,  $V$  – объем частицы.

Если на намагниченность  $M$  кроме постоянного поля  $H$  действует высокочастотное СВЧ поле с частотой  $\omega$  и амплитудой  $h$  ортогонально внешнему полю  $\mathbf{H}$ , возможно резонансное поглощение СВЧ энергии (ФМР) суперпарамагнитными частицами. Резонансная частота  $\omega$  зависит от эффективного параметра релаксации  $\eta$  [3]:

$$\omega = \gamma H(1 + \eta^2), \quad \eta = \xi \cdot (L^{-1} - \sigma^{-1}). \quad (4)$$

На рис. 1 представлены частотные зависимости действительной  $\mu_1$  (рис. 1, а) и мнимой  $\mu_2$  (рис. 1, б) составляющей магнитной проницаемости  $\mu$  при различных значениях напряженности постоянного магнитного поля  $H$ . На рис. 2 приведены зависи-

мости резонансной частоты от внешнего поля  $H$ , определяемой по  $\mu_1 - f_1(H)$  (рис. 2, а) и по  $\mu_2 - f_2(H)$  (рис. 2, б). Аппроксимация частотно-полевой зависимости линейной функцией  $f(H) = f_0 + (\gamma H)/2\pi$  позволяет оценить величину щели  $f_0$ , а также величину гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Для исследуемого порошка  $f_0 = 0$  (вырожденный суперпарамагнетик [3])  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7$  Hz/Oe.

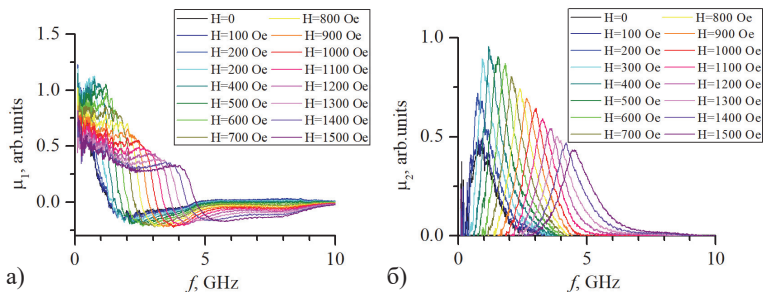


Рис. 1. Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости  $\mu$  при различных значениях  $H$

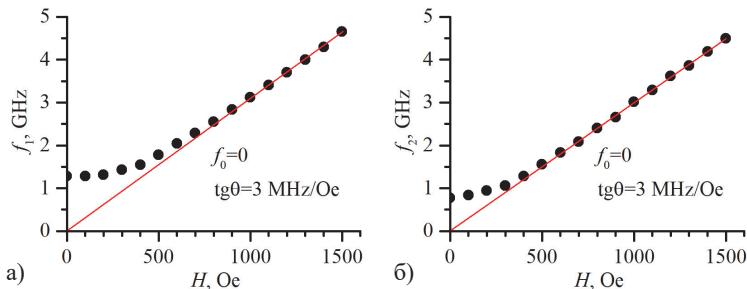


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости  $f(H)$  исследуемых порошков

На рис. 3 приведена подгоночная кривая частотно-полевой зависимости  $f_2(H)$  согласно выражению (4). Подгоночные параметры  $M = 25$  G,  $d = 6$  nm,  $\xi = 0,005$ ,  $\gamma = 1,8 \cdot 10^7$  Hz/Oe,  $T = 300$  K согласуются с магнитными характеристиками изучаемых порошков [4].

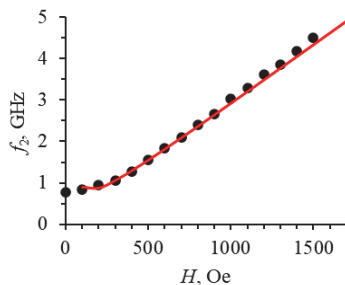


Рис. 3 Аппроксимация частотно-полевой зависимости  $f_2(H)$

- [1] С. В. Столяр и др. *ФММ*, т. 124, с. 182 (2023).  
 [2] Y. L. Raikher et al. *SOV. Phys. JETP*, vol. 40, p. 526 (1974).  
 [3] R. S. Gekht et al. *SOV. Phys. JETP*, vol. 43, p. 677 (1976)  
 [4] С. В. Столяр и др. *ФТТ*, т. 65, № 6, с. 1006 (2023).

## УПРАВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОЙ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА В РЯДУ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{HoFe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$

Шайхутдинов К. А.<sup>1</sup>, Князев Ю. В.<sup>1</sup>, Камкова Т. Н.<sup>1</sup>, Васильев А. Д.<sup>1</sup>,  
Семенов С. В.<sup>1,2</sup>, Павловский М. С.<sup>1,2</sup>, Красиков А. А.<sup>1</sup>, Скоробогатов С. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск Россия

e-mail: saskorobogatov@iph.krasn.ru

Замещение химических элементов в соединении является один из основных методов выявления новых физических свойств или управления уже существующими. Так, в случае ортоферритов  $R\text{FeO}_3$  изменение магнитных свойств можно наблюдать в случае замещения железа на трехвалентные ионы с другим магнитным моментом (на  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{3+}$ ,  $\text{Co}^{3+}$ ) [1–4]. Также стоит отметить, что замещения такого рода позволяют получать материалы с высокой повторяемостью свойств.

В данной работе представлены результаты исследования посвященного замещению иона  $\text{Fe}^{3+}$  на ион  $\text{Mn}^{3+}$  в соединении  $\text{HoFe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$ , при этом особое внимание было уделено росту монокристаллов методом оптической зонной плавки, определению предела растворимости марганца и области стабильности ромбической фазы. Помимо роста монокристаллов, также проведены рентгеноструктурные исследования, из которых удалось определить изменение позиций ионов  $\text{O}^{2-}$  в кислородных октаэдрах, возникающее при увеличении доли  $\text{Mn}^{3+}$  в составе. Получены мессбауэровские спектры и проведена характеристика образцов с их помощью. Также проведены измерения магнитных свойств полученных соединений.

Результатом роста стали монокристаллические образцы с содержанием ионов марганца относительно железа  $x = 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7$ . При концентрациях ( $0,7 < x < 0,8$ ) наблюдается граница раздела фаз между орторомбической и гексагональной модификацией в твердом растворе  $\text{HoFe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$ . Возникшие искажения в кислородных октаэдрах являются следствием эффекта Яна – Теллера [5], что подтверждается результатами мессбауэровской спектроскопии. Магнитные измерения, проведенные в диапазоне температур от 4,2 до 1000 К представлены на рис. 1, а, а на рис. 1, б приведена фазовая диаграмма  $\text{HoFe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$ , представляющая изменения температур Нееля  $T_N$  и спин-переориентационного перехода  $T_{SR}$ .

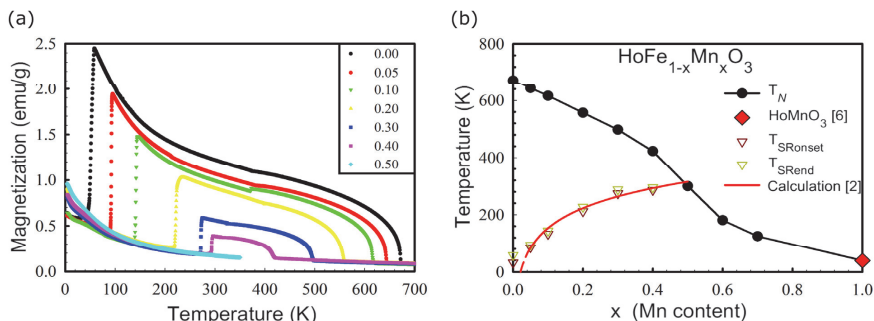


Рис. 1. (а) Намагниченности исследованных соединений от температуры, измерения выполнены при внешнем поле 1 кОе приложенном вдоль оси **b** в ориентации Rhma. (б) Фазовая диаграмма изменения

$T_{SR}$  и  $T_N$  в зависимости от концентрации Mn в составе, красной точкой отмечен случай  $\text{HoMnO}_3$  в орторомбической фазе, полученный раствор расплавленным методом



Из температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$  (рис. 1, *a*) видно смещение спин-переориентационного перехода из области низких температур в комнатные при концентрации ионов марганца 0,4, с последующим его исчезновением при концентрациях 0,5. Наличие магнитного перехода при комнатных температурах и возможность им управлять, например с использованием лазерных импульсов, открывает широкие перспективы для построения устройств на основе подобных соединений.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10026, <https://rscf.ru/project/23-22-10026/>, Красноярского краевого фонда науки.*

- [1] L. Su et al. *Physica B: Condensed Matter*, vol. 575, art. 411687 (2019).
- [2] Y. Fang et al. *Scientific Reports*, vol. 6, art. 33448 (2016).
- [3] G. Song et al. *Physica B: Condensed Matter.*, vol. 589 (2020).
- [4] Z. Habib et al. *Appl. Phys. A*, vol. 123 (2017).
- [5] F.-K. Chiang et al. *Physical Review B*, vol. 83 (2011).
- [6] N. Lee et al. *Physical Review B*, vol. 84, art. 020101(R) (2011).

## МЕТОД МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ ДЕТЕКЦИИ МАГНИТНЫХ И ЖЕСТКОСТНЫХ СВОЙСТВ РАКОВЫХ КЛЕТОК IN VITRO

**Хутиева А. Б.\*, Ломова М. В., Садовников А. В.**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

*\*e-mail: abkhutieva@gmail.com*

## A METHOD OF MANDELSTAM-BRILLOUIN SPECTROSCOPY FOR NON-INVASIVE DETECTION OF MAGNETIC AND STIFFNESS PROPERTIES OF CANCER CELLS IN VITRO

**Khutieva A. B.\*, Lomova M. V., Sadovnikov A. V.**

*Saratov State University, Saratov, Russian Federation*

*\*e-mail: abkhutieva@gmail.com*

Применение магнитных материалов в науке и технике довольно широко исследовано. В последнее время все больше внимания уделяется вопросу биомедицинского аспекта возможного использования магнитных носителей. Помимо диагностических целей, наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, магнитные материалы используются для систем адресной доставки лекарств при лечении опухолевых заболеваний, восстановлении тканей.

В данной работе рассмотрено использование микроскопии Бриллюэна для пространственного изучения биологических объектов или носителей являющееся единственным неразрушающим, безметковым инструментом для характеристики пространственных структур, а также фоновое взаимодействие, которое может предоставить ценную информацию о пространственной жесткости биологических объектов с высоким разрешением, которое не может быть получено никаким другим методом, при этом метод остается безметочным и неинвазивным. Предполагается, что только попадание носителей в клетки будет влиять на выживаемость клеток, а поскольку носители магнитные, можно нацелить частицы конкретно на опухолевые клетки. Как следствие, такая система может быть чрезвычайно полезной для уменьшения количества активного вещества и улучшения местной терапии рака.

Использование микроскопии Бриллюэна для изучения биологических объектов и носителей является единственным неразрушающим, безметковым инструментом для характеристики пространственных структур. Фоновое взаимодействие может предоставить ценную информацию о пространственной жесткости биологических объектов с высоким разрешением, которое не может быть получено никаким другим методом, при этом метод остается безметочным и неинвазивным.

Метод бриллюэновского рассеяния света и определение движения композитов в неоднородном магнитном поле, а также SEM-исследование гибридных минеральных высокомагнитных композитов позволили охарактеризовать магнитные свойства носителей и определить, что для получения оптимального носителя лекарств достаточно 3 циклов замораживания/оттаивания магнитных наночастиц.

На рис. 1, *a* показана микроскопическая фотография экспериментальной структуры, с периодичностью между цилиндрами 20 мкм. С помощью метода бриллюэновского рассеяния света (БЛС) на рис. 1, *b* можно пронаблюдать максимум амплитуды в каждом из цилиндров. Известно, что для сложных сред, содержащих магнитные и немагнитные материалы, эффективная намагниченность связана с долей магнитного ма-

териала, и поэтому можно провести полуколичественное или даже количественное сравнение магнитных свойств на основе спектров БЛС. Кроме того, БЛС имеет преимущество более высокого пространственного разрешения и чувствительности при комнатной температуре по сравнению с более распространенной магнитометрией с вибрацией образца, которая обычно используется для определения намагниченности насыщения магнитных структур. Было установлено повышение чувствительности метода измерения при комнатной температуре магнитных свойств образца с одновременной широкой вариабельностью их формы для измерений, а также возможность дополнительных измерений механических свойств объектов, возможно с помощью метода БЛС.

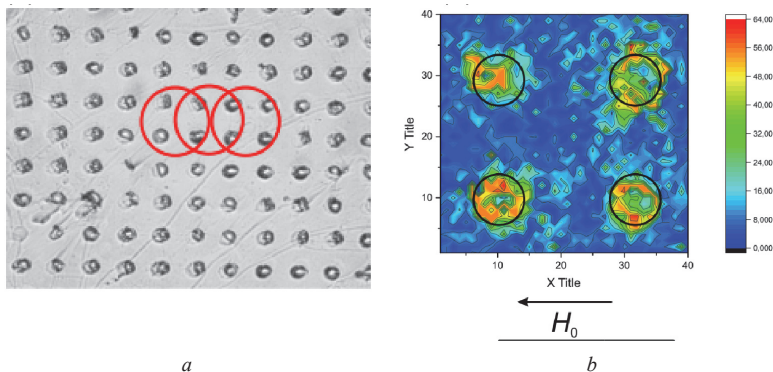


Рис. 1. (a) Снимок экспериментального образца (b) пространственное распределение интенсивности рассеянного света  $I_{\text{BLS}}$

Предполагается, что работа позволит по-новому взглянуть на создание систем доставки с улучшенной дистанционной навигацией под действием магнитного поля и эффективностью переноса лекарств.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-13-00373).*

[1] P. A. Demina et al. *Materials Chemistry Frontiers*, vol. 5, no. 4, pp. 2007–2018 (2021).

[2] R. J. J. Riobóo, M. Desco, M. V. Gómez-Gavero. *Biomedical Optics Express*, vol. 10, no. 6, pp. 2674–2683 (2009).

[3] S. J. Henley et al. *Cancer*, vol. 126, no. 10, pp. 2250–2266 (2020).

[4] J. M. Vaughan, J. T. Randall. *Nature*, vol. 284, pp. 489–491 (1980).

## SPECIAL POINTS OF THE RADIATION SPECTRUM OF LEAKY SURFACE MAGNON POLARONS

**Sukhorukova O. S.<sup>1</sup>, Tarasenko A. S.<sup>1</sup>, Tarasenko S. V.<sup>1</sup>, Shavrov V. G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Donetsk Institute of Physics and Technology, Donetsk, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS,  
Moscow, Russian Federation*

According to [1], the formation of an interference bound state in the continuous emission spectrum of two resonant states is possible if, without taking into account the radiative interaction between them, their energies are degenerate and the emission of both states occurs in the same radiation channel and has the character of destructive interference. Such bound states in a continuum (BIC) have zero radiation width and do not interact with any state of the continuous spectrum, but, in the vicinity of the BIC, in the nondissipative model, the Q-factor of the corresponding radiative state can be made arbitrarily large [1] (“super-resonant” states, according to the terminology of [2]). This is of not only scientific, but also practical interest, stimulating a constant, ever-increasing flow of scientific publications in this direction. At the same time, in recent years, attention has also sharply increased to the prospects for creating a new class of energy-efficient spintronic devices, which use as a unit of information the electron spin torque instead of the electron spin. However, the creation of realistic models of the corresponding magnetic heterostructures requires correct consideration of the dynamics of magnon polarons (hybrid states resulting from the coherent magnetoelastic (ME) coupling between spin and elastic waves) [3]. Nevertheless, the possibility of the formation of these “interference” BIC in the spectrum of leaky surface magnon polarons has not yet been discussed, despite the fact that the conditions for the formation of surface BIC in the electromagnetic emission spectrum of open semi-bounded optoelectronic structures were considered in [4].

The aim of this communication is to elucidate, in the dissipationless approximation, the conditions under which, for a magnetic sandwich structure, the formation of interference BIC in the spectrum of leaky surface magnon polarons is possible and to analyze the features of the realization of nonspecular effects accompanying in this case the reflection of a bulk quasi-plane or a quasi-mono-chromatic external elastic wave incident on the surface of a layered magnetic heterostructure.

For the first time, it has been shown that the hybridization of magnetoelastic and inhomogeneous exchange interactions can lead to the formation of interference-type bound states in the emission spectrum of leaky surface magnon polarons. In the vicinity of such “dark” states, their radiation width can be arbitrarily small (“super-resonance”), as a result of which, for an external quasi-harmonic elastic wave incident on the magnetic layer, the Wigner delay increases indefinitely (in the nondissipative approximation) and the effects of zero scattering of the incident wave field and splitting of the reflected waveform are suppressed.

*The research was funded by the Russian Science Foundation (project No. 20-19-00745-II).*

[1]. H. Friedrich, D. Wintgen. *Phys. Rev. A*, vol. **32**, art. 3231 (1985).

[2]. M. V. Rybin, M. F. Limonov. *Phys. Usp.*, vol. 62, art. 823 (2019).

[3]. Y. Li et al. *APL Mater.*, vol. 9, art. 060902 (2021).

[4]. M. I. Molina, A. E. Miroshnichenko, Y. S. Kivshar. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, art. 070401 (2012).

## FEATURES OF THE MICROWAVE MAGNETIC DYNAMICS OF TWO-LAYER MAGNETIC STRUCTURE FOR DIFFERENT EXCHANGE COUPLING CONSTANTS

**Abramovsky I. E.\*, Vlasov V. S., Kotov L. N.**

*Syktvykar State University, Syktvykar, Russian Federation*

*\*e-mail: abramowsk-ivan@mail.ru*

This work is devoted to the study of the nonlinear magnetic dynamics of a coupled two-layer single-crystal structure, the connection between the magnetic layers in which is due to the action of an exchange magnetic field. The ordinary non-linear differential vector Landau-Lifshitz-Gilbert equation was given here for the magnetic dynamics of oscillations. Due to the nonlinearity, the equation was solved numerically for the case of an infinite structure in the Scilab mathematical package. Graphical solutions of differential equations obtained using numerical methods of the mathematical computing package Scilab were the object of analysis. The nonlinear regimes of the magnetic dynamics of the layers of the structure were modeled and analyzed. The layers had a single-crystal structure and were characterized by cubic magnetic anisotropy. The energy surface of the magnetization vector and its landscape becomes inhomogeneous under the influence of internal and external fields. Heterogeneity refers to the occurrence of potential maxima and minima that are equivalent to potential wells and barriers. Graphically, the presence of such regions is clearly seen in the parametric portraits of magnetization. At short times (up to 100 ns), for large values of the interlayer exchange coupling constant  $J > 55 \text{ erg/cm}^3$ , high-frequency oscillatory regimes arise that differ from purely harmonic oscillations. The nonlinearity of oscillations increases with an increase in the coefficient of interlayer exchange coupling. An analysis of the frequencies of the oscillation spectra shows that oscillations of the magnetization vector have several stable frequency components, which include the carrier frequency of oscillations of an alternating magnetic field and a frequency that is twice the carrier frequency with a much smaller contribution in magnitude. It was shown that the interlayer interaction affects the shape of the curve between adjacent peaks of the oscillation components. With an increase in the interlayer exchange coupling constant, new areas of condensation-rarefaction of magnetic oscillations appear. This indicates a change in the energy landscape for magnetic oscillations. Under the action of the interlayer coupling field, the moving magnetization vector "switches" the condensations was found in the portraits. The width of clumps in the precessional portrait caused by the cubic anisotropy field varies depending on the ratio of the anisotropy and exchange fields.

*The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-72-20048).*

[1] I. E. Abramovsky et al. *Bull. of RAS: Physics*, vol. 86, no. 5, pp. 606–609 (2022).

## ГРАФИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ТЕОРИИ АБЕЛЕВЫХ ГРУПП БЕЗ КРУЧЕНИЯ И НАНОСТРУКТУРЫ

**Благовещенская Е. А.<sup>\*</sup>, Микулик И. И.**

*Петербургский государственный университет путей сообщения  
императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия  
<sup>\*</sup>e-mail: kblag2002@yahoo.com*

## GRAPHICAL STRUCTURES IN THE THEORY OF TORSION-FREE ABELIAN GROUPS AND NANOMATERIALS

**Blagoveshchenskaya E. A.<sup>\*</sup>, Mikulik I. I.**

*<sup>1,2</sup> Emperor Alexander I St. Petersburg State Transport University,  
St. Petersburg, Russian Federation  
<sup>\*</sup>e-mail: kblag2002@yahoo.com*

В теории прямых разложений абелевых групп без кручения конечного ранга графический подход позволил ввести структуру на множестве отдельных прямых разложений на неразложимые слагаемые и рассмотреть их в системе введенных инвариантов с точностью до так называемого «почти изоморфизма». Это в первую очередь относится к «почти вполне разложимым группам с циклическим регуляторным фактором» (кратко: sq-группам):

**Определение.** Sq-группой с регулятором  $A$  называется абелева группа без кручения  $X$ , содержащая вполне разложимую группу  $A$  так, что  $X/A$  является конечной циклической группой.

Различные прямые разложения  $X = X_1 + X_2 + \dots + X_s$  таких групп интерпретируются как преобразования некоторого графа, число вершин которого равняется рангу группы  $n$ , а компоненты связности символизируют неразложимые прямые слагаемые. Допустимые преобразования графа заключаются в передвижениях рёбер по определённым правилам, что приводит к различным распределениям множества вершин между компонентами связности и, значит, к различным разбиениям ранга группы  $n$  в суммы рангов неразложимых слагаемых  $n = r_1 + r_2 + \dots + r_s$  [1]. При этом реализация данного подхода сводится к параллелизации алгоритмов определенного вида, что является достаточно универсальным методом [2]. В частности, имеется структурная общность предложенной модели построения различных прямых разложений абелевых групп без кручения и создания магнитных слоистых структур (плёнок), что является перспективным направлением данного исследования.

Одной из проблем при создании многослойных систем являются процессы диффузии на границе раздела разнородных фаз. Поэтому выходом из ситуации является фактическое устранение условий, при которых наноразмерные гранулы, хаотически распределенные в изолирующей матрице, имеют непосредственный контакт друг с другом. Подобная структура позволяет свести к минимуму влияние контактов гранул соседних слоев на макроскопические свойства системы. Это соответствует ярусно-параллельной модели, при которой элементы различных ярусов как вершины графов не могут быть соединены ребрами ни в одной из компонент связности упомянутого графа.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-21-00267).*

[1] Е. А. Благовещенская. *Фундамент. и прикл. математика*, т. 18, № 4, с. 23–31 (2013).

[2] М. А. Боронина, В. А. Вшивков, С. Е. Киреев. *Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии*, т. 19, № 1, с. 15–25 (2021).

## РЕЗИСТИВНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В НИТРИДНЫХ МЕМРИСТОРАХ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Даниляк М. А., Белов И. В., Езубченко И. С., Черных И. А., Андреев А. А.,  
Кондратьев О. А., Чумаков Н. К., Валеев В. Г.\*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

\*e-mail: valeev\_vg@nrcki.ru

## RESISTIVE SWITCHING IN NITRIDE MEMRISTORS EXPERIMENT AND NUMERICAL MODEL

Danilyak M. A., Belov I. V., Ezubchenko I. S., Chernykh I. A., Andreev A. A.,  
Kondratyev O. A., Chumakov N. K., Valeev V. G.

National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: valeev\_vg@nrcki.ru

Разработка нитридных структур с резистивным переключением – весьма актуальное направление развития элементной базы отечественной нитридной электроники. В сравнении с альтернативами (phase change memory, spin-transfer torque RAM) технология энерго-независимой памяти (RRAM) на основе нитридных мемристоров позволяет создавать масштабируемые, экономичные и принципиально простые низковольтные двухконтактные структуры со сверхнизким энергопотреблением, многоуровневостью и высокой скоростью резистивного переключения, большой износостойкостью, длительным сроком хранения данных и возможностью трехмерной интеграции в наноструктуры с высокой плотностью размещения структурных элементов [1–3].

Мемристивные гетероструктуры  $n$ -GaN/AlN/Ti/Au с толщиной функционального слоя AlN от 2 до 12 нм, исследованные в настоящей работе, выращены методом МЛЭ в интервале температур 650–800 °С на подложках кремния (111) и сапфира. Плотность проникающих винтовых дислокаций в полученных структурах определена методом рентгено-дифракционного анализа  $n$ -GaN в направлении 0002. Исследования полюсных фигур структур на Si показали монокристалличность слоя  $n$ -GaN в образцах для всего указанного интервала ростовых температур. Транспортные свойства полученных структур исследованы в широком диапазоне смещений, температур и внешнего магнитного поля. Анализ данных экспериментов и расчет подвижности точечных дефектов кристаллической структуры AlN из первых принципов позволяют установить электронную структуру исследуемой системы, понять физический механизм резистивного переключения в ней и построить его численную модель, также представленную здесь.

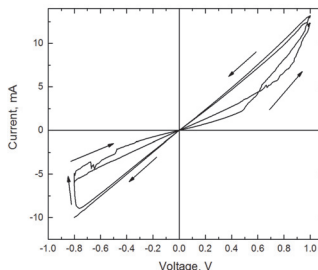


Рис. 1. Динамическая вольт-амперная характеристика мемристивной структуры  $n$ -GaN/AlN/Ti/Au

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00535). Расчеты проведены на ресурсах Федерального центра коллективного пользования научным оборудованием «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

[1] W. Banerjee. *Electronics*, vol. 9, no. 6, pp. 1029–1052 (2020).

[2] J. Zhu et al. *Appl. Phys. Rev.*, vol. 7, no. 1, pp. 011312–011418 (2020).

[3] Y. Guo et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 53, no. 19, pp. 195101–195117 (2020).

## СИНТЕЗ И СРАВНЕНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОПРОВОЛОК СПЛАВОВ 3D- ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В МАТРИЦЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

**Дрягина А. Е.<sup>1\*</sup>, Горьковенко А. Н.<sup>1</sup>, Кулеш Н. А., Васьковский В. О.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: Anastasia.Driagina@urfu.ru

## SYNTHESIS AND COMPARISON OF MORPHOLOGY AND MAGNETIC PROPERTIES OF NANOWIRES OF 3D TRANSITION METAL ALLOYS IN AN ALUMINUM OXIDE MATRIX

**Dryagina A. E.<sup>1\*</sup>, Gorkovenko A. N.<sup>1</sup>, Kulesh N. A., Vas'kovski V. O.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: Anastasia.Driagina@urfu.ru

Магнитные наноструктуры являются одним из наиболее перспективных направлений теоретических и экспериментальных исследований благодаря широкому разнообразию их свойств и размеров. Наиболее распространенным классом таких объектов являются магнитные наночастицы, которые нашли применение как в качестве отдельного функционального элемента – носителя физического компонента (например, лекарственного компонента) или свойства (магнитного момента), так и в качестве наполнителя в полимерах и гелях для придания материалу уникальных характеристик. Особый интерес представляют наночастицы с анизотропной формой, такие как нанотрубки и нанопроволоки (НП). Был продемонстрирован потенциал их практического использования в датчиках и логических устройствах, в биоизображении и фотолюминесценции, а также в магнитных носителях информации [1; 2]. Основными проблемами широкого практического использования магнитных НП являются невозможность синтеза в больших количествах и сложность их интеграции в конечное устройство. В настоящей работе мы реализовали технологию синтеза, которая потенциально позволяет получать массивы НМ в тонкопленочном шаблоне анодированного алюминия, а также провели сравнительное исследование полученных образцов с массивами НП полученных по стандартной технологии в фольгах алюминия. Преимуществом данной технологии синтеза является возможность получения массива НП на подложках, используемых в полупроводниковой технике, а также возможность подведения электрического контакта с обеих торцевых поверхностей.

В качестве основы для синтеза оксидных матриц использовались пленки высококислотного алюминия толщиной 2 мкм, осажденные методом ионного распыления на стеклянную подложку и фольги алюминия толщиной 2 мм. Пористые шаблоны были получены методом анодирования алюминия при напряжении 40 В и 100 В при комнатной температуре и 2 °С, соответственно. В конце анодирования производилось истончение барьерного слоя методом ступенчатого снижения тока, а затем напряжения [3]. При анодировании тонких пленок анодирование производилось в один этап, при анодировании толстых фольг алюминия – в два этапа. Затем, в зависимости от режима электроосаждения, образец выдерживался необходимое время в растворе ортофосфорной кислоты. Для электролитического осаждения в режиме постоянного тока выполнялось полное удаление барьерного слоя, для электролитического осаждения в режиме переменного тока сохранялся барьерный слой необходимой толщины. Элек-



тролитическое осаждения массивов НП в матрицы оксида алюминия осуществлялось из водных растворов 3d-переходных металлов.

Исследование морфологии образцов выполнено на сканирующем электронном микроскопе Tescan Mira3. Магнитные свойства полученных образцов были исследованы с помощью вибрационного магнетометра Lake Shore. Измерение электрического сопротивления выполнялось четырехзондовым методом.

Анализ морфологии показал, что диаметр НП, полученных в режиме постоянного тока в тонких пленках, составляет в среднем 56 нм, а длина – 1,6 мкм (рис. 1). Анализ магнитных свойств показал наличие выраженной оси легкого намагничивания при измерении вдоль магнитного момента вдоль оси массива НП для всех типов образцов [4]. Такой вид петель гистерезиса обусловлен преобладающим вкладом анизотропии формы.

Сравнение морфологии полученных образцов, показало, что их отличие обуславливается только режимом получения оксидной матрицы и временем электроосаждения. Таким образом, могут быть получены идентичные массивы НП в тонкопленочном шаблоне и в шаблоне, полученном на фольгах. Анализ магнитных свойств показал, что присутствуют различия в коэрцитивной силе и остаточной намагниченности, что вероятно связано с различной плотностью заполнения шаблона, при этом форма петель гистерезиса показывала наличие выраженной оси легкого намагничивания для всех типов образцов. Предварительные результаты измерения электрического сопротивления подтвердили возможность подведения электрических контактов к обеим торцевым поверхностям массива НП в тонкопленочном шаблоне анодированного алюминия. Мы полагаем, что данная технология может быть использована не только для интеграции массива НП в полупроводниковых устройства, но для исследования магниторезистивных свойств как однородных цилиндрических НП, так и НП с модуляцией состава и диаметра.

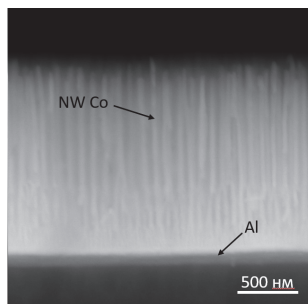


Рис. 1. Изображение массива нанопроволок Co в тонкопленочной матрице оксида алюминия (вид с торца пленки), полученное методом сканирующей электронной микроскопии

[1] I. Dobosz, W. Gumowska, M. Czapkiewicz. *Journ. Solid State Electrochem.*, vol. 18, pp. 2963–2972 (2014).

[2] L. Wang et al., *Rev. Nanosci. Nanotechnol.* V. 3. N 1. P. 1–19. (2014).

[3] A. Dryagina et al. *IEEE Trans. Magn.*, vol. 13, pp. 1–4 (2022).

[4] J. Mohapatra et al. *Phys. Rev. B*, vol. 105, no. 21, art. 214431 (2022).

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОЛОВИННЫХ $d^0$ – $d$ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ СИСТЕМ $\text{KMnZ}$ ( $\text{Z} = \text{Bi, Pb, Sb, Sn}$ )

**Матюнина М. В.<sup>\*</sup>, Байгутлин Д. Р., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.**

*Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*

*\*e-mail: matunins.fam@mail.ru*

## STUDY OF PROPERTIES OF HALF $d^0$ – $d$ HEUSLER ALLOYS BASED ON $\text{KMnZ}$ ( $\text{Z} = \text{Bi, Pb, Sb, Sn}$ ) SYSTEMS

**Matyunina M. V.<sup>\*</sup>, Baigutlin D. R., Sokolovskiy V. V., Buchelnikov V. D.**

*Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russian Federation*

*\*e-mail: matunins.fam@mail.ru*

Одной из быстроразвивающихся областей современной электроники является область спинтроники, в основе которой лежит возможность манипуляции спиновыми степенями свободы у носителей заряда, влекущая за собой протекание спин-поляризованного тока и, как следствие, спин-зависимых физических эффектов (магниторезистивный эффект и эффект переноса спина). Перспективными материалами для применения в спинтронике являются полуметаллические ферро- и ферримагнетики на основе сплавов Гейслера [1–4]. Главная особенность данных сплавов – наличие энергетической щели на уровне Ферми для одного из электронных состояний (спин-вверх или спин-вниз) и ее отсутствие в другом электронном состоянии. В результате ожидается 100%-ная спиновая поляризация носителей тока. Также в таких сплавах наблюдаются интересные транспортные свойства, такие как большой коэффициент Зеебека, эффект Нернста и аномальный эффект Нернста, что делает эти сплавы перспективными для использования в термоэлектрических генераторах, преобразующих тепловую энергию в электрическую.

Полуметаллические соединения XYZ обычно состоят из двух атомов переходных металлов (ПМ) X,Y и  $sp$ -элемента Z. В работе [3] была предложена идея заменить один из переходных металлов в структуре в половинных сплавах Гейслера (например, Ni, Ti, Fe, Co, Mn) на атом  $d^0$  щелочного металла (K, Rb, Cs). В настоящей работе в рамках теории функционала плотности с использованием метода плоских присоединенных волн, реализованного в программном пакете VASP [5,6], были исследованы структурные, магнитные и электронные свойства половинных  $d^0$ – $d$  сплавов Гейслера на основе системы  $\text{KMnZ}$  ( $\text{Z} = \text{Bi, Pb, Sb, Sn}$ ). Для учета обменно-корреляционных взаимодействий был выбран функционал meta-GGA (SCAN) [7], улучшающий предсказание ширины запрещенной зоны по сравнению с функционалом GGA [8]. Плотность сетки составила  $\approx 5000$  к-точек на обратную решетку. Были рассмотрены три возможные фазы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  для ФМ состояния кристаллической структуры  $C1_b$  (пространственная группа  $F4-3m$ ), которые отличаются размещением  $d^0$ -,  $sp$ - и ПМ атомов на позиции Уайкова ( $1/4, 1/4, 1/4$ ).

В таблице 1 представлены полученные значения равновесного параметра решетки  $a_0$ , полного магнитного момента  $\mu_{\text{полн.}}$ , параметра Грюнайзена  $\gamma$ , коэффициента Пуассона  $\nu$ , температуры Дебая  $\Theta_D$  при  $T = 0$  К и теплопроводность решетки  $\kappa_L$  при  $T = 300$  К. Теплопроводность оценивалась при помощи уравнения Слака [9]:

$$\kappa_L(\Theta_D, \gamma) = \frac{0,894 \cdot 5,720 \cdot 10^7}{2(1 - 0,514\gamma^{-1} + 0,228\gamma^{-2})} \frac{M\Theta_D V^{1/3}}{\gamma^2 n^{2/3} T},$$

где  $n$  – число атомов в примитивной элементарной ячейке,  $V$  – объем элементарной ячейки,  $M$  –молярная масса,  $\gamma$  – параметр Грюнайзена,  $\Theta_D$  –температура Дебая,  $T$  –температура. Из рассмотренных конфигураций  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  наиболее энергетически выгодной является структура  $\gamma$  в которой атомы Mn располагаются на позиции (1/4, 1/4, 1/4).

Таблица 1

Теоретические значения равновесного параметра решетки  $a_0$ , полный магнитный момент  $\mu_{\text{полн.}}$ , параметр Грюнайзена  $\gamma$ , коэффициент Пуассона  $\nu$ , температура Дебая  $\Theta_D$  и теплопроводность решетки  $\kappa_L$  при  $T = 300$  К для энергетически выгодных фаз.

| № | XYZ                | $a_0, \text{\AA}$ | $\mu_{\text{полн.}}, \text{мВ/ячейка}$ | $\gamma$ | $\nu$ | $\Theta_D, \text{K}$ | $\kappa_L, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$ |
|---|--------------------|-------------------|----------------------------------------|----------|-------|----------------------|----------------------------------------|
| 1 | KMnBi ( $\gamma$ ) | 7,14              | 5,00                                   | 1,89     | 0,22  | 226                  | 3,99                                   |
| 2 | KMnPb ( $\gamma$ ) | 7,16              | 4,00                                   | 2,77     | 0,29  | 177                  | 0,73                                   |
| 3 | KMnSb ( $\gamma$ ) | 7,00              | 5,00                                   | 2,05     | 0,31  | 273                  | 2,30                                   |
| 4 | KMnSn ( $\gamma$ ) | 7,08              | 4,00                                   | 1,68     | 0,33  | 223                  | 2,24                                   |

Исследование выполнено при поддержке проекта РНФ № 22-12-20032.

[1] S. A. Wolf et al. *Science*, vol. 294, no. 5546, pp. 1488–1495 (2001).  
[2] W. E. Pickett, J. S. Moodera. *Phys. Today*, vol. 54, no. 5, pp. 39–44 (2001).  
[3] A. Dehghan, S. Davatolhagh. *Mater. Chem. Phys.*, vol. 273, art. 125064 (2021).  
[4] A. Dehghan, S. Davatolhagh. *J. Alloys Compd.*, vol. 772, pp. 132–139 (2019).  
[5] G. Kresse, J. Furthmuller. *Phys. Rev. B*, vol. 54, no. 3, art. 11169. (1996).  
[6] G. Kresse, D. Joubert. *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 3, art. 1758 (1999).  
[7] J. Sun, A. Ruzsinszky, J. P. Perdew. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 3, art. 036402 (2015).  
[8] V. Sokolovskiy et al. *Metals*, vol. 13, no. 4, p. 728 (2023).  
[9] S. A. Sofi, D. C. Gupta. *Int. J. Energy Res.*, vol. 45, no. 3, pp. 4652–4668 (2021).

## ТЕРМОМАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ДИСПЕРСНОСТИ

**Бобуёк С. А.<sup>\*</sup>, Николаев Е. В., Суржиков А. П., Лысенко Е. Н.**

*Томский политехнический университет, Томск, Россия*

*\*e-mail: sab45@tpu.ru*

## THERMOMAGNETOMETRIC ANALYSIS OF MAGNETIC PHASE TRANSITIONS OF NICKEL-ZINC FERRITES WITH VARYING DEGREES OF DISPERSION

**Bobuyok S.<sup>\*</sup>, Nikolaev E. V., Surzhikov A. P., Lysenko E. N.**

*Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation*

*\*e-mail: sab45@tpu.ru*

Одними из наиболее распространённых среди магнитомягких ферромагнетиков являются никель-цинковые ферриты (НЦФ) [1]. Высокая практическая значимость данных материалов обуславливает цель настоящей работы – определение влияния среднего размера частиц порошка НЦФ состава  $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$  на характер протекания в нём магнитных фазовых переходов в точке Кюри.

Синтез феррита проводился по классической керамической технологии. В качестве прекурсоров выступали оксиды железа ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), никеля ( $\text{NiO}$ ) и цинка ( $\text{ZnO}$ ), механоактивированная смесь которых изотермически выдерживалась в печи сопротивления в течение 240 мин при температуре 900°C. Фазовый состав полученных образцов контролировался рентгенофазовым методом.

Различная степень дисперсности варьировалась режимами механического измельчения. Синтезированные образцы измельчались в шаровой мельнице Retsch Emax при частоте вращения размольных стаканов 500, 1000 и 1500 об/мин в течение 15, 30 и 60 мин. Материал шаров и стаканов – сталь (диаметр шаров 5 мм), весовое отношение загружаемого материала к шарам – 1:10; среда измельчения – воздух.

Исследование дисперсности исходного и измельчённых образцов проводилось с помощью лазерной дифракции и БЭТ-метода.

Термогравиметрия в магнитном поле (термомагнитометрия) [2] применялась для анализа параметров магнитных фазовых переходов в НЦФ при нагреве до 800°C и последующем охлаждении. Скорость изменения температуры в обоих режимах составила 50 К/мин.

Полученные в ходе работы результаты подтверждают влияние режимов измельчения ферритовых образцов на степень их дисперсности, а также указывают на наличие зависимостей между дисперсностью НЦФ и его магнитными свойствами.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 19-72-10078-П).*

[1] S. B. Narang, K. Pubby. *Journ. J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 519, n 167163 (2021).

[2] A. L. Astafyev, E. N. Lysenko, A. P. Surzhikov. *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 142, pp. 1775–1781 (2020).

## СИНТЕЗ ЛИТИЙ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТА ИЗ МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ ПОРОШКОВ

**Елькин В. Д.<sup>\*</sup>, Лысенко Е. Н., Николаев Е. В.**

*Томский политехнический университет, Томск, Россия*

*\*e-mail: vde2@tpu.ru*

## SYNTHESIS OF LITHIUM-ZINC FERRITE FROM MECHANICALLY ACTIVATED POWDERS

**Elkin V. D.<sup>\*</sup>, Lysenko E. N., Nikolaev E. V.**

*Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation*

*\*e-mail: vde2@tpu.ru*

Твердофазные процессы в ферритах, инициируемые механическим воздействием, стали предметом интенсивных исследований на протяжении последних десятилетий. Причиной этому является высокая перспективность использования механической обработки при производстве ферритовых материалов, направленного на создание более экономически выгодного технологического процесса [1]. С помощью механического воздействия были успешно получены ферриты на основе шпинели [2]. Как показано в работе [3], реакция образования литиевых ферритов зависит от условий проведения механической обработки. При этом во время измельчения смеси реагентов на основе оксидов и карбонатов формирование феррита не происходит, наблюдается лишь механическое активирование реагентов во время обработки, приводящее к ускорению химических процессов при дальнейшем синтезе феррита. Эффективность протекания реакции зависит от энергонапряженности измельчения исходных порошков, которая определяется скоростью и средой измельчения, материалом и диаметром шаров, а также весовым соотношением шаров и обрабатываемого порошка. Применение различных шаровых мельниц и варьирование вышеуказанных параметров может влиять на скорость протекания реакции синтеза, что важно с точки зрения создания многокомпонентных ферритовых материалов.

Целью настоящей работы является изучение реакции синтеза литий-цинкового феррита состава  $\text{Li}_{0.4}\text{Fe}_{2.4}\text{Zn}_{0.2}\text{O}_4$  из порошковых реагентов  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , предварительно активированных при различных режимах в высокоскоростной шаровой мельнице Retsch Emax. При этом использовались стальные шары диаметром 2 и 5 мм. Измельчение проводилось в течение 30 мин при частоте 2000 оборотов в минуту.

Реакцию синтеза феррита изучали с помощью термогравиметрии (ТГ) и дифференциально-сканирующей калориметрии (ДСК) путем нагрева порошковой смеси со скоростью 5 К/мин до 800 °С в печи термического анализатора Netzsch STA 449C Jupiter.

На рис. 1 показаны результаты термического анализа исходной (рис. 1, а) и механоактивированной с помощью 2 мм шаров смеси  $\text{Li}_2\text{CO}_3\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (рис. 1, б).

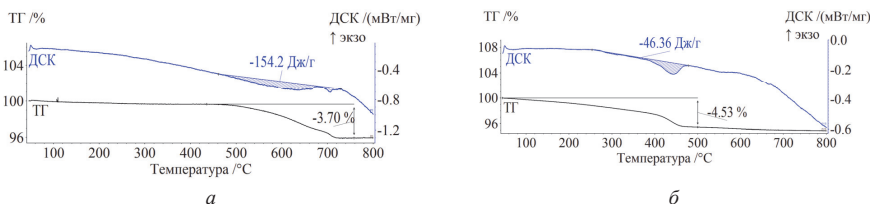


Рис. 1. ТГ и ДСК анализ исходной (а) и механоактивированной смеси (б)  $\text{Li}_2\text{CO}_3\text{-Fe}_2\text{O}_3$

В работе установлено, что характер взаимодействия между исходными порошками зависит от режима проведения механической обработки, определяемый диаметром шаров и влияющий на энергонапряженность процесса измельчения. В любом случае механическая обработка повышает реактивность системы, что выражается в смещении реакции взаимодействия карбоната лития с оксидами железа и цинка в диапазон более низких температур и увеличению скорости образования ферритовой фазы. Данный процесс протекает более эффективно при использовании шаров с большим диаметром, что связано с увеличением энергонапряженности обработки.

[1] С. Б. Меньшова и др. *Труды Международного симпозиума «Надежность и качество»*, т. 1, с. 16–19 (2008).

[2] Dipti Kumar Parveen et al. *Ceram. Int.* vol. 41, pp. 3293–3297 (2015).

[3] E. V. Nikolaev et al. *Jurnal of Thermal Analysis and Calorimetry*, vol. 148, no. 4, pp. 1581–1588 (2023).

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ $\text{MoTe}_2$ И $\text{WTe}_2$

**Перевалова А. Н.<sup>1\*</sup>, Наумов С. В.<sup>1</sup>, Шредер Е. И.<sup>1</sup>, Неверов В. Н.<sup>1</sup>,  
Марченкова Е. Б.<sup>1</sup>, Марченков В. В.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: domozhirova@imp.uran.ru

## FEATURES OF THE ELECTRONIC PROPERTIES OF TOPOLOGICAL SEMIMETAL $\text{MoTe}_2$ AND $\text{WTe}_2$ SINGLE CRYSTALS

**Perevalova A. N.<sup>1\*</sup>, Naumov S. V.<sup>1</sup>, Shreder E. I.<sup>1</sup>, Neverov V. N.<sup>1</sup>,  
Marchenkova E. B.<sup>1</sup>, Marchenkov V. V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: domozhirova@imp.uran.ru

Поиск и изучение новых топологических материалов являются актуальными задачами физики конденсированного состояния. Теоретические исследования [1] показали, что около 27 % всех материалов в природе могут быть топологическими. К таким материалам относятся полуметаллы Вейля, которые характеризуются наличием в объеме уникальных квазичастиц, безмассовых вейлевских фермионов, обладающих высокой подвижностью. Исследование электронных свойств топологических полуметаллов представляет большой интерес не только с точки зрения фундаментальной науки, но и благодаря высокому потенциалу их использования в приложениях сверхбыстрой электроники и спинтроники. В последние годы обнаружено и исследовано большое количество различных топологических материалов, включая полуметаллы Вейля  $\text{MoTe}_2$  [2] и  $\text{WTe}_2$  [3]. Однако механизмы, приводящие к некоторым особенностям электронных характеристик топологических полуметаллов, до сих пор остаются неясными. Представляет интерес также детально проследить взаимосвязь кристаллической структуры и электронных свойств таких материалов, поскольку некоторые из них, в том числе  $\text{MoTe}_2$ , имеют несколько политипов, электронные свойства которых сильно отличаются.

Целью данной работы является комплексное исследование электронных свойств монокристаллов топологических полуметаллов Вейля  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  для установления основных закономерностей поведения и взаимосвязи их структурных, электро-, магнитотранспортных и оптических характеристик.

Монокристаллы  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  были выращены методом химического газового транспорта с использованием  $\text{Wt}_2$  в качестве транспортного агента. Для стабилизации высокотемпературной полуметаллической фазы  $\text{MoTe}_2$  часть кристаллов была подвергнута закалке в воду от температуры 910°C. Аттестация полученных образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Электросопротивление и гальваномагнитные свойства измерены четырехконтактным методом в диапазоне температур от 2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл на установке PPMS-9 (Quantum Design), а также на установке фирмы Oxford Instruments для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов»

ИФМ УрО РАН. Исследования оптических свойств проведены поляризметрическим методом Битти в диапазоне спектра (0,2–5,0) эВ при комнатной температуре.

В ходе проведенного исследования показано, что закалка  $\text{MoTe}_2$  приводит к сильному изменению величины и вида температурной зависимости электросопротивления: вид зависимости изменяется с «полупроводникового» на «металлический», а величина электросопротивления при низких температурах уменьшается на 10 порядков. Оптические характеристики  $\text{MoTe}_2$  также претерпевают существенные изменения в результате закалки: рост мнимой части диэлектрической проницаемости и отражательной способности при энергиях менее 1,5 эВ. Это свидетельствует о появлении вклада в оптическое поглощение от свободных носителей. Показано, что электросопротивление полуметаллических  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  изменяется с температурой по квадратичному закону в температурных интервалах от 2 до 45 К и от 2 до 70 К соответственно. Причиной квадратичного по температуре вклада в электросопротивление  $\text{WTe}_2$  при температурах ниже 15 К является рассеяние носителей тока на поверхности, где имеет место интерференционный механизм рассеяния «электрон-фонон-поверхность», как наблюдалось ранее в монокристаллах чистых металлов [4]. Установлено, что минимум на температурной зависимости сопротивления  $\text{WTe}_2$  в магнитном поле вызван переходом от эффективно сильных к эффективно слабым магнитным полям. Показано, что нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  связана, наряду с известным механизмом компенсации/раскомпенсации электронных и дырочных носителей тока, с рассеянием электронов на поверхности.

Таким образом, полученные результаты позволяют интерпретировать ряд особенностей поведения электронных свойств монокристаллов  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  и дополняют сведения об электронной структуре и свойствах топологических полуметаллов.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-42-02021).*

[1] M. G. Vergniory et al. *Nature*, vol. 566, pp. 480–485 (2019).

[2] L. Huang et al. *Nat. Mater.*, vol. 15, pp. 1155–1160 (2016).

[3] P. Li et al. *Nat. Commun.*, vol. 8, art. 2150 (2017).

[4] В. Е. Старцев и др. *ЖЭТФ*, т. 79, с. 1335–1344 (1980).



## ОСОБЕННОСТИ ТОПОЛОГИИ ПЛОСКОСТНОЙ КОМПОНЕНТЫ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ, ВЫЯВЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО С ПОМОЩЬЮ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

**Богуславский Л. Г.<sup>\*</sup>, Иванов В. Е., Фещенко А. А., Андреев С. В.,  
Лепаловский В. Н.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*lev.bog12@gmail.com*

## SINGULARITIES OF THE TOPOLOGY OF THE PLANAR COMPONENTS OF VECTOR FIELDS IDENTIFIED EXPERIMENTALLY USING THE MAGNETO-OPTICAL KERR EFFECT

**Boguslavskiy L. G.<sup>\*</sup>, Ivanov V. E., Feshchenko A. A., Andreev S. V.,  
Lepalovskiy V. N.**

*Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation*

*\*lev.bog12@gmail.com*

Ранее, в [1] была показана возможность векторизации плоскостной компоненты неоднородных магнитных полей простых систем магнитов. В нашей работе мы используем эту методику для выявления особенностей топологических структур поля более сложных систем магнитов.

Магнитооптические изображения (МОИ) были получены на установке Evico Magnetics с помощью магнитооптического эффекта Керра в продольной и поперечной чувствительности с использованием индикаторных аморфных пленок с составом  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ . МОИ были преобразованы в векторный график неоднородного поля в прикладном пакете Mathcad. Изучение изменения топологической структуры плоскостной компоненты неоднородных полей систем магнитов проводилось с приложением и изменением внешнего однородного поля смещения.

Неоднородные векторные поля сложной конфигурации, как правило включают особые точки типа сток (So), исток (Si) и седлообразную (Sa). Точки типа So являются источниками силовых линий, в точках типа Si силовые линии сходятся. Седлообразные точки реализуются, когда встречаются два потока поля, силовые линии «обтекают» особую точку.

Моделирование векторных полей в прикладном пакете Mathcad производилось параллельно с экспериментом, что позволило верифицировать экспериментальные данные путем их качественного сравнения с моделью.

Для эксперимента была выбрана магнитная система из двух магнитов, линейные размеры и расстояние между ними  $\sim 1$  мм, магнитные моменты которых сонаправлены и параллельны плоскости наблюдения. Для этой системы мы провели моделирование ожидаемых векторных полей и определили основные закономерности изменения топологии.

Моделирование показало, что движение центральных особых точек происходит следующим образом: приложение поля смещения приводит к встречному движению седлообразных точек (рис. 1, а) до их слияния (в пределах разрешения наших расчетов) (рис. 1, б), после чего они расходятся в горизонтальном направлении (рис. 1, в).

Сравнение модели и эксперимента показало расхождение в кинетике движения этих особых точек. Более подробное рассмотрение экспериментальных векторных графиков при большем разрешении показывают нарушения симметрии на всех этапах изменения поля смещения (рис. 2). При приложении поля смещения точки  $\text{Sa}_1$  и  $\text{Sa}_2$  двигаются вдоль вертикальной оси (рис. 2, а) и сближаются до минимального расстояния  $\sim 0,3$  мм (рис. 2, б), а затем начинают расходиться по горизонтальной оси (рис. 2, в).

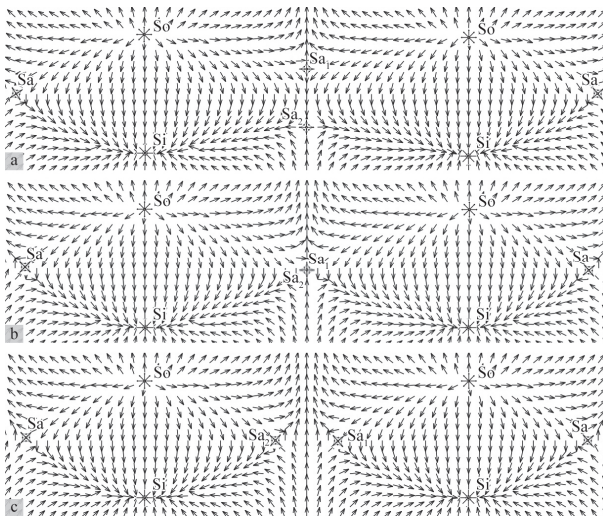


Рис. 1. Модельные изображения векторного поля системы магнитов с учетом внешнего поля смещения  $H$ , при том  $H_a < H_b < H_c$ . (a) – вертикальное сближение седлообразных точек  $Sa_1$  и  $Sa_2$ , (b) – «слияние»  $Sa_1$  и  $Sa_2$ , (c) – горизонтальное расхождение  $Sa_1$  и  $Sa_2$

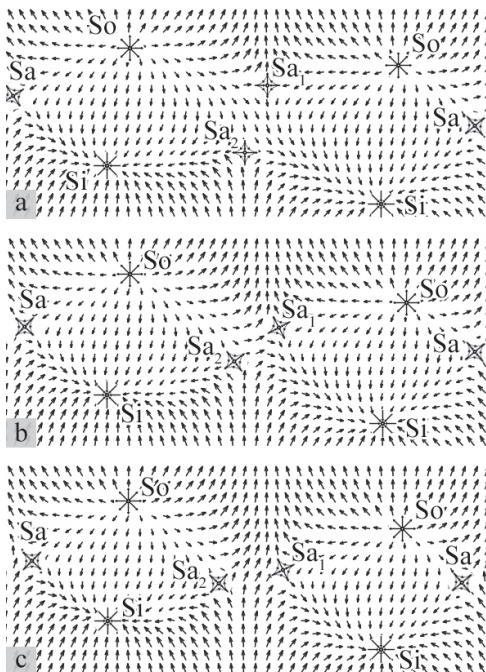


Рис. 2. Экспериментальные изображения векторного поля системы магнитов с учетом внешнего поля смещения  $H$ . Внешнее поле сонаправлено с магнитными моментами и имеет значения: (a)  $H_a = 85$  Э; (b)  $H_b = 95$  Э; (c)  $H_c = 100$  Э

Для понимания этого расхождения мы смоделировали векторные графики для системы со смещением одного из магнитов на расстояние 0,05 мм по вертикальной оси и сравнили траектории движения седлообразных точек на этих модельных графиках с результатом эксперимента. Результаты этого расчета хорошо согласуются с экспериментальными векторными графиками на рис. 2, *a*, *b*, *c*. Отклонение экспериментальной перестройки от ожидаемой (модельной), по нашему мнению связано с небольшим смещением второго магнита от его симметричного положения. Такое смещение оказало качественное влияние на характер всей перестройки.

Результаты нашей работы могут применяться к анализу магнитных систем.

[1] V. E. Ivanov, A. N. Gorkovenko, V. N. Lepalovskij, *Journ. Magn. and Magn. Mater.*, vol. 570 (2023).

# МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ПЕРМАЛЛОЕВОЙ ПЛЕНКИ СО СТУПЕНЧАТЫМ РЕЛЬЕФОМ ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Зверев В. В.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: vvzverev49@gmail.com

## MICROMAGNETIC SIMULATION OF IRREGULAR MAGNETIZATION REVERSAL DYNAMICS IN A NANOSIZED PERMALLOY FILM WITH A STEPPED BOUNDARY SURFACE RELIEF

Zverev V. V.<sup>1,2\*</sup>

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Yekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: vvzverev49@gmail.com

В работе представлены результаты микромагнитного моделирования процесса перемагничивания пермаллоевой пленки, на одной из границ которой расположены дополнительные элементы рельефа – полосы, имеющая форму кубоидов, либо линейные или квадратные массивы, состоящие из наноточек (регулярно расположенных кубоидов малого размера). Эти результаты дополняют данные, полученные в [1; 2], где проводилось моделирование перемагничивания в пленках с массивами сквозных и глухих отверстий (антидот-пленках). Показано, что перемагничивание, вначале происходящее как регулярное перемещение доменной стенки (ДС), в области расположения дефектов может принимать вид движения узкой вихревой зоны с нерегулярной внутренней динамикой. Моделирование нерегулярных режимов перемагничивания представляется важным, поскольку позволяет лучше понять, как протекают те же процессы в реальных образцах с неидеальной геометрией. Наряду с этим интересна возникающая возможность управления динамикой путем выбора определенной геометрии образца.

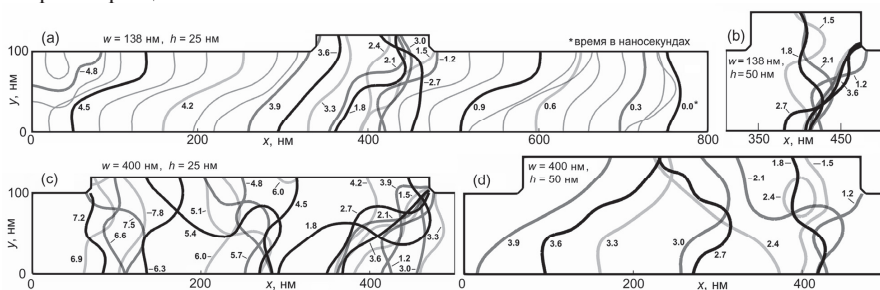


Рис. 1. Перемагничивание пленки толщиной 100 нм, на поверхности которой расположены кубоиды высотой  $h$  и шириной  $w$ . Постоянное магнитное поле величиной 100 Э направлено вдоль оси  $z$  и вызывает движение зоны перемагничивания вдоль  $x$  (справа налево). Кривые являются проекциями поверхностей  $m_z = 0$  на плоскость  $xy$  в различные моменты времени

Рельеф в виде одиночного кубоида (рис. 1). Наложены периодические граничные условия вдоль оси  $z$ , так что намагниченность  $\mathbf{m}$  зависит только от  $x$  и  $y$ . Случай на рис. 1, а: начальное движение ДС (скорость  $\sim 300$  м/с) замедляется в области утолще-

ния; после стадии нерегулярного движения с вихреобразованием восстанавливается движение ДС (с учетом замедления средняя скорость  $\sim 160$  м/с). Случай на рис. 1, б: закрепление продольного вихря и полное прекращение перемагничивания. Случаи на рис 1, в и г: в области утолщения нерегулярная динамика с трансформацией вихревой структуры; средние скорости  $\sim 110$  м/с (в) и  $\sim 200$  м/с (г). Видно, что параметры элементов рельефа определяют скорость движения зоны перемагничивания, которая может падать до нуля (полное прекращение перемагничивания, пиннинг).

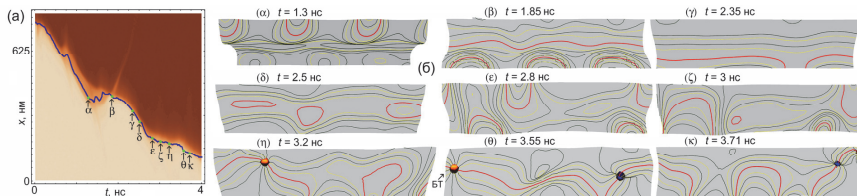


Рис. 2. Перемагничивание пленки толщиной 100 нм, на поверхности которой расположена цепочка из трех кубоидов высотой 25 нм, с квадратами  $25 \times 25$  нм в основании. (а) Переход от светлого тона ( $m_z > 0$ ) к темному ( $m_z < 0$ ) соответствует повороту  $\mathbf{m}$  на  $180^\circ$ , происходящему при перемагничивании. (б) Изображения  $yz$ -проекции поверхностей  $m_z = 0$  и лежащих на этих поверхностях КП (линий коров вихрей) в различные моменты времени (БТ – блоховская точка)

*Рельеф в виде массива кубоидов (рис. 2). Визуализация вихрей.* Трехмерное поле намагниченности  $\mathbf{m}(\mathbf{r})$  осуществляет отображение  $\mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{S}^2$  из координатного пространства  $\mathbb{R}^3$  на сферу  $\mathbb{S}^2 = \{\mathbf{m}; |\mathbf{m}| = 1\}$ . Кривые прообразов (КП) точек на сфере  $\mathbb{S}^2$ , описываемые уравнениями  $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \text{const}$ , являются линиями, на которых лежат центры вихрей, визуально наблюдаемых в различных плоских сечениях образца (линиями коров вихрей). В данной работе мы используем эти кривые для визуализации и анализа вихревых структур, возникающих в зоне перемагничивания. Частный пример приведен на рис. 2б; изображены только КП, лежащие на поверхности  $m_z = 0$  и лежащих на этих поверхностях  $\mathbf{m}_x = \mathbf{m}_y = 0$  (центры вихрей, визуально наблюдаемых в секущих плоскостях, параллельных  $xz$ -плоскости).

В данной работе проанализированы результаты моделирования для 24 сочетаний геометрических параметров дополнительных элементов рельефа, с целью выявления наиболее интересные динамические сценарии. Во всех случаях элементы рельефа добавлялись к кубоиду с размерами  $800 \times 100 \times 400$  нм. Численное интегрирование уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта проводилось с помощью пакета *mtax3* [3], использующего графический процессор. Начальное распределение выбиралось в форме С-образной ДС, ориентированной вдоль оси  $z$  (оси легкого намагничивания). Некоторые результаты представлены в форме анимаций.

*Работа выполнена при финансовой поддержке МИНОБРНАУКИ России в рамках государственного задания Института физики металлов УрО РАН (тема “Магнит” № 122021000034-9) и Программы стратегического академического лидерства УрФУ “Приоритет-2030”.*

[1] В. В. Зверев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, т. 87, № 3, с. 434–440 (2023).

[2] V. V. Zverev, I. M. Izmozherov. *IEEE Trans. Magn.*, vol. 58, no. 2, art. 4300805 (2022).

[3] A. Vansteenkiste et al. *AIP Advances*, vol. 4, art. 107133 (2014).

## ЭФФЕКТЫ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ И МАГНИТНОЙ БЛИЗОСТИ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi

**Патрин Г. С.<sup>1,2\*</sup>, Кобяков А. В.<sup>1,2</sup>, Юшков В. И.<sup>1,2</sup>, Анисимов И. О.<sup>1</sup>,  
Жарков С. М.<sup>1,2</sup>, Семенов С. В.<sup>1,2</sup>, Моисеенко Е. Т.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

\*e-mail: patrin@iph.krasn.ru

## EFFECTS OF EXCHANGE BIAS AND MAGNETIC PROXIMITY IN TRILAYER FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi FILMS

**Patrin G. S.<sup>1,2</sup>, Kobyakov A. V.<sup>1,2</sup>, Yushkov B. I.<sup>1,2</sup>, Anisimov I. O.<sup>1</sup>,  
Zharkov S. M.<sup>1,2</sup>, Semenov S. V.<sup>2</sup>, Moiseenko E. T.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>L. V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: patrin@iph.krasn.ru

Интерес к пленочным материалам и гетероструктурам сохраняется в виду богатого набора свойств, которым они обладают и развития технологий их получения. Для пленочных систем многие свойства определяются взаимодействиями на границе сопряжения различных материалов. Интерфейсы не только изменяют объемные магнитные свойства, но также способны индуцировать магнетизм в немагнитных слоях, изменяя природу магнитного состояния. На границах раздела в гетероструктурах возникает неколлинеарность, интерфейсная анизотропия, индуцированные интерфейсом спиновые текстуры и т. п. Наиболее известными эффектами являются обменное смещение, магнитные пружины, спиновый эффект Холла и топологические изоляторы. В общем случае магнитные характеристики материала ( $M_s$ ,  $T_C$  и т. д.) изменяются всякий раз, когда его размеры становятся сравнимы с соответствующей магнитной корреляционной длиной. Также изменения свойств могут быть связаны со структурными изменениями в окрестности границы раздела, с толщиной слоев или межфазными эффектами, такими как взаимодиффузия, шероховатости и деформации.

Мы предприняли попытку исследования трехслойных структур с прослойкой из окисла ванадия, который показывает переход металл-диэлектрик (ПМД). Пленки напылялись на стеклянную подложку на сверхвысоковакуумной установке магнетронного напыления фирмы “Omicon” (с системой контроля толщины пленок в процессе роста) при базовом давлении  $10^{-10}$  Торр. Для напыления слоя из окисла ванадия использовалась мишень V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, а для напыления ферромагнитного слоя мишень сплава Fe<sub>14</sub>Ni<sub>86</sub>. Электронно-микроскопические измерения проводились на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100. С целью исследования особенностей интерфейса V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi и FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были получены двухслойные пленки с различной последовательностью слоев V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeNi – (SiO<sub>2</sub>(подложка)/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi и SiO<sub>2</sub>(подложка)/FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Магнитные характеристики изучались на СКВИД-магнетометре MPMS-XL в полях до 50 kOe. Была изготовлена серия однослойных пленок V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с толщинами  $t_{V_2O_3} = 20, 30, 40, 50, 80, 100$  nm, и трехслойные пленки FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi с толщинами  $t_{FeNi} \approx 15$  nm,  $t_{V_2O_3} = 3\text{--}19$  nm с шагом 2 nm.

Было изучено поведение температуры ПМД однослойных пленок соединения V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в зависимости от толщины. Получено, что при толщине слоя окисла ванадия более 100 nm температура перехода практически приближается к температуре перехода для объемного кристалла. Резкое увеличение температуры перехода наблюдает-

ся при уменьшении толщины пленки до 50 nm. Таким образом, в области толщин промежуточного слоя окисла ванадия, использованных при создании структур FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi, он находится в диэлектрическом состоянии.

Изучение зависимости намагниченности для пленок FeNi/V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi с толщинами промежуточного слоя  $t_{VO} = 3, 7, 11$  nm, снятые при разных температурах дает что форма петли гистерезиса зависит от толщины прослойки, при этом имеет место эффект обменного смещения во всей исследованной температурной области. Коэрцитивная сила структуры примерно на порядок больше, чем у номинального пермаллового слоя.

В нашем случае охлаждение структуры осуществлялось в остаточном магнитном поле. Из факта, что в парамагнитной области оксидного слоя наблюдается обменное смещение, следует, что в этом слое существует приповерхностный слой с магнитным моментом отличным от нуля, т. е. между магнитными ионами в пермаллово и ионами V существует связь на границе раздела, межфазные атомы V обладают наведенным магнитным моментом

Можно предположить, что такой слой возникает за счет эффекта магнитной близости, аналогично тому, как это наблюдается в двухслойной системе V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Как известно в подобных системах обмен является зависящим от пространственных координат и спадающим при удалении от плоскости раздела материалов и имеет вид  $J \sim \exp(-t/L)$ , где L определяет масштаб взаимодействия.

Таким образом, в работе установлено, что наличие прослойки V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> приводит к изменению магнитного состояния, а именно:

- установлено, что температура перехода металл-полупроводник соединения V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> сильно возрастает при толщинах пленки  $t_{VO} < 50$  nm и при  $t_{VO} > 100$  nm стремится к значению, присущему для объемного материала;
- обнаружено, что форма петли гистерезиса зависит от толщины оксидной прослойки;
- имеет место эффект обменного смещения во всей области температур как в области магнитного упорядочения окисла ванадия, так и в парамагнитной области;
- наличие эффекта обменного смещения в неупорядоченной области окисла ванадия связывается с эффектом магнитной близости.

*Настоящие исследования проводятся по государственному заданию Министерства науки и образования Российской Федерации в Сибирском федеральном университете (№ проекта FSRZ-2023-0008).*



## ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ Fe-C, Co-C и Ni-C СТАТИЧЕСКИМИ И ДИНАМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

**Важенина И. Г.<sup>1,2\*</sup>, Столяр С. В.<sup>2,3</sup>, Комогорцев С. В.<sup>1</sup>, Ли О. А.<sup>2,3</sup>,  
Исхаков Р. С.<sup>1</sup>, Великанов Д. А.<sup>1</sup>, Черемискина Е. В.<sup>2</sup>, Немцев И. В.<sup>1,2,3</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>Красноярский научный центр СО РАН, Красноярск, Россия

\*e-mail: irina-vazhenina@mail.ru

## STUDY OF COMPOSITE COATINGS Fe-C, Co-C AND Ni-C USING STATIC AND DYNAMIC METHODS

**Vazhenina I. G.<sup>1,2\*</sup>, Stolyar S. V.<sup>2,3</sup>, Komogortsev S. V.<sup>1</sup>, Li O. A.<sup>2,3</sup>,  
Iskhakov R. S.<sup>1</sup>, Velikanov D. A.<sup>1</sup>, Cheremiskina E. V.<sup>2</sup>, Nemtsev I. V.<sup>1,2,3</sup>**

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>3</sup>Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Никель, железо и кобальт известны своими магнитными характеристиками и востребованностью в области электронных компонент [1; 2]. Покрытия на основе этих металлов, синтезируемые по новейшей технологии с использованием полисахаридов, имеют неоднородную структуру по толщине. На наш взгляд представляется интересным и важным исследование влияния неоднородностей наноструктурированных материалов на их магнитные характеристики.

Методом химического осаждения из водного раствора с использованием арабиногалактана были синтезированы ферромагнитные покрытия Fe-C, Ni-C и Co-C толщиной порядка 1-2 мкм, в качестве подложки применена медная фольга. Морфология и микроструктура полученных покрытий были исследованы при помощи сканирующего электронного микроскопа и рентгеновской дифракции. Анализ кривых намагничивания [3,4] позволил изучить морфологические особенности углеродосодержащих покрытий Fe, Co и Ni. Результаты оценки неоднородности эффективного внутреннего поля  $H_{eff}$ , а также величина намагнитченности насыщения  $M_S$ , определенная как отношение поля насыщения (поля пересечения кривых при параллельной и перпендикулярной ориентации) к  $4\pi$  на примере покрытия Fe-C представлены на рис. 1, а. Внутренние (размагничивающие) поля, определенные из статических измерений, использовались при вычислении угловой зависимости позиций резонансного поля ФМР (рис. 1, б) [5]. Полученные данные позволили успешно описать наблюдаемые угловые зависимости параметров ферромагнитного резонанса.



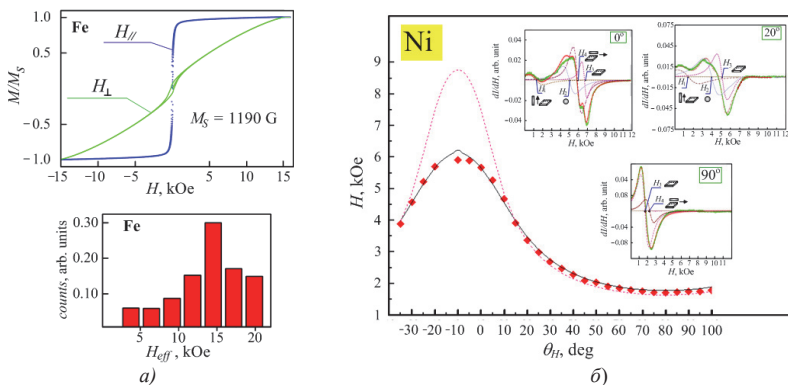


Рис. 1. (а) Кривые намагничивания в поле направленном параллельно ( $H_{//}$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp}$ ) плоскости покрытия Fe-C, а также гистограммы распределения эффективного внутреннего поля. (б) Угловая зависимость резонансного поля покрытия Ni-C. Ромбами отмечены экспериментальные значения, сплошной линией – подгоночная кривая, рассчитанная при учете неоднородного внутреннего поля, пунктирная линия демонстрирует подгоночную кривую в случае однородной тонкой пленки. На вставках продемонстрированы экспериментальные кривые ФМР при некоторых углах внешнего поля

- [1] Y. Cheng et al. *Alloys Compd.*, vol. 704, pp. 289–295 (2017).
- [2] Е. А. Денисова и др. *ФТТ*, т. 64, вып. 9, с. 1196–1200 (2022).
- [3] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A, Math. Phys. Sci.*, vol. 240, pp. 599–642 (1948).
- [4] S. V. Komogortsev et al. *Sensors*, vol. 22, art. 3324 (2022).
- [5] J. Smit, H. G. Beljers. *Philips Res. Repts.*, vol. 10, pp. 113–130 (1955).

## ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И МАРГАНЦА

**Марченков В. В.<sup>\*</sup>, Ирхин В. Ю.**

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*<sup>\*</sup>e-mail: march@imp.uran.ru*

## ELECTRONIC AND MAGNETIC PROPERTIES OF COBALT AND MANGANESE BASED HEUSLER ALLOYS

**Marchenkov V. V.<sup>\*</sup>, Irkhin V. Yu.**

*Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation  
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

*<sup>\*</sup>e-mail: march@imp.uran.ru*

Одним из актуальных направлений физики магнитных явлений, конденсированного состояния и материаловедения является поиск и создание новых функциональных материалов с уникальными магнитными и электронными характеристиками, а также изучение и детальное описание особенностей их электронного энергетического спектра, структурного и магнитного состояний. К таким материалам относятся соединения Гейслера на основе кобальта  $\text{Co}_2YZ$  и марганца  $\text{Mn}_2Y\text{Al}$  и  $\text{Mn}_3Z$  ( $Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Fe}$  и др.;  $Z = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Ge}$  и др.), поскольку в них могут быть реализованы состояния полуметаллического ферромагнетика, спинового бесщелевого полупроводника, топологического полуметалла, антиферромагнетика и скомпенсированного ферримагнетика (см., напр., [1–7]). С помощью внешних полей, давления и температуры можно осуществлять «настройку» их электронной зонной структуры и, следовательно, влиять на их транспортные и магнитные характеристики, что можно использовать для практических применений.

Представлены результаты исследований электронной структуры, кинетических и магнитных свойств сплавов Гейслера на основе кобальта и марганца, рассмотрены особенности поведения и эволюции их электронной структуры и свойств. Возможность целенаправленного управления свойствами таких материалов открывает перспективы их практического применения.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00935).*

- [1] T. Graf et al. *Prog. Solid State Chem.*, vol. 39, p. 1 (2011).
- [2] M. I. Katsnelson et al. *Rev. Mod. Phys.*, vol. 80, p. 315 (2008).
- [3] X. L. Wang. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, art. 156404 (2008).
- [4] K. Manna et al. *Nat. Rev. Mater.*, vol. 3 (8), p. 244 (2018).
- [5] V. V. Marchenkov, V. Yu. Irkhin. *Phys. Metal. Metallogr.*, vol. 122, p. 1133 (2021).
- [6] Y. Zhang et al. *Phys. Rev. B*, vol. 95, art. 075128 (2017).
- [7] M. E. Jamer et al. *Phys. Rev. Appl.*, vol. 7, art. 064036 (2017).

## ВЛИЯНИЕ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В НЕОДНОРОДНЫХ ПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Липин И. И.

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия  
e-mail: Lyapilin@imp.uran.ru*

## SPIN COULOMB DRAG IN NON-EQUILIBRIUM MAGNETIC TEXTURES

Lyapilin I. I.

*Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation  
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation  
e-mail: Lyapilin@imp.uran.ru*

Среди различных теоретических подходов, применяемых при изучении спинового транспорта частиц в конденсированных средах, развиты также теории, использующие **калибровочные преобразования** [1]. Теория предсказывает, что в пространственно-изменяющихся магнитных полях носители заряда, обладающие спином, будут иметь спин зависящие траектории. Этот фундаментальный результат в квантовой механике, который ранее упускался из виду, имеет важные последствия в спинтронике.

В ферромагнитной системе пространственно-временная динамика намагниченности описывается феноменологическим уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта [2]. Наряду с этим существует и обратный процесс, при котором пространственно-временное изменение намагниченности индуцирует дополнительные **спин-зависящие электромагнитные поля**  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$ , действующие на электроны проводимости. Явные выражения для индуцированных спиновых электромагнитных полей можно представить в виде [5]

$$E_i^{\uparrow\downarrow}(\vec{r}, t) = \pm \frac{\hbar}{2e} \vec{m} \cdot (\partial_i \vec{m} \times \partial_t \vec{m}), \quad B_i^{\uparrow\downarrow}(\vec{r}, t) = \mp \frac{\hbar}{2e} \varepsilon_{ijk} \vec{m} \cdot (\partial_j \vec{m} \times \partial_k \vec{m}), \quad \partial_t = \partial/\partial t, \quad \partial_i = \partial/\partial x_i$$

Здесь  $e$  – заряд электрона.  $\vec{m} = \vec{M}(\vec{r})/|M|$  – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности  $\vec{M}(\vec{r}, t)$ . Стрелки ( $\uparrow, \downarrow$ ) характеризуют направления спина электронов.  $\varepsilon_{ijk}$  – антисимметричный тензор Леви-Чивита.

Поля  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  генерируют спин-зависимую силу Лоренца  $F^{\uparrow\downarrow}(\vec{r}, t)$ , аналогичную силе Лоренца, проявление которой является универсальным явлением в магнитном металле.

Спин-движущая сила  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$  впервые предсказана в работе [3]. Несмотря на малые значения спиновых электромагнитных полей наблюдались экспериментально [5,6]. Одним из каналов, усиливающих малые значения спиновых электромагнитных полей, более чем на порядок, является спин-орбитальное взаимодействие [7, 8].

Особенностью проявления действия спиновых электромагнитных полей является их воздействие на характер движения заряженных частиц. Так, в поле  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$  электроны со спинами  $\uparrow$  или  $\downarrow$  дрейфуют в противоположных направлениях; индуцируя тем самым спин-поляризованный ток  $j_s = e(n^{\uparrow} - n^{\downarrow})v_d$  ( $v_d$  – дрейфовая скорость носителей заряда).  $n^{\downarrow}, n^{\uparrow}$  – концентрации электронов в спиновых подзонах. В магнитном поле  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  спин зависящая сила  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$ , в зависимости от ориентации спина ( $\uparrow, \downarrow$ ) отклоняет носители заряда в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение (или спиновый ток).

Спин-зависимые поля приводят к реализации условий, при которых становятся возможными проявления эффектов, обусловленных возможностью передачи импульса между электронами, находящимися в различных спиновых подсистемах. Одним из возможных механизмов такого перераспределения импульса является кулоновское ( $e-e$ ) взаимодействие между электронами проводимости. Одним из методов, который доказал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно за счет ( $e-e$ ) взаимодействия? является **эффект кулоновского увлечения носителей заряда**.

Суть эффекта возникновение отклика в проводящей системе при пропускании тока через другую проводящую пленку, отделенную от первой тонким диэлектриком [9]. Проявление эффекта увлечения носителей заряда, возможно и в однослойном образце, если дрейфовые скорости спин-поляризованных носителей заряда в каждой из спиновых подсистем, обусловленные действием электрических полей, различные. В этом случае более быстрые носители, передавая часть импульса медленным, будут увлекать их, реализуя тем самым эффект **спинового кулоновского увлечения** [10].

*Нами развита микроскопическая теория эффекта: влияние спинового электрического поля на кулоновское увлечение электронов проводимости в пространственно-временном неоднородном проводящем магнетике.*

Спиновое электрическое (калибровочные)  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$   $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  поле в системе реализуется в результате локального калибровочного преобразования в спиновом пространстве исходного гамильтониана  $H$ , диагонализующего  $sd$  обменное взаимодействие. Преобразованный гамильтониан приобретает вид

$$H' = U H U^\dagger - i\hbar U \partial U^\dagger / \partial t. \quad U = e^{(i\sigma_y/2)\theta} e^{(i\sigma_z/2)\varphi}.$$

$U$ -матрица преобразования,  $\sigma_i$ ,  $\theta(\vec{r}, t)$ ,  $\varphi(\vec{r}, t)$  - матрицы Паули и углы Эйлера, определяющие намагниченность  $\vec{m}(\vec{r}, t) = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ ,  $U = \vec{m}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\sigma}$ .

Используя далее метод неравновесных функций Грина, найдено выражение для спинового тока, когда дрейфовая скорость носителей заряда формируется как однородным  $\vec{E}_o$ , так и спиновым  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$  электрическими полями. Приведена оценка влияния спин-зависящего электрического поля  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$  на эффект спинового кулоновского увлечения.

- [1] L. D. Fadeev, A. A. Slavnov. *Gauge Fields. Introduction to Quantum Theory*. The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. Advanced Book Program, London, 1980, 240 p.
- [2] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, pp. 117601-117604 (2002).
- [3] L. Berger. *Phys. Rev. B*, vol. 54, pp.9353-9358 (1996).
- [4] G. E. Volovik. *J. Phys.*, vol. C20, L83-87 (1986).
- [5] S. A. Yang et al. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, pp. 067201-067204 (2009).
- [6] N. Nagaosa. *J. Phys. Soc. Jap.*, vol. 75, pp. 042001-042012 (2006).
- [7] K. Kim, J. Moon, K. Lee. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, art. 272202 (2012).
- [8] C. Ho, M. B. A. Jahlil, S. Tan. *New J. Phys.*, vol. 17, 123005 (2015).
- [9] A. G. Rojo, J. Phys. *Condens. Matter.*, vol. 11. R31-52 (1999).
- [10] I. D'Amico, G. Vignale. *Europhys. Lett.*, vol. 55, pp. 566-572 (2011).

## УПРАВЛЯЕМАЯ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ СТРУКТУРАХ ЖИГ/PZT

**Грачев А. А.<sup>1\*</sup>, Горлач М. А.<sup>2</sup>, Бегинин Е. Н.<sup>1</sup>, Садовников А. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

<sup>2</sup>*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*

*\*e-mail: Stig133@gmail.com*

## TUNABLE FREQUENCY-SELECTIVE FILTERING OF SPIN WAVES IN YIG/PZT MULTIFERROIC STRUCTURES

**Grachev A. A.<sup>1\*</sup>, Gorlach M. A.<sup>2</sup>, Beginin E. N.<sup>1</sup>, Sadovnikov A. V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Saratov State University, Saratov, Russian Federation*

<sup>2</sup>*ITMO University, Saint Petersburg Russian Federation*

*\*e-mail: Stig133@gmail.com*

Для генерации, передачи и обработки информационных сигналов обычно используют системы на основе полупроводниковых транзисторов. Но у них есть свои ограничения, которые можно преодолеть с помощью магноники – нового направления в физике конденсированного состояния вещества, которое основывается на эффектах переноса спина электрона вместо переноса заряда. Это дает новые возможности для применения спиновых волн (СВ) в качестве элементов приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазонах [1,2]. Известно, что монокристаллы и монокристаллические плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) характеризуются очень низкой константой затухания и давно используются для экспериментального исследования спин-волновых явлений и создания спин-волновых устройств магноники [3; 4]. С помощью массивов микроструктур из ЖИГ можно построить магнонные сети для обработки сигналов. В этих сетях информация распространяется по волноводам СВ, а логические операции осуществляются на основе принципов спин-волновой интерференции.

Для разработки более эффективных магнонных устройств важно иметь возможность управлять передачей спиновых волн как электрическим, так и магнитным полем [5]. Особый интерес для магнонной стрейнтроники представляют синтетические мультиферроидные структуры с двумерными деформациями в виде магнитострикционных и пьезоэлектрических слоев, которые механически связаны между собой [5; 6].

В данной работе будут исследованы закономерности изменения спектра спин-волновых возбуждений в планарных одиночных и связанных магнонных кристаллах под воздействием упругих деформаций. С помощью экспериментальных и численных методов будут определены механизмы управления электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в одиночном магнонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем.

На рис. 1 изображена одна из рассматриваемых структур. Она представляет собой полосу ЖИГ-микроволновода толщиной  $t = 7,7$  мкм и шириной  $w = 500$  мкм, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ (толщина 500 мкм). Намагниченность насыщения слоя ЖИГ составляет  $4\pi M_0 = 1750$  Гс. Длина магнитного микроволновода составляет 9 мм. С помощью прецизионного ионно-лучевого травления на поверхности ЖИГ-микроволновода сформирована система канавок с периодом  $L = 250$  мкм. Таким образом, ЖИГ полоска представляет магнонный кристалл глубиной 1 мкм. На верхней части магнонного кристалла расположен пьезо-

электрический слой ЦТС толщиной 200 мкм. На нижней части ЦТС-слоя напылен титановый электрод толщиной 100 нм. На верхней части ЦТС слоя напылен электрод из хрома толщиной 1 мкм, не оказывающий существенного влияния на распространение СВ в магнетонном кристалле. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 730$  Э, направленное вдоль оси  $y$  для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

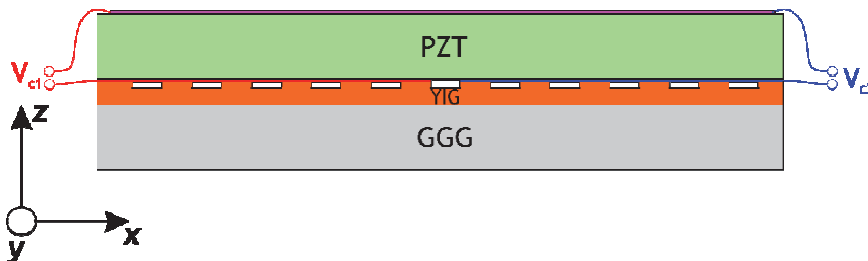


Рис. 1. Схема магнетонного кристалла с пьезослоем.

В работе будет экспериментально и численно показана возможность осуществления перестройки частотой полосы в спектре спиновых волн вследствие распределённых упругих деформаций, возникающих на интерфейсе магнетонный кристалл – пьезослой. Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов. Из-за обратного эффекта обратной магнитострикции в магнетонном кристалле изменяется внутреннее магнитное поле.

В работе показано, что распространением спиновых волн можно управлять с помощью упругих деформаций, которые возникают в местах максимумов электрического поля. Показано, что, меняя величину и знак электрического поля, можно эффективно менять свойства спиновых волн и их пространственное распределение в структуре. Это приводит к изменению частотного положения и ширины Брэгговской запрещённой зоны. Продемонстрирована экспериментальной реализации магнетонного кристалла, содержащего топологические состояния спиновых волн, существование и локализация которых управляться внешним электрическим полем. Полученные результаты могут быть полезны для разработки новых устройств для обработки информации, таких как системы фильтрации с пространственно-частотной селективностью и управляемые электрическим и магнитным полями.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).*

- [1] A. Barman et al. *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 33, no. 41, art. 413001 (2021).
- [2] A. V. Chumak et al. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 58, no. 6, pp. 1–72 (2022).
- [3] T. Goto et al. *Physical Review Applied*, vol. 11, no. 1, art. 014033 (2019).
- [4] A. A. Grachev et al. *Physical Review Applied*, vol. 19, no. 5, art. 054089.
- [5] A. A. Grachev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov. *Nanomaterials*, vol. 12, no. 9, pp. 1520 (2022).
- [6] A. A. Grachev et al. *Applied Physics Letters*, vol. 118, no. 26, art. 262405 (2021).

**September 14 (Thursday)**

**Oral Presentations**

## КОМПОЗИЦИОННАЯ МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Cr-Mn КАК ИСТОЧНИКА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ ТИПА ФЕРРО-/АНТИФЕРРОМАГНЕТИК

**Фешченко А. А.<sup>1,\*</sup>, Москалев М. Е.<sup>1</sup>, Лепаловский В. Н.<sup>1</sup>,  
Васьковский В. О.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: a.a.feshchenko@urfu.ru

## COMPOSITIONAL MODIFICATION OF THE PROPERTIES OF THE HIGH-TEMPERATURE Cr-Mn ANTIFERROMAGNET AS A SOURCE OF EXCHANGE BIAS IN FERRO-/ANTIFERROMAGNET FILM STRUCTURES

**Feshchenko A. A.<sup>1,\*</sup>, Moskaev M. E.<sup>1</sup>, Lepalovskij V. N.<sup>1</sup>,  
Vas'kovskiy V. O.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: a.a.feshchenko@urfu.ru

В качестве функциональных сред устройств спинтроники, таких как спиновый клапан, применяют слоистые структуры типа ферро-/антиферромагнетик, в которых антиферромагнитные слои обеспечивают закрепление магнитного момента в прилежащем слое ферромагнетика [1]. Для эффективного использования таких материалов в магнитомикроэлектронике антиферромагнетики должны обладать высокой температурой блокировки, иметь хорошую коррозионную стойкость, и реализовывать эффективную обменную связь с ферромагнетиком, которую можно охарактеризовать полем смещения [2]. Наиболее привлекательными для производства свойствами обладает антиферромагнитный сплав Ir-Mn, однако его высокая стоимость является мотивацией для поиска альтернативных вариантов.

Перспективным аналогом Ir-Mn может считаться антиферромагнитный сплав Cr-Mn, обладающий высокой температурой Нееля [3]. Однако ранние исследования [4] позволяют предположить, что у данного материала, вероятно, низкая константа магнитной анизотропии  $K_a$ . Возможным способом повышения значения  $K_a$  может являться легирование W антиферромагнитного слоя Cr-Mn, поскольку за счет спин-орбитальной связи и гибридизации энергетических d-зон может усиливаться кристаллическая анизотропия сплавов 3d-металлов [5].

В данной работе были исследованы полученные методом магнетронного распыления однокомпонентных мишеней Ta, Cr, Mn, W и сплавной мишени Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> на покровные стекла Corning пленки системы стекло/Ta/Cr<sub>100-y</sub>Mn<sub>y</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Ta и стекло/Ta/(Cr<sub>100-y</sub>Mn<sub>y</sub>)<sub>100-x</sub>W<sub>x</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Ta, где  $20 \leq y \leq 40$  ат. % Mn. В процессе получения пленок варьировалось концентрация W в слое Cr-Mn  $5 \leq x \leq 15$  ат. %, а также толщина антиферромагнитного слоя  $20 \leq L \leq 100$  нм. Для исследования магнитных свойств плёнок использовались Керр-магнитометр EvicoMagnetics. Для аттестации кристаллической структуры плёнок использовался рентгеновский дифрактометр D8 ADVANCE BRUKER с источником излучения Cu K $\alpha$ .

В результате проведённых исследований были получены зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения петель гистерезиса ферромагнитного слоя Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> от толщины и состава антиферромагнитного слоя. Их анализ позволяет



утверждать, что в системе Cr-Mn и Cr-Mn-W реализуется антиферромагнитное упорядочения в диапазоне составов изучаемых составов. Допирование W приводит к изменению магнитной анизотропии в плоскости пленки. Обменное смещение в данных системах наблюдается только при концентрации  $W < 15$  ат. %.

В докладе подробно обсуждается влияние состава и толщины антиферромагнитного слоя на гистерезисные свойства и кристаллическую структуру пленок.

*The research funding from the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Ural Federal University project within the Priority-2030 Program) is gratefully acknowledged.*

[1] E. V. Gomonay, V. M. Loktev. *Low Temperature Physics*, vol. 40, no. 1, pp. 17–35 (2014).

[2] K. O'Grady et al. *Journal of Applied Physics*, vol. 128, no. 4, art. 040901 (2020).

[3] S. Maki, K. Adachi. *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 46, no. 4, pp. 1131–1137 (1979).

[4] В. О. Васьковский и др. *Журнал технической физики*, т. 93, № 5, с. 679–686 (2023).

[5] В. О. Васьковский и др. *Физика твердого тела*, т. 63, № 7, с. 915–922 (2021).

## МЕТОДЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ПОИСКА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ТЕКСТУР

Парадеженко Г. В., Первишко А. А., Юдин Д. И.\*

Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

\*e-mail: d.yudin@skoltech.ru

В докладе будет представлен метод численного моделирования топологических магнитных текстур с использованием нейросетевого алгоритма [1–3], блок-схема которого показана на рис. 1. Мы обсудим как модель локализованных магнитных моментов, формирование топологических магнитных структур в которой определяется конкуренцией между билинейными по спинам симметричным обменным взаимодействием и антисимметричным взаимодействием, так и модель зонного магнетика, для которой возникновение некомпланарных спиновых конфигураций связано с учетом мультиспиновых взаимодействий. Мы проиллюстрируем предложенный метод для двумерных и трехмерных магнитных систем на примере образования решеток магнитных скирмионов и магнитных ежей соответственно.

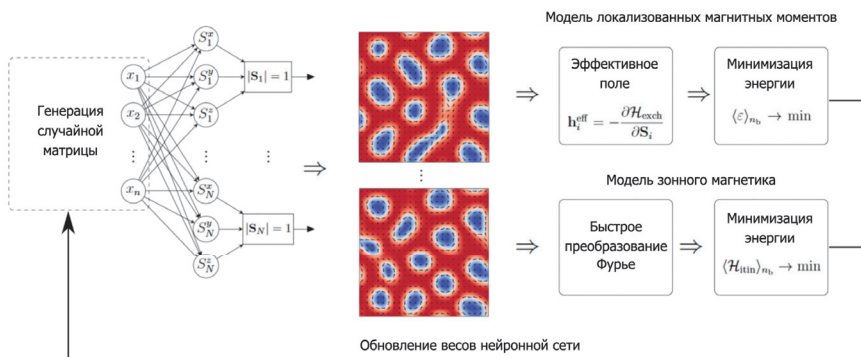


Рис. 1. Блок-схема алгоритма поиска топологических магнитных текстур

[1] H. Y. Kwon et al. *Phys. Rev. B*, vol. 99, art. 024423 (2019).

[2] N. Swain et al. *Phys. Rev. B*, vol. 104, art. 235156 (2021).

[3] G. Paradezhenko et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 24, art. 24317 (2022).

# ИСКУССТВЕННО СОЗДАННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ИНТЕРФЕЙСАХ КАК МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

**Первишко А. А.**

Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия  
e-mail: a. pervishko@skoltech.ru

## ARTIFICIALLY CREATED INTERFACE IMPERFECTIONS AS A METHOD TO CONTROL MULTILAYER MAGNETIC PROPERTIES

**Pervishko A. A.**

Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russian Federation  
e-mail: a. pervishko@skoltech.ru

Дальнейшее развитие спинтроники напрямую связано с возможностью управления свойствами магнитных наноструктур контролируемым образом. Так, в частности, недавно было указано, что качество интерфейсов в магнитных гетероструктурах существенным образом сказывается на значениях величин взаимодействия Дзялошинского – Моррии и перпендикулярной магнитной анизотропии [1–4]. Данное наблюдение демонстрирует возможность управления свойствами магнитных пленок за счет интерфейсных эффектов, среди которых особо выделяют атомное перемешивание на интерфейсе, возникающее в процессе роста структуры, отжиг пленки, а также облучение структуры фокусированным ионным пучком.

В данном докладе будет рассмотрено влияние этих воздействий на магнитные свойства ультратонкой пленки Ru/Co/W/Ru (рис. 1) с атомарным перемешиванием на интерфейсах. Выполненное нами численное моделирование из первых принципов [5; 6] убедительно демонстрирует влияние неоднородностей на интерфейсах на величину взаимодействия Дзялошинского-Моррии и полностью согласуется с результатами, полученными в экспериментах.

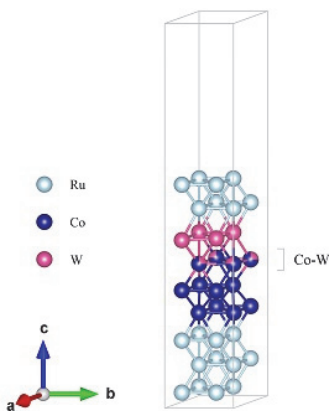


Рис. 1. Модель многослойной структуры Ru/Co/W/Ru с перемешиванием на интерфейсе Co/W, где эффект беспорядка учитывается путем замены атомного слоя кобальта на неупорядоченный сплав Co-W

- [1] A. S. Samardak et al. *Asia Mater.*, vol. 12, pp. 51 (2020).
- [2] A. S. Samardak et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 24, pp. 8225–8232 (2022).
- [3] J. Park et al. *Acta Mater.*, vol. 241, art. 118383 (2022).
- [4] A. Y. Samardak et al. *ACS Appl. Electron. Mater.*, vol. 5, p. 2799–2808 (2023).
- [5] G. Kresse, J. Hafner. *Phys. Rev. B*, vol. 47, pp. 558–561 (1993).
- [6] H. Ebert, D. Ködderitzsch, J. Minár. *Rep. Prog. Phys.*, vol. 74, art. 096501 (2011).

## ОСОБЕННОСТИ ГРАНУЛИРОВАННОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК ( $\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$ ), НАПЫЛЕННЫХ В АТМОСФЕРЕ АЗОТА

**Устюгов В. А.<sup>1</sup>, Уткин А. А.<sup>1</sup>, Ковалёв П. Д.<sup>1</sup>, Котов Л. Н.<sup>1\*</sup>,  
Калинин Ю. Е.<sup>2</sup>, Ситников А. В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

\*e-mail: kotovln@mail.ru

## THE GRANULATED AND MAGNETIC STRUCTURE OF ( $\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$ ) COMPOSITE FILMS SPUTTERED IN THE NITROGEN ATMOSPHERE

**Ustyugov V. A.<sup>1</sup>, Utkin A. A.<sup>1</sup>, Kovalev P. D.<sup>1</sup>, Kotov L. N.<sup>1\*</sup>,  
Kalinin Yu. E.<sup>2</sup>, Sitnikov A. V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Syktivkar State University, Syktivkar, Russian Federation

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University, Voronezh, Russian Federation

\*e-mail: kotovln@mail.ru

Композитные пленки как матрицы с наночастицами привлекают исследователей-теоретиков и экспериментаторов благодаря обширному спектру применений таких систем (нелинейные фильтры, спинтроника и т. д.) и богатым возможностям в области математического и компьютерного моделирования их свойств в рамках приближения микромагнетизма [1–3]. Отдельный сектор исследований включает в себя анализ влияния условий напыления композитных пленок и их дальнейшей обработки (например, отжига) на гранулированную структуру и высокочастотные магнитные свойства. В настоящей работе были исследованы пленки состава ( $\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$ ), полученные методом ионно-лучевого напыления в атмосфере азота. В качестве подложки был использован лавсановый лист размером 297×210 мм. Толщины и химический состав образцов определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA3. Исследование топографии поверхности, а также магнитной структуры поверхности пленок производилось атомно-силовым микроскопом ARIS-3500.

Влияние атмосферы азота при напылении плёнок на структуру тонких металлических плёнок описано, например, в работе [4]. Отмечается влияние атмосферы азота на коэрцитивную силу магнитной пленки вследствие увеличения доли вещества с одноосной магнитной анизотропией. Была обнаружен эффект изоляции гранул порами или немагнитным веществом, что снижает магнитное взаимодействие между гранулами и отмечено наличие кристаллических дефектов, таких как дислокации, а также включения немагнитных нитридов.

На рис. 1 представлены изображения магнито-силовой микроскопии пленки с массовой концентрацией металлического сплава  $x = 0,75$ . На рис. 1, а можно видеть четко прослеживаемую нерегулярную гранулированную структуру. В отличие от плёнок, исследованных в работах [1–3], даже при высокой концентрации металла не происходит объединения гранул в крупные лабиринтоподобные агрегаты. Такая структура поверхности хорошо поддается статистическому анализу по размеру гранул, а также при компьютерном моделировании позволяет использовать модели, описывающие пленку как сплошную среду.

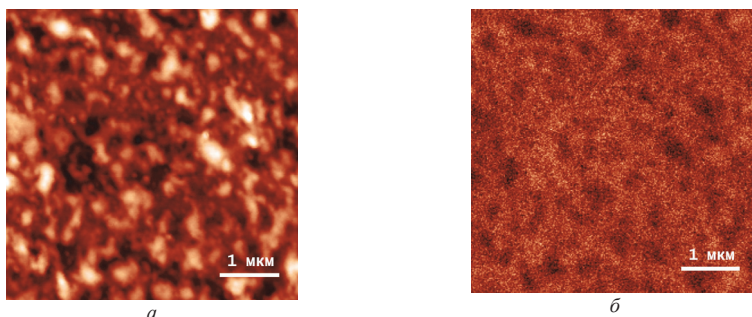


Рис. 1. Топография поверхности (а) и магнитный фазовый контраст (б) пленок  $[(\text{CoFeB})_{0.75}+(\text{SiO}_2)_{0.21}+\text{N}_{0.08}]_x$ , напыленных в атмосфере азота

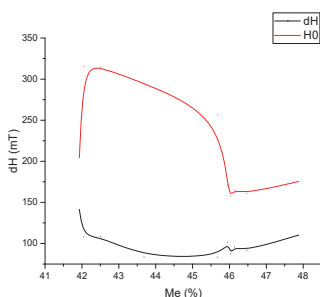


Рис 2. Положение (H0) и ширина (dH) линии ФМР композитных пленок  $(\text{CoFeB}+\text{SiO}_2)_x$ , напыленных в атмосфере азота

По изображению магнитного контраста (рис. 1, б) видно, что магнитная структура пленки достаточно однородна, разделение отдельных гранул через азотную прослойку не дает возможности сформироваться доменной магнитной структуре. Можно заметить, что темные области с повышенным значением намагниченности соответствуют топографическим возвышенностям, т. е. металлическим гранулам.

На рис. 2 представлены положение и ширина линии ФМР исследуемых пленок в зависимости от концентрации металла. При малых концентрациях наблюдается резкое уменьшение ширины линии ФМР, что связано с увеличением размера металлических частиц в композитной плёнке. При больших концентрациях металлического сплава ширина линии ФМР композитных плёнок слабо зависит от концентрации, поскольку основной вклад в ширину линии даёт азотная прослойка между металлическими частицами. Резонансное поле уменьшается скачком при малой и большой концентрации металлического сплава, что может быть связано с увеличением обменного взаимодействия между металлическими частицами, между которыми находится азотная прослойка.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).*

- [1] L. N. Kotov et al. *Bulletin of the RAS: Physics*, vol. 87, no. 3, pp. 385–388 (2023).
- [2] L. N. Kotov et al. *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*, vol. 175, art. 012021 (2017).
- [3] L. N. Kotov et al. *Materials Science and Engineering*, vo. 442, no. 1, art. 352 (2006).
- [4] J. Endo et al. *IEEE transactions on magnetics*, vol. MAG-23, no. 5 (1987).

## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ SOFT/HARD/SOFT ПЛЕНКАХ

**Орлов В. А.<sup>1,2\*</sup>, Патрин Г. С.<sup>1,2</sup>, Шиян Я. Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

\*e-mail: vaorlov@sfu-kras.ru

## FERROMAGNETIC RESONANCE IN MULTILAYER SOFT/HARD/SOFT FILMS

**Orlov V. A.<sup>1,2\*</sup>, Patrin G. S.<sup>1,2</sup>, Shiyen Ya. G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>L. V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: vaorlov@sfu-kras.ru

В настоящей работе представлены результаты расчетов резонансных частот и полей межслойного обмена в трехслойной системе структуры “мягнитомягкий/магнитомягкий/магнитомягкий” (рис. 1). Характер межслойного взаимодействия определяется множеством факторов. Это взаимодействие может являться дальнедействующим с характерным радиусом, варьируемым в широких пределах и знакопеременным [1–5]. В теоретических расчетах были учтены энергии межслойного взаимодействия между соседями и через слой, энергия анизотропии, размагничивающая энергия и энергия Зеемана. Энергия магнетика представлена в виде:

$$\begin{aligned}
 W = & -J(\mathbf{m}_1\mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_2\mathbf{m}_3) - j\mathbf{m}_1\mathbf{m}_3 - M_S V_S \mathbf{m}_1 \mathbf{H} - M_S V_H \mathbf{m}_2 \mathbf{H} - M_S V_S \mathbf{m}_3 \mathbf{H} + \\
 & + \frac{1}{2} 4\pi M_S^2 V_S (\mathbf{m}_1 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_S^2 V_H (\mathbf{m}_2 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_S^2 V_S (\mathbf{m}_3 \mathbf{z})^2 + K_S V_S (\mathbf{m}_1 \mathbf{z})^2 + \\
 & + K_H V_H (\mathbf{m}_2 \mathbf{z})^2 + K_S V_S (\mathbf{m}_3 \mathbf{z})^2.
 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $J$  и  $j$  – константы обмена между соседними слоями и через средний слой соответственно,  $\mathbf{m}$  – единичные вектора намагниченности слоев,  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $V_{S,H}$  – объем слоев, ось  $\mathbf{z}$  направлена перпендикулярно поверхности пленки,  $\mathbf{H}$  – напряженность внешнего магнитного поля (в плоскости пленки),  $K_{S,H}$  – константы анизотропии слоев.

Решение системы уравнений Ландау – Лифшица для магнитных подсистем принято без учета диссипации в линейном приближении. Линеаризация проведена по схеме:  $\mathbf{m}_1 = \mathbf{m}_{01} + \boldsymbol{\mu}_1$ ,  $\mathbf{m}_2 = \mathbf{m}_{02} + \boldsymbol{\mu}_2$ ,  $\mathbf{m}_3 = \mathbf{m}_{03} + \boldsymbol{\mu}_3$ . Здесь  $\boldsymbol{\mu}_1$ ,  $\boldsymbol{\mu}_2$ ,  $\boldsymbol{\mu}_3$  – малые добавки, зависящие от времени,  $\mathbf{m}_{01}$ ,  $\mathbf{m}_{02}$ ,  $\mathbf{m}_{03}$  – равновесные статические направления намагниченности подрешеток. В результате получена система для динамических компонент:

$$\begin{cases}
 -\frac{1}{\gamma_1} \frac{d\boldsymbol{\mu}_1}{dt} = \Lambda(\mathbf{m}_{01} \times \boldsymbol{\mu}_2 - \mathbf{m}_{02} \times \boldsymbol{\mu}_1) + \mathcal{G}(\mathbf{m}_{01} \times \boldsymbol{\mu}_3 - \mathbf{m}_{03} \times \boldsymbol{\mu}_1) - H_S \mu_{z1}(\mathbf{m}_{01} \times \mathbf{z}) + \boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{H}, \\
 -\frac{1}{\gamma_2} \frac{d\boldsymbol{\mu}_2}{dt} = \Lambda(\mathbf{m}_{02} \times \boldsymbol{\mu}_3 - \mathbf{m}_{03} \times \boldsymbol{\mu}_2 - \mathbf{m}_{01} \times \boldsymbol{\mu}_2 + \mathbf{m}_{02} \times \boldsymbol{\mu}_1) - H_H \mu_{z2}(\mathbf{m}_{02} \times \mathbf{z}) + \boldsymbol{\mu}_2 \times \mathbf{H}, \\
 -\frac{1}{\gamma_1} \frac{d\boldsymbol{\mu}_3}{dt} = \Lambda(\mathbf{m}_{03} \times \boldsymbol{\mu}_2 - \mathbf{m}_{02} \times \boldsymbol{\mu}_3) + \mathcal{G}(\mathbf{m}_{03} \times \boldsymbol{\mu}_1 - \mathbf{m}_{01} \times \boldsymbol{\mu}_3) - H_S \mu_{z3}(\mathbf{m}_{03} \times \mathbf{z}) + \boldsymbol{\mu}_3 \times \mathbf{H}.
 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь и далее введены обозначения:  $\Lambda = J/(M_S V_S)$ ,  $\mathcal{G} = J/(M_S V_H)$ ,  $H_S = 4\pi M_S + 2K_S/M_S = 4\pi M_S + H_{KS}$ ,  $H_H = 4\pi M_S + 2K_H/M_S = 4\pi M_S + H_{KH}$ . Оси  $x$  и  $y$  лежат в плоскости слоев, ось  $z$  перпендикулярна слоям. Внешнее магнитное поле включено вдоль оси  $x$ .

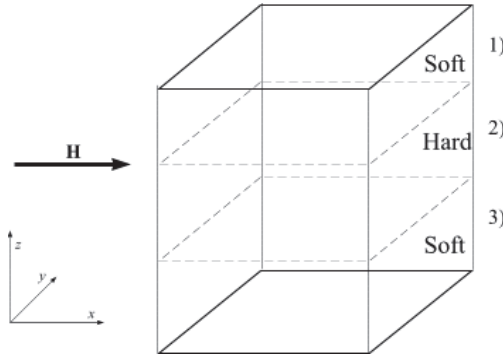


Рис. 1. Модель

Решения системы уравнений (2) будем искать в виде:  $\mu_{xy} = \mu_{0x} e^{-i\omega t}$ ,  $\mu_{yz} = \mu_{0yz} e^{-i\omega t}$ . Подстановка пробных решений даст линейную систему на неизвестные амплитуды  $\mu_{0x}$  и  $\mu_{0yz}$ . Матрица коэффициентов этой системы выглядит следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \frac{\omega}{\gamma} & 0 & 0 & \Lambda + \mathcal{G} + H + H_s & -\Lambda & -\mathcal{G} \\ 0 & \frac{\omega}{\gamma} & 0 & -\Lambda & 2\Lambda + H + H_H & -\Lambda \\ 0 & 0 & \frac{\omega}{\gamma} & -\mathcal{G} & -\Lambda & \Lambda + \mathcal{G} + H + H_s \\ \Lambda + \mathcal{G} + H & -\Lambda & -\mathcal{G} & \frac{\omega}{\gamma} & 0 & 0 \\ -\Lambda & 2\Lambda + H & -\Lambda & 0 & \frac{\omega}{\gamma} & 0 \\ -\mathcal{G} & -\Lambda & \Lambda + \mathcal{G} + H & 0 & 0 & \frac{\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Для определителя получим:

$$\Delta = \left[ -\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + (\Lambda + H + 2\mathcal{G})(\Lambda + H + H_s + 2\mathcal{G}) \right] \left[ \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 (4\Lambda^2 + (\Lambda + H + H_s)(\Lambda + H) + (2\Lambda + H + H_H)(2\Lambda + H)) + H(H + 3\Lambda)(\Lambda(3H + 2H_s + H_H) + (H + H_s)(H + H_H)) \right] = 0. \quad (4)$$

Решения данного уравнения тривиальны и представлены на рис. 2.

Горизонтальная прямая на рисунке 2 обозначает частоту ФМР, поддерживаемую в эксперименте. Пересечения графиков с этой прямой соответствуют значениям внешнего поля в режиме резонанса, которые были измерены. С учетом экспериментальных данных проведено численное решение системы уравнений, полученной из (4) на неизвестные  $\Lambda$ ,  $\mathcal{G}$ ,  $H_{KH}$ .

В результате показано, что взаимодействие между соседними слоями носит антиферромагнитный характер ( $J < 0$ ), а взаимодействие «через слой» – ферромагнитный характер ( $j > 0$ ). Расчетные данные качественно согласуются с экспериментальными данными, полученными в статических измерениях [7; 8].

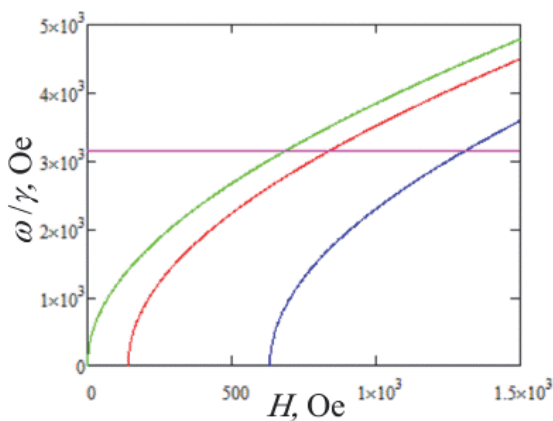


Рис. 2. Зависимости частот мод от внешнего поля. Численные значения магнитных параметров, заданные в расчетах, соответствуют структуре  $(\text{CoP})_{\text{soft}}/\text{NiP}/(\text{CoP})_{\text{hard}}/\text{NiP} \dots$

- [1] T. Leineweber, H. Kronmüller. *JMMM*, vol. 176, pp. 145–154 (1997).
- [2] W. B. Cui et al. *J. Appl. Phys.*, vol. 111, art. 07B503 (2012)
- [3] Shi-Shen Yan et al. *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 7, pp. 4535–4538.
- [4] Zijun Wang et al. *Appl. Mechanics and Materials*, vol. 548-549, pp. 137-140 (2014).
- [5] F. Yildız et al. *JMMM*, vol. 272–276, e1941–e1942 (2004)
- [6] Ferromagnetic Resonance – Theory and Applications, Edited by Orhan Yalçın (First publ. July, 2013, printed in Croatia).
- [7] Г. С. Патрин и др. *Изв. РАН. Сер. физ.*, т. 77, вып. 9, с. 1230–1231 (2013).
- [8] G. S. Patrin et al. *Mater. Res. Express*, vol. 8, art. 056102 (2021).



# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩЕГО ГРАНАТА

**Юрлов В. В.<sup>1,2,4\*</sup>, Зvezdin К. А.<sup>1,2,3</sup>, Зvezdin А. К.<sup>1,2,3</sup>**

<sup>1</sup>МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Новые спинтронные технологии, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

\*e-mail: yurlov.vv@phystech. edu

## THEORETICAL AND NUMERICAL SIMULATION OF OPTICAL SWITCHING OF EPITAXIAL NANOSTRUCTURES BASED ON IRON-CONTAINING GARNET

**Yurlov V. V.<sup>1,2,4\*</sup>, Zvezdin K. A.<sup>1,2,3</sup>, Zvezdin A. K.<sup>1,2,3</sup>**

<sup>1</sup>MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>New Spintronic Technologies, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup>Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>4</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russian Federation

\*e-mail: yurlov.vv@phystech. edu

На данный момент в связи с быстрым развитием современных информационных технологий особо остро встает вопрос о поиске новых материалов для улучшения энергоэффективности, а также скорости записи битов информации для логических запоминающих устройств. Ферритмагнетики являются достойными кандидатами для реализации данных задач из-за возможности точного детектирования состояния системы, а также высоких характерных скоростей спиновой переориентации [1–3].

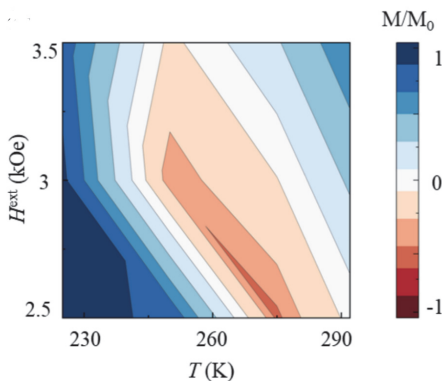


Рис. 1. Фазовая диаграмма переключения намагниченности, вызванная накачкой лазерным импульсом

В рамках представленной работы [4] были исследованы процессы переключения намагниченности в пленках феррит-граната под воздействием сверхкоротких оптических лазерных импульсов как с теоретической, так и с экспериментальной стороны. В рамках модели лазерный импульс рассматривается, как причина размагничивания системы и изменения ее поля анизотропии. Вследствие двух этих эффектов метастабильное состояние ферритмагнетика становится неустойчивым и происходит переориентация спинов.

Построена теоретическая модель на основе Лагранжиана двухподрешеточного ферримагнетика и проведено численное моделирование переключения намагниченности в широком диапазоне температур, включающий точку компенсации намагниченности. Построены диаграммы переключения намагниченности в координатах внешнее магнитное поле-температура. Для более подробного изучения процессов переключения были проведены эксперименты по переключению намагниченности фемтосекундным лазерным импульсом в феррит-гранате лютеция. Проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов. Мы обнаружили, что диапазон внешних магнитных полей и температур, соответствующий магнитной записи, достаточно узок. Моделирование динамики с использованием намагниченности в качестве макроскопического параметра показывает, что этот диапазон параметров определяется оптимальной высотой потенциального барьера, разделяющего два устойчивых состояния. Барьер должен быть достаточно низким, чтобы обеспечить переключение, но не настолько низким, чтобы терялась стабильность состояний.

*Работа выполнена при поддержке РФФ № 22-12-00367.*

[1] S. Schlauderer et al. *Nature*, vol. 569, pp. 383–387 (2019).

[2] S. Baierl et al. *Nature photonics*, vol. 10, no. 715–718 (2016).

[3] V. V. Yurlov et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 116, art. 222401 (2020).

[3] A. Dolgikh et al. *Phys. Rev. B*, vol. 107, art. 094424 (2023).

# SUPERPARAMAGNETIC RELAXATION IN ENSEMBLES OF ULTRASMALL FERRIHYDRITE NANOPARTICLES

Balaev D. A.<sup>1,2</sup>, Skorobogatov S. A.<sup>1,2</sup>, Velikanov D. A.<sup>1</sup>, Bayukov O. A.<sup>1</sup>,  
Stolyar S. V.<sup>1,2</sup>, Yaroslavtsev R. N.<sup>1</sup>, Iskhakov R. S.<sup>1</sup>, Knyazev Yu. V.<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: yuk@iph.krasn.ru

## СПИНОВАЯ ДИНАМИКА В АНСАМБЛЯХ УЛЬТРАМАЛЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИГИДРИТА

Д. А. Балаев<sup>1,2</sup>, С. А. Скоробогатов<sup>1,2</sup>, Д. А. Великанов<sup>1</sup>, О. А. Баюков<sup>1</sup>,  
С. В. Столяр<sup>1,2</sup>, Р. Н. Ярославцев<sup>1</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>, Ю. В. Князев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: yuk@iph.krasn.ru

Features of the spin dynamics in ensembles of interacting (FH-chem) and weakly interacting (FH-coated) magnetic ultrasmall ( $\langle d \rangle \sim 2$  nm) ferrihydrite nanoparticles have been explored. The  $dc$ - and  $ac$ -magnetic susceptibilities ( $\chi'(T)$  and  $\chi''(T)$ ) of the investigated samples have been thoroughly measured in weak magnetic field (2 Oe) around the temperatures of superparamagnetic (SPM) blocking of the nanoparticle magnetic moments (19 and 50.4 K for FH-coated and FH-chem, respectively, according to the  $dc$  magnetization data). It has been shown that the magnetic interactions between nanoparticles induce the formation of the cluster spin glass state below the superparamagnetic blocking temperature (17.9 and 40.9 K for FH-coated and FH-chem, respectively). We found that coating of nanoparticles increases the critical scaling index from  $z\nu = 5.9$  (FH-chem) to  $z\nu = 8.0$  (FH-coated). This indicates general slowdown of the dynamics of correlated spins, which is also expressed as an increase in relaxation time  $\tau_0$  after switching-on the interparticle interactions. We attribute this phenomenon to a consequence of a change in the volume of correlated spins with the increasing size of a cluster of interacting nanoparticles. It has been demonstrated using the simulated  $\chi''(T)$  dependence that the dissipation of the magnetic energy occurs in two independent stages (Fig. 1) [1].

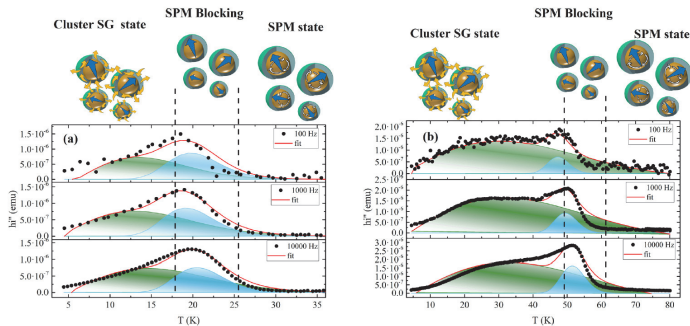


Fig. 1. Simulated  $\chi''(T)$  dependences of samples (left) FH-coated and (right) FH-chem (solid line). The shaded areas refer to the two magnetic subsystems in the samples. On the top: scheme of the magnetic states

[1] Yu. Knyazev et al. *Phys. Rev. B*, vol. 107, art. 115413 (2023).

## MAGNETITE NANOPARTICLES DILUTED WITH CO AND Mg IONS: MAGNETIC PROPERTIES AND APPLICATION

Ivanova O. S.<sup>1,2\*</sup>, Svetlitsky E. S.<sup>1</sup>, Petrov D. A.<sup>1</sup> and Knyazev Yu. V.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: osi@mail.krasn.ru

## НАНОЧАСТИЦЫ МАГНЕТИТА, РАЗБАВЛЕННЫЕ ИОНАМИ Co И Mg: МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

Иванова О. С.<sup>1,2\*</sup>, Светлицкий Е. С.<sup>1</sup>, Петров Д. А.<sup>1</sup>, Князев Ю. В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: osi@mail.krasn.ru

Представлены результаты исследований магнитных и адсорбционных свойств наночастиц магнетита с различной степенью замещения ионов Fe магнитными ионами  $\text{Co}^{2+}$  и немагнитным ионом  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ , где  $x$  изменяется от 0 до 1, полученных химическим методом. Развитая площадь поверхности в нано размере, легко адсорбирующая многие вещества, и значительна намагниченность ферритов, позволяющая быстро извлекать их из среды, сделала их перспективными материалами для исследований в качестве адсорбентов различных веществ.

Исследование эффекта Мессбауэра позволило выявить отклонения в распределение ионов Mg по подрешеткам. Так, если в случае  $x = 0$ , практически все ионы двухвалентного кобальта занимают октаэдрические позиции  $(\text{Fe}_{0,99}\square_{0,01})[\text{Fe}_{1,01}-\text{Co}_{0,99}]\text{O}_4$ , то ионы магния распределяются между обеими подрешетками и в случае  $x = 1$  кристаллохимическая формула имеет вид  $(\text{Fe}_{0,69}\text{Mg}_{0,31})[\text{Fe}_{1,31}\text{Mg}_{0,69}]\text{O}_4$ .

Намагниченность насыщения в поле 15 кЭ составляет 75 и 26 emu/g, для наночастиц  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  и  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  близки к экспериментальным значениям массивных ферритов 80 и 27 emu/g [1]. Характерные магнитные параметры, намагниченность насыщения, остаточная намагниченность и коэрцитивная сила демонстрируют монотонное уменьшение по мере возрастания  $x$ .

Изучены особенности адсорбционных свойств наночастиц по отношению к катионному и анионному органическим красителям. Значительная величина намагниченности во всех образцах частиц позволяла мгновенно их извлекать из растворов красителей с помощью магнитного поля. Образец  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  показал высокую скорость и величину поглощения катионного красителя (в 2,5 раз больше чем анионного). При увеличении содержания Mg адсорбционная емкость увеличивается, показывая изменение механизма адсорбции от электростатического до диполь-дипольного взаимодействия между активными центрами красителей и центрами поверхности адсорбента, образовавшимися при синтезе наночастиц. Кинетические кривые хорошо описываются моделью псевдо-второго порядка, а изотерма моделью моно-слойной адсорбции Ленгмюра.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 23-22-10025, <https://rscf.ru/project/23-22-10025/>, Красноярского краевого фонда науки.

[1] Я. Смит, Х. Вейн. *Ферриты*, пер. с англ. Изд-во иностр. лит., Москва (1962).

## ВЛИЯНИЕ НОРМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НА ВЕКТОРИЗАЦИЮ ПЛОСКОСТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Иванов В. Е.**

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: vladimir.ivanov@urfu.ru

В [1] продемонстрирован метод, основанный на магнитооптическом эффекте Керра, который позволяет количественно определять пространственную зависимость плоскостной составляющей неоднородного магнитного поля, визуализированного магнитомягкими нано кристаллическими пленками. Такая визуализация плоскостной компоненты векторного поля предполагает подавление вклада от нормальной составляющей поля, что не всегда конструктивно возможно. В нашей работе мы анализируем влияние нормальной составляющей магнитного поля в присутствии внешнего однородного поля смещения на адекватность векторизации плоскостной компоненты.

Яркость в магнитооптических изображениях (МОИ) определяется по формуле:  $I = I_0 + q_p m_z + q_l m_p$ , здесь  $m_z$ ,  $m_p$  – нормализованные нормальная и плоскостная компоненты намагниченности соответственно,  $q_p$ ,  $q_l$  – магнитооптические параметры. Для моделирования МОИ и координатных профилей яркости,  $m_z$ ,  $m_p$ , найдены из уравнений, полученных минимизацией энергии, включающей вклады энергий Зеемана и размагничивающих полей:  $E = K_d \sin^2 \varphi - \mathbf{J}_s \mathbf{H} = 2\pi J_s^2 \sin^2 \varphi - J_s H \cos(\alpha - \varphi)$ . Здесь  $\varphi$  – угол выхода намагниченности из плоскости индикаторной пленки,  $\alpha$  – угол между ориентацией суммарного поля и плоскостью индикаторной пленки.

Мы проанализировали влияние величины магнитного момента источников неоднородного поля, расстояния от индикаторной пленки до источников поля, и величины внешнего однородного поля смещения на величину магнитооптического отклика. Моделирование для условий реального эксперимента показало следующие тенденции.

Нормальная компонента вносит значительный вклад в общую картину МОИ (рис. 1, а), и препятствует адекватному отображению плоскостной компоненты неоднородного поля (рис. 1, б). Снижение нормальной компоненты при уменьшении магнитного момента магнитов приводит к адекватным картинам векторных полей. Рост расстояния до источников поля так же снижает влияние нормальной компоненты (сравните рис. 1 а, б и рис. 2 а, б) приводит к положительному результату. Эти результаты позволяют определить границы возможностей векторизации неоднородного поля магнитных систем.

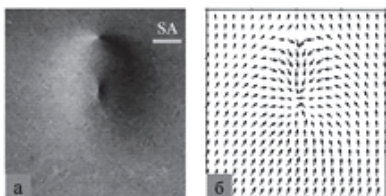


Рис. 1. МОИ и векторное поле демонстрируют влияние нормальной компоненты неоднородного поля

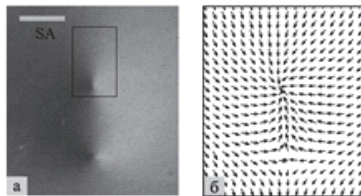


Рис. 2. МОИ и векторное поле демонстрируют отсутствие влияния нормальной компоненты

## ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА В ВОДЕ

**Заботнов С. В.<sup>1\*</sup>, Нестеров В. Ю.<sup>1,2</sup>, Шулейко Д. В.<sup>1</sup>, Преснов Д. Е.<sup>1</sup>,  
Константинова Е. А.<sup>1</sup>, Чеченин Н. Г.<sup>1,3</sup>, Джунь И. О.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

\*e-mail: zabortnov@physics.msu.ru

## FORMATION OF MAGNETIC NANOPARTICLES BY LASER ABLATION OF COBALT THIN FILMS IN WATER

**Zabortnov S. V.<sup>1\*</sup>, Nesterov V. Yu.<sup>1,2</sup>, Shuleiko D. V.<sup>1</sup>, Presnov D. E.<sup>1</sup>,  
Konstantinova E. A.<sup>1</sup>, Chechenin N. G.<sup>1,3</sup>, Dzhun I. O.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russian Federation

\*e-mail: zabortnov@physics.msu.ru

Импульсная лазерная абляция (ИЛА) в жидкостях – это эффективная, универсальная и экологичная технология получения наночастиц с желаемыми размерами и функциональными свойствами [1]. В частности, этот метод является многообещающим инструментом для синтеза магнитных наночастиц (МНЧ), которые важны из-за их высокого потенциала в приложениях биомедицины, катализа, хранения данных, охраны окружающей среды и сенсорики [2]. Можно относительно просто обеспечить изготовление оксидных или карбидных МНЧ за счет взаимодействия частиц в лазерно-индуцированном плазменном факеле из материала мишени с химическими компонентами буферной жидкости (например, водой и ацетоном). Среди переходных классов металлов интерес представляют оксиды кобальта [3] и железа [4] из-за их относительно высокого магнитного момента, структуры шпинели, уникальных свойств и низкой стоимости.

Как правило, для получения МНЧ методом ИЛА используются объемные мишени, а использование тонких пленок в качестве мишеней менее изучено, хотя варьирование толщины пленки потенциально добавляет еще одну степень свободы для управления размерами и свойствами МНЧ. В нашей работе мы исследовали формирование коллоидных растворов наночастиц в результате ИЛА тонких пленок Со под действием пикосекундных лазерных импульсов (34 пс, 1064 нм, 3 мДж) в дистиллированной воде. Использовались пленки, предварительно нанесенные на стеклянные подложки методом магнетронного распыления в атмосфере аргона, с толщинами в диапазоне 5–500 нм, что охватывает такие важные для ИЛА глубины, как скин-слой (~30 нм) и термодиффузионный слой (~500 нм).

Все изготовленные коллоидные растворы МНЧ демонстрировали отклик к приложенному внешнему постоянному магнитному полю, который проявлялся как выстраивание МНЧ вдоль силовых линий поля.

Зависимость среднего гидродинамического размера изготовленных МНЧ, полученная по данным динамического рассеяния света, от толщины пленки носит немонотонный характер (рис. 1, а). При минимальной толщине пленки 5 нм размер составляет около 150 нм, при толщинах 15 и 25 нм существенно увеличивается до 1 мкм, а затем снижается до 80–100 нм. Наблюдаемая зависимость может быть обусловлена различием механизмов ИЛА [5], особенностями термодиффузии на границе пленка-подложка и повышенным нагревом окружающей жидкой среды [6] в тонких металли-

ческих пленках различной толщины. Распределения коллоидов по размерам являются полидисперсными и характеризуются высокими значениями стандартного средне-квадратичного отклонения: ~40 % для МНЧ, полученных из пленок толщиной 50–500 нм и ~20 % для пленок с толщинами, сравнимыми с глубиной скин-слоя. Широкое распределение по размерам подтверждается данными растровой электронной микроскопии, которая дополнительно показывает не только существование МНЧ размером порядка 100 нм, дающих основной вклад в динамическое рассеяние света, но и наличие частиц размером несколько десятков нанометров, имеющих тенденцию образовывать более крупные агломераты.

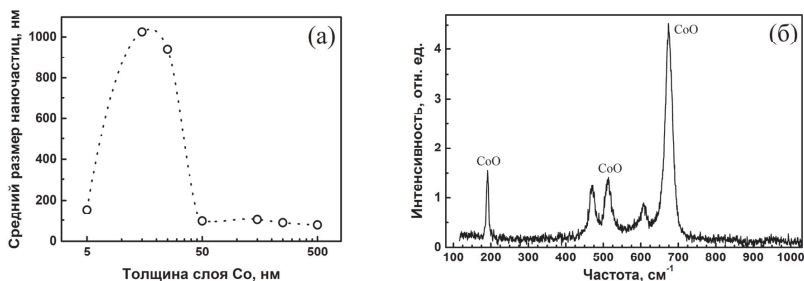


Рис. 1. Зависимость среднего размера МНЧ от толщины слоя Co (а); спектр комбинационного рассеяния света МНЧ, полученных в результате ИЛА пленки Co толщиной 250 нм (б)

Спектры комбинационного рассеяния света всех изготовленных МНЧ имеют схожий вид (см., например, рис. 1, б) с характерными линиями оксида кобальта и соотношением интенсивностей этих линий, типичным для минерала гуит ( $\text{Co}^{2+}\text{Co}_2^{3+}\text{O}_4$ ).

Спектры ферромагнитного резонанса для МНЧ характеризуются типичными для МНЧ резонансными полями ~2700 Э. Ширина линий поглощения составляет ~200–400 Э, что обусловлено вкладом дипольного взаимодействия МНЧ в агломератах и дипольного взаимодействия агломератов между собой.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность управления средним размером МНЧ, получаемых методом ИЛА в воде тонких пленок кобальта, в пределах 80–1000 нм при варьировании толщин мишеней от 5 до 500 нм. Полученные МНЧ представляют интерес для дальнейшего исследования возможности их использования в различных приложениях.

[1] E. Fazio et al. *Nanomaterials*, vol. 10, no. 11, art. 2317 (2020).

[2] N. G. Semaltianos, G. Karczewski. *ACS Appl. Nano Mater.*, vol. 4, no. 7, pp. 6407–6440 (2021).

[3] E. N. Ghaem, D. Dorrani, A. H. Sari. *Opt. Quantum Electron*, vol. 53, p. 36 (2021).

[4] F. S. Abdulwahid, A. J. Haider, S. Al-Musawi. *Nano*, vol. 17, no. 11, art. 2230007 (2022).

[5] S. Scaramuzza, M. Zerbetto, V. Amendola. *J. Phys. Chem. C*, vol. 120, no. 17, pp. 9453–9463 (2016).

[6] D. M. Bubb et al. *Chem. Phys. Lett.*, vol. 565, pp. 65–68 (2013).

## САМООРГАНИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЁНКИ

**Мехоношин Д. С.\*, Памятных Л. А.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

\*e-mail: dmitry.mehonoshin@urfu.ru

## SELF-ORGANIZATION OF THE MAGNETIC DOMAIN STRUCTURE OF A FERROMAGNETIC FILM

**Mekhonoshin D. S.\*, Pamyatnykh L. A.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

\*e-mail: dmitry.mehonoshin@urfu.ru

Явление динамической самоорганизации доменной структуры в магнитных средах было обнаружено в эпитаксиальных плёнках ферритов-гранатов, в которых под действием переменного магнитного поля имеют место процессы формирования из неупорядоченной (лабиринтарной) доменной структуры динамических упорядоченных структур: спиральных динамических доменов, кольцевых концентрических доменов, решёток цилиндрических доменов с различной симметрией [1-3].

В настоящей работе процессы динамической самоорганизации доменной структуры ферромагнитных плёнок были изучены методом численного моделирования в рамках модели фазового поля (phase field model) [4; 5]. Для описания доменной структуры плёнки использовалась двумерная скалярная непрерывная переменная  $\phi(r)$ , которая соответствует перпендикулярной к плоскости плёнки компоненте вектора приведённой намагниченности  $\vec{m} = \vec{M} / M_s$ . В рамках модели энергия плёнки имеет следующий вид

$$F = \int \left( \frac{a}{2} |\nabla \phi(r)|^2 - \frac{k}{2} \phi^2(r) - h(t)\phi(r) + \int \phi(r)\phi(r')G(r, r')dr' \right) dr. \quad (1)$$

Входящие в (1) слагаемые соответствуют энергиям обменного взаимодействия, перпендикулярной одноосной анизотропии, взаимодействию с внешним магнитным полем  $h(t)$ , направленным перпендикулярно плоскости плёнки, и размагничивающим полем. Уравнение динамики модели имеет вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = (1 - \phi^2)B, \quad (2)$$

где  $B = \delta F / \delta \phi$  – эффективное поле. Уравнение (2) решалось псевдоспектральным методом в полуявной схеме первого порядка [4], размеры модели составляли  $512 \times 512$  и  $1024 \times 1024$  точек.

В качестве начального состояния задавалось состояние с неупорядоченной лабиринтарной доменной структурой, система подвергалась воздействию гармонического магнитного поля  $h(t) = h_0 \sin(2\pi ft)$ . Примеры динамических доменных структур, образующихся в процессе самоорганизации, приведены на рис. 1: однорукавный спиральный домен (рис. 1, а), двурукавный спиральный домен (рис. 1, б), системы концентрических кольцевых доменов (рис. 1, в).



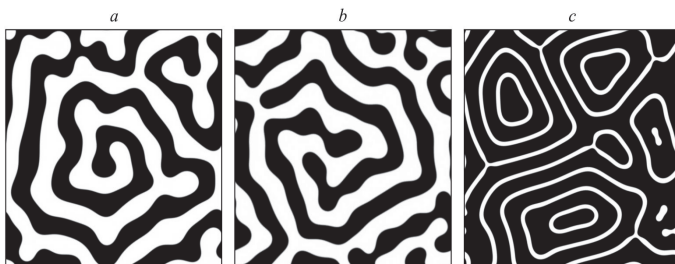


Рис. 1. Динамические распределения переменной  $\phi(r)$  в результате воздействия гармонического поля

$h(t) = h_0 \sin(2\pi ft)$ . Параметры модели: (a)  $a = 8,0 \cdot 10^{-4}$ ,  $k = 2,5$ ,  $h_0 = 0,55$ ,  $f = 6,7 \cdot 10^{-4}$ , (b)  $a = 5,2 \cdot 10^{-4}$ ,  $k = 1,6$ ,  $h_0 = 0,62$ ,  $f = 1,0 \cdot 10^{-4}$ , (c)  $a = 5,2 \cdot 10^{-4}$ ,  $k = 1,1$ ,  $h_0 = 0,65$ ,  $f = 0,5 \cdot 10^{-4}$

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (тема FEUZ-2023-0020).*

- [1] Г. С. Кандаурова. *УФН*, т. 172, № 10, с. 1165–1187 (2002).
- [2] Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак. *ЖЭТФ*, т. 108, с. 1031 (1995).
- [3] М. В. Логунов, М. В. Герасимов. *Письма в ЖЭТФ*, т. 74, № 10, с. 551–555 (2001).
- [4] E. A. Jagla. *Physical Review B*, vol. 72, art. 094406 (2005).
- [5] D. Andelman, R. E. Rosensweig. *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 113, art. 3785 (2009).

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ YIG/GAAS

**Мартышкин А. А.<sup>1\*</sup>, Бубликов К.<sup>2</sup>, Садовников А. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

<sup>2</sup>Институт электротехники Словацкой академии наук, Братислава, Словакия

\*e-mail: aamartyshkin@email

## SPIN WAVE PROPAGATION IN A MAGNON-CRYSTALLINE YIG/GAAS STRUCTURE

**Martyshkin A. A.<sup>1\*</sup>, Bublikov K.<sup>2</sup>, Sadovnikov A. V.<sup>1</sup>**

Saratov State University, Saratov, Russian Federation

Institute of Electrical Engineering of Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia

\*e-mail: aamartyshkin@gmail

Интерес последних лет к гетероструктурам обусловлен развитием методов изготовления управляемых лазерным излучением наноразмерных магнонных структур [1], а также работами, в которых решена проблема выращивания тонких структурированных ферромагнитных плёнок на полупроводниковых подложках [2]. Особый интерес представляют двухслойные структуры, состоящие из пленки железно-иттриевого граната (YIG), выращенного на подложке из арсенида галлия (GaAs) [3] ввиду рекордно низкого затухания спиновых волн в пленках YIG. В таких феррит/полупроводниковых структурах оказывается возможным модификация спектров спиновых волн (СВ) путём оптического инжектирования носителей заряда в полупроводниковом слое.

Настоящая работа посвящена численному электродинамическому анализу безобменного распространения СВ в структуре, состоящей из массива полосок GaAs, расположенных на поверхности слоя YIG. Показано, что при изменении величины концентрации носителей заряда в полупроводниковых полосках GaAs в спектре образуются запрещенные зоны распространения СВ, что аналогично случаю образования запрещенных зон в магнонно-кристаллических структурах. Предложенная структура может служить в качестве перестраиваемого лазерным излучением пространственно-частотного фильтра сигналов.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ (№ 23-79-30027)

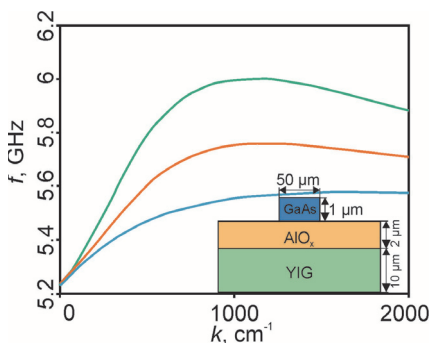


Рис. 1. Дисперсионные характеристики СВ в YIG/GaAs структуре при концентрации носителей зарядов в GaAs:  $N_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

[1] G. Gubbiotti. *Three-Dimensional Magnonics*, Jenny Stanford Publishing (2019).

[2] A. Stognij et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 48, art. 485002 (2015).

[3] L. Lutsev et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, art. 355002 (2018).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО СПЕКАНИЯ ЛИТИЕВОГО И ЛИТИЙ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТОВ С ДОБАВКОЙ ОКСИДА ВИСМУТА

**Минина Ю. С.\*, Лысенко Е. Н., Николаева С. А.,  
Николаев Е. В., Власов В. А.**

*Национальный исследовательский томский политехнический университет,  
Томск, Россия*

*\*e-mail: ysm7@tpu.ru*

## INVESTIGATION OF THERMAL AND ELECTRON-BEAM SINTERING OF LITHIUM AND LITHIUM-ZINC FERRITES WITH THE ADDITION OF BISMUTH OXIDE

**Minina Yu. S.\*, Lysenko E. N., Nikolaeva S. A., Nikolaev E. V., Vlasov V. A.**

*National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation*

*\*e-mail: ysm7@tpu.ru*

Литиевые ферриты с различными добавками обладают такими свойствами и характеристиками, которые являются привлекательными для использования их в разных устройствах микроволновой техники, в изготовлении радиочастотных катушек, в сердечниках ВЧ трансформаторов, стержневых антеннах [1], импульсных источников питания [2], индукторах и микросхемах памяти компьютеров, благодаря своей низкой цене, высокой температуре Кюри, хорошей термостойкостью, высоким удельным сопротивлением и намагниченностью. В настоящей работе исследовались закономерности процесса уплотнения ферритовых порошков  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ ,  $\text{Li}_{0.4}\text{Fe}_{2.4}\text{Zn}_{0.2}\text{O}_4$  при спекании в присутствии малых добавок в виде легкоплавких оксидов (оксид висмута) в условиях термического нагрева и при нагреве пучком электронов, которые напрямую влияют на плотность и пористость керамики, а значит и на их электромагнитные свойства [3].

Синтез литиевого и литий-цинкового ферритов осуществлялся с помощью керамической технологии с использованием исходных реагентов  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZnO}$ . С целью контроля фазового состава синтезированных ферритовых порошков был проведен рентгенофазовый анализ. На дифрактограммах наблюдаются характерные пики, которые соответствуют шпинельным фазам исследуемых ферритов [4].

Для определения параметров пористости и плотности конечных образцов ферритовые порошки после синтеза были распределены на несколько партий с целью исследования процесса спекания образцов в присутствии малых добавок в виде легкоплавких оксидов (в работе использовался оксид висмута  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ) в условиях термического нагрева и при нагреве пучком электронов. Оксид висмута в количестве до 2 вес. % был добавлен в синтезированные порошки путем механического перемешивания в шаровой мельнице.

Исследование поведения и механизмов усадки образцов в процессе спекания при термическом нагреве осуществлялось методом дилатометрии. Температура спекания составила 1100 °С. На рис. 1 изображены дилатограммы для Li и Li-Zn ферритов, содержащих в своем составе различную концентрацию  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  (0–2 вес. %). На основе данных первой производной дилатометрической кривой при увеличении концентрации добавки температура начала усадки уменьшается с 800 до 600 °С для литиевого и с 900 до 700 °С для литий-цинкового ферритов. Также увеличению количества введенной добавки повышает скорость спекания и качество конечной усадки.

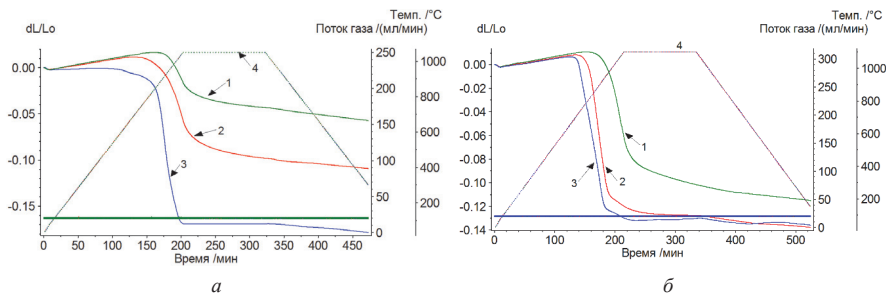


Рис. 1. Дилатогаммы для Li феррита (а) и LiZn феррита (б) с добавкой  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ :  
1 – без добавки, 2 – 1 вес. %, 3 – 2 вес. %, 4 – температурная программа

Плотность образцов измерялась по методу гидростатического взвешивания. Было установлено, что плотность Li-Zn феррита увеличивается, а пористость уменьшается с увеличением содержания  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в образцах. Таким образом, оксид висмута существенным образом влияет на процесс спекания ферритов, и как следствие на микроструктуру спеченной ферритовой керамики. Изображения, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии, показали разную зернистость и пористость образцов, спеченных при одинаковых температурно-временных режимах. Средний размер зерна увеличивается, а пористость уменьшается при введении  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в образцы перед их спеканием.

Экспериментальные исследования по спеканию ферритовых образцов электронно-пучковым нагревом (ЭПН) проводились на базе Института ядерной физики СО РАН (г. Новосибирск) с применением ускорительной техники ЭЛВ-6 (непрерывный пучок электронов). Параметры ускорителя позволили обеспечить нагрев образцов до температур 1100–1200 °С.

По результатам установлено, что плотность ферритовой керамики увеличивается, а пористость уменьшается если использовать в качестве нагрева электронный пучок. При ЭПН и использовании добавки  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в количестве 2 вес. % можно достичь относительную плотность 76,7 % для литиевого и 82 % для Li-Zn ферритов, что в среднем на 3–5 % больше по сравнению с термическим спеканием.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00183).*

[1] G. Gan et al. *Ceram Int.*, vol. 45, pp. 12035–12040 (2019).

[2] C. Dun et al. *Ceram Int.*, vol. 44, pp. 20984–20991 (2018).

[3] V. Rathod et al. *Ceram Int.*, vol. 43, pp. 14431–14440 (2017).

[4] E. V. Nikolaev et al. *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 142, pp. 1783–1789 (2020).

## РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОЛЬЦЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

**Мусатов В. И., Федулов Ф. А., Савельев Д. В., Фетисов Л. Ю., Фетисов Ю. К.**

*МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия*

*\*e-mail: musatov.v.i@mail.ru*

## RESONANT MAGNETOELECTRIC EFFECT IN RING HETEROSTRUCTURES

**Musatov. V. I., Fedulov F. A., Savelev D. V., Fetisov L. Yu., Fetisov Yu. K.**

*MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russian Federation*

*\*e-mail: musatov.v.i@mail.ru*

Мультиферроидные композитные структуры, состоящие из ферромагнитных и пьезоэлектрических слоёв, являются перспективными материалами для создания активных элементов в таких устройствах как высокочувствительные датчики магнитных полей, индукторы, трансформаторы и накопители энергии [1]. В настоящее время основное внимание уделяется планарным гетероструктурам, однако с точки зрения применения композитных мультиферроиков особый интерес представляют кольцевые гетероструктуры. В таких структурах отсутствуют эффекты размагничивания при циркулярном намагничивании, что приводит к уменьшению величины оптимального постоянного магнитного поля и увеличению МЭ коэффициента по сравнению с планарными гетероструктурами [2].

В настоящей работе проведено сравнение МЭ характеристик в кольцевых гетероструктурах на основе пьезокерамики PZT с различными магнитными материалами (аморфный магнитный сплав Metglas и Ni).

Исследованные гетероструктуры представляли собой двухслойные и трёхслойные кольцевые композитные гетероструктуры. Во всех трёх образцах в качестве пьезоэлектрика использовали радиально поляризованное кольцо из пьезокерамики состава  $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$  (PZT), которое имело внутренний диаметр 16 мм, толщину  $a_p = 1$  мм и ширину  $w_p = 5$  мм. На внешнюю и внутреннюю поверхности PZT-кольца нанесены Ag-электроды. Пьезокерамика PZT характеризуется значениями пьезомодуля  $d_{31} = 175$  пКл/Н и относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 1750$ . В первом и во втором образцах в качестве магнитного слоя использовали аморфный магнитный сплав Metglas 2605SA1, который клеили при помощи цианоакрилатного клея на внутреннюю или внешнюю поверхности PZT-кольца, соответственно. Аморфный магнитный сплав имел форму ленты толщину  $a_{m1} \approx 27$  мкм и ширину  $w_{m1} = 5$  мм. Третий образец Metglas-PZT-Ni представлял из себя трёхслойную гетероструктуру, схематически показанную на рис. 1. Аморфная лента была также наклеена на внешнюю поверхность PZT-кольца, на внутреннюю поверхность был электролитически осаждён слой Ni. Осаждение Ni проводили в растворе электролита Bright Nickel Bath WN1 (WIELAND Edelmetalle GmbH) на основе  $\text{NiSO}_4$  и  $\text{NiCl}_2$  в течение 150 мин при плотности тока  $1 \text{ А/дм}^2$ . В качестве анода использовали пластину Ni, а в качестве катода – внутренний электрод PZT-кольца. Толщина осажденного никеля составила  $a_{m2} \approx 34$  мкм и ширину  $w_{m2} = 5$  мм.

На каждое кольцо были намотаны две тороидальные катушки с числом витков  $N = 90$ . Первая катушка создавала циркулярное постоянное магнитное поле смещения  $H = 0\text{--}30$  Э при пропускании через неё тока величиной  $I_{dc} = 0\text{--}1,35$  А от источника питания АКТАКОМ APS-7305.

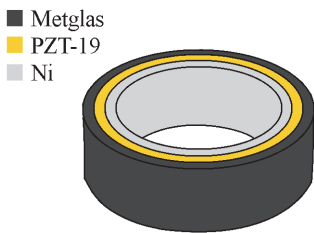


Рис. 1. Схематическое изображение кольцевой гетероструктуры

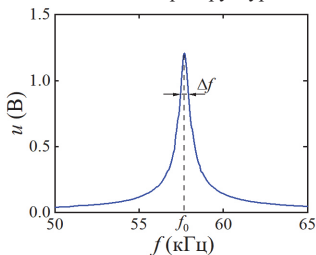


Рис. 2. Зависимость МЭ напряжения  $u$  от частоты возбуждающего поля при амплитуде переменного поля  $h = 1,75$  Э в оптимальном поле  $H_m = 1,27$  Э

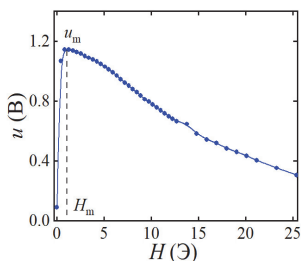


Рис. 3. Зависимость МЭ напряжения  $u$  от постоянного магнитного поля  $H$  при амплитуде накачки  $h = 1,75$  Э на частоте резонанса

структуре с магнитным слоем внутри  $\alpha = 3,3$  В/(Э·см) и сопоставим с коэффициентом  $\alpha = 5,9$  В/(Э·см), когда магнитный слой находился на внешней поверхности кольца PZT-19.

*Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-10128-П. Образцы изготовлены при поддержке гранта «Для молодых учёных 2022-2023 РТУ МИРЭА» (НИЧ-57). Часть измерений была выполнена на оборудовании объединённого научно-образовательного центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.*

[1] S. Kopyl et al. *Materials Today Bio*, vol. 12, art. 100149 (2021).

[2] G. Wu, R. Zhang. *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 330, art. 112845 (2021).

Циркулярное переменное магнитное поле  $h \cos(2\pi ft)$  амплитудой до  $h = 4$  Э и частотой  $f = 0 - 100$  кГц создавали второй катушкой, подключённой к генератору сигналов Agilent 33210A. Величину магнитного поля определяли аналитически с помощью формулы  $H = \frac{NI}{2\pi r}$ , где  $r$  – средняя линия тороидальной катушки,  $N$  – число витков и  $I$  – сила тока, протекающего в катушке.

На рис. 2 показана зависимость амплитуды  $u(f)$  генерируемого трёхслойной кольцевой структурой Metglas-PZT-Ni от частоты  $f$  возбуждающего поля амплитудой  $h = 1,75$  Э в оптимальном поле  $H = H_m = 1,27$  Э, соответствующем наибольшей амплитуде МЭ напряжения. Экспериментально полученная резонансная частота  $f_0 \approx 57,7$  кГц хорошо совпадает с частотой радиальных колебаний, полученной при моделировании в программном пакете Comsol Multiphysics ( $f \sim 56$  кГц). Добротность резонанса  $Q = \frac{f_0}{\Delta f} = 115$ .

На рис. 3 представлена зависимость МЭ напряжения трёхслойной кольцевой гетероструктуры на частоте резонанса  $f_0$  от постоянного поля  $H$ . Зависимость имеет классический вид: амплитуда МЭ напряжения линейно увеличивается, достигая максимума  $u_m = 1,1$  В в оптимальном поле  $H_m = 1,27$  Э, а затем монотонно убывает. Соответствующий МЭ коэффициент составил  $\alpha = \frac{u}{bh} = 6,5$  В/(Э·см).

Таким образом, в работе проведено сравнение МЭ эффекта в кольцевых структурах на основе PZT с магнитными слоями Metglas и Ni при циркулярном намагничивании. Значение МЭ коэффициента в кольцевой структуре Metglas-PZT-Ni почти вдвое превышает МЭ коэффициент в двухслойной

## АВТОМАТИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК МАХ-ФАЗ

**Андрющенко Т. А.<sup>1\*</sup>, Лященко С. А.<sup>1</sup>, Варнаков С. Н.<sup>1</sup>, Овчинников С. Г.<sup>1,2</sup>,  
Шевцов Д. В.<sup>1</sup>, Яковлев И. А.<sup>1</sup>, Максимова О. А.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: ata12@iph.krasn.ru

## AUTOMATION OF THE SYSTEM FOR PULSED LASER DEPOSITION OF MAX-PHASE THIN FILMS

**Andryushchenko T. A.<sup>1\*</sup>, Lyaschenko S. A.<sup>1</sup>, Varnakov S. N.<sup>1</sup>, Ovchinnikov S. G.<sup>1,2</sup>,  
Shevtsov D. V.<sup>1</sup>, Yakovlev I. A.<sup>1</sup>, Maximova O. A.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: ata12@iph.krasn.ru

В поисках материалов с новыми и практически значимыми свойствами внимание научного сообщества было обращено к многокомпонентным МАХ-фазам  $M_{n+1}AX_n$  ( $n = 1-4$ ), которые представляют собой нанослоистые гексагональные структуры, состоящие из слоёв карбидов или нитридов переходных металлов (МХ-слои) и слоёв А-элемента – преимущественно 13–15 групп периодической таблицы [1]. Наличие сильных ковалентных связей в МХ-слоях приводит к характерным для керамических материалов свойствам, таким, как высокая температура плавления, термическая стабильность, окислительная стойкость, а включение слоёв А-элемента обеспечивает наличие высоких значений тепло- и электропроводности данных материалов. Посредством изменения входящих компонентов, замещения одних элементов другими, варьирования их концентраций осуществляется достаточно точная настройка свойств ожидаемых структур, что в последнее время активно применяется для получения ферромагнитных МАХ-фаз. Данные соединения являются перспективными материалами с точки зрения их дальнейшего преобразования в двумерные магнитные максены  $M_{n+1}X_n$ .

Одним из методов получения тонких плёнок МАХ-фаз является импульсное лазерное напыление (PLD) [2; 3], с помощью которого возможно добиться более точного соответствия изначально заданной технологической стехиометрии и стехиометрии полученных структур. Однако процесс синтеза многоэлементных систем требует учёта множества факторов, таких, как скорость осаждения материалов, соблюдение последовательности подачи мишеней и однородность их распыления. Все эти условия могут быть соблюдены с помощью создания общей автоматизированной системы для синтеза тонких плёнок МАХ-фаз и других многоэлементных соединений методом импульсного лазерного напыления.

Автоматизированная система импульсного лазерного напыления в составе экспериментальной сверхвысоковакуумной камеры для синтеза тонких плёнок МАХ-фаз в Лаборатории магнитных МАХ-материалов Института физики им. Л. В. Киренского СО РАН состоит из следующих компонентов (рис. 1): эксимерный лазер CL7000 («Оптосистемы») с рабочим газом  $KrF$  и  $\lambda = 248$  нм; манипулятор с 4 цилиндрическими мишенями и режимами их смены, вращения и качания; контроллер, связывающий управляющую программу, лазер и манипулятор мишеней; управляющая программа

Для очистки, калибровки и напыления из 1–4 источников; программа для расчёта необходимого числа импульсов в соответствии с заданной стехиометрией, толщиной и калибровочными данными [4].

Управляющая программа позволяет выполнять напыление тонких плёнок по заданному сценарию, формируемому на основе введенных данных: последовательности установления мишеней, скоростей их вращения и качания, количества импульсов для распыления.

Созданная автоматизированная система применима для синтеза тонких плёнок четырехэлементных соединений в случае использования однокомпонентных мишеней, но число элементов может быть увеличено за счёт использования мишеней смешанного состава.

*Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-12-00226, <http://rscf.ru/project/21-12-00226/>.*

[1] A. Zhou et al. *J Adv Ceram.*, vol. 10, pp. 1194–1242 (2021).

[2] M. Stevens et al. *Materials Research Letters*, vol. 9, no. 8, pp. 343–349 (2021).

[3] H. Pazniak et al., *ACS Appl. Nano Mater.*, vol. 4, no. 12, pp. 13761–13770 (2021).

[4] С. А. Лященко, Т. А. Андриющенко. Система PLD-синтеза тонких плёнок МАХ-фаз (MAX PLD): свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2022612585, Россия (2022).

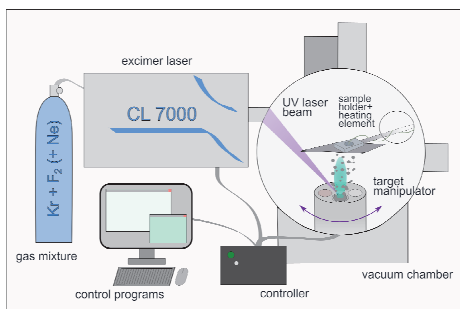


Рис. 1. Схематическое изображение автоматизированной системы PLD-синтеза (пропорции изменены для наглядности)



## ОРТОРОМБИЧЕСКИЙ АРСЕНИД МАРГАНЦА И ЕГО МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА

**Арсланов Т. Р.<sup>1\*</sup>, Ханов Л. Н.<sup>1</sup>, Ашуров Г. Г.<sup>1</sup>, Риль А. И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: arslanovt@gmail.com

## ORTHORHOMBIC MANGANESE ARSENIDE AND ITS MAGNETIC PHASE DIAGRAM

**Arslanov T. R.<sup>1\*</sup>, Khanov L. N.<sup>1</sup>, Ashurov G. G.<sup>1</sup>, Ril A. I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Amirkhanov Institute of Physics DFRC RAS, Makhachkala, Russian Federation

<sup>2</sup>Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: arslanovt@gmail.com

Актуальная магнитная фазовая диаграмма арсенида марганца в координатах температура–давление подробно изучена в работах [1; 2]. Из основных выводов этих работ следует, что ферромагнитная гексагональная  $\alpha$ -MnAs фаза становится не стабильной до давлений 4,6 кбар и орторомбическая  $\beta$ -MnAs фаза преобладает во всем диапазоне температур. Между давлениями 3 и 4,6 кбар и температурах ниже 230 К формируется орторомбическая структура с дальним антиферромагнитным порядком и предположительно сосуществует с ферромагнитным порядком до  $\sim 50$  К. В области комнатной температуры парамагнитная орторомбическая  $\beta$  фаза остаётся стабильной до давлений 20–25 кбар и может перейти в ферромагнитное состояние при более высоких давлениях, как на это указывают данные нейтронной дифракции [3]. Исходя из имеющихся в литературе данных следует, что магнитная фазовая диаграмма MnAs изучена в пределе относительно небольших давлений (до 12 кбар и 30 кбар; 10 кбар  $\approx$  1 ГПа) и определение границ орторомбической ферромагнитной фазы приводит к естественной необходимости расширения диапазона высоких давлений. Исследования арсенида марганца в области более высоких давлений принимают особую значимость в свете недавнего обнаружения сверхпроводящего состояния в MnP при  $T_{SC} \approx 1$  К и  $P \sim 8$  ГПа [4].

По исследованиям изотермической намагниченности и удельного сопротивления при высоком давлении нами подтверждается наличие орторомбической ферромагнитной фазы MnAs высокого давления, стабильной как минимум до 8,5 ГПа. Появление этой фазы наблюдалось при давлении  $\sim 2,3$  ГПа в области комнатных температур с положительным барическим коэффициентом  $dT_C/dP$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00324).*

[1] J. B. Goodenough, J. A. Kafalas. *Phys. Rev.*, vol. 157, p. 389 (1967).

[2] N. Menyuk et al. *Phys. Rev.*, vol. 177, p. 942 (1969).

[3] V. P. Glazkov et al. *Crystallography Reports*, vol. 48, pp. 54–57 (2003).

[4] J.-G. Cheng et al. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, art. 117001 (2015).

**POSTER SESSION**

**PB. SOFT MAGNETIC MATERIALS**

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ОТЖИГ И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

**Некрасов Е. С.<sup>\*</sup>, Скулкина Н. А.<sup>\*</sup>, Еремин Ю. Д., Кузнецов Н. В., Бойко А. Н.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия  
\*e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru; \*ntesla2016@yandex.ru*

## THE LOW-TEMPERATURE ANNEALING AND MAGNETIC CHARACTERISTICS IN AMORPHOUS COBALT BASED ALLOY

**Nekrasov E. S.<sup>\*</sup>, Skulkina N. A.<sup>\*</sup>, Eremin Y. D., Kuznetsov N. V., Boyko A. N.**

*Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation  
\*e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru; ntesla2016@yandex.ru*

Улучшение магнитных свойств быстрозакаленных магнитомягких сплавов в основном достигается в результате ряда релаксационных процессов, скорость протекания которых существенно зависит от температуры [1]. К ним относятся процессы химической и топологической структурной релаксации, протекание которых становится заметным при 50 и 100 °С соответственно [\*]. Большую роль в формировании уровня магнитных свойств играют процессы кристаллизации, которые начинаются с поверхности и оказывают разное влияние на свойства ленты. Процесс кристаллизации свободной поверхности ленты начинается при 200 °С и контролируется ростом имеющихся зародышей, в то время как на контактной поверхности ленты кристаллизация осуществляется за счет зарождения и роста кристаллической фазы при более высокой температуре (порядка 400 °С) [13–17]. Вследствие локального уменьшения объема в местах образования и роста кристаллитов в ленте индуцируются преимущественно плоские растягивающие напряжения, которые в зависимости от знака константы магнитострикции оказывают различное влияние на распределение намагниченности в ленте и ее магнитные характеристики [18]. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния термообработки (ТО) на воздухе при 250 °С на магнитные характеристики ленты аморфного сплава на основе кобальта с целью выявления роли поверхностной кристаллизации в формировании свойств.

Исследования проводили на образцах Co–Fe–Ni–Cr–Mn–Si–B (АМАГ 172 с близкой к нулю отрицательной константой магнитострикции) в форме полос, вырезанных из промышленных лент шириной 20 мм производства НИИМЭТ (Калуга), размерами 110×10×0,022 мм и 30 мм производства МСТАТОР (Боровичи), размерами 110×10×0,017 мм. Кривые намагничивания измеряли индукционно-импульсным методом с погрешностью измерения магнитной индукции и поля, не превышающей 2 %, магнитной проницаемости – 3 %. Распределение намагниченности в ленте: относительные объемы доменов с ортогональной намагниченностью ( $V_{\text{орт}}$ ) и планарной намагниченностью, ориентированной вдоль ( $V_{180}$ ) и поперек оси ленты ( $V_{90}$ ) определяли с помощью авторской методики [2] с относительной погрешностью не более 5 %.

Термообработка при 250 °С с длительностью изотермической выдержки 7 мин образцов производства НИИМЭТ способствует существенному уменьшению  $\mu_{\text{max}}$  вследствие увеличения значений  $V_{\text{орт}}$  и формирования поперечной анизотропии распределения намагниченности в плоскости ленты (табл. 1). Основной причиной этого являются преимущественно плоские растягивающие напряжения, индуцируемые в результате взаимного действия поверхностей ленты с атмосферным паром и кристаллизация ее свободной поверхности.

Таблица 1  
Магнитные характеристики ленты аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B  
в закаленном (ЗК) состоянии и после ТО при 250°С

| Состояние ленты    | $\mu_{\max}$ | $V_{\text{орг}}, \%$ | $\eta = V_{180}/V_{90}$ |
|--------------------|--------------|----------------------|-------------------------|
| НИИМЭТ (Калуга)    |              |                      |                         |
| Обр. 3.1 ЗК        | 149 000      | 8,5                  | 2,73                    |
| Обр. 3.1.ТО        | 25 600       | 42,5                 | 0,43                    |
| Обр. 3.2 ЗК        | 41 500       | 20,3                 | 1,97                    |
| Обр. 3.2.ТО        | 14 600       | 83,5                 | 0,43                    |
| МСТАТОР (Боровичи) |              |                      |                         |
| Обр. 1.1.ТО        | 215 000      | 9,0                  | 3,44                    |
| Обр. 1.2.ТО        | 306 000      | 5,0                  | 2,78                    |
| Обр. 1.3.ТО        | 187 000      | 9,5                  | 2,94                    |

Повышенная концентрация внедренных в поверхность ленты атомов водорода и кислорода при взаимодействии с атмосферным паром в результате направленного упорядочения создает условие для анизотропного роста кристаллов вдоль оси ленты, индуцирующего преимущественное растяжение вдоль этого направления [2; 3]. Псевдоодносные растягивающие напряжения вдоль оси ленты в состоянии с отрицательной константой магнитострикции способствуют переориентации намагниченности в плоскости ленты поперек ее оси, формируя в этом случае состояние с поперечной анизотропией. Качественно аналогичное влияние на магнитные характеристики оказывает такая термообработка и на образцы ленты производства МСТАТОР. В закаленном состоянии процессы намагничивания ленты осуществляются смещением 180° доменных границ, значения  $\mu_{\max}$  для образцов 1.1, 1.2 и 1.3 составляют 450 000, 410 000 и 430 000, а значения объемов доменов с ортогональной намагниченностью 1,5, 2,5 и 3,5 % соответственно. После термообработки в силу тех же причин наблюдается снижение максимальной магнитной проницаемости, повышение объема доменов с ортогональной намагниченностью. Отличие заключается в том, что в связи с

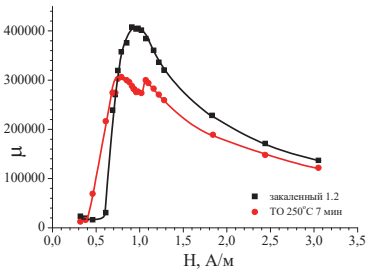


Рис. 1. Полевая зависимость магнитной проницаемости образца 1.2 аморфного сплава Co-Fe-Ni-Cr-Mn-Si-B производства МСТАТОР

большой скоростью охлаждения при производстве тонкой ленты в закаленном состоянии имеет место меньшая концентрация зародышей кристаллитов на ее свободной поверхности, вследствие чего процессы кристаллизации при отжиге развиты более слабо. Появление бимодальной полевой зависимости магнитной проницаемости в образце 1.2 (рис. 1) свидетельствует о формировании на свободной поверхности ленты слоя отличного от ее объема. В лентах обоих производителей такая термообработка не способствует повышению однородности магнитных характеристик по ширине ленты.

[1] Н. А. Скулкина и др. *ФММ*, т. 118, № 12, с. 1248–1256 (2017).  
[2] Н. А. Скулкина и др. *ФММ*, т. 117, № 10, с. 1015–1022.  
[3] Н. А. Скулкина, Е. С. Некрасов. *ФММ*, т. 123, № 8, с. 804–810 (2022).

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ БЫСТРОЗАКАЛЁННОГО СПЛАВА $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_2\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$

**Пинчук К. Е.<sup>\*</sup>, Ткачев В. В., Ильин Н. В., Саповский И. М.,  
Рахматуллаев Т. Р., Крайнова Г. С.**

*Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия*

*\*e-mail: Pinchuk.ke@dyfu.ru*

## PECULIARITIES OF STRUCTURAL RELAXATION PROCESSES IN A RAPIDLY QUENCHED $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_2\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ ALLOY

**Pinchuk K. E.<sup>\*</sup>, Tkachev V. V., Ilin N. V., Sapovskii I. M.,  
Rakhmatullaev T. R., Kraynova G. S.**

*Far Eastern Federal University, Vladivostok, Russian Federation*

*\*e-mail: Pinchuk.ke@dyfu.ru*

Большой интерес к аморфным сплавам на основе переходных металлов, металлическим стеклам, сохраняется и связан как с их необычной структурой (отсутствием внутренних дислокаций, границ зерен и границ фаз) и, в ряде случаев, с их уникальными свойствами (физическими, химическими, механическими), что делает их пригодными для использования в авиакосмической промышленности, информационных технологиях, микроэлектромеханических системах, так и с возможностью получения из аморфных сплавов нанокристаллических материалов. Наиболее широко распространенным способом получения металлических стекол является скоростная закалка расплава на движущуюся подложку со скоростями охлаждения до  $10^9$  К/с, что приводит к образованию аморфной фазы с существенно неравновесной структурой. Из исходного состояния такая система может релаксировать к метастабильной и в итоге к равновесной кристаллической. Для улучшения магнитомягких свойств аморфных сплавов на основе переходных металлов применяются доводочные технологии с использованием низкотемпературного отжига [1].

В данной работе была изучена эволюция структуры быстрозакаленного сплава  $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_2\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , полученного методом одновалковой прокатки, методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК, NETZSCH – 404 F1 Pegasus), определены температуры фазовых переходов. Исследование структуры на атомном уровне проводилось с использованием рентгеноструктурного анализа (КОЛИБРИ, АО «ИЦ «Буревестник»). Исходный рентгеноаморфный образец (рис. 1) был отожжен до  $660^\circ\text{C}$  со скоростью нагрева  $10$  К/мин. По полученной термокривой определена температура начала кристаллизации аморфного сплава  $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_2\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$   $T_{\text{кон}} = 525,6^\circ\text{C}$  и выбраны температуры изотермического отжига  $T_{\text{iso}} - 470, 480, 490, 500^\circ\text{C}$ . Для изотермического отжига при заданной температуре были выбраны образцы массой порядка  $(12-13)$  мг, скорость нагрева составляла  $10$  К/мин. Получено, с увеличением  $T_{\text{iso}}$  время выдержки до кристаллизации при заданной температуре изотермического отжига уменьшалось,  $t_{\text{кон}} \approx < 100, 26, 13, 5$  мин соответственно (рис. 2, а).

Для анализа доли выпадения кристаллической фазы выбрана  $T_{\text{iso}} = 480^\circ\text{C}$ . Подготовленные образцы подверглись изотермическому отжигу при данной  $T_{\text{iso}}$  с выдержкой  $t_{\text{iso}} = 5, 10, 15, 20$  мин и дальнейшим анализом с использованием метода ДСК, скорость нагрева  $20$  К/мин (рис. 2, б).

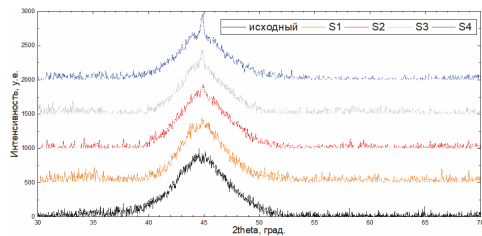


Рис. 1. Рентгенограммы изотермически отожженного Fe<sub>75</sub>Ni<sub>2</sub>B<sub>13</sub>Si<sub>10</sub> с разной выдержкой

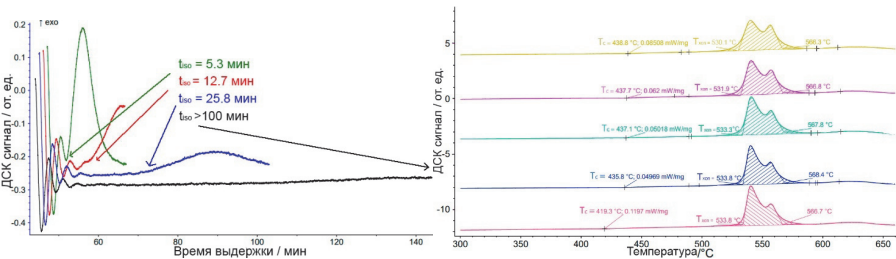


Рис. 2. а) изотермический отжиг (2НСР) при разной температуре отжига;  
б) динамичный отжиг образцов с разной выдержкой изотермического отжига  $t_{iso} = 5, 10, 15, 20$  мин

Показано (табл. 1), при изотермическом отжиге быстрозакалённого сплава Fe<sub>75</sub>Ni<sub>2</sub>B<sub>13</sub>Si<sub>10</sub> температура Кюри  $T_c$  увеличилась на 16,5 °С относительно от исходного образца. С увеличением  $t_{iso}$  наблюдается рост  $T_c$  [2]. Температура начала кристаллизации  $T_{хон}$  уменьшается, что можно связать с разной степенью аморфности образцов после изотермического отжига. Результаты рентгеноструктурного анализа (рис. 1) подтверждают: с увеличением  $t_{iso}$  доля кристаллической фазы увеличивается, о чем свидетельствует появление «кристаллического» пика на аморфном гало [3]. Изменение энтальпии  $\Delta H$  в зависимости от выдержки имеет осциллирующий характер. С этим связано изменение интенсивностей первого ДСК<sub>р1</sub> и второго ДСК<sub>р2</sub> пиков кристаллизации (рис. 2, б): интенсивность первого пика по мере увеличения выдержки уменьшается, а второго увеличивается. Показано, с увеличением выдержки увеличивается интервал кристаллизации  $\Delta T$ , таблица 1.

Таблица 1

Характеристические параметры исходного и изотермически отожженных образцов БЗС

| Образцы  | $t_{iso}$ , мин | $T_c$ , °С | $T_{хон}$ , °С | $T_{хенд}$ , °С | $\Delta H$ , Дж/г | $\Delta T$ , °С | ДСК <sub>р1</sub> , мВт/мг | ДСК <sub>р2</sub> , мВт/мг |
|----------|-----------------|------------|----------------|-----------------|-------------------|-----------------|----------------------------|----------------------------|
| Исходный | —               | 419,3      | 533,8          | 566,7           | 210,1             | 32,9            | 3,99                       | 2,37                       |
| S1       | 5               | 435,8      | 533,8          | 568,4           | 208,9             | 34,6            | 3,83                       | 2,33                       |
| S2       | 10              | 437,1      | 533,3          | 567,8           | 220,7             | 34,5            | 3,76                       | 2,54                       |
| S3       | 15              | 437,7      | 531,9          | 566,8           | 215,1             | 34,9            | 3,44                       | 2,60                       |
| S4       | 20              | 438,8      | 530,1          | 566,3           | 214               | 36,2            | 3,08                       | 2,67                       |

[1] G. E. Abrosimova. *Advances in Physical Sciences*, vol. 181, no. 12, pp. 1265–1281 (2011).  
[2] S. D. Kaloshkin et al. *Physics and chemistry of material processing*, no. 3, pp. 30–33 (2011).  
[3] S. Zhang et al. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 604, pp. 1–8 (2023).

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

Скулкина Н. А.<sup>\*</sup>, Некрасов Е. С.<sup>\*</sup>, Еремин Ю. Д., Кузнецов Н. В.

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru; ntesla2016@yandex.ru*

## INVESTIGATION OF THE MAGNETIC CHARACTERISTICS INHOMOGENEITY IN AMORPHOUS COBALT-BASED ALLOY

Skulkina N. A.<sup>\*</sup>, Nekrasov E. S.<sup>\*</sup>, Eremin Y. D., Kuznetsov N. V.

*Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation*

*\*e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru; ntesla2016@yandex.ru*

В исходном состоянии ленты быстрозакаленных сплавов обладают высоким уровнем неоднородных внутренних напряжений и, вследствие этого, неоднородными магнитными характеристиками по длине, ширине и толщине ленты. Исследование магнитных характеристик в исходном состоянии ленты является важным, поскольку это базовое состояние для формирования уровня магнитных свойств в результате термообработки. Игнорирование этого фактора не позволяет получить состояние с однородными характеристиками после отжига [1].

Ранее проведенные исследования ленты аморфного магнитомягкого сплава на основе кобальта АМАГ-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B) производства НИИМЭТ (Калуга) показали наличие существенной неоднородности магнитных характеристик в закаленном состоянии [1]. По длине ленты наблюдаются противофазные синусоидальные изменения максимальной магнитной проницаемости ( $\mu_{\max}$ ) и объема доменов с ортогональной намагниченностью ( $V_{\text{орт}}$ ), период которых коррелирует с размерами охлаждающего диска стандартных установок по производству ленты. Обнаружена существенная неоднородность магнитных характеристик и по ширине ленты. Бимодальная полевая зависимость магнитной проницаемости в области смещения 180-градусных доменных границ на участках ленты, соответствующих максимальной магнитной проницаемости и минимальным значениям объема доменов с ортогональной намагниченностью, может быть связана с неоднородностью магнитных характеристик по толщине ленты [1].

В настоящей работе представлены результаты сравнительного анализа неоднородности магнитных характеристик в закаленном состоянии лент аморфного магнитомягкого сплава аналогичного состава (АМАГ 172 с околонулевой отрицательной константой магнитострикции) производства НИИМЭТ (Калуга) и МСТАТОР (Боровичи).

Исследования образцы в форме полос, вырезанных из промышленных лент шириной 20 мм производства НИИМЭТ (Калуга), размерами 110x10x0,022 мм и 30 мм производства МСТАТОР (Боровичи), размерами 110x10x0,017 мм. Сформированы серии образцов разрезанием лент на части по ширине. Кривые намагничивания измеряли индукционно-импульсным методом с погрешностью измерения магнитной индукции и поля, не превышающей 2 %, магнитной проницаемости – 3 %. Распределение намагниченности в ленте: относительные объемы доменов с ортогональной намагниченностью ( $V_{\text{орт}}$ ) и планарной намагниченностью, ориентированной вдоль ( $V_{180}$ ) и поперек оси ленты ( $V_{90}$ ) определяли с помощью авторской методики с относительной погрешностью не более 5 % [2].

Таблица 1

Магнитные характеристики ленты аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B производства НИИМЭТ

| Образцы | $\mu_{\max}$ | Hс, А/м | V <sub>орт</sub> , % | $\eta = V_{180}/V_{90}$ |
|---------|--------------|---------|----------------------|-------------------------|
| 2.1     | 60000        | 1,27    | 30,0                 | 1,76                    |
| 2.2     | 177000       | 0,85    | 10,0                 | 2,06                    |

це 2.1 способствует снижению максимальной магнитной проницаемости и повышению коэрцитивной силы. Бимодальная полевая зависимость магнитной проницаемости свидетельствует о неоднородности этого участка ленты по толщине.

Лента аналогичного состава производства МСТАТОР (Боровичи) в закаленном состоянии обладает более высокими значениями максимальной магнитной проницаемости и лучшей однородностью по ширине ленты. Для крайних образцов 1.1 и 1.3

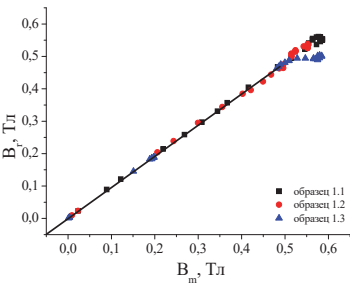


Рис. 1. Зависимости остаточной индукции от максимальной образцов 1.1, 1.2 и 1.3 аморфного сплава Co-Fe-Ni-Cr-Mn-Si-B производства МСТАТОР

случае также наблюдается бимодальный вид полевой зависимости магнитной проницаемости для образца 1. 3.

Исследования показали, что наиболее вероятной причиной высокой неоднородности магнитных свойств может являться неоднородность внутренних напряжений, обусловленная различной скоростью теплоотвода при изготовлении ленты. Бимодальная полевая зависимость магнитной проницаемости, наблюдаемая на одной стороне ленты, может быть связана с неоднородными преимущественно плоскими растягивающими напряжениями, индуцируемыми повышенной концентрацией внедренных в эту часть поверхности ленты атомов водорода и кислорода в процессе ее изготовления.

Представленные в табл. 1 значения магнитных характеристик серии образцов производства НИИМЭТ (Калуга) демонстрируют наличие существенной неоднородности магнитных характеристик по ширине ленты. Более сильная стабилизация границ доменов с планарной намагниченностью доменами с ортогональной намагниченностью в образце

значения  $\mu_{\max}$  составляют 450 000 и 430 000, для образца 1.2, соответствующего среднему участку ленты 410 000. Обращает внимание линейный характер зависимости остаточной индукции от максимальной, измеренной по частным петлям гистерезиса, практически во всем интервале индукций, что соответствует процессам перемagnetничивания, которые осуществляются смещением 180-градусных доменных границ. Анализ горизонтальных участков показывает, что относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью увеличивается по ширине ленты от одного края до другого от 1,5 до 3,5 %. В этом

[1] Н. А. Скулкина и др. *ФММ*, т. 122, № 11, с. 1135–1141 (2021).  
[2] Н. А. Скулкина и др. *ФММ*, т. 118, № 12, с. 1248–1256 (2017).



## ПРОГНОЗ СОСТАВА И УСЛОВИЙ ОБРАБОТКИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ТИПА FINEMET FE-SI-B-NB-CU ДЛЯ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НА ОСНОВЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

**Степанова К. А.<sup>\*</sup>, Катаев В. А.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*e-mail: ksenia.stepanova@urfu.ru*

## PREDICTIONS OF THE COMPOSITION AND TREATMENT OF NANOCRYSTALLINE FINEMET-TYPE ALLOYS FE-SI-B-NB-CU TO IMPROVE MAGNETIC PROPERTIES USING MACHINE LEARNING

**Stepanova K. A.<sup>\*</sup>, Kataev V. A.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

*\*e-mail: ksenia.stepanova@urfu.ru*

Классический сплав FINEMET и его магнитные характеристики впервые были изучены Yoshizawa Y. в 1988 г. [1]. Свойства этого сплава значительно превосходили свойства существующих магнитных материалов, благодаря нанокристаллической структуре. Совершенствование свойств сплавов типа FINEMET приведет к расширению их функционала и области применения. Однако улучшение свойств материалов происходит методом проб и ошибок, что требует большого количества ресурсов для проведения всесторонних исследований. Систематизация результатов исследований и применение машинного обучения позволит изменить устоявшийся подход к модификации магнитных свойств данного сплава.

Машинное обучение использует данные для формирования неизвестной функции зависимости между этими данными, а затем экстраполирует рассчитанную функцию, позволяя делать прогноз для принятия решений.

Таким образом, цель нашей работы – получить состав и условия обработки перспективных образцов для дальнейшего изготовления.

База данных для модели Fe-Si-B-Nb-Cu содержит экспериментальные данные о 563 образцах. Магнитные свойства: коэффициент магнитострикции, индукция насыщения, коэрцитивная сила, температура Кюри, магнитная проницаемость, размер зерна, потери на перемагничивание, электрическое сопротивление – являются целевыми характеристиками, которые зависят от признаков: состава и условий обработки образцов. Область признаков и количество данных представлены на рис. 1. Данные были разделены на обучающую и тестовую выборки в соотношении 80/20 %, соответственно, для контроля качества прогноза модели.

Для создания модели машинного обучения был использован алгоритм класса искусственных нейронных сетей – Multilayer Perceptron (MLP) из Python библиотеки Scikit-learn. Параметры алгоритма были оптимизированы с помощью библиотеки Optuna. Оптимизация производилась для достижения наибольшего значения  $R^2$  на обучающей выборке. Для устранения переобучения была использована кросс-валидация.

Коэффициент детерминации  $R^2$  был использован для сравнения работы алгоритма по прогнозу магнитных свойств между собой, тогда как среднеквадратичная ошибка прогноза  $RMSE$  была выбрана для оценки каждого отдельного прогноза. Полученные оценки прогноза магнитных свойств представлены на рис. 2.

|         |    |                        |    |           |    |                  |           |    |    |                    |    |    |           |          |    |    |    |    |    |
|---------|----|------------------------|----|-----------|----|------------------|-----------|----|----|--------------------|----|----|-----------|----------|----|----|----|----|----|
| group 1 |    |                        |    |           |    |                  |           |    |    |                    |    |    |           |          |    | 18 |    |    |    |
| H       | 2  | Температура отжига (K) |    |           |    | Время отжига (с) |           |    |    | Толщина ленты (нм) |    |    |           | 13       | 14 | 15 | 16 | 17 | He |
| Li      | Be | 526                    |    |           |    | 526              |           |    |    | 473                |    |    |           | B<br>562 | C  | N  | O  | F  | Ne |
| Na      | Mg | 3                      | 4  | 5         | 6  | 7                | 8         | 9  | 10 | 11                 | 12 | Al | Si<br>481 | P        | S  | Cl | Ar |    |    |
| K       | Ca | Sc                     | Ti | V         | Cr | Mn               | Fe<br>963 | Co | Ni | Cu<br>469          | Zn | Ga | Ge        | As       | Se | Br | Kr |    |    |
| Rb      | Sr | Y                      | Zr | Nb<br>477 | Mo | Tc               | Ru        | Rh | Pd | Ag                 | Cd | In | Sn        | Sb       | Te | I  | Xe |    |    |
| Cs      | Ba |                        | Hf | Ta        | W  | Re               | Os        | Ir | Pt | Au                 | Hg | Tl | Pb        | Bi       | Po | At | Rn |    |    |

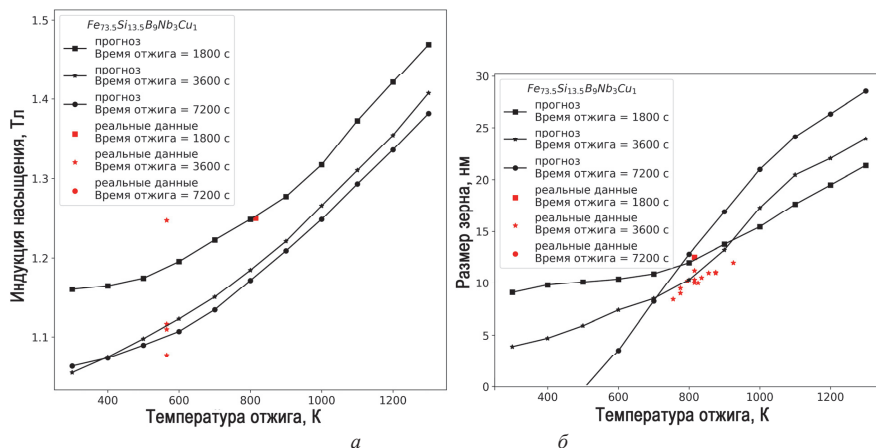


Рис. 3. Зависимость целевых характеристик сплава  $Fe_{73.5}Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$  от температуры отжига: а – индукции насыщения; б – размера зерна

После рассмотрения зависимостей и сопоставления их с реальными данными были сделаны выводы о возможности использования разработанной модели в качестве рекомендательной системы, а также был получен диапазон содержания Си, который положительно влияет на индукцию насыщения.

Авторы выражают свою благодарность авторам [3] за открытый доступ к базе данных.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi. *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 10, pp. 6044–6046 (1988).

[2] R. S. Turtelli et al. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 2, pp. 508–512 (2000).

[3] Y. Wang et al. *Acta Materialia*, vol. 194, pp. 144–155 (2020).

## ACID ETCHING EFFECTS ON THERMAL STABILITY AND MORPHOLOGY IN CR-DOPED IRON-BASED AMORPHOUS RIBBONS

**Golygin E. A.<sup>1</sup>, Chen Y. S.<sup>2</sup>, Lin J. G.<sup>2</sup>, Gavriluk A. A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

<sup>2</sup>*National Taiwan University, Taipei, Taiwan*

\*e-mail: egolygin2011@gmail.com

## ВЛИЯНИЕ КИСЛОТНОГО ТРАВЛЕНИЯ НА ТЕРМИЧЕСКУЮ СТАБИЛЬНОСТЬ И СТРУКТУРУ АМОРФНЫХ ЛЕНТ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ

**Голыгин Е. А.<sup>1\*</sup>, Y. S. Chen<sup>2</sup>, J. G. Lin<sup>2</sup>, Гаврилюк А. А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

<sup>2</sup>*Национальный Тайваньский университет, Тайпей, Тайвань*

\*e-mail: egolygin2011@gmail.com

We study the thermal stability and of  $\Delta E$ -effect and field sensitivity on the Fe67Co10Cr3Si5B15 (FCCSB) ribbons and structure (SEM) with different acid-etching time from 0 to 180 min. The testing temperature (T) range for  $\Delta E$ -effect study is from 30 to 240 °C.

Amorphous iron based metal alloys are promising materials for modern industry since they have a number of unique magnetic and magnetoelastic properties together with excellent strength characteristics. Such materials have been characterized with high magnetostriction, high magnetic permeability, low coercive force, and significant fatigue strength [1]. The combination of these properties allows the amorphous metal alloys to act as sensing elements in various devices to detect magnetic field and deformation. Since the industrial operation requires the devices to against aggressive environments, the study of the magnetic and magnetostriction properties of amorphous metal alloys and their stability in highly corrosive media (usually acid or alkali environment [2; 3]) is particularly important.

The as-made samples of Fe67Co10Cr3Si5B15 (FCCSB) ribbons were obtained by rapid quenching from a melting state and cut out from the original wide strip along the rolling axis in the form of narrow strips with a width of  $\sim 10^{-3}$  m. The thickness of the samples was around  $3 \cdot 10^{-5}$  m, and the length was 0.05 m. The choice of this specific composition is because of its high magnetization and high magnetoelastic ( $M_S = 1.3$  to  $1.8 \cdot 10^6$  A/m,  $\lambda_S = 20$  to  $35 \cdot 10^{-6}$ ). The adding of 3 % Cr is for the resistance of anti-corrosion. Two post-treatment parameters are the duration of acid-etching (t) and the post annealing temperature (Ta). The concentration of hydrochloric acid (HCl) is 0.20 N. The samples were first acid etched, and then post annealed in vacuum at different annealing temperature (Ta) of 370, 390 and 410 °C for 20 minute. An in-plane magnetic field of 2000 Oe was applied during the thermal annealing along the direction transversal to the axis of ribbon. The morphologies of samples are investigated with Scanning Electron Microscopy (SEM; JEOL 6700).

The surface of the samples without any pretreatment is highly inhomogeneous. The surface is complex in terms of relief, obviously rich in various defects.

The surface becomes more uniform, some white dots appear after etching for 60 min (Fig. 2). It is possible that the white dots are cobalt crystallites. Since when treated with acid, cobalt is the most inactive metal among all the metals of composition. So Chromium, followed by Fe, leaves the surface first, Cobalt remains. The vacuum treatment itself leads to the formation of a relatively uniform surface, good in shape and even grains of crystallization, with a relatively uniform density.

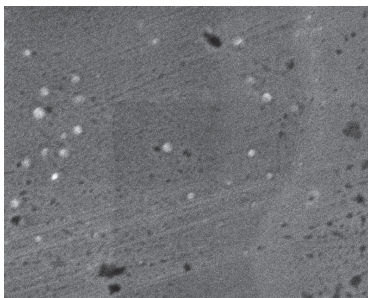


Fig. 1. The SEM image for RAW (no any treatment) FCCSB sample

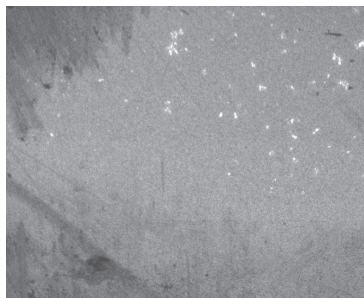


Fig. 2. The SEM image for FCCSB sample, after 60 min of HCl etching

*This work is financially supported by the NIR 091-20-116, Goszadanie of Russian Federation (Project No. 3.1941.2017/Pch); and part by the Ministry of Science and Technology and National Taiwan University in Taiwan under the projects of MOST 108-2112-M-002-022 and NTU-109L900803 respectively.*

- [1] C. Suryanarayana, A. Inoue. *International Materials Reviews*, vol. 58, no. 3, pp. 131–166 (2013).
- [2] W. Dandana et al. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 456, pp. 138–142 (2017).
- [3] N. A. Skulkina et al. *Phys. Met. Metall.*, vol. 111, no. 5, pp. 458–463 (2011).

## TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC CHARACTERISTICS OF AMORPHOUS WIRES BASED ON TRANSITION METALS

**Lyu-yu N. A.<sup>\*</sup>, Zubritskii S. M., Zhilina N. O., Morozova N. V., Gavriluk A. A.**

*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

*\*e-mail: ryu888@yandex.ru*

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АМОРФНЫХ ПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

**Лю-ю Н. А.<sup>\*</sup>, Зубрицкий С. М., Жилина Н. О., Морозова Н. В., Гаврилюк А. А.**

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

*\*e-mail: ryu888@yandex.ru*

The question of the behavior of substances during phase transitions remains very important and relevant for modern physics, especially when a certain type of ordering occurs (for example, the alignment of magnetic moments) [1–4].

Magnetic phase transitions are of interest to theorists investigating the mechanisms of magnetic ordering formation, patterns of system behavior in the critical region of phase transition. They are also of interest from the practical side, since in the transition area there is a controlled change in magnetization, electrical resistance, heat capacity, volume and other parameters.

During the experiment, the influence of the heating temperature on the dynamic magnetic parameters of amorphous wires based on transition metals was studied. Amorphous wires of the compositions  $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ ,  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ ,  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  and  $\text{Co}_{68.15}\text{Fe}_{4.35}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  were selected as objects of research. The length of the samples was 0.05 meters, and the diameter was 115–180 micrometers. Dynamic characteristics were measured by induction method. The samples were heated by specialized equipment. The paper revealed general patterns of changes in dynamic magnetic characteristics, such as coercive force, residual induction, differential magnetic permeability and the density of losses for remagnetization under the influence of temperature. In addition, temperature dependences of magnetization, coercive force, and the radius of the stable domain were obtained. Their behavior in the critical region and in the region of the spin-wave approximation is analyzed. The radius of the stable domain was calculated, the shape of which consists of two cone-shaped domain tops and a cylindrical part between them, and the influence of various values of the external magnetic field on the stability of the domains was studied. Based on the conducted research, it can be concluded that the temperature dependence of magnetization in the spin-wave region is well described by Bloch's law with amendments, which indicates that the main contribution to the change in magnetization with temperature changes is provided by excitations of spin waves. In the critical region, the behavior of magnetization is described fairly accurately by the law of critical indices. The calculated values of magnetic parameters, such as spin-wave stiffness and exchange stiffness constant, agree in order of magnitude with the results obtained in the works of other authors. The radius of the stable domain (Fig. 1) weakly depends on the temperature in the spin-wave region and sharply tends to zero when approaching Curie temperature. The influence of an external magnetic field leads to a violation of the stability of the domains, this is due to the fact that the external magnetic field leads to a change in the magnitude of the coercive force of the sample under study, and this contributes to the transition to a paramagnetic state.

The results obtained in this work can be used in the development and construction of devices of modern electronics, high-tech and precision sensors, in which magnetostrictive amorphous wires of the studied compositions are used as sensitive elements.

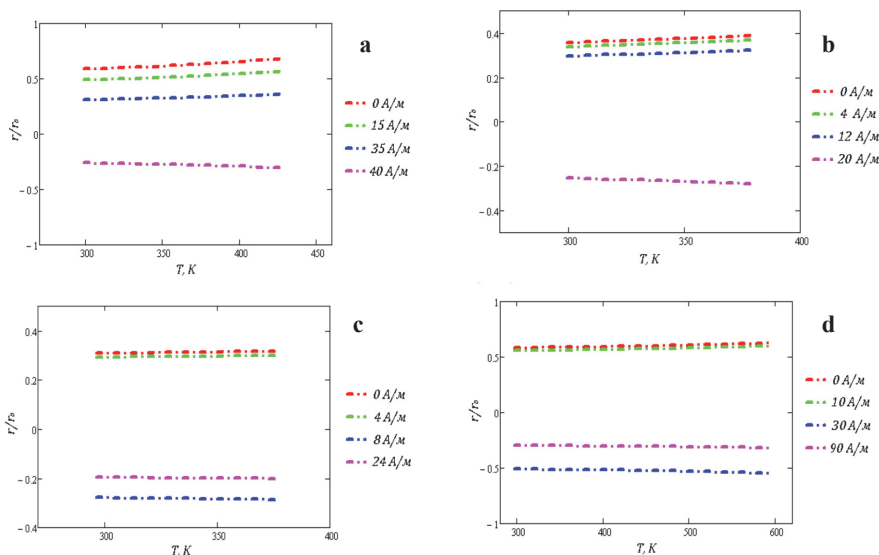


Fig. 1 Dependences of the adduced radius of the domain ( $r$ ) on temperature ( $T$ ) at different values of the external magnetic field ( $H$ ) of the alloys; *a* –  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ , *b* –  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ , *c* –  $\text{Co}_{68.15}\text{Fe}_{4.35}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ , *d* –  $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$

*This work was carried out with the financial support of Irkutsk State University within the framework of a grant competition to support research works of postgraduate students and young employees of ISU (091-23-305).*

- [1] Н. В. Турик. Динамические магнитные и упругие свойства аморфных металлических проволок состава  $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$  и лент состава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$ . Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук, 28 с. (2009).
- [2] M. Vazquez et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 130, pp. 907–912 (1994).
- [3] M. Vazquez et al. *JMMM*, vol. 164, pp. 319–326 (1996).
- [4] H. Garcia-Miquel, D.-X. Chen, M. Vazquez. *JMMM*, vol. 212, pp. 101–106 (2000).

## EFFECT OF ELASTIC TENSILE STRESSES ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF METALLIC AMORPHOUS COBALT-BASED RIBBONS TREATED WITH DIRECT CURRENT

**Lyu-yu N. A.<sup>\*</sup>, Golygin E. A., Morozova N. V., Gavriluk A. A.**

*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

<sup>\*</sup>*e-mail: ryu888@yandex.ru*

## ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ АМОРФНЫХ ЛЕНТ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА ПРОШЕДШИХ ОБРАБОТКУ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

**Лю-ю Н. А.<sup>\*</sup>, Голыгин Е. А., Морозова Н. В., Гаврилюк А. А.**

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

<sup>\*</sup>*e-mail: ryu888@yandex.ru*

Currently, obtaining of magnetic materials with predetermined properties for use in various fields of modern electronics is very important and relevant. Amorphous cobalt-based alloys are quite promising, which in turn have excellent magnetic parameters, such as high initial permeability, low coercive force, as well as the effect of giant magnetoimpedance. These advantages make it possible to use these alloys to create highly sensitive thermal sensors, as well as bio-sensors based on the giant magnetoimpedance effect[1-2].

During the experiment, the influence of elastic tensile stresses on the dynamic magnetic characteristics of amorphous ribbons based on cobalt that have undergone preliminary treatment with electric current of various densities was studied. Amorphous ribbons of the composition  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$  were selected as objects of research. The choice of this alloy for research is due to its high magnetic parameters, such as low coercive force and high differential magnetic permeability. The length of the samples was 0.07 m and the thickness was 25  $\mu\text{m}$ . The samples were annealed by direct electric current in the air for 2 minutes. The treatment current density  $J$  was 0–48  $\text{A}/\text{m}^2$ . Also, elastic tensile stresses  $\sigma$  0–98.1 MPa were applied to the samples. Direct current treatment was carried out to relieve internal quenching stresses, as well as for the intended guidance of circular magnetic anisotropy. Magnetic characteristics were measured by induction method.

In the course of the study, general patterns of changes in dynamic magnetic characteristics were revealed, such as coercive force, residual induction, differential magnetic permeability and the density of remagnetization losses under the action of elastic tensile stresses of samples that have been pretreated with a direct electric current of various densities. It was found that annealing with a direct electric current with a density of 32–36  $\text{A}/\text{m}^2$  (Fig. 1,  $a - c$ ) can lead to a change in the sign of the saturation magnetostriction constant  $\lambda_s$ . This phenomenon may be the result of sufficient heating of the samples for structural relaxation processes to occur during annealing [3; 4]. However, at higher values of the current density, a significant deterioration of the magnetic parameters occurs, which is most likely due to the crystallization processes that have begun in the samples (Fig. 1,  $d$ ). It is also worth noting that samples with a processing current density of 32–36  $\text{A}/\text{m}^2$  (Fig. 2) have an increase in differential magnetic permeability with an increase in the degree of elastic tensile stresses. As mentioned earlier, this may be the result of a change in the sign of the saturation magnetostriction constant, as well as an increase in the longitudinal magnetostriction of the samples. Probably, the chosen type of processing can increase the sensitivity of the magnetic parameters to elastic deformation, namely to longitudinal, which in turn can expand the scope of application of the alloy under study.



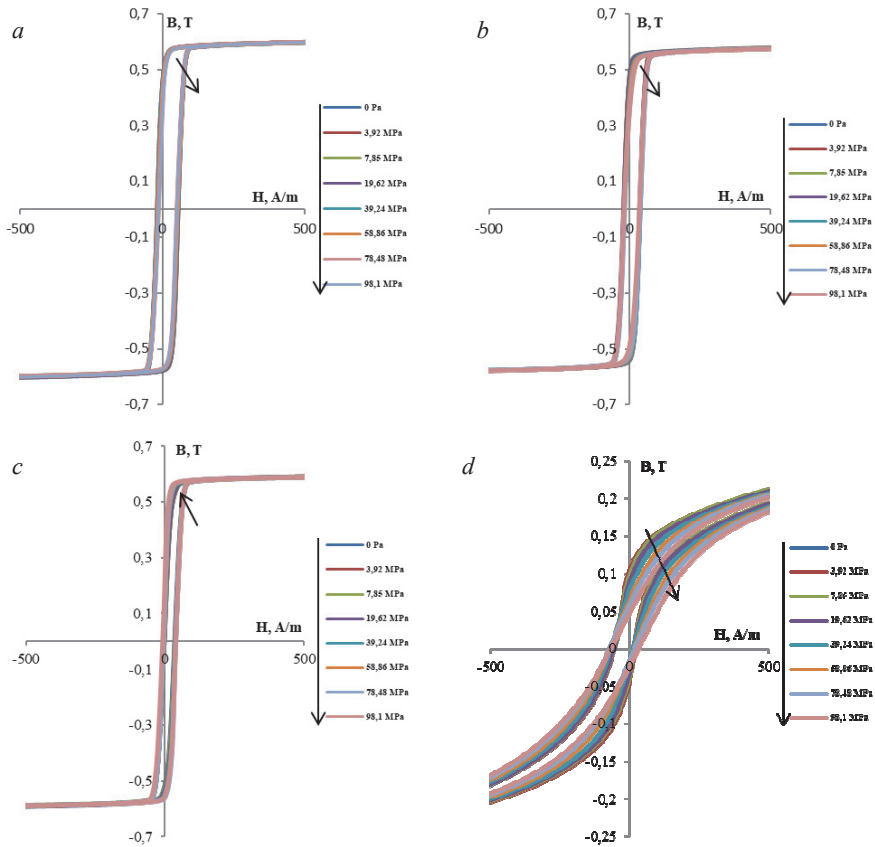


Fig. 1. Dependence of hysteresis loops on elastic tensile stresses ( $\sigma$ ) for samples treated with direct electric current:  $a - 0$  A/m<sup>2</sup>,  $b - 16$  MA/m<sup>2</sup>,  $c - 32$  MA/m<sup>2</sup>,  $d - 48$  MA/m<sup>2</sup>.

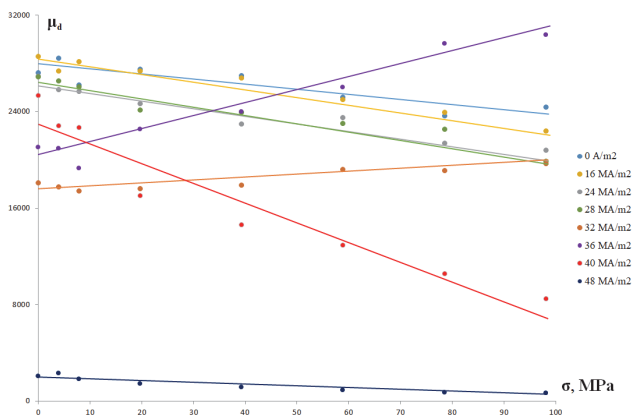


Fig. 2. Dependence of differential magnetic permeability ( $\mu_d$ ) on elastic tensile stresses ( $\sigma$ ) for samples treated with direct electric current

*This work was carried out with the financial support of Irkutsk State University within the framework of a grant competition to support research works of postgraduate students and young employees of ISU (091-23-305).*

- [1] A. В. Семиров и др. *Изв. вузов. Физика*, т. 55, № 9, с. 3–7 (2012).
- [2] G. V. Kurlyandskaya et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, art. 3053 (2001).
- [3] A. Siemko, H. K. Lachowicz. *IEEE Transactions on magnetics*, vol. 24, no. 2 (1988).
- [4] R. C. O'Handley. *Physical Review B*, vol. 18, no. 2 (1978).

## ГРАНИЧНЫЕ СЛОИ ЖИДКОСТЕЙ И СПИНОВЫХ СТЕКОЛ В ТЕОРИИ ХАОТИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Аграфонов Ю. В. \*, Петрушин И. С.

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

*\*e-mail: agrafonov@physdep.isu.ru*

## BOUNDARY LAYERS OF LIQUIDS AND SPIN GLASSES IN THE THEORY OF RANDOM FIRST ORDER TRANSITION

Yu. V. Agrafonov\*, I. S. Petrushin

*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

*\*e-mail: agrafonov@physdep.isu.ru*

Микроскопическая теория жидкостей и поверхностных явлений в них базируется на методе нелинейных интегральных уравнений для одночастичной и двухчастичной функций распределения: уравнения Орнштейна – Цернике. Результаты решения этих уравнений для различных молекулярных жидкостей и возможности их обобщения на аморфное состояние вещества приведен в классическом обзоре [1].

Отметим, что в методе интегральных уравнений стеклообразное состояние реализуется при соответствующем повышении плотности или понижении температуры метастабильной системы. Переход в стеклообразное состояние в значительной мере обусловлен кинетическими явлениями, зависящими от скорости теплоотвода и времени структурной перестройки. Поэтому оставался открытым вопрос о том, как исходные представления, характерные для термодинамически равновесных состояний, применимы для описания метастабильных состояний. Прогресс был достигнут в работе Мезарда и Паризи [2] и последующих публикациях [3; 4], в которых была сформулирована теория реплик «хаотического перехода первого порядка» (random first order phase transition – RFOT) на основе модернизированного метода частичных функций распределения статистической физики. За разработку теории RFOT Джорджи Паризи получил Нобелевскую премию по физике 2021 г. Реплики – это одинаковые копии подсистем; как и в термодинамически равновесных системах, внутри каждой из них межмолекулярное взаимодействие задается одинаковым образом. Однако между репликами теперь осуществляется взаимодействие. Параметры этого взаимодействия подбираются таким образом, чтобы средние расстояния между частицами в метастабильном состоянии были меньше среднего расстояния между частицами в жидкости. В результате удается описать стеклование переохлажденных молекулярных жидкостей.

В то же время описание стеклования граничных слоев молекулярных жидкостей на основе теории RFOT остается актуальной задачей. В нашей работе [5] было показано каким образом нелинейное интегральное уравнение для одночастичной функции распределения граничных слоёв жидкостей можно записать в форме линейного интегрального уравнения Фредгольма второго рода (модифицированное синглетное уравнение). Рассмотренный алгоритм позволяет вычислять структурные параметры граничных слоёв диэлектрических и спиновых стекол.

[1] Г. Н. Саркисов. *УФН*, т. 172, № 6, с. 647–669 (2002).

[2] M. Mézard, G. Parisi. *J. of Phys.: Condens. Matter.*, vol. 11, A157–A165 (1999)

[3] G. Parisi, P. Urbani, F. Zamponi. *Theory of simple glasses*, Cambridge University Press, 323 p. (2020). DOI: 10.1017/9781108120494

[4] I. Paga et al. *Phys. Rev. B*, vol. 107, 214436 (2023)

[5] Yu. Agrafonov, I. Petrushin. *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1847, 012035 (2021). DOI:10.1088/1742-6596/1/012035

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ SN/CO ПРИ ВАКУУМНОМ ОТЖИГЕ

Мацынин А. А.<sup>1,2</sup>, Комогорцев С. В.<sup>1</sup>, Быкова Л. Е.<sup>1</sup>, Еремин Л. А.<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Российская Федерация

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий им. академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

\*e-mail: leonidereminw@gmail.com

## STUDY OF PHASE TRANSFORMATIONS IN THIN-FILM SN/CO STRUCTURES UNDER VACUUM ANNEALING

Matsynin A. A.<sup>1,2</sup>, Komogortsev S. V.<sup>1</sup>, Bykova L. E., Eremin L. A.<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: leonidereminw@gmail.com

В связи с развитием электронных устройств возникла потребность в новых, высокоэффективных материалах для электродов в литий-ионных батареях, в электрохимических системах хранения энергии интерметаллических соединений на основе Co, Ni и Sn [1]. Co и Co-сплавы с оловом рассматриваются и исследуются на предмет их применимости в качестве бессвинцовых припоев и материалов для металлизации при использовании во многих электронных устройствах [2]. Более того сплавы Co-Sn представляют интерес, как материалы для покрытий разного рода, обладающие высокой адгезионной способностью, устойчивостью к коррозии и износу, а также решающие проблему токсичности Cr [3].

В работе исследовались тонкопленочные образцы Sn/Co, изготовленные на подложках из стекла, ситалла и MgO, методом термического испарения в вакууме. Образцы отжигались в вакууме порядка  $10^{-6}$  Торр с шагом в 100 °С, время отжига 1 ч, в диапазоне температур от комнатной до 1000 °С. На каждом шаге отжига проводился рентгеноструктурный анализ состава образцов, а также исследование изменения константы анизотропии и намагниченности образцов. Также для образцов, изготовленных на подложках из ситалла была снята и исследована зависимость сопротивления от температуры.

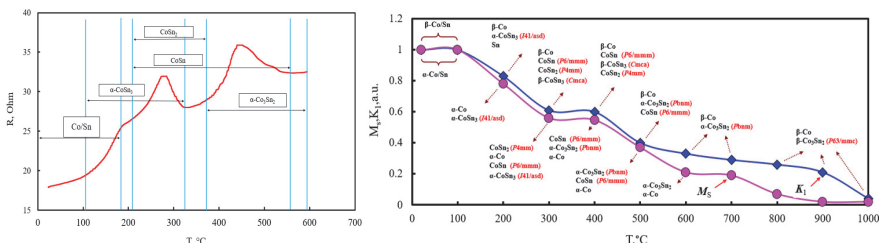
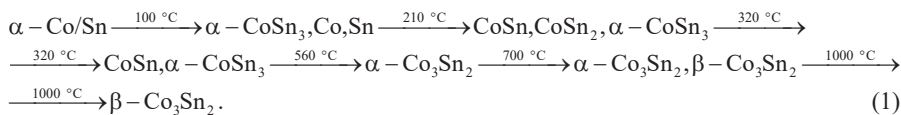


Рис. 3. А – Зависимость электрического сопротивления образца от температуры;  
В – изменение первой константы анизотропии и намагниченности насыщения  
от температуры отжига

Исходя из результатов эксперимента были определены фазовая последовательность и критические температуры в тонкопленочной системе Sn/Co:



Температура инициирования реакции составила  $T_i = 110\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Намагниченность насыщения и первой константа перпендикулярной магнитной анизотропии уменьшаются с увеличением температуры отжига, что связано с уменьшением доли свободного кобальта в системе.

[1] G. P. Vassilev et al. *Intermetallics*, vol. 15, pp. 1156–1162 (2007).

[2] L. Magagnin et al. *Electrochim. Acta*, vol. 50, pp. 4621–4625 (2005)

[3] S. K. Cho et al. *Mater. Sci. Forum*, vol. 439, pp. 57–61 (2003).

## ГИПЕРВАЛЕНТНАЯ КООРДИНАЦИОННАЯ СВЯЗЬ F–Si ← O

**Зельбст Э. А.**

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*  
e-mail: zelbst@rambler.ru

Установленная нами методом РСА кристаллическая структура молекул трифторсиланов, содержащих атом кремния в нестандартном пентакоординированном состоянии, зарегистрирована в Кембридском банке структурных данных (CCDC) (табл.). Гипервалентная связь в них – это четырех-электронная трех-центровая F-Si-O связь, которая не облегчена объемными факторами.

Таблица

Кристаллографические параметры (органил)трифторсиланов

| №    | Формула                    | O–Si, Å   | Упаковка | Refcod CCDC |
|------|----------------------------|-----------|----------|-------------|
| I    | $C_6H_5CH=CHCOOCH_2SiF_3$  | 1,954(1)  | слои     | WITLEQ      |
| II   | $4-BrC_6H_4COOCH_2SiF_3$   | 1,996(8)  | цепи     | BOMFSi01    |
| III  | $C_6H_5COOCH_2SiF_3$       | 2,008(8)  | слои     | DISLAS      |
| IV   | $4-FC_6H_4COOCH_2SiF_3$    | 2,0299(6) | каркас   | BABZAF      |
| V    | $4-ClC_6H_4COOCH_2SiF_3$   | 2,090(1)  | каркас   | BABZEJ      |
| VI   | $C_6H_5COSCH_2SiF_3$       | 1,997(5)  | лесенка  | KEZROW      |
| VII  | $C_6H_5CON(CH_3)CH_2SiF_3$ | 1,915(5)  | цепи     | VILJUV      |
| VIII | $C_6H_5COOCH_2SiF_2CH_3$   | 2,217(3)  | слои     | FITJOH      |
| IX   | $C_6H_4C(O)NC(O)CH_2SiF_3$ | 2,654(6)  | стопки   | AZAVAY      |
| X    | $H_3C_5(O)NOCH_2SiF_3$     | 1,977(2)  | стопки   | MIRDEX      |
| XI   | $CH_2CH_2C(O)NCOCH_2SiF_3$ | 2,095(3)  | цепи     | NAYDOH      |
| XII  | $MeOCN(Me)CH_2OSiF_3$      | 1,940(5)  | каркас   | TAKKUM      |
| XIII | $N(Me)C(Me)CH_2OSiF_2Me$   | 1,973(4)  | каркас   | YEBCAJ      |
| XIV  | $MeSCH_2OCH_2SiF_3$        | 1,917(5)  | цепи     | FIVNON      |

По значениям реф-кодов, приведенных в таблице, можно найти все параметры этих молекул, воспользовавшись комплексом программ CCDC из Кембридского банка структурных данных.

Зная структуру кристалла, мы можем понять и предсказать его свойства. Структурные особенности соединений кремния побудили изучить их биологическую активность и слоистый мотив упаковки. Сейчас это особенно актуально, так как организм человека буквально пронизывает электромагнитное излучение.

Характер изменения длин связи Si ← O линейный. Он зависит от состава и степени копланарности частей молекул.

Важно отметить, что студентам физического факультета кроме навыков педагогической подготовки, полезно знать научно-исследовательскую работу преподавателей и их коллег [1].

[1] Э. А. Зельбст, С. Н. Адамович. *Химическая безопасность*, т. 7, № 1, с 39–47 (2023). DOI: 10.25514/CHS.2023.1.24003.

## ВЧ СПЕКТРЫ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ПОТЕРЬ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК: МЕТАЛ-ДИЭЛЕКТРИК

Ласёк М. П.<sup>1</sup>, Котов Л. Н.<sup>1\*</sup>, Калинин Ю. Е.<sup>2</sup>, Ситников А. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

\*e-mail: kotovln@mail.ru

## HF SPECTRA OF MAGNETIC PERMEABILITY AND LOSSES OF COMPOSITE FILMS: METAL-DIELECTRIC

Lasek M. P.<sup>1</sup>, Kotov L. N.<sup>1\*</sup>, Kalinin Yu. E.<sup>2</sup>, Sitnikov A. V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Syktivkar State University, Syktivkar, Russian Federation

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University, Voronezh, Russian Federation

\*e-mail: kotovln@mail.ru

Перспективными материалами для ВЧ и СВЧ устройств могут стать композитные плёнки, состоящие из магнито-металлических и диэлектрических областей и частиц. Определение областей применения таких композитных плёнок требует подробного исследования, в частности, спектров магнитной проницаемости и тангенса угла потерь композитных плёнок. В настоящей работе поставлена задача выявления составов композитных плёнок с максимальными значениями ВЧ магнитной проницаемости при минимальных значениях потерь в зависимости от типа и концентрации магнито-металлического сплава в плёнках вблизи и выше порога перколяции. Композитные плёнки были получены методом ионно-лучевого напыления. Толщина напылённых плёнок изменялась в интервале 0,8–1,2 мкм. Распределение магнитных полей вблизи поверхности плёнок определялось методом магнито-силовой микроскопии. Для измерения магнитной проницаемости в диапазоне частот 30–300 МГц использовался измеритель добротности Е4-11 с катушкой индуктивности, имеющей сечение вытянутого эллипса. Для композитных плёнок с разными металлическими сплавами Co, CoFeB, CoFeZr, CoTaNb и диэлектриками SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MgO, ZrO были получены спектры магнитной проницаемости и тангенса угла потерь для разных концентраций металлического сплава  $x = 0,45–0,85$ . На основе полученных магнитных спектров и потерь были построены концентрационные зависимости магнитной проницаемости и тангенса угла потерь композитных плёнок с шестью металлическими сплавами и диэлектриками на частотах 50, 100, 150 МГц. Поведение концентрационных зависимостей магнитной проницаемости и тангенса угла потерь объяснено на основе полученных изображений магнитного фазового контраста композитных плёнок с разными концентрациями  $x$ . В области концентраций, близких к порогу перколяции, наблюдаются максимальные значения ВЧ магнитной проницаемости. Тангенс угла потерь для плёнок разных серий либо остаётся постоянным, либо растет с увеличением частоты. Были выявлены составы плёнок (CoFeB+SiO<sub>2</sub>), которые имели наибольшие значения магнитной проницаемости и обладали наименьшими потерями на ВЧ частотах.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) (проект № 21-72-20048).*

## СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $(\text{Bi-Y})_3(\text{Fe-Ga})_5\text{O}_{12}$ , СИНТЕЗИРОВАННОГО МЕТОДОМ СЖИГАНИЯ ГЕЛЯ

**Тарасенко Т. Н.<sup>1\*</sup>, Зеленов Ф. В.<sup>2</sup>, Ковалев О. Е.<sup>1</sup>, Грибанов И. Ф.<sup>1</sup>,  
Головчан А. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева,  
Красноярск, Россия

\*e-mail: t.n.tarasenko@mail.ru

## STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF $(\text{Bi-Y})_3(\text{Fe-Ga})_5\text{O}_{12}$ SYNTHESIZED BY SOL-GEL METHOD

**Tarasenko T. N.<sup>1\*</sup>, Zelenov F. V.<sup>2</sup>, Kovalev O. E.<sup>1</sup>, Griбанov I. F.<sup>1</sup>,  
Golovchan A. V.<sup>1</sup>**

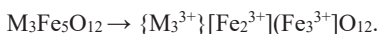
<sup>1</sup>Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering, Donetsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: t.n.tarasenko@mail.ru

Для создания новых магнитных материалов с заданными свойствами применяется хорошо апробированный метод частичного изоморфного замещения ионов в сложных тройных оксидных соединениях. К таким материалам относятся, например, специально легированные висмутом ферриты-гранаты – магнитооптические материалы со свойствами мультиферроиков [1]. Взаимодействие между магнитной и электрической подсистемами реализуется за счет магнитоупругого и пьезоэлектрического взаимодействия, которое обнаружено при исследовании магнитострикции и электрострикции пленок висмут-замещенного неодимового феррита-граната. Обнаружен максимум коэффициентов магнитострикции и электрострикции [2] в окрестности 200 К и смена знака константы магнитострикции в области комнатной температуры.

В структуре феррита-граната  $\text{M}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  существует два типа узлов ионов  $\text{Fe}^{3+}$  – октаэдрические  $[a]$ -узлы и тетраэдрические  $[d]$ -узлы: 16 ионов  $\text{Fe}^{3+}$  формируют  $a$ -подрешетку; 24 иона  $\text{Fe}^{3+}$  –  $d$ -подрешетку. Ионы М (Y и P3) металлов находятся в додекаэдрических  $\{c\}$  позициях, т. е. образуют  $c$ -подрешетку.



Ферриты-гранаты интересны тем, что в них возможны изоморфные замещения М катионов в  $c$ -подрешетке и ионов  $\text{Fe}^{3+}$  как в  $a$ -, так и в  $d$ -подрешетках. Метод частичного изоморфного замещения ионов позволяет: во-первых, выявить роль подрешеток в ферримагнетизме ферритов, если в последних менять число магнитных ионов путем введения в них немагнитных или других магнитных ионов; во-вторых, получить представление о распределении ионов по узлам с различной координацией; в-третьих, наметить пути получения ферритов с заданными свойствами [3].

Большинство ферритов-гранатов в магнитном отношении, включая  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , являются ферримагнетиками. Магнитные моменты  $a$ - и  $d$ -подрешеток направлены противоположно друг другу. Результирующий магнитный момент направлен в сторону  $d$ -подрешетки, содержащей большее число ионов  $\text{Fe}^{3+}$  по сравнению с  $a$ -подрешеткой.

Ионы висмута  $\text{Bi}^{3+}$ , замещая ионы иттрия  $\text{Y}^{3+}$  в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , значительно изменяют параметры додекаэдрического окружения даже при малых замещениях, поскольку ионный радиус  $\text{Bi}^{3+}$  намного больше, чем ионный радиус  $\text{Y}^{3+}$ :  $R(\text{Bi}^{3+}) = 1,03 \text{ \AA}$ ,  $R(\text{Y}^{3+}) = 0,87 \text{ \AA}$ . Дальнейшее повышение содержания  $\text{Bi}^{3+}$  приводит к деформации кристаллической решетки граната, вследствие чего фаза полностью замещенного висму-



том феррита-граната  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  является термодинамически нестабильной, а выводы о получении тонких пленок  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  или  $(\text{Bi-Y})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  делаются по наличию на рентгенодифрактограммах одного, двух или трех рефлексов [4].

Замещение  $\text{Fe}^{3+}$  катионами  $\text{Ga}^{3+}$  с меньшим ионным радиусом может не только компенсировать искажения структуры граната, внесенные ионами  $\text{Bi}^{3+}$ , но и изменить магнитные свойства гранатов  $(\text{Bi-Y})_3(\text{Fe-Ga})_5\text{O}_{12}$ , поскольку  $\text{Ga}^{3+}$  немагнитен. Практически однофазные поликристаллические образцы Bi- и Ga-замещенного феррита-граната иттрия  $(\text{Bi-Y})_3(\text{Fe-Ga})_5\text{O}_{12}$  получены нами модифицированным методом сжигания геля с использованием этиленгликоля [5].

**Цель работы:** исследование структурных и магнитных характеристик полученного методом сжигания геля поликристаллического объемного висмут-иттриевого феррита-граната  $\text{Y}_{1,8}\text{Bi}_{1,2}\text{Fe}_{3,5}\text{Ga}_{1,5}\text{O}_{12}$  с частичным замещением железа галлием, усиление константы магнитострикции висмутового феррита-граната без использования редкоземельных элементов, определение температуры спин-ориентационного перехода за счет замещения ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в тетраэдрических позициях ионами  $\text{Ga}^{3+}$ .

Положение дифракционных рефлексов на рентгенодифрактограммах соответствует кубической структуре граната (рис. 1) [5; 6].

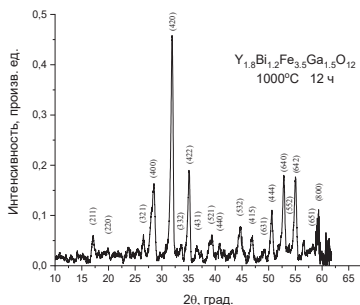


Рис. 1. Рентгенодифрактограмма поликристаллического образца  $\text{Y}_{1,8}\text{Bi}_{1,2}\text{Fe}_{3,5}\text{Ga}_{1,5}\text{O}_{12}$ , (возможно присутствие малой примеси  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ )

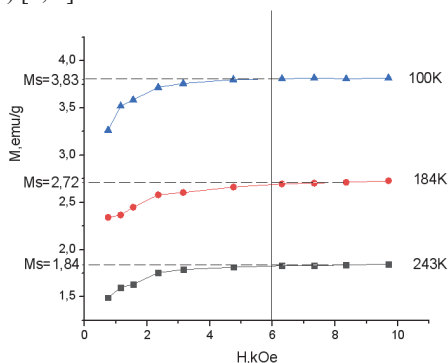


Рис. 2. Полевые зависимости удельной намагниченности поликристаллического образца  $\text{Y}_{1,8}\text{Bi}_{1,2}\text{Fe}_{3,5}\text{Ga}_{1,5}\text{O}_{12}$

Получены зависимости удельной намагниченности  $M(H)$  от магнитного поля  $0 \leq H \leq 10$  кЭ (при  $T = 100$  К, 184 К и 243 К) (рис. 2) и температурные зависимости  $M(T)$  в диапазоне температур  $77 \text{ К} \leq T \leq 400 \text{ К}$  (в поле  $H = 9,7$  кЭ) (Рис. 3) [5], которые свидетельствуют о наличии ферромагнитного упорядочения в  $\text{Y}_{1,8}\text{Bi}_{1,2}\text{Fe}_{3,5}\text{Ga}_{1,5}\text{O}_{12}$ .

Исследована температурная зависимость константы магнитострикции иттрий-висмутового феррита-граната с замещением ионов  $\text{Fe}^{3+}$  на  $\text{Ga}^{3+}$  (рис. 4) [6]. Константа магнитострикции определялась по изменению сопротивления тензодатчика ZFLA-3-11 в магнитном поле  $\lambda = (R(H)-R(0))/R(0) = (L(H)-L(0))/L(0)$ . Измерение сопротивления проводилось при фиксированной температуре в течение 120 с без поля и в магнитном поле  $H = 12,6$  кЭ.

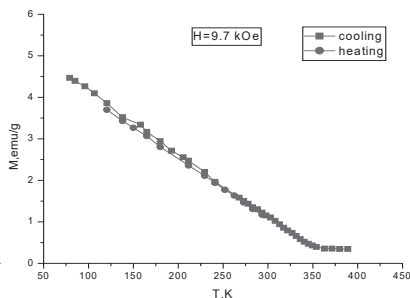


Рис. 3. Зависимости удельной намагниченности поликристаллического  $\text{Y}_{1.8}\text{Bi}_{1.2}\text{Fe}_{3.5}\text{Ga}_{1.5}\text{O}_{12}$  от температуры в поле  $H = 9,7$  кЭ

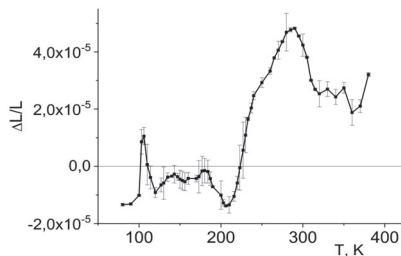


Рис. 4. Относительное изменение линейных размеров образца  $\text{Y}_{1.8}\text{Bi}_{1.2}\text{Fe}_{3.5}\text{Ga}_{1.5}\text{O}_{12}$  в магнитном поле 12 кЭ от температуры

Магнитострикционные константы являются произведением магнитоупругих констант и спиновых корреляционных функций, которые определяют температурную и полевую зависимости магнитострикции. Обнаружено изменение знака константы магнитострикции при 220 К (рис. 4), обусловленное изменением знака магнитоупругих констант, что приводит к изменению знака константы анизотропии. Предполагается, что при этой температуре происходит спин-ориентационный переход [6].

Намагниченность насыщения полученного граната  $\text{Y}_{1.8}\text{Bi}_{1.2}\text{Fe}_{3.5}\text{Ga}_{1.5}\text{O}_{12}$  меньше, чем у  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Это связано как с замещением  $\text{Fe}^{3+}$  немагнитными ионами  $\text{Ga}^{3+}$  в тетраэдрических позициях, так и замещением ионов  $\text{Y}^{3+}$  ионами  $\text{Bi}^{3+}$ , присутствие которых создает локальные искажения кристаллической решетки, меняет геометрию связей Bi-O, и как следствие, вызывает смещение ионов кислорода, через которые осуществляется косвенный обмен между ионами  $\text{Fe}^{3+}$ . Обнаруженная смена знака константы магнитострикции в поле 12 кЭ при нагревании с отрицательного значения на положительное объясняется изменением величин магнитоупругих констант, связанных с деформацией решетки при понижении симметрии кристалла.

- [1] А. П. Пятаков, А. К. Звездин. *УФН*, т. 182, № 6, с. 593–620 (2012).
- [2] S. S. Aplesnin et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 464, pp. 44–49 (2018).
- [3] Л. И. Рабкин, С. А. Соскин, Б. Ш. Эпштейн. *Ферриты. Строение, свойства, технология производства*, изд-во «Энергия», Ленинград (1968).
- [4] M. N. Smirnova et al. *Ceramics International*, vol. 45, pp. 4509–4513 (2019).
- [5] Т. Н. Тарасенко и др. *ФТВД*, т. 32, № 3, с. 53–65 (2022).
- [6] Ф. В. Зеленов и др. *Изв. РАН*, т. 87, № 3, с. 373–376 (2023).

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОВЕДЕНИЯ ДИХАЛЬКОГЕНИДОВ $\text{Co}_x\text{TiS}_2$ ( $0,30 \leq x \leq 0,80$ )

**Урусова Н. В.<sup>1\*</sup>, Меренцов А. И.<sup>2</sup>, Степанова Е. А.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

<sup>2</sup>*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

<sup>3</sup>*Институт естественных наук и математики УрФУ, Екатеринбург, Россия*

\*e-mail: natali.urusova@mail.ru

## FEATURES OF THE MAGNETIC BEHAVIOR OF DICHALCOGENIDES $\text{Co}_x\text{TiS}_2$ ( $0.30 \leq x \leq 0.80$ )

**Urusova N. V.<sup>1\*</sup>, Merentsov A. I., Stepanova E. A.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Solid State Chemistry UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation*

<sup>3</sup>*Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU, Ekaterinburg, Russian Federation*

\*e-mail: natali.urusova@mail.ru

Дихалькогениды переходных металлов интенсивно исследуются с конца прошлого века [1], так как их слоистая морфология позволяет обратимо интеркалировать атомы, ионы или молекулы в межслоевое пространство без потери слоистой структуры соединения [1]. Целью данной работы является исследование магнитных свойств дихалькогенидов титана  $\text{Co}_x\text{TiS}_2$  в диапазоне концентраций кобальта ( $0,30 \leq x \leq 0,80$ ). Система  $\text{Co}_x\text{TiS}_2$  достаточно широко изучалась [2–4]. Однако данные как о кристаллической, так и о магнитной структуре даже для соединений одного состава часто противоречивы.

Поликристаллические образцы  $\text{Co}_x\text{TiS}_2$  ( $0,30 \leq x \leq 0,80$ ) были синтезированы методом твердофазной реакции в вакуумированных кварцевых ампулах. Магнитные измерения порошковых образцов проводились на СКВИД-магнитометре MPMS XL-7 в ZFC (охлаждение в нулевом поле) и FC (охлаждение в ненулевом поле) режимах в температурном интервале (2–300) К во внешнем магнитном поле 100 Э. Дополнительно были получены полевые зависимости намагниченности соединений  $\text{Co}_x\text{TiS}_2$  в интервале внешних полей от -7 кЭ до 7 кЭ при  $T = 40, 210, 290, 360$  К.

На температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi_m(T)$  соединений с концентрацией кобальта в интервале  $0,30 \leq x \leq 0,50$  присутствует ферромагнитный вклад; фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние наблюдается при температурах  $T = 218$  К ( $x = 0,30$ ),  $T = 212$  К ( $x = 0,40$ ) и  $T = 180$  К ( $x = 0,50$ ). При  $x > 0,50$  вид кривых магнитной восприимчивости имеет существенно иной характер. Так, для составов с  $x = 0,75$  и  $x = 0,80$  наблюдается увеличение магнитной восприимчивости с температурой по крайней мере до 370 К [5]. По характеру кривых  $\chi_m(T)$  можно сделать предположение, что переход в магнитоупорядоченную фазу происходит в этих соединениях при температуре выше 370 К.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 22-72-00094).*

[1] Y. -S. Kim et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, pp. 4878–4883 (1998).

[2] M. Inoue et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 53, no. 1-2, pp. 131–138 (1985).

[3] T. Kawasaki, K. Ohshima. *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 80, no. 4, pp. 044601–044607 (2011).

[4] G. Guélou et al. *J. Mater. Chem. C*, vol. 4(9), pp. 1871–1880 (2016).

[5] N. V. Urusova et al. *Chalcogen. Lett.*, vol. 20, no. 5, pp. 343–351 (2023).

## **POSTER SESSION**

### **PD. NANOMAGNETISM AND NANOSTRUCTURE**

## CONTROL OF SPIN WAVES IN MAGNETO-DIELECTRIC MICRODISKS BY FEMTOSECOND LASER PULSES

**Bezmenova A.**<sup>1,2\*</sup>, **Kobecki M.**<sup>3</sup>, **Akimov I.**<sup>3,6</sup>, **Savochkin I.**<sup>1,2</sup>, **Shaposhnikov A.**<sup>5</sup>,  
**Berzhansky V.**<sup>5</sup>, **Zvezdin A.**<sup>1,4,7</sup>, **Bayer M.**<sup>3,6</sup>, **Belotelov V.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation  
TU Dortmund, Germany

Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>5</sup>Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russian Federation

<sup>6</sup>Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russian Federation

<sup>7</sup>National University of Science and Technology MISiS, Moscow, Russian Federation

e-mail: ae.khramova@gmail.com

At present, research in the field of magnonics is of great importance. Now the practical application of spin waves in quantum communications is actively developing, and alternative ways of transmitting digital information are being searched [1; 2]. In the present work, magnetostatic spin waves and magnetostatic modes are experimentally studied optically excited in ferrite garnet disks of various diameters: from 7.5  $\mu\text{m}$  to 300  $\mu\text{m}$ . A distinctive feature of this method of spin wave excitation was the pump beam frequency (10 GHz), which was a multiple of the magnetization precession frequency at certain magnetic fields. This made it possible to resonantly increase the amplitude of the magnetization precession as the multiplicity of the magnetization precession frequency approaches the excitation frequency of the pump beam. When spin waves were excited in a large-diameter disk, as the pump beam approached the disk boundary, the interference enhancement of the magnetization precession amplitude occurred due to the reflection of spin waves from the boundaries (Fig. 1). In disks of small diameter, the existence of magnetostatic modes was demonstrated due to the appearance of standing waves inside the disks (Fig. 2). In this case, both spatial limitation and periodic laser action ensure the accumulation of magnons: spin waves are closed in the microdisk region and their energy is constantly replenished due to incoming laser pulses. On the other hand, the presence of a microresonator singles out standing spin modes and makes their frequency a multiple of the pulse repetition rate. Using an external magnetic field that regulates the frequency of the spin waves, the amplitude of the spin waves can be controlled. It is shown that a small change in the external magnetic field can completely switch the type of excited magnetostatic spin modes in the same small microdisks [3].

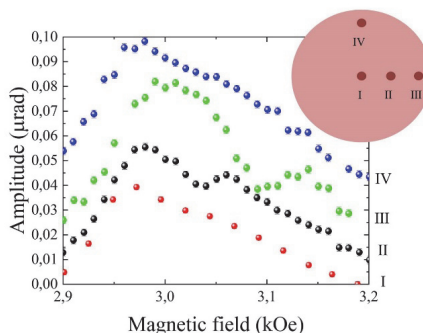


Fig. 1. Dependence of the magnetization dynamics amplitude for a 300  $\mu\text{m}$  disk for various positions of the pump beam relative to the disk boundary

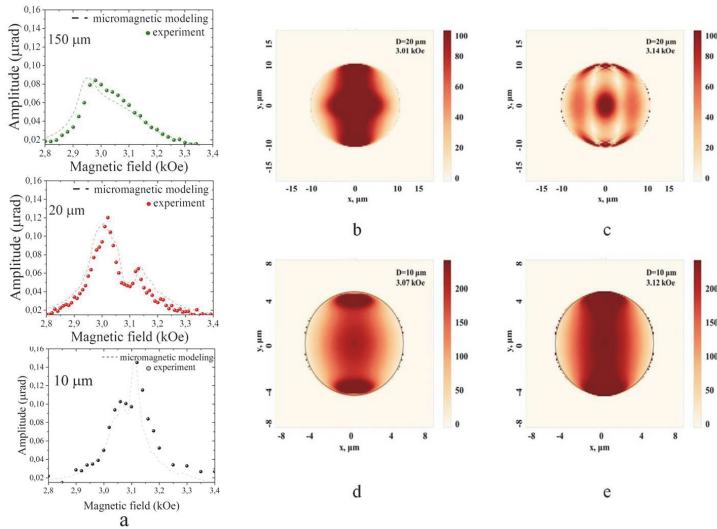


Fig. 2. Experimental data on the dependence of the magnetization precession amplitude on the magnetic field for disks with a diameter of 150, 20, and 10  $\mu\text{m}$ , as well as the results of micromagnetic modeling of the magnetization precession amplitude

[1] A. Mahmoud et al. *Journal of Applied Physics*, vol. 128, no. 16 (2020).

[2] A. V. Kimel et al. *Sci. Rep.* (2021).

# CONTROLLING THE DIRECTION OF SPIN WAVES GENERATED BY FEMTOSECOND LASER PULSES IN A GARNET FILM USING FERROMAGNETIC RESONANCE WITH OPTICAL EXCITATION

Bezmenova A.<sup>1,2\*</sup>, Kobecki M.<sup>3</sup>, Akimov I.<sup>3,6</sup>, Savochkin I.<sup>1,2</sup>, Shaposhnikov A.<sup>5</sup>,  
Berzhansky V.<sup>5</sup>, Zvezdin A.<sup>1,4,7</sup>, Bayer M.<sup>3,6</sup>, Belotelov V.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Russian Quantum Center, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation  
TU Dortmund, Germany

<sup>3</sup>Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>5</sup>Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russian Federation

<sup>6</sup>Ioffe Institute RAS, Saint Petersburg, Russian Federation

<sup>7</sup>National University of Science and Technology MISiS, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: ae.khramova@gmail.com

At present, research in the field of magnonics is of great importance [1; 2]. In this work, we study the effect of ultrafast optical pulsed excitation of a iron garnet film by a series of femtosecond laser pulses with a very high repetition rate of 10 GHz. With this configuration, the laser pulse repetition rate is commensurate with the period of the magnetization dynamics, so only one precession cycle is possible between two successive laser pulses [3].

It was possible to demonstrate that periodic optical excitation with a repetition frequency close to the ferromagnetic resonance frequency can significantly enhance the amplitude of spin waves when the natural precession frequency is a multiple of the optical excitation frequency [4]. It has been demonstrated that spin dynamics excitation with higher repetition rate laser pulses is more efficient and beneficial. The pulse frequency of 10 GHz provided a significant resonant increase in the amplitude of the spin wave, which turned out to be 7 times more efficient than the frequency of 1 GHz (Fig. 1).

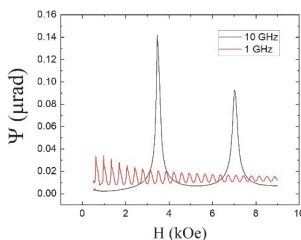


Fig 2. Magnetization precession amplitude versus magnetic field for two laser pump pulse repetition rates: 1 GHz and 10 GHz

The directivity diagram of spin waves in the multipulse excitation mode for various magnetic fields in a film of iron-garnet  $(\text{Bi}_{0.9}\text{Lu}_{1.4}\text{Tm}_{0.4}\text{Y}_{0.2}\text{Sm}_{0.1})(\text{Fe}_{4.4}\text{Ga}_{0.6})\text{O}_{12}$  was experimentally studied. Three modes of excitation of spin waves were shown: 1st mode – the external magnetic field is less than the resonant magnetic field; 2nd mode – the external magnetic field is resonant for the excitation frequency of 10 GHz; 3rd mode – the external magnetic field is greater than the resonant magnetic field. It was shown that when approaching a resonant magnetic field of 3.46 kOe, the propagation length of spin waves increased in two orthogonal directions, and the precession amplitude increased by a factor of 3. With a further increase in the external magnetic field, an additional degree of freedom appeared. At  $H = 3.66$  kOe, the amplitude decreased, and the directivity pattern of spin waves changed its shape to an X-shaped one with pronounced caustics (Fig. 2).

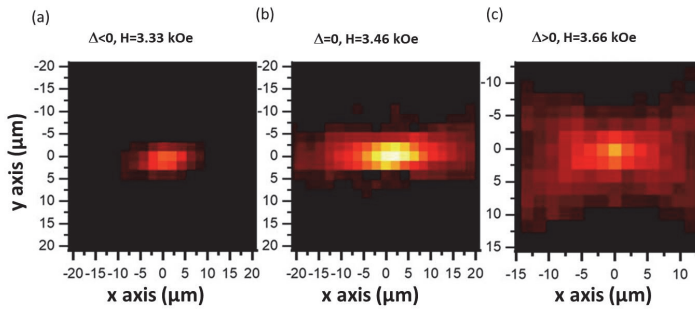


Fig 2. Directional diagrams of the amplitude of the out-of-plane magnetization component of magnetostatic spin waves for three cases of external magnetic fields

- [1] A. Mahmoud et al. *Journal of Applied Physics*, vol. 128, no. 16 (2020).
- [2] F. Hansteen et al. *Phys. Rev. B*, vol. 73, 14421 (2006).
- [3] A. E. Khamova et al. *Physical Review B*, vol. 107, no. 6, 064415 (2023).
- [4] A. E. Khamova et al. *Sci. Rep.* (2021).



## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОТОЛЩИННЫХ ПЛЕНКАХ ПЕРМАЛЛОЯ

**Вызулин С. А.<sup>1\*</sup>, Сыр'ев Н. Е.<sup>2</sup>, Беляев Б. А.<sup>3</sup>, Винокуров А. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Краснодарское высшее военное училище им. генерала армии С. М. Штеменко, Краснодар, Россия*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*

*\*e-mail: vyzulin@mail.ru*

## FERROMAGNETIC RESONANCE IN NANOTHICK PERMALLOY FILMS

**Vyzulin S. A.<sup>1\*</sup>, Syr'ev N. E.<sup>2</sup>, Belyaev B. A.<sup>3</sup>, Vinokurov A. V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Krasnodar Higher Military School named Army General S. M. Shtemenko, Krasnodar, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Moscow State University named M. V. Lomonosov, Moscow, Russian Federation*

<sup>3</sup>*L. V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation*

*\*e-mail: vyzulin@mail.ru*

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) – один из эффективных способов исследования магнитных свойств образцов материалов, в том числе и пленок нанометровой толщины. Он позволяет без специальной подготовки образца установить взаимосвязи между данными наблюдения ферромагнитного резонанса и микроскопическими материальными параметрами нанопленочных систем.

Цель работы – изучить особенности проявления явления ФМР в пленках пермаллоя в зависимости от толщины магнитного слоя при различной ориентации поля намагничивания относительно поверхности исследуемого образца.

Исследованы однослойные пленочные структуры из  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Метод синтеза – магнетронное распыление на постоянном токе. Мишень –  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  (изготовитель – фирма Lesker). Напыление осуществлялось в однородном планарном магнитном поле 200 Э (для создания наведенной одноосной магнитной анизотропии в плоскости). Подложка – кварцевое стекло в форме прямоугольного параллелепипеда размерами  $12 \times 12$  мм и толщиной 0,5 мм. Температура подложки при напылении – 200 °С. Напыление осуществлялось в атмосфере аргона. Давление аргона при напылении – 1 mTorr. Мощность СВЧ излучения на мишени при напылении 400 Вт. Продолжительность напыления – от 3 до 200 с. При напылении в одном цикле сначала осаждался слой монооксида кремния толщиной 200 Å, затем слой пермаллоя  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ , а затем снова слой  $\text{SiO}$  толщиной 200 Å. Время напыления контролировалось. Исходя из скорости и времени напыления, оценивалась толщина магнитного слоя. Толщины магнитных слоев в синтезированных структурах  $t$  от 15 до 1000 Å. Структуры синтезированы в Институте физики им. Л. В. Киренского СО РАН [1].

Из синтезированных структур были изготовлены образцы. Для этого сначала вдоль одной из граней исходной структуры отрезалась полоска шириной порядка 2 мм, а затем – полоска шириной 3 мм. От полоски шириной 3 мм последовательно отрезались образцы с продольным размером 2, 4 и 5 мм. (Примерно 1 мм длины исходной структуры уходит на ширину двух резов.) Исследованные образцы имели размеры  $3 \times 4$  мм<sup>2</sup>. Направление в плоскости образца, совпадающее с ребром длиной 3 мм, обозначим вектором  $\mathbf{i}$ . Условимся считать направление  $\mathbf{i}$  выделенным направлением в образце.

В работе использовался метод, основанный на изучении спектров ферромагнитного резонанса (ФМР). Измерения проводились резонаторным способом на ЭПР спектрометре JEOL JES FA-300 на частоте 9,14 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. Регистрировалась первая производная сигнала поглощения. Записи спектров проводились при возрастающем во времени поле  $H$ . В спектрометре используется цилиндрический объемный резонатор с модой  $TE_{011}$ . В резонатор вставляется держатель, так что его ось вращения совпадает с ориентацией переменного магнитного поля  $\vec{h}$  и ортогональна ориентации постоянного поля намагничивания  $\vec{H}$  (рис. 1). На держателе закрепляют исследуемый образец.

Исследованы спектры ФМР для различных значений угла  $\alpha$  между внешним магнитным полем  $\vec{H}$  и нормалью к поверхности образца  $\vec{n}$ . Угол  $\alpha$  можно было изменять от 0 до  $360^\circ$ . По спектрам определялись резонансное поле  $H_r$ , ширина линии поглощения  $\Delta H$  и интенсивность первой производной сигнала поглощения  $J$ .

Для всех исследованных образцов характерным являлось следующее.

Зависимости  $H_r(\alpha)$ ,  $\Delta H(\alpha)$  и  $J(\alpha)$  симметричны относительно оси  $\alpha = 0$ . Резонансное поле при  $\alpha = 90^\circ$  минимально, а при  $\alpha = 0$  – максимально. При изменении  $\alpha$  от 0 до  $90^\circ$  величина  $H_r$  монотонно уменьшается.

В спектре при касательном ( $\alpha = 90^\circ$ ) намагничивании пленок наблюдается только одна линия поглощения.

Для относительно толстых пленок ( $t > 50 \text{ \AA}$ ) в спектре при нормальном ( $\alpha = 0$ ) намагничивании наблюдается две линии поглощения, а для относительно тонких пленок ( $t < 50 \text{ \AA}$ ) только одна линия поглощения (рис. 2, а и б соответственно).

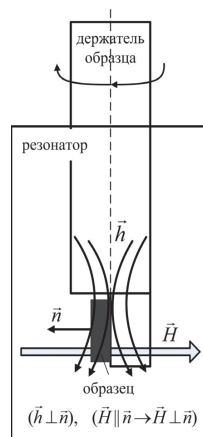


Рис. 1. Способ размещения образцов в резонаторе

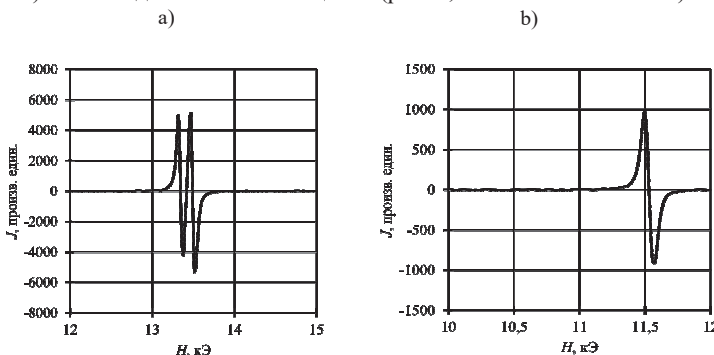


Рис. 2 Вид спектра ФМР: а) для  $t=1000 \text{ \AA}$ ; б) для  $t=50 \text{ \AA}$

Для некоторых из исследованных образцов как  $Fe_xNi_{100-x}$ , так и  $Fe$  в окрестности  $\alpha_i$  наблюдалось одновременно два резонанса. Один из резонансов имеет продолжение в области близкой к нормальному намагничиванию (помечен на рис. 1 цифрой 2), а другой – в области близкой к касательному намагничиванию (помечен цифрой 1).

Расщепление спектра ФМР в окрестности  $\alpha_i$  удалось наблюдать не для всех исследованных образцов. Для ряда изученных образцов наблюдается просто уширение линии ФМР с неоднородностями, которые нельзя трактовать как резонансы.

На рис. 2 приведены зависимости  $H_r(\alpha)$ ,  $\Delta H(\alpha)$  и  $J(\alpha)$  для образца 1, наблюдаемые при  $|\alpha| < 6^\circ$ . Видно, что при приближении поля намагничивания к нормальной (по отношению к плоскости пленки) ориентации в спектре вместе с модой 1 возникает мода 2. Интенсивность первой производной сигнала поглощения  $J$  при уменьшении величины  $|\alpha|$  для моды 1 падает (становится меньше уровня регистрируемых помех), а для моды 2 – возрастает (она становится сравнимой по величине с сигналом для моды 1, наблюдаемым при касательном намагничивании).

Характерный вид зависимостей  $H_r(\alpha)$ ,  $\Delta H(\alpha)$  и  $J(\alpha)$  продемонстрирован на рис. 3.

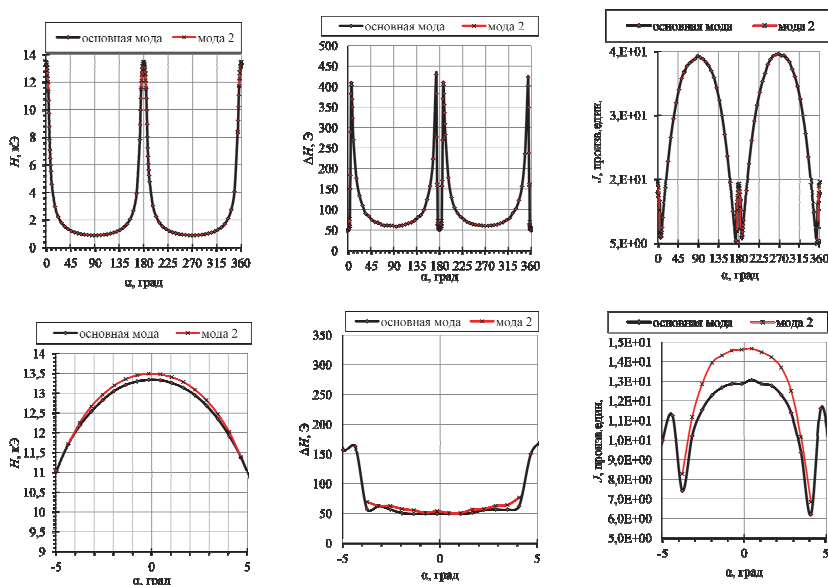


Рис.3. Угловые зависимости  $H_r(\alpha)$ ,  $\Delta H(\alpha)$  и  $J(\alpha)$  для  $t > 50 \text{ \AA}$

Дискретность вариации угла  $\alpha$  была не более  $6^\circ$ . Из представленных диаграмм видно, что существуют такие  $\alpha_i$  – ориентации поля намагничивания  $\mathbf{H}$  относительно нормали к плоскости пленки  $\mathbf{n}$ , при которых линии поглощения более чем в 10 раз шире, чем при касательном намагничивании ( $\alpha = 90^\circ$ ). Интенсивность первой производной сигнала поглощения  $J$  различается при  $\alpha_i$  и  $\alpha = 90^\circ$  в почти на два порядка.

Экспериментальные результаты указывают на то, что в тонких однослойных пленочных структурах  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  теория Киттеля для однородного ФМР [2] может не выполняться.

[1] Б. А. Беляев и др. *Известия вузов. Физика*, т. 63, № 1(745), с. 17–23 (2020).

[2] А. Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, изд-во «Наука», Москва (1973).

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СТРУКТУРАХ Co/FeMn И Co/IrMn С ОБМЕННЫМ СМЕЩЕНИЕМ

Чеченин Н. Г.<sup>1,2</sup>, Ежов А. А.<sup>2</sup>, Герасименко А. В.<sup>3</sup>, Джунь И. О.<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, НИИЯФ им. Д. В. Скобелева МГУ, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт химии ДВО РАН, Владивосток, Россия

\*e-mail: irina.dzhun@gmail.com

## TEMPERATURE DEPENDENCE OF FERROMAGNETIC RESONANCE IN Co/FeMn AND Co/IrMn EXCHANGE BIASED STRUCTURES

Chechenin N. G.<sup>1,2\*</sup>, Ezhov A. A.<sup>2</sup>, Gerasimenko A. V.<sup>3</sup>, Dzhun I. O.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Skobel'syn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup>Institute of Chemistry FEB RAS, Vladivostok, Russian Federation

\*e-mail: irina.dzhun@gmail.com

Структуры вида ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ) представляют интерес как ввиду фундаментальных особенностей возникновения обменного смещения на границе раздела слоев Ф/АФ, так и в связи с их использованием в высокочувствительных датчиках магнитного поля, основанных на эффекте гигантского магнитосопротивления. Активный интерес к изучению динамики намагничивания в таких структурах в настоящее время возобновился в связи с открытием спинового эффекта Холла в металлических АФ и спинового переноса в некоторых АФ. Показано, что FeMn и IrMn АФ слои в структурах Ф/АФ могут выступать в качестве детекторов спинового тока при обратном спиновом эффекте Холла [1], а также выступать в качестве источника спинового тока при прямом спиновом эффекте Холла [2]. Основными особенностями динамики намагничивания в образцах Ф/АФ при низких температурах являются уменьшение резонансного поля и уширение линии ферромагнитного резонанса (ФМР), которая характеризует коэффициент затухания спиновой прецессии. В данной работе представлены результаты исследований динамики намагниченности методом ФМР в структурах Co/IrMn и Co/FeMn. Для разделения собственного Ф вклада и вклада Ф/АФ обменного взаимодействия на границе раздела слоев в данные эффекты полученные результаты сопоставлены с аналогичными результатами для свободного Ф слоя.

Экспериментальные образцы вида Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Ir<sub>45</sub>Mn<sub>55</sub> (Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>) 15 нм/Ta 30 нм и Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Ta 30 нм были изготовлены методом магнетронного распыления в аргоне при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Торр в присутствии магнитного поля величиной 420 Э, приложенного в плоскости подложки. Спектры ФМР были получены на ЭПР спектрометре Bruker с частотой накачки 9,4 ГГц в диапазоне температур 115–300 К для различной взаимной ориентации поля, приложенного при осаждении образцов и внешнего поля ФМР. Для структур с обменным смещением угловое распределение поля ФМР определяется соотношением:

$$Hr = H_{ISO} - H_{EB} \cdot \cos \alpha - H_K \cdot \cos 2\alpha \quad (1)$$

где  $H_{EB}$  – обменное смещение,  $H_K$  – одноосная магнитокристаллическая анизотропия и  $H_{ISO}$  – изотропный вклад равный  $(\omega/\gamma)^2/4\pi M_{eff} - H_{RA}$ , где  $H_{RA}$  – ротационная анизотропия

тропия. Для свободного  $\Phi$  слоя применимо аналогичное соотношение с  $H_{EB} = H_{RA} = 0$  и  $H_{RA}$  может быть определено как  $H_{ISO}(\Phi/AF) - H_{ISO}(\Phi)$  [3].

Показано, что для свободного слоя  $\text{Co}$  уменьшение резонансного поля при понижении температуры происходит главным образом из-за увеличения одноосной магнитной кристаллической анизотропии, в то время как изотропный вклад в резонансное поле практически не изменяется (рис. 1).

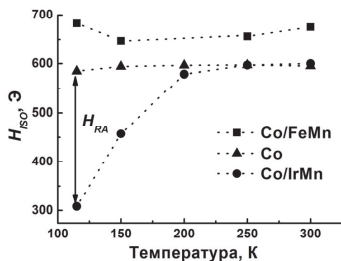


Рис. 1. Температурная зависимость  $H_{ISO}$  для структур  $\text{Co/FeMn}$ ,  $\text{Co/IrMn}$  и свободного слоя  $\text{Co}$

быть связаны со слабой текстурированностью слоя  $\text{FeMn}$ , а также неоднородной морфологией поверхности (наличием и хаотичным распределением крупных АФ зерен), что подтверждается результатами исследований методами рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии.

Температурная зависимость ширины линии ФМР свободного слоя  $\text{Co}$  описывается в рамках процесса медленной релаксации, обусловленного спин-решеточной релаксацией за счет взаимодействия примесей с электронами проводимости [4]. Увеличение ширины линии ФМР в образце  $\text{Co/FeMn}$  в отличие от образцов  $\text{Co/IrMn}$  и свободного  $\text{Co}$  при комнатной температуре может быть объяснено увеличением вклада мозаичности из-за неоднородностей текстуры, размера зерен и топографии поверхности, которые также приводят к колебаниям толщины слоя АФ. Температурная зависимость ширины линии ФМР для двухслойных структур  $\Delta W(\Phi/AF)$  и разность ширин линий  $\Delta W(\Phi/AF) - \Delta W(\Phi)$  не описываются процессом медленной релаксации [5], что вероятно связано с наличием дополнительного механизма уширения, вызванного увеличением обменной анизотропии при понижении температуры, что подтверждается схожим видом температурных зависимостей ширины линии ФМР и обменного смещения.

[1] P.-H. Lin et al. *Nat. Mat.*, vol. 18, pp. 335–341 (2019).

[2] V. Tshitoyan et al. *Phys. Rev. B*, vol. 92, art. 21406 (2015).

[3] R. D. McMichael et al. *J. Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 13, pp. 8605–8612 (1998).

[4] V. L. Safonov, H. N. Bertram. *Journ. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 1, pp. 529–538 (2003).

[5] J. Dubowik et al. *Eur. Phys. J. B*, vol. 45, pp. 283–288 (2005).

## FORC ANALYSIS OF INTERPARTICLE INTERACTIONS IN BIOMINERALIZED MAGNETIC NANOCOMPOSITES

Semenov S. V.<sup>1</sup>, Ikkert O. P.<sup>2</sup>, Balaev D. A.<sup>1</sup>, Karnachuk O. V.<sup>2</sup>, Князев Ю. В.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation

\*e-mail: yuk@iph.krasn.ru

## FORC-АНАЛИЗ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В БИОМИНЕРАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ

Семенов С. В.<sup>1</sup>, Иккерт О. П.<sup>2</sup>, Балаев Д. А.<sup>1</sup>, Карначук О. В.<sup>2</sup>, Князев Ю. В.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия

\*e-mail: yuk@iph.krasn.ru

Magnetic interparticle interactions in nanosized magnetic particles may be used to tuning of the magnetic parameters, such as blocking temperature, coercive field, and magnetization value [1; 2]. Here, we present an investigation of the interparticle magnetic interactions in biologically obtained samples.

Two nanosized composite samples were synthesized using biomineralization process of the following dissimilatory sulfate reducers: *Desulfovibrio* sp. A2 (sample 1) and *Desulfohalobacterium metallidurans* OL<sup>T</sup> (sample 2). The phase composition of the synthesized samples has been investigated by X-ray powder and electron diffraction, as well as Fourier-transform infrared, extended X-ray absorption fine structure, and Mössbauer spectroscopy [3]. According to these data, Sample 1 is based on rod-shaped greigite (Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>) crystallites with adsorbed ferrihydrite (Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>·*n*H<sub>2</sub>O) nanoparticles. Sample 2 is also containing ferrihydrite nanoparticles adsorbed on siderite (FeCO<sub>3</sub>) and vivianite (Fe<sub>3</sub>(PO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·8H<sub>2</sub>O) crystallites. It should be mentioned that greigite rods are magnetic at the room temperature, instead of the paramagnetic siderite and vivianite in Sample 2.

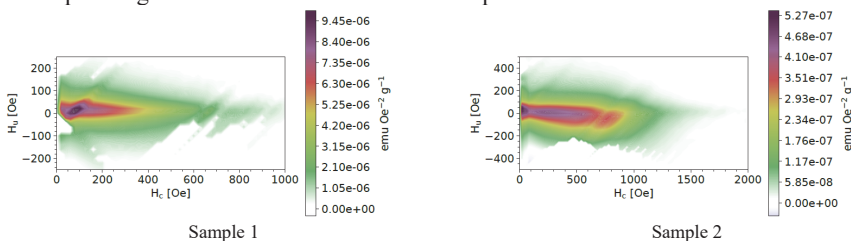


Fig. 1. Magnetization FORC diagrams of the biomineralized nanosized composites.  
The colormap shows the intensity of the magnetization value

Our precisely study of the magnetization FORC diagrams showed that the Sample 2 demonstrates more wide distribution of the coercive field. For the Sample 1 we observe a maximum in the vicinity of 100 Oe, which is associated with the greigite crystallites. This allows us to assume that in Sample 2 coercive field distribution is caused by interparticle magnetic interactions.

*This study was supported by the Russian Science Foundation, project No. 22-24-00601 (<https://rscf.ru/project/22-24-00601/>).*

[1] H. Nadeem. *JMMM*, vol. 323, pp. 1998–2004 (2011).

[2] D. Nikolić. *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 35, pp. 3843–3852 (2015).

[3] Yu. Knyazev. *J. Alloys Compd.*, vol. 923, art. 166346 (2022).

# ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПОЛЕМ ПЕРЕХОД В НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ СОСТОЯНИЕ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПЛЁНКАХ Gd-Co РАЗНОЙ ТОЛЩИНЫ

**Русалина А. С.<sup>1\*</sup>, Лепаловский В. Н.<sup>1</sup>, Степанова Е. А.<sup>1</sup>, Курляндская Г. В.<sup>1</sup>,  
Васьковский В. О.<sup>1,2</sup>, Свалов А. В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: anastasia.rusalina@urfu.ru

## FIELD-INDUCED TRANSITION TO A NONCOLLINEAR STATE IN FERRIMAGNETIC Gd-Co FILMS OF DIFFERENT THICKNESS

**Rusalina A. S.<sup>1\*</sup>, Lepalovskij V. N.<sup>1</sup>, Stepanova E. A.<sup>1</sup>, Kurlyandskaya G. V.<sup>1</sup>,  
Vas'kovskiy V. O.<sup>1,2</sup>, Svalov A. V.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: anastasia.rusalina@urfu.ru

Возможность возникновения спин-флоп перехода вблизи температуры компенсации в тонких аморфных ферримагнитных плёнках сплавов редкоземельных и переходных металлов [1] делает их перспективным материалом для устройств неколлинеарной спинтроники [2].

В настоящей работе объектом исследования были тонкие плёнки аморфного сплава  $Gd_{21,6}Co_{78,4}$ , обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией. Плёнки осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления мишеней Gd и Co в атмосфере аргона. Толщина плёнок варьировалась в диапазоне от 10 до 100 нм. Магнитные свойства исследовались с помощью измерительного комплекса MPMS-7XL в температурном интервале от 5 до 300 К и магнитооптического Керр-микроскопа Evico при комнатной температуре.

В работе рассматривается температурная зависимость параметров перехода в неколлинеарное состояние от толщины плёнок. В частности, установлено, что при фиксированном интервале внешнего поля ширина температурного диапазона существования неколлинеарной фазы зависит от толщины плёнки.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023-0020.

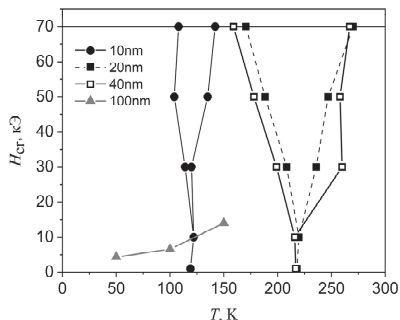


Рис. 1. Температурная зависимость поля магнитного перехода в неколлинеарное состояние магнитной структуры аморфного сплава  $Gd_{21,6}Co_{78,4}$  при разной толщине плёнок

[1] А. С. Русалина и др. *ФТТ*, т. 65, вып. 6, с. 883–887 (2023).

[2] M. B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann. *Phys. Lett. A*, vol. 382, pp. 865–871 (2018).

# МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ , ВЫРАЩЕННЫХ НА $\text{Si}(111)$

Тарасов А. С.<sup>1</sup>, Рауцкий М. В.<sup>1</sup>, Лукьяненко А. В.<sup>1</sup>, Соболев И. А.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: 3illariorus@gmail.com

## MAGNETIC PROPERTIES AND ANISOTROPY OF MAGNETOCALORIC EFFECT IN THE $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ THIN FILM GROWN ON $\text{Si}(111)$

Tarasov A. S.<sup>1,2</sup>, Rautskii M. V.<sup>1</sup>, Lukyanenko A. V.<sup>1</sup>, Sobolev I. A.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: 3illariorus@gmail.com

$\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  – ферромагнитный материал, обладающий высокими температурой Кюри (296 К) и спиновой поляризацией (до 42 %) [1], что делает его перспективным для применения в устройствах спинтроники. Помимо этого, данный материал обладает значительным магнитокалорическим эффектом вблизи температуры перехода ферромагнетик/парамагнетик, наблюдаемым как в объёмных кристаллах [2], так и в пленках [3].

В данной работе были проведены исследования магнитных и магнитокалорических свойств пленки  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  толщиной 165 нм, выращенной на  $\text{Si}(111)$ , в которой кристаллографическое направление  $c$  гексагональной ячейки  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  параллельно направлению  $\text{Si}(111)$ .

Магнитная анизотропия пленки определяется анизотропией формы и осью легкого намагничивания, направленной вдоль оси  $c$  кристалла. Величина константы одноосной анизотропии  $K_1$  хорошо согласуется с данными для объемного монокристалла [2], что свидетельствует о высоком качестве пленки. Пленка  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  демонстрирует высокую намагниченность насыщения  $M_S = 900 \text{ emu/cm}^3$  при  $T = 100 \text{ K}$ , а также магнитокалорический эффект  $\Delta S = 3,16 \pm 0,22 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$  при  $300 \text{ K}$  и  $H = 1,5 \text{ Тл}$ .  $\Delta S$  сопоставим с таковым для многокомпонентных и редкоземельных пленок [4], в то время как  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  является более легким материалом для синтеза. Кроме того, в нашем случае анизотропия магнитокалорического эффекта отличается от таковой для объемного  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ , что может быть связано с анизотропией формы пленки и, возможно, с доменной структурой. Полученные результаты могут быть полезными при проектировании и разработке многослойных наноструктур, а также магнитокалорических, спиновых и спин-калоритронных устройств на основе пленок  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  на кремниевых подложках.

*Исследование выполнено за счёт средств гранта Российского научного фонда № 23-22-10033, <https://rscf.ru/project/23-22-10033/>, Красноярского краевого фонда науки.*

[1] R. P. Panguluri et al. *Physica status solidi (b)*, vol. 242, no. 8, R67–R69 (2005).

[2] N. Maraytta et al. *J. Appl. Phys.*, vol. 128, art. 103903 (2020).

[3] R. C. de Oliveira et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 539, art. 168325 (2021).

[4] M. S. El Hadri et al. *Phys. Rev. Mater.*, vol. 4, no. 12, art. 124404 (2020).



## НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЁНКИ FeTiB: СТАТИЧЕСКИЕ И СВЧ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Шефтель Е. Н.<sup>1</sup>, Харин Е. В.<sup>1\*</sup>, Бобровский С. Ю.<sup>2</sup>, Розанов К. Н.<sup>2</sup>,  
Теджетов В. А.<sup>1</sup>, Банных И. О.<sup>1</sup>, Кирюханцев-Корнеев Ф. В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>НИТУ «МИСЦ», Москва, Россия

\*e-mail: ekharin@imet.ac.ru

## FeTiB NANOCRYSTALLINE FILMS: STATIC AND MICROWAVE MAGNETIC PROPERTIES

Sheftel E. N.<sup>1</sup>, Harin E. V.<sup>1\*</sup>, Bobrovskii S. Yu.<sup>2</sup>, Rozanov K. N.<sup>2</sup>, Tedzhetov V. A.<sup>1</sup>,  
Bannykh I. O.<sup>1</sup>, Kiryukhantsev-Korneev Ph. V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup>National University of Science & Technology "MISIS", Moscow, Russian Federation

\*e-mail: ekharin@imet.ac.ru

Нанокристаллические сплавы, получаемые в виде лент и плёнок на основе Fe [1] вызывают большой интерес благодаря возможности получить на них сочетание высокой индукции насыщения и низкой коэрцитивной силы [2-3]. При этом плёнки должны обеспечить сочетание максимально возможной действительной магнитной проницаемости  $\mu'$  и частоты ферромагнитного резонанса  $f_r$  в ГГц интервале частот.

Методом dc магнетронного осаждения получены на стеклянных подложках нанокристаллические (размер зерна 2–25 нм) плёнки Fe<sub>100-56,8</sub>Ti<sub>0-13,5</sub>B<sub>0-34,2</sub>. Фазовое состояние плёнок по мере увеличения совместного содержания в них Ti и B меняется в последовательности: [αFe]→[αFe(Ti)] → [αFe(Ti) + TiB<sub>2</sub> + amorphous, при этом отношение (vol. %) αFe(Ti): TiB<sub>2</sub> = 93:7] → [amorphous].

Описанные по методу корреляционной магнитометрии [4] кривые намагничивания плёнок (в полях до 15 kOe) позволили количественно оценить такие параметры магнитной структуры, как поле локальной магнитной анизотропии  $D^{1/2}H_a$  (на масштабе зерна  $2R_c$ ), относительный размер стохастического домена  $R_L/R_c$  и его поле анизотропии  $D^{1/2}<H_a>$ . Величины обменного поля  $H_R$  для всех плёнок превышают величины  $D^{1/2}H_a$ , что свидетельствует о формировании стохастической магнитной структуры во всех плёнках.

Все структурные изменения, наблюдаемые при увеличении содержания Ti и B (уменьшение размера зерна ферромагнитной ОЦК фазы, появление неферромагнитной фазы) способствуют увеличению магнитной анизотропии, снижению  $\mu'$  и увеличению  $f_r$ . Измеренные значения  $\mu'$  достаточно хорошо укладываются в диапазон расчётных значений, ограниченный коэрцитивным полем и полем анизотропии из формулы Киттеля.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi. *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp. 6044–6046 (1988).

[2] E. A. Perigo et al. *Appl. Phys. Rev.*, vol. 5, art. 031301 (2018).

[3] K. Brzuszek, A. Janutka. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 543, art. 168608 (2021).

[4] S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov. *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 440, pp. 213 (2017).

## STT-MRAM В КРОССБАР АРХИТЕКТУРЕ ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

**Черкасов Д. А.<sup>1,2\*</sup>, Киселева К. В.<sup>3,4</sup>, Кичин Г. А.<sup>3</sup>, Звездин К. А.<sup>3,5</sup>**

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Москва, Россия

<sup>3</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия

<sup>4</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: cherkasov.da@phystech.edu

## STT-MRAM IN CROSSBAR ARCHITECTURE FOR NEUROMORPHIC COMPUTING

**Cherkasov D. A.<sup>1,2\*</sup>, Kiseleva K. V.<sup>3,4</sup>, Kichin G. A.<sup>3</sup>, Zvezdin K. A.<sup>3,5</sup>**

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russian Federation

<sup>2</sup>Russian Quantum Center, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup>New Spintronic Technologies LLC, Russian Quantum Center, Moscow, Russian Federation

<sup>4</sup>Skolkovo Institute of Science and Technology (Skoltech), Moscow, Russian Federation

<sup>5</sup>Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: cherkasov.da@phystech.edu

В последнее время технологии искусственного интеллекта (ИИ) все чаще находят применение в различных областях жизни. К сожалению, существующие вычислительные технологии страдают от высокого энергопотребления, ограничивая потенциальное применение ИИ. В последние годы проявился интерес в использовании спинтронных устройств для имитации функций синапсов и нейронов [1]. К одному из таких устройств относится магниторезистивная оперативная память на эффекте переноса спина (STT-MRAM), обладающая такими свойствами как энергонезависимость, износостойкость и радиационная стойкость.

Нейросеть состоит из множества узлов (нейронов), которые связаны друг с другом и обрабатывают входные данные. Каждый узел имеет определенный вес, который определяет его вклад в решение задачи. Одна из самых ресурсозатратных операций в работе нейросетей – умножение вектора входных значений на матрицу весов. Одной из перспективных структур для аналогового умножения вектора на матрицу (multiply-accumulate operations) является кроссбар структура [2].

Мы провели характеризацию STT-MRAM ячеек, соединенных в матрицу размером 3×3. Проведен эксперимент по переключению состояния магнитно туннельных переходов (МТП) током. Измерены зависимости критического напряжения на МТП от времени импульса. В частности, показано, что время импульса (от 100 до 500 нс) не влияет на напряжение переключения. При этом многократное переключение одного из МТП не вывел из строя и не изменил характеристики МТП.

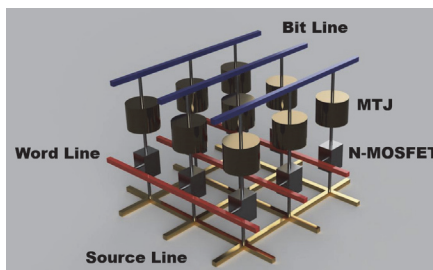


Рис. 1. Схематичное изображение матрицы МТП в crossbar архитектуре

Для исследований параллельной работы нескольких кроссбаров была разработана специализированная печатная плата, а также программное обеспечение к ней. Показано, что в кроссбар структуре на характеристики умножения вектора и матрицы, помимо небольшого отличия сопротивлений МТП, влияет также и относительное расположение ячеек (в одном ряду / в одном столбце).

[1] J. Grollier, D. Querlioz, K. Camsari. *Nat. electronics*, no. 3 (7), pp. 360–370 (2020)

[2] S. R. Kulkarni et al. *2020 Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE)*, Grenoble, France, pp. 1019–1024 (2020).

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАССИВЕ ЛАТЕРАЛЬНО И ВЕРТИКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УГЛА НАМАГНИЧИВАНИЯ

**Хутиева А. Б. \*, Шешукова С. Е., Бегинин Е. Н., Садовников А. В.**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

*\*e-mail: abkhutieva@gmail.com*

## SPIN WAVE PROPAGATION IN AN ARRAY OF LATERALLY AND VERTICALLY COUPLED YIG MICROWAVEGUIDES AT VARIATIONS OF THE MAGNETIZATION ANGLE

**Khutieva A. B. \*, Sheshukova S. E., Beginin E. N., Sadovnikov A. V.**

*Saratov State University, Saratov, Russian Federation*

*\*e-mail: abkhutieva@gmail.com*

В настоящее время активно исследуются способы построения систем обработки информационного сигнала на основе эффектов переноса магнитных моментов или спинов электронов без переноса заряда [1]. В таких устройствах, основанных на магнанных принципах информационный сигнал кодируется в фазе или амплитуды спиновых волн (СВ), а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции [2]. Планарные ферритовые волноведущие микроструктуры конечной ширины на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы «магнанных сетей», для создания различных устройств обработки сигналов: линий задержки, фильтров, интерферометров, переключателей и мультиплексоров [3–6]. В данной работе методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта показана возможность управления направлением распространения СВ в ансамбле латерально и вертикально связанных микроволноводов железо-иттриевого граната путем изменения угла подмагничивания.

На рис. 1, *a* изображена схема решетки микроволноводов. Микромагнитное моделирование [7] проводилось для системы латерально и вертикально связанных ферритовых микроволноводов. В качестве материала был выбран ЖИГ. Микроволноводы выполнены в виде удлинённых полосок. Структура представляет собой два слоя, каждый из которых содержит по шесть параллельно ориентированных микроволноводов, разделенных воздушным зазором. Намагниченность насыщения ЖИГ составляет  $M = 139$  Гс, а величина внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси  $z$ , составляет  $H_0 = 1200$  Э. Численное исследование проводилось на частоте 5,25 ГГц для всех случаев, рассмотренных в настоящей работе, так и для экспериментальной части. При этом данная конфигурация намагничивания обеспечивает эффективное возбуждение поверхностных спиновых волн. Как известно, связанные ферритовые структуры расширяют функциональные возможности СВЧ устройств ввиду дополнительного управляющего параметра, которым является связь между СВ, распространяющимися в отдельно взятых ферромагнитных пленках.

Полученные в микромагнитном моделировании и эксперименте на рис. 1, *b, c* пространственные распределения компонент динамической намагниченности СВ, свидетельствуют об изменении характера локализации мощности СВ в выходных секциях микроволноводов. При вариации угла подмагничивания массива наблюдается сдвиг величины пороговой мощности, при которой появляется характерное обужение поперечной ширины спин-волнового пучка в нелинейном режиме.

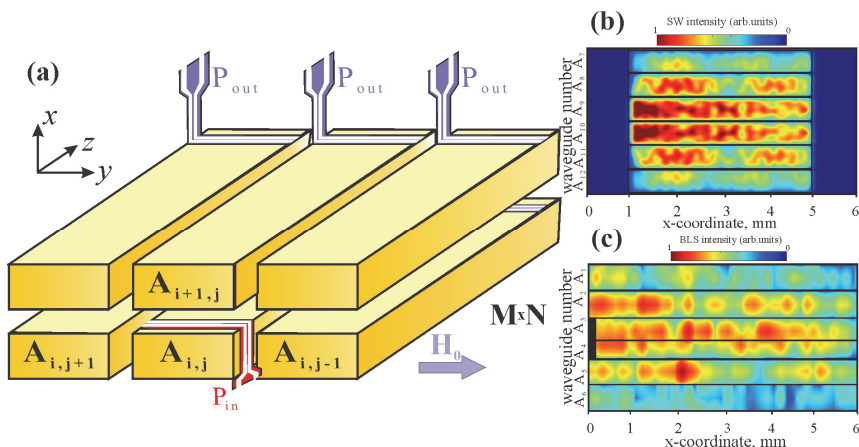


Рис. 1. (a) Схематическое изображение решетки микроволноводов (b) пространственное распределение интенсивности СВ (c) пространственные распределения интенсивности рассеянного света  $I_{BLS}$  в решётке микроволноводов

Помимо этого система латерально и вертикально связанных микроволноводов представляет собой элемент межсоединений для трехмерных топологий магнанных сетей [8], демонстрируя при этом функциональные возможности обработки сигналов в различных приложениях, связанных с магнитной микроэлектроникой и спинтроникой.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).*

- [1] Chumak A. *IEEE transactions on magnetics*, vol. 58, no. 6 (2022).
- [2] D. D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications* (Springer, 2009).
- [3] Q. Wang et al. *Nature Electronics*, vol. 3, pp. 765–774 (2020).
- [4] K. Vogt et al. *Applied Physics Letters*, vol. 101, art. 042410 (2012).
- [5] M. Balynsky et al. *Scientific Reports*, vol. 7, art. 11539 (2017).
- [6] D. Raskhodchikov et al. *Physical Review Applied*, vol. 18, art. 054081 (2020).
- [7] G. Gubbiotti et al. *Physical Review Applied*, vol. 15, art. 014061 (2021).
- [8] G. Gubbiotti. *Three-Dimensional Magnonics* (CRC Press (Taylor&Francis), Jenny Stanford Publishing, New York (2019).

# INFLUENCE OF MAGNETIC FIELDS ON THE REFLECTION OF MICROWAVE WAVES FROM THE STRUCTURES $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$ AND $\text{Fe}_2\text{O}_3$

**Antonets I. V.<sup>\*</sup>, Kotov L. N.**

*Sykttyvkar State University named Pitirim Sorokin, Sykttyvkar, Russian Federation*

*<sup>\*</sup>e-mail: aiv@mail.ru*

In this paper, the results of studies of the effect of weak magnetic fields (up to 0.30 T) on the reflection coefficient of microwave radiation of magnetic structures with the compositions  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (Fe~38.44 at. %, O~61.56 at. %) and  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$  (Co~7.85 at. %, Fe~25.98 at. %, O~66.17 at. %) were presented.

Magnetic structures were obtained by ion-beam sputtering on a polymer substrate. The thickness of the samples was 65.60  $\mu\text{m}$  for  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  structures and 64.92  $\mu\text{m}$  for  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$  structures. The thickness of the magnetic layer was estimated at 0.80  $\mu\text{m}$  and 0.75  $\mu\text{m}$ , respectively.

The reflection coefficient of microwave waves from structures was measured in the frequency range 8–12 GHz. The method for determining the structural and reflective characteristics is described in [1–3]. A piece of the waveguide with a film was placed in the gap of an electromagnet, in which the magnetic field induction varied from 0 to 0.30 T.

As follows from Fig. 1, 2, magnetic field induction affects the microwave reflection coefficient of  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  and  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$  structures. For  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$  structures (Fig. 1), the effect of a magnetic field at various frequencies allows both increasing the maximum value of the reflection coefficient and decreasing it. For  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  structures (Fig. 2), exposure to a magnetic field mainly leads to an increase in the microwave reflection coefficient. The frequency shift of the extremes of the reflection coefficient is primarily determined by the dependence of the magnitude of the real component of the magnetic susceptibility of the sample on the induction of the magnetic field, and the change in the absolute value of the reflection coefficient in the extremes is determined by the dependence of the magnitude of the imaginary component of the magnetic susceptibility of the sample on the magnetic field.

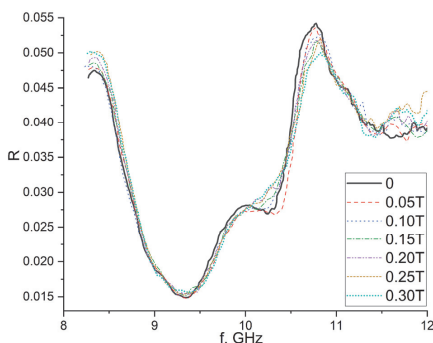


Fig. 1. Frequency dependences of the microwave reflection coefficient for  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$  structures

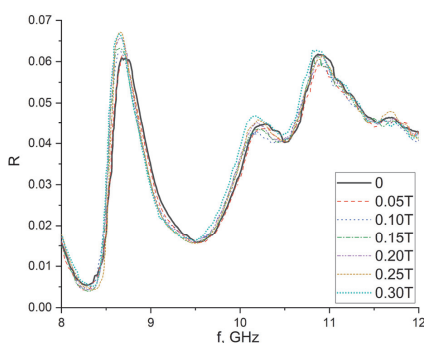


Fig. 2. Frequency dependences of the microwave reflection coefficient for  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  structures

*The reported study was funded by RSF according to the research project № 21-72-20048.*

- [1] I. V. Antonets, L. N. Kotov, Ye. A. Golubev. *Mater. Chem. and Phys.*, vol. 240, art. 122097 (2020).
- [2] I. V. Antonets et al. *Current Appl. Phys.*, vol. 29, pp. 97–106 (2021).
- [3] I. V. Antonets et al. *Tech. Phys.*, vol. 62, no. 2, pp. 261–269 (2017).

## МИКРОМАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИСКОВ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

**Мохов А. А.<sup>1</sup>, Комогорцев С. В.<sup>1,2\*</sup>, Фельк В. А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий

им. М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

\*e-mail: komogor@iph.krasn.ru

## MAGNETIC HYSTERESIS IN NANO-DOTS OF VARIOUS SHAPES: NUMERICAL STUDY

**Mokhov A. A.<sup>1</sup>, Komogortsev S. V.<sup>1,2\*</sup>, Felk V. A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: komogor@iph.krasn.ru

Основным мотивом исследования малых магнитных элементов является их потенциал для приложений в устройствах обработки информации и биомедицины. Конфигурации намагниченности и перемагничивание в таких элементах являются центральной темой в контексте управления состояниями этих элементов магнитным полем.

В данной работе с помощью численного моделирования мы изучали кривые намагничивания и микромагнитные состояния в дисках с перпендикулярной магнитной анизотропией. Задача решалась в среде OOMMF [\*]. Константа обмена, намагниченность и константа магнитной анизотропии в микромагнитной проблеме выбрали следующими:  $A = 0,5 \cdot 10^{-6}$  erg/cm,  $M_s = 500$  G,  $K = 5 \cdot 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>, при этом ось легкого намагничивания ориентирована нормально к плоскости диска. Расчеты выполнены для дисков с диаметром: от 200 до 800 nm (с шагом 100 nm) и толщиной от 36 до 72 nm (с шагом 6 nm). Размер ячейки составлял 6 nm. Параметры выбраны таким образом, чтобы пленка (диск очень большого радиуса) находилась в закритическом состоянии.

При приложении поля в плоскости диска реализуется страйп-структура. Исследуя вращение этой страйп-структуры при повороте поля в плоскости пленки мы установили, что, во-первых, для поворота оси полосовой структуры необходимо пороговое поле, которое в несколько раз меньше поля перпендикулярной магнитной анизотропии. Во-вторых, изменение ориентации полосовой структуры в поле выше порогового значения происходит за счет появления дислокаций в системе страйпов. Необратимость, связанная с формированием таких дефектов, является причиной гистерезиса во вращающемся магнитном поле. При приложении поля вдоль нормали к плоскости диска с ростом поля из размагниченного состояния страйп-структура сменяется последовательностью любопытных микромагнитных состояний, весьма разнообразной в зависимости от размера исследуемого диска. При намагничивании и перемагничивании диска наблюдаются как симметричные, так и ассиметричные магнитные структуры, которые можно отнести к топологическим дефектам таким как скирмион, скирмиониум, мерон, вихрь, а также симметричные кластеры, состоящие из данных дефектов.

## МАГНИТНЫЙ 1/f ШУМ КАК СЛЕДСТВИЕ РЕШЕНИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

**Натекин Л. Г.<sup>1,2\*</sup>, Киселева К. В.<sup>1,3</sup>, Кичин Г. А.<sup>1</sup>, Скирдков П. Н.<sup>1,4</sup>,  
Звездин К. А.<sup>1,4</sup>**

<sup>1</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Российский квантовый центр, Сколково, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Сколково, Россия

<sup>4</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: natekin. lg@phystech.edu

## MAGNETIC 1/f NOISE AS A CONSEQUENCE OF A SOLUTION OF STOCHASTIC DIFFERENTIAL EQUATION

**Natekin L. G.<sup>1,2\*</sup>, Kiseleva K. V.<sup>1,3</sup>, Kichin G. A.<sup>1</sup>, Skirdkov P. N.<sup>1,4</sup>,  
Zvezdin K. A.<sup>1,4</sup>**

<sup>1</sup>New Spintronic Technologies LLC, Russian Quantum Center, Skolkovo, Russian Federation

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russian Federation

<sup>3</sup>Skolkovo Institute of Science and Technology (Skoltech), Skolkovo, Russian Federation

<sup>4</sup>Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: natekin. lg@phystech. edu

Магнитный туннельный переход (МТП) является важным объектом, который изучается современной спинтроникой. Такие структуры являются перспективными для использования в различных сенсорах, детекторах, нейроморфных вычислениях и ячейках памяти.

Параметры подобных устройств, например, время хранения информации в ячейках памяти или чувствительность сенсора зачастую ограничены шумами. В связи с этим крайне важно правильно учитывать шум в математических моделях, описывающих такие системы. Однако на сегодняшний день большинство подходов основано на феноменологических моделях. В результате различные шумы, такие как белый шум и 1/f шум вводятся в модель отдельно. При этом вопрос о более строгом учете шумов остается открытым.

Было рассмотрено стохастическое уравнение Ландау – Лифшица – Слончевского (с-УЛЛГ) [1] для описания динамики намагниченности в МТП с учетом влияния случайного внешнего белого шума. Существуют эвристические методы добавления различных видов шумов при моделировании дифференциальных уравнений для более достоверного описания динамики, в частности, искусственного добавления шума, распределенного по 1/f закону. Мы показали, что в модели МТП, основанной на с-ЛЛГ, естественным образом возникает магнитный 1/f шум [2] в результате решения этого уравнения. Для тестирования полученной модели было продемонстрировано телеграфное переключение и уширение пика генерации. Теоретические результаты моделирования дополнительно сравнивались с результатами эксперимента по измерению шума.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00432.*

[1] S. Ament, N. Rangarajan, A. Parthasarathy, S. Rakheja. *e-print arXiv:1607. 04596* (2017).

[2] T. N. Anh Nguyen et al. *J. Appl. Phys.*, vol. 129, 024503 (2021).



**POSTER SESSION**

**PE. MULTIFERROICS**

## ВЛИЯНИЕ КОМПОНЕНТОВ РАСТВОРИТЕЛЯ НА РОСТ КРИСТАЛЛОВ ТРИГОНАЛЬНЫХ ОКСИБОРАТОВ СО СТРУКТУРОЙ ХАНТИТА

**Гудим И. А.<sup>1\*</sup>, Еремин Е. В.<sup>1,2</sup>, Титова В. Р.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский Федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: irinagudim@mail.ru

## EFFECT OF SOLVENT COMPONENT ON THE GROWTH OF TRIGONAL CRYSTALS WITH THE HUNTITE STRUCTURE

**Gudim I. A.<sup>1\*</sup>, Eremin E. V.<sup>1,2</sup>, Titova V. R.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: irinagudim@mail.ru

Раствор-расплавный синтез широко применяется в случаях, когда невозможен расплавный синтез – плавление соединения с разложением, либо очень высокая температура плавления, требующая специальных условий роста. Использование растворителя позволяет снизить температуры роста на сотни градусов. А также избежать разложения соединения в процессе роста. Естественным природным примером раствор-расплавного роста является кристаллизация магмы. В науке и производстве метод используются при росте алмазов, изумрудов, кристаллов ферритов и полупроводников [1]. В нашей работе мы рассматриваем один из аспектов этого метода в применении к кристаллам тригональных редкоземельных оксиборатов со структурой хантита (общая формула соединений  $R^{1-x}R^2M_3(BO_3)_4$ ). Это влияние компонентов растворителя на свойства выращенных кристаллов.

Выбор растворителя является существенным моментом в этом способе. Он опирается на знание пределов взаимной растворимости исходных составляющих, температурных границ сокристаллизующихся фаз, на границах температурной устойчивости искоемых фаз.

Не менее важным аспектом является возможное замещение ионами растворителя ионов растущего кристалла.

Наиболее часто используемым для выращивания монокристаллов редкоземельных оксиборатов растворителем является система молибдат калия – оксид бора ( $K_2MoO_4 - B_2O_3$ ). Однако как показали исследования, представленные в работе [2] примесь и калия и молибдена достигает значительных величин, таблица 1.

В нашей лаборатории был предложен другой растворитель – система тримолибдат висмута – оксид бора ( $Bi_2MoO_3 - B_2O_3$ ). В той же работе [2] показано, что вхождение ионов висмута и молибдена существенно меньше, чем в случае молибдата калия, за исключением случая намеренного введения избытка оксида молибдена в растворитель. Этот же результат подтвержден в работе [3]

Следующим шагом наших поисков стал выбор растворителя, исключающего попадание ионов висмута и молибдена в растущий кристалл. Был выбран растворитель – смесь вольфрамата лития и оксида бора. Как показали магнитные измерения, в кристаллах, выращенных из этого растворителя практически отсутствуют примеси компонентов растворителя.

Таблица 1

Список исследованных образцов. Указаны используемые растворители и ростовые лаборатории (см. текст). Количество центров  $\text{Yb}^{3+}(\text{Mo}^{3+})$  и  $\text{Yb}^{3+}(\text{Bi}^{3+})$  оценивали по интегральному сечению поглощения (в  $\text{см}^2 \text{см}^{-1}$ ) спутников с частотами 10 200  $\text{см}^{-1}$  (Mo) и 10 182  $\text{см}^{-1}$  (Bi) [2].

| №  | Образец                                                           | Растворитель                                                        | $[\text{Yb}^{3+}(\text{Bi}^{3+})]$ | $[\text{Yb}^{3+}(\text{Mo}^{3+})]$ | Лаборатория           |
|----|-------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-----------------------|
| 1  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(7\%)$                      | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12}$                               | 7,5                                | < 1                                | ИФ СО РАН             |
| 2  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(7\%)$                      | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12} + 0.05 \text{ Bi}_2\text{O}_3$ | 26,2                               | < 1                                | ИФ СО РАН             |
| 3  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(7\%)$                      | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12} + 0.15 \text{ MoO}_3$          | < 0,1                              | 34                                 | ИФ СО РАН             |
| 4  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(10\%)$<br>$\text{Tm}(5\%)$ | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12}$                               | 0,7                                | < 1                                | ИФ СО РАН             |
| 5  | $\text{TmAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(10\%)$                    | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12}$                               | < 0,1                              | 74                                 | ИФ СО РАН             |
| 6  | $\text{LuAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(5\%)$                     | $\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12}$                               | 1,6                                | 20                                 | ИФ СО РАН             |
| 7  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(4.5\%)$                    | $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$                                | —                                  | 61                                 | МГУ                   |
| 8  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(8\%)$                      | $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$                                | —                                  | 153                                | Университет<br>Вероны |
| 9  | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(2.5\%)$                    | $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$                                | —                                  | 124                                | Университет<br>Вероны |
| 10 | $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4\text{:Yb}(0.3\%)$                    | $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$                                | —                                  | 115                                | Университет<br>Вероны |

Во всех случаях частью растворителя является оксид бора. Как показали прямые наблюдения, в случае отсутствия избытка оксида бора в раствор-расплавной системе, при выращивании ферроборатов кристаллизуется только гематит, в случае роста галло- или алюмоборатов – выпадает либо  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , либо (для алюминия) фазы нет совсем вплоть до начала затвердевания раствора-расплава.

Однако введение избытка оксида бора не решает до конца проблему поиска нужной фазы. Потому что будут кристаллизоваться бораты переходных элементов М. Еще одним важным компонентом растворителя стал избыток редкоземельного элемента относительно стехиометрии искомого кристалла. Именно введение оксида редкоземельного элемента выводит нас на искомую фазу.

Таким образом, мы показали значение каждого из компонентов растворителя при поиске раствора-расплава, в котором искомое соединение будет единственной высокотемпературной фазой и будет кристаллизоваться в достаточно широком температурном диапазоне.

*Данные исследования были частично финансово поддержаны совместным грантом Российского научного фонда и Красноярского краевого фонда науки № 22-12-20019.*

[1] В. А. Тимофеева. *Рост кристаллов*, изд-во «Наука», Москва (1978).

[2] K. N. Boldyrev et al. *Optical Materials*, vol. 34, is. 11, pp. 1885–1889 (2012).

[3] E. S. Smirnova et al., *Crystallogr. Rep.*, vol. 61, is. 4, pp. 558–565 (2016).

## ГИСТЕРЕЗИС ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ YIG/HZO

**Морозова М. А.<sup>1\*</sup>, Матвеев О. В.<sup>1</sup>, Маркеев А. М.<sup>2</sup>, Никитов С. А.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Саратовский государственный университет, Саратов, Россия*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

<sup>3</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

\*e-mail: mamorozovama@yandex.ru

## BAND GAPS OF SPIN WAVES HYSTERESIS IN MULTIFERROID STRUCTURE YIG/HZO

**Morozova M. A.<sup>1\*</sup>, Matveev O. V.<sup>1</sup>, Markeev A. M.<sup>2</sup>, Nikitov S. A.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Saratov State University, Saratov, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russian Federation*

<sup>3</sup> *Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS, Moscow, Russian Federation*

\*e-mail: mamorozovama@yandex.ru

Одна из альтернативных концепций по преодолению ограничений, накладываемых стандартной КМОП электроникой, лежит в области магноники, основной принцип который заключается в использовании спиновых волн или магнонов вместо электронов в качестве носителей информации [1]. Однако наиболее перспективным является использование мультиферроидных материалов, свойствами спиновых волн в которых можно управлять не только с помощью магнитного, но и электрического поля [2]. Искусственные мультиферроики включают ферромагнитные и сегнетоэлектрические слои и проявляют как свойства, характерные для каждого из слоев в отдельности, так и новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем. Одним из наиболее широко распространенных материалов, в котором возможно распространение спиновых волн, является ферромагнитная пленка железо-иттриевого граната (YIG) [1], и одним из перспективных сегнетоэлектрических материалов в настоящее время является оксидный сегнетоэлектрик на основе оксида гафния [3].

В работе выявлены гистерезис и перестройка частоты запрещенных зон (полос непропускания в спектре спиновых волн) в многослойной структуре YIG/TiN/HZO/TiN (железо-иттриевый гранат гранат/нитрид титана/оксид гафния-циркония/нитрид титана, 100 нм/20 нм/10 нм/20 нм) с периодической модуляцией толщины. Данная структура создана с использованием жидкофазной эпитаксии пленки YIG и атомно-слоевого осаждения пленок TiN и HZO, что позволяет эффективно комбинировать слои и позволяет сохранить ферромагнитные и сегнетоэлектрические свойства каждого слоя. Полученная структура представляет собой монолитную мультиферроидную структуру с толщиной слоев порядка десятков нанометров, которая демонстрирует взаимодействие магнитной и сегнетоэлектрической подсистем. Разработанная технология создания канавок на поверхности делает такую конструкцию брэгговской отражающей решеткой.

В работе показано, что слой HZO в составе многослойной структуры демонстрирует свойство гистерезиса, двухуровневое состояние и эффект пробуждения. В слое YIG было обнаружено распространение спиновых волн. В полосе возбуждения спиновых волн наблюдается брэгговская запрещенная зона. Положение запрещенной зоны зависит от напряжения (поляризация HZO); при изменении напряжения происходит перестройка частоты; направление сдвига запрещенной зоны в электрическом по-

ле изменялось при коэрцитивном напряжении. Зависимость частоты запрещенной зоны от напряжения имела тип «бабочка».

Практическая значимость результата заключается в том, что гистерезисная зависимость положения запрещенной зоны спиновых волн от поляризации сегнетоэлектрика позволяет использовать такую структуру в качестве ячейки памяти. Эта ячейка памяти позволит объединить преимущества сегнетоэлектричества и магноники в одной структуре и может быть интегрирована в современную КМОП-технологии.

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).*

[1] A. Barman et al. *J. Phys. Condens. Matter.*, vol. 33, art. 413001 (2021).

[2] Y. K. Fetisov, G. Srinivasan. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, art. 033508 (2008).

[3] V. Mikheev et al. *Nanotechnology*, vol. 31, art. 215205 (2020).

**POSTER SESSION**

**PF. MAGNETIC DOMAINS,  
DOMAIN WALLS,  
PROCESSES OF MAGNETIC REVERSAL**

## MAGNETIZATION DYNAMIC IN NICKEL STRIPED NANOFILMS

**Golov A. V.<sup>1\*</sup>, Vlasov V. S.<sup>1</sup>, Kotov L. N.<sup>1</sup>, Temnov V. V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Sykttyvkar State University, Sykttyvkar, Russian Federation*

<sup>2</sup>*LSI, Ecole Polytechnique, CEA/DRF/IRAMIS, CNRS, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, France*

*\*e-mail: antongolov@mail.ru*

Today the control of the magnetic state of nanosystems is of significant interest both in the context of fundamental research and practical applications, and has the potential to be used in compact and energy-efficient devices in electronics and spintronics. The interaction of acoustic phonons and surface acoustic waves (SAWs) with the magnetization of both thin ferromagnetic films and nanomagnets makes it possible to control the magnetic state of these systems at high switching rates and with high energy efficiency [1]. The discovery of such ultrafast phenomena in the dynamics of magnetic nanosystems has become possible due to the rapid development in recent decades of laser technologies that make it possible to use femtosecond lasers to generate ultrashort acoustic pulses, the deformation amplitude of which reaches very high values close to several percent [2]. This led to the emergence of a new field of magnetoacoustics – ultrafast magnetoacoustics.

We study the influence of the shape of nickel nanoarray to its magnetic structure and its magnetic dynamics excited by acoustic pulses. Micromagnetic simulations of the nanoarray's magnetization dynamics are performed using the mumax3 software package [3].

To evaluate the magnetization dynamics, we solve the Landau-Lifschitz-Gilbert equation assuming that the free energy density consists only of the Zeeman energy (static), the exchange energy, the energy of the demagnetizing field and the magnetoelastic energy (time-dependent).

The nickel nanoarrays characterized in this study have the linear dimensions of cuboid and close to thousands of nanometers in length and width and tens of nanometers in thickness. The dimensions of the film without ridges were selected as multiples of powers of two for the 5 nm x 5 nm x 5 nm mesh is used for all simulations. The notches with depth of 25, 50, 75 % of film height and width comparable to the linear dimensions of the film were set to create inhomogeneities in the nickel film. These notches were repeated several times to take into account the influence of the periodicity. The in-plane external magnetic field was applied at an angle  $\varphi$  align to the x-axis.

Hysteresis loops were plotted for the magnitude of the magnetization vector depending on the magnitude of the external field for various angles  $\varphi$  at a ratio  $\eta$  of the height of the ridges  $h$  to the total height of nickel film. Micromagnetic simulations of the dynamic of the total magnetization of nickel striped film excited by acoustic pulses in the presence of an external magnetic field were also carried out and spin-wave spectrum of these oscillations was plotted.

The results of the work can be used both in compact and energy-efficient devices of electronics and spintronics, and for the development of modern magnetic recording devices.

*This work has been supported by Russian Science Foundation (project No. 21-72-20048).*

[1] V. S. Vlasov et al. *Acoustical Physics*, vol. 68, pp. 18–47 (2022).

[2] V. V. Temnov. *Nature Photonics*, vol. 6, pp. 728–736 (2012).

[3] A. Vansteenkiste et al. *AIP Advances*, vol. 4, 107133 (2014).

## СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И ДОМЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ДВУСЛОЙНОЙ ПЛЁНКЕ Fe15Co20Ni65 С ТОНКОЙ НЕМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

**Савин П. А.<sup>\*</sup>, Лепаловский В. Н., Васьковский В. О.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*\*e-mail: Peter.Savin@urfu.ru*

## STRUCTURE OF DOMAIN WALLS AND DOMAIN CONFIGURATIONS IN THE Fe15Co20Ni65 BILAYER FILM WITH A THIN NONMAGNETIC INTERLAYER

**Savin P. A.<sup>\*</sup>, Lepalovskij V. N., Vas'kovskiy V. O.**

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation*

*\*e-mail: Peter.Savin@urfu.ru*

Взаимодействие магнитных слоев через тонкую немагнитную прослойку, представляет практический и научный интерес. Авторы [1] анализировали зависимость коэрцитивной силы двуслойной пленки от толщины немагнитной прослойки. Толщина прослойки до 0,7 нм не влияет на  $H_c$ . В области толщин 0,7–1 нм, зависимость имеет резкий пик, после которого  $H_c$  уменьшается в несколько раз, по сравнению с «допиковыми» значениями. Такое поведение связывается с изменением типа ДГ: от сквозной ДГ с перевязками (до пика) к ДГ с замкнутым магнитным потоком, содержащей неелевские границы противоположной полярности в разных слоях (после пика). В данной работе, нас интересовал вопрос: Может ли быть заметным (по виду ДС и (или) ДГ) наличие, «не влияющей на  $H_c$ », прослойки малой толщины (до 0,7 нм).

Исследовались две пленки, с толщиной магнитных слоев по 20 нм и прослойка хрома 0,3 нм и 0,5 нм. Измерения гистерезисных свойств и наблюдения ДС выполнены на магнитооптическом магнитометре Keppa Evico Magnetics, а также при помощи магнитной суспензии. Пленки были получены методом ионно-плазменного напыления и, с учетом одели роста «островковой структуры», скорее всего, такие прослойки не обеспечивают непрерывного разделения магнитных слоев. Коэрцитивная сила исследованных пленок составляла 2,3 Э, а поле анизотропии 21 Э. Обращает на себя внимание (и нуждается в дополнительном исследовании) вид ДГ на рис. 1, а. Обычно, картина порошкового осадка хорошо выявляет «перевязки» между неелевскими разнополярными сегментами ДГ, которые отсутствуют на данном изображении. Для объяснения наблюдаемой картины можно, например, предположить, что под обычной границей с «перевязками», располагается неелевская граница. В то же время вид ДГ на рис. 1, б является «классическим». Однако информационная глубина магнитооптической методики составляет 20 нм [2], т. е. мы видим лишь верхний слой. В то время как порошковый осадок находится под влиянием полей рассеяния обоих слоев. Надо отметить, что картины ДГ на рис. 1 не являются изображением одной и той же ДГ, но получены после одинаковой процедуры размагничивания образца, а именно – после размагничивания убывающим переменным полем, приложенным вдоль ОЛН.

На рис. 2 показана доменная структура, возникающая после снятия насыщающего поля точно вдоль ОТН. Предполагается, что в связи с имеющейся дисперсией ОЛН (например в различных кристаллитах), намагниченность, при снятии поля, вращается в разных направлениях, что приводит к формированию «мелкодисперсной» ДС. Мы предполагали, что «в разные стороны» намагниченность может вращаться не только в соседних кристаллитах, но и в соседних слоях, формируя участки доменной структуры с несквозной намагниченностью.



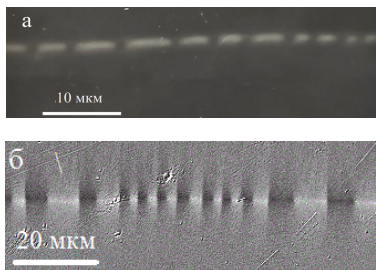


Рис. 1. Вид доменной границы, выявленный магнитной суспензией (а) и продольным эффектом Керра (б)

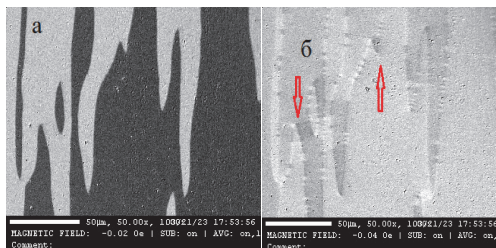


Рис. 2. Магнитооптическая картина доменной структуры для ориентации плоскости падения луча вдоль доменов (а), поперёк доменов (б)

В идеале, на рис. 2, б мы не должны видеть контраст между доменами, так как продольный эффект Керра, не чувствует поперечную к лучу намагниченность. Но в реальности, небольшой контраст почти всегда есть, из-за неполной реализации упомянутого условия. Но на рис. 2, б мы видим некий «третий» контраст, отличающийся от контраста между «черными» и «белыми» доменами. Например, области, выделенные стрелками. Мы предполагаем, этот контраст принадлежит участкам с несквозной намагниченностью в слоях. А видимым этот участок становится потому, что обменная связь между слоями не разорвана и переход осуществляется через послойное закручивание намагниченности, что обеспечивает условие магнитооптического контраста.

[1] В. О. Васильковский и др. *ФММ*, т. 79, вып. 2, с. 70–77 (1995).

[2] I. V. Soldatov, R. Schäfer. *Physical Review B*, vol. 95, 014426 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.014426

## РОЛЬ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

**Сирюк Ю. А.<sup>\*</sup>, Безус А. В., Бондарь Е. Д., Капшуков Р. С., Кононенко В. В.**

*Донецкий государственный университет, Донецк, Россия*

*\*e-mail: juliasiryuk@gmail.com*

Экспериментально изучены индуцированные фазовые переходы в доменной структуре магнитоодноосной пленки феррита-граната.

Показано, что фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в решетке цилиндрических магнитных доменов и определяют вид этих переходов.

Для исследования выбрана пленка с развитой поверхностью  $\langle 111 \rangle$ , выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке состава  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ . В работе используются внешние магнитные поля с векторами напряженности перпендикулярными плоскости пленки двух направлений (поле смещения  $H$ ) и монополярное импульсное. Исследования проведены при температуре  $T = 300$  К. Доменная структура наблюдается благодаря эффекту Фарадея.

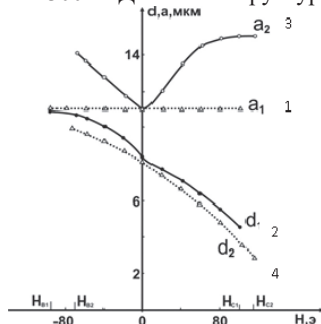


Рис. 1

Исследуется два вида решеток ЦМД. Первая – РЦД<sub>1</sub>, формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки при отсутствии поля смещения; вторая – РЦД<sub>2</sub>, формируется импульсным полем в присутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается. Соотношение чисел вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в доменных границах в обеих решетках:  $N_1 > N_2$ . На рис. 1 показано влияние поля смещения на параметры обеих решеток.

При поле смещения ( $H = H_1$ ), антипараллельном намагниченности внутри домена ( $H \downarrow M_s$ ), в РЦД<sub>1</sub> наблюдается фазовый переход первого рода в новую решетку ЦМД с большим периодом, меньшим диаметром ЦМД и меньшим числом ВБЛ в доменных границах ЦМД. Экспериментально показана квантуемость доменной границы, домена, решетки ЦМД и полевой устойчивости полученных решеток ЦМД [1]. С уменьшением числа ВБЛ в доменных границах ЦМД полевой интервал устойчивости решетки ЦМД увеличивается; и при простой блоховской стенке этот интервал максимален.

Эксперимент показал, что при фазовом переходе I рода в РЦД<sub>1</sub> и РЦД<sub>2</sub>, если  $N_1 > N_2$  поле коллапса  $H_{K1} > H_{K2}$ , т. е. РЦД<sub>2</sub> имеет большую полевую устойчивость.

При поле смещения, сонаправленном с намагниченностью внутри домена ( $H \uparrow M_s$ ), происходят фазовые переходы II рода в сотовую структуру СДС<sub>1</sub> и СДС<sub>2</sub>. Соотношение полей фазовых переходов  $|H_{C2}| > |H_{C1}|$  при  $N_1 > N_2$ , т. е. РЦД<sub>2</sub> более устойчива.

При дальнейшем увеличении поля в СДС<sub>1</sub> и СДС<sub>2</sub> происходят фазовые переходы I рода в ячеистую структуру. Соотношение полей фазовых переходов  $|H_{C1}| > |H_{C2}|$  при  $N_1 > N_2$ , т. е. СДС<sub>1</sub> более устойчива.

Экспериментально доказано, что фазовые переходы в доменной границе не только вызывают фазовые переходы в доменной структуре, но и определяют род фазовых переходов.

## **POSTER SESSION**

### **PG. MAGNETOOPTICAL PHENOMENA**

## АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ МАХ-ФАЗЫ $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

**Лященко С. А.<sup>1\*</sup>, Жандун В. С.<sup>1</sup>, Андриющенко Т. А.<sup>1</sup>, Шевцов Д. В.<sup>1</sup>,  
Максимова О. А.<sup>1,2</sup>, Варнаков С. Н.<sup>1</sup>, Овчинников С. Г.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*e-mail: lsa@iph.krasn.ru

## ELECTRONIC STRUCTURE ANALYSIS OF $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ EPITAXIAL MAX-PHASE SURFACE BY SPECTRAL ELLIPSOMETRY

**Lyaschenko S. A.<sup>1\*</sup>, Zhandun V. S.<sup>1</sup>, Andryushchenko T. A.<sup>1</sup>, Shevtsov D. V.<sup>1</sup>,  
Maximova O. A.<sup>1,2</sup>, Varnakov S. N.<sup>1</sup>, Ovchinnikov S. G.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup> Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: lsa@iph.krasn.ru

Широким классом монокристаллических Cr-Mn-содержащих тройных карбидов, обладающих сложным межслоевым обменным взаимодействием, являются эпитаксиальные МАХ-фазы, которые имеют гексагональную атомно-слоевую структуру [1]. Перспективным объектом исследований среди таких материалов является МАХ-фаза  $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ , которая проявляет ферромагнитные свойства, обладает химической стабильностью на воздухе и может использоваться для изготовления 2-D ферромагнитных МХенов  $(\text{Cr-Mn})_2\text{C}$  путем химического удаления/замещения Ga [2].

К настоящему времени практически не исследованы изменения в электронной структуре  $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$  при переходе от объемного к тонкопленочному приповерхностному состоянию. Одной из практических проблем такого анализа является сложный островково-последный механизм роста МАХ-пленок на основе Ga в А-слое [3]. Информация о различиях электронной структуры между объемом и поверхностью эпитаксиальной МАХ-пленки важна для понимания процессов окисления, сорбции, разработки методов пассивации поверхности и создания электрических контактов. Такая информация в дальнейшем может помочь в теоретическом моделировании эпитаксиального роста гексагональных атомно-слоистых пленок.

В данной работе мы применили метод спектральной эллипсометрии для исследования изменений в электронной структуре  $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$  от объема к поверхности. Эллипсометрический анализ проводился на образцах эпитаксиальной пленки  $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$  технологической толщины 12 и 40 нм на монокристаллических подложках MgO(111) с применением сверхвысоковакуумного отжига и ионного травления поверхности. Анализ спектральных оптических свойств объема и поверхности МАХ-фазы проводился с применением модели двухслойной структуры на полубесконечной подложке.

Результаты спектральных эллипсометрических измерений для обоих образцов показали металлические свойства с высокой проводимостью. Оптические спектры поверхностных слоев для обоих образцов обладают выраженным набором мелких пиков, обусловленных межзонными переходами, в отличие от слоя основной МАХ-пленки. В сравнении с экспериментальными данными для эпитаксиальной пленки  $\text{Mn}_2\text{GaC}$  [4], синтезированной по аналогичной технологии, можно отметить увеличение оптического поглощения пропорционально толщине пленки и его необычной

спектральной зависимости у 40 нм  $(\text{Cr}_{0,5}\text{Mn}_{0,5})_2\text{GaC}$ . Обнаружено влияние как морфологии, так и оптической анизотропии МАХ-слоя на спектры оптической проводимости обоих образцов. Полученные данные, совместно с теоретическими *ab initio* расчетами, позволяют определить принадлежность конкретных межзонных переходов отдельно как для базальной плоскости МАХ-пленки  $(\text{Cr}_{0,5}\text{Mn}_{0,5})_2\text{GaC}$ , так и боковых граней её кристаллитов в экспериментальном образце.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00226, <http://rscf.ru/project/21-12-00226/>) в Лаборатории магнитных МАХ-материалов ИФ СО РАН.*

[1] A. Mockute et al. *Mater. Res. Lett.*, vol. 3, no. 1, p. 16 (2015).

[2] Т. А. Андриюшенко и др. *Письма в ЖТФ*, т. 49, № 14, с. 22–27 (2023).

[3] Iu. P. Novoselova et al. *Mater. Res. Lett.*, vol. 7, no. 4, p. 159 (2019).

[4] S. Lyschenko et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 528 (2021).

## TOPOLOGICAL FARADAY EFFECT FOR OPTICAL VORTICES IN A MAGNETIC FILM

**Fedorov A. Yu.<sup>2,3</sup>, Yavorsky M. A.<sup>1</sup>, Kozhaev M. A.<sup>1,2</sup>, Vikulin D. V.<sup>1</sup>, Barshak E. V.<sup>1</sup>,  
Bershansky V. N.<sup>1</sup>, Kapralov P. O.<sup>2</sup>, Belotelov V. I.<sup>1,2,4</sup>**

<sup>1</sup>*V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region, Russian Federation*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow Region, Russian Federation*

<sup>4</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

Optical vortex beams (OVBS) are widely used in various fields of physics due to their phase structure [1]. Such beams can carry an additional orbital angular momentum (OAM) [2]  $l\hbar$  per quantum,  $l = \pm 1, \pm 2, \dots$ , – topological charge, in comparison with plane waves, which carry only spin angular momentum (SAM). Recent experimental studies have shown that the interaction of a terahertz OVBS with magnetized media leads to dichroism, that differ from that for a wave with only SAM [3; 4]. This finding proves that involving OVBS in the standard Faraday configuration can invoke principally novel magneto-optic phenomena.

Thus, in this work, we make the first steps to study the influence of the presence of an orbital angular momentum in a beam on the main effects of magneto-optics. Namely, we investigate the Faraday rotation dependence of a highly focused Laguerre-Gaussian beam on the focusing position relative to the magnetic film (Fig. 1). In the experiment, we generate optical vortices with a topological charge of  $l = 0, \pm 1, \pm 2$  which are focused on a iron-garnet film with a thickness of 2  $\mu\text{m}$ . For each position of the sample relative to the waist, we measure the Faraday rotation. The corresponding Fig. 2 shows the Faraday rotation in relation to the considered topological charge of the vortex.

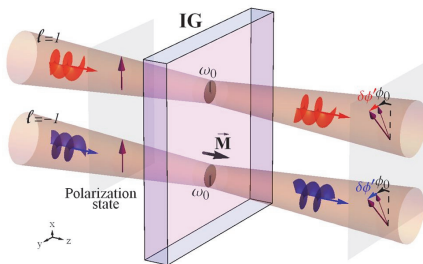


Fig. 1. Transmission of a focused OVB through a magnetic film with subsequent rotation of the polarization plane

From the data obtained, it can be seen that there is a nonmonotonic dependence of the rotation of the plane of polarization of a linearly polarized optical vortex passing through a iron-garnet film in a perpendicular magnetic field (topological Faraday effect), both on the topological charge and on the position of the sample relative to the waist ( $z = 0$ ). At the location of the waist, the rotation has a minimum: in the case of  $w = 1.5 \mu\text{m}$  for  $l = 0$ , this value is 0.15 %, for  $l = \pm 1$  – 0.29 %, for  $l = \pm 2$  – 0.44 %, and is in good agreement with the experimental curve approximations. Consequently, the presence of orbital angular momentum in the beam increases the deviation of the Faraday angle from Faraday angle of the plane wave.

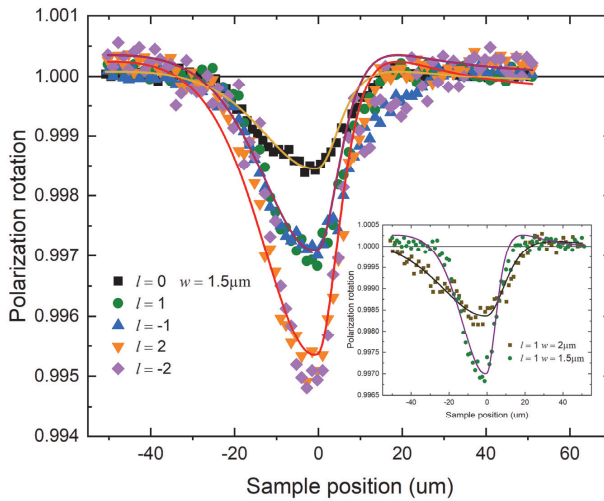


Fig. 2. Normalized Faraday angle for beam width  $w = 1.5$  for topological charges  $l = 0, \pm 1, \pm 2$ , depending on the position of the sample relative to the waist ( $z = 0$ ). The attachment compares the topological Faraday effect for  $l = 1$  with different beam waists:  $w = 1.5$  and  $2 \mu\text{m}$

- [1] Y. Shen et al. *Light. Sci. Appl.*, vol. 8 (2019).
- [2] A. Bekshaev, K. Y. Bliokh, M. Soskin. *Journal of Optics*, vol. 13, 053001 (2011).
- [3] A. A. Sirenko et al. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, 237401 (2019).
- [4] V. S. Liberman, B. Y. Zel'dovich. *Phys. Rev. A* 46, 5199 (1992).

**POSTER SESSION**

**PH. MAGNETISM IN BIOLOGY  
AND MEDICINE**



## BIOSYNTHESIS OF MAGNETIC NANOCOMPOSITES USING SULFATE-REDUCING BACTERIA

Semenov S. V.<sup>1</sup>, Knyazev Yu. V.<sup>1,2</sup>, Balaev D. A.<sup>1</sup>, Karnachuk O. V.<sup>2</sup>, Ikkert O. P.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation

\*e-mail: but310@mail.ru

## БИОЛОГИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ С ПОМОЩЬЮ СУЛЬФАТРЕДУЦИРУЮЩИХ БАКТЕРИЙ

Семенов С. В.<sup>1</sup>, Князев Ю. В.<sup>1,2</sup>, Балаев Д. А.<sup>1</sup>, Карначук О. В.<sup>2</sup>, Иккерт О. П.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия

\*e-mail: but310@mail.ru

Green synthesis of nanoparticles is a promising area for obtaining functional materials. It involves the development of clean, biocompatible, non-toxic and environmentally friendly methods for the synthesis of nanoparticles in comparison with traditional methods such as physical and chemical, which are often toxic [1].

In this work we exploit the biomineralization process of the of sulfate reducing bacteria: *Desulfovibrio* sp. A2 and *Desulfosporosinus metallidurans* OL<sup>T</sup>. Using these species, we obtained magnetic nanocomposite samples. X-ray powder and electron microscopy show that bacteria form the iron sulfide ( $\text{Fe}_3\text{S}_4$ ) with the iron oxyhydroxide ( $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ ). Energy dispersive spectroscopy (Fig. 1) demonstrates that magnetic nanorods of the  $\text{Fe}_3\text{S}_4$  are crystylezed on the bacterial wall. Magnetic properties of the obtained samples were investigated by magnetic measurements and Mössbauer spectroscopy [2]. According to these data, our samples consist of 80 % of the superparamagnetic nanoparticles of the iron oxyhydroxide ( $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ ) and 20 % of the ferrimagnetic phase of greigite ( $\text{Fe}_3\text{S}_4$ ). It is shown that the blocking of the magnetic moments occurs at the  $T_B = 140$  K (72 K, according to the magnetic data).

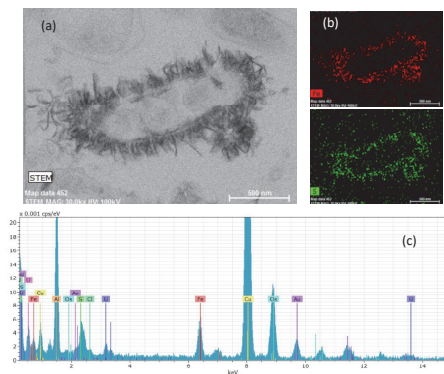


Fig. 1. EDS mapping of the local field of the sample on the 500 nm scale. (a) Analyzed area (left-hand panel). (b) EDS elemental mapping images of Fe, O, and S atoms (righthand panel). (c) EDS spectrum of the local field (lower panel)

*This study was supported by the Russian Science Foundation, project no. 22-24-00601 (<https://rscf.ru/project/22-24-00601/>).*

[1] N. I. Hulkoti, T. C. Taranath. *Colloids Surf. B*, vol. 121, pp. 474–483 (2014)

[2] Yu. Knyazev. *J. Alloys Compd.*, vol. 923, art. 166346 (2022).

# РАЗРАБОТКА ТАРГЕТНОЙ ФАРМАЦЕВТИЧЕСКОЙ КОМПОЗИЦИИ ДЛЯ МАГНИТОРЕЗОНАНСНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК

**Пьянков В. Ф.<sup>1\*</sup>, Столяр С. В.<sup>1,2</sup>, Крюкова О. В.<sup>1</sup>, Ли. О. А.<sup>1</sup>, Николаева Е. Д.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>Красноярский государственный медицинский университет им. профессора

В. Ф. Войно-Ясенецкого, Красноярск, Россия

e-mail: pyankov.vf@ksc.krasn.ru

## THE TARGETED PHARMACEUTICAL COMPOSITION DESIGN FOR MAGNETIC RESONANCE HYPERTHERMIA OF TUMOR CELLS

**Pyankov V. F.<sup>1\*</sup>, Stolyar S. V.<sup>1,2</sup>, Kruykova O. V.<sup>1</sup>, Li O. A.<sup>1</sup>, Nikolaeva E. D.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>FRC KSC SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>3</sup>Professor V. F. Voino-Yasensky Krasnoyarsk State Medical University,

Krasnoyarsk, Russian Federation

e-mail: pyankov.vf@ksc.krasn.ru

Существуют различные способы снижения жизнеспособности опухолевых клеток. Перспективным подходом является использование гипертермии в качестве вспомогательной терапии. Гипертермия подразумевает собой использование медиаторов нагрева – наночастиц, и воздействия, приводящего к их нагреву до  $\Delta T \sim 5\text{--}10$  К. Существующие способы нагрева медиаторов могут негативно влиять на организм, ввиду высоких уровней воздействия, необходимых для достижения теплового эффекта.

Мы предлагаем использовать явление магнитного резонанса [1–3] для нагрева магнитных наночастиц (МНЧ). Для этого можно использовать частицы магнетит-маггемитового ряда и ферриты на их основе. Подобные частицы обладают высоким потенциалом модификации.

Модификация подразумевает собой разработку таргетной фармацевтической композиции (ТФК), способной связываться с целевыми клетками. Мы предлагаем структуру ТФК в виде ядра-частицы окруженной инертной оболочкой из оксида кремния, для чего частица обрабатывается ТЭОС [4]. Для того чтобы сделать ее таргетной, модифицированная частица обрабатывается АПТЭС, в результате чего на ее поверхности образуются активные  $\text{NH}_2$ -группы [5]. Наличие активных групп позволяет провести иммобилизацию антител, или, в нашем случае, аптамеров, специфичных к требуемому типу клеток. Мы использовали аптамеры FAS9, комплементарные асцитной карциноме Эрлиха [6], представляющие собой последовательность из 80 олигонуклеотидов.

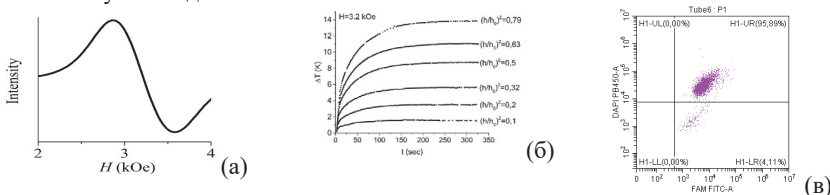


Рис. 1. Спектр ФМР порошка магнетита с покрытием ТЭОС+АПТЭС (а), зависимость приращения температуры магнетита с покрытием ТЭОС+АПТЭС от времени, при различном уровне мощности СВЧ-источника в резонансном поле (б), связываемость ТФК и клеток асцитной карциномы Эрлиха (в)

ФМР-спектр порошка магнетита с покрытием ТЭОС+АПТЭС представлен на рис. 1, а. В резонансном поле, порошки подвергали нагреву в режиме ФМР (рис. 1, б), достигая температуры от  $\Delta T = 1$  К до  $\Delta T = 14$  К, варьируя мощность источника СВЧ от 10 до 80 %. Связываемость ТФК с клетками АКЭ показана на рис. 1, в и достигала ~95 %. Состояние опухоли оценивали по состоянию клеток в суспензии. ФМР-гипертермия с ТФК приводила к снижению жизнеспособности клеток АКЭ. Наблюдали двухкратный рост числа клеток в состоянии апоптоза и некроза, после 10 минут воздействия ФМР-гипертермии.

- [1] J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim. *Sci Rep.*, vol. 12, 5232 (2022).
- [2] I. Khmelinskii, V. I. Makarov. *Journal of Thermal Biology*, vol. 77, pp. 55–61 (2018).
- [3] С. В. Столяр. *Физика металлов и металловедение*, т. 124, № 2, с. 1–8 (2023).
- [4] I. I. Slowing. *Adv. Drug Delivery Rev.*, vol. 60, no. 11, pp. 1278–1288 (2008).
- [5] А. Г. Першина. *Успехи химии*, т. 83, № 4, с. 299–322 (2014).
- [6] О. С. Коловская. *Биологические мембраны*, т. 30, № 5-6, с. 398–411 (2013).

## **POSTER SESSION**

**PI. TRANSPORT PHENOMENA,  
GIANT MAGNETIC RESISTANCE,  
GIANT MAGNETIC IMPEDANCE**

## МАГНИТНЫЕ, ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА СПЛАВОВ $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$ : ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

**Павлухина О. О.<sup>\*</sup>, Бучельников В. Д., Соколовский В. В.**

*Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*

*\*e-mail: pavluhinaoo@mail.ru*

## MAGNETIC, TRANSPORT PROPERTIES AND STRUCTURE OF $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$ ALLOYS: AB INITIO STUDY

**Pavluhina O. O.<sup>\*</sup>, Buchelnikov V. D., Sokolovskiy V. V.**

*Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russian Federation*

*\*e-mail: pavluhinaoo@mail.ru*

Сплавы полу-Гейслера описываются формулой  $\text{X}_2\text{YZ}$  и имеют структуру типа  $\text{L2}_1$ . Замена одной подрешетки X вакансиями приводит к формированию сплавов XYZ, которые получили название полу-Гейслеры (пространственная группа  $\text{F-43m}$  ( $\text{C1}_b$  структура)). Сплавы Гейслера являются перспективными для применения в устройствах магнитного охлаждения, спинтроники и т. д., благодаря таким уникальным свойствам, как полуметалличность, большой магнитокалорический эффект, сверхупругость, магнитоиндуцируемые деформации и др. [1-2]. В работе с помощью теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP, выполнены исследования сплавов  $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$  ( $x = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1$ ). Исследования проведены в рамках приближения обобщенного градиента (GGA) в формулировке Пердью, Бурка и Эрнзерхофа (Perdew, Burke and Ernzerhof – PBE). Параметры для всех исследованных структур вычислены на 12-атомной суперячейке. Сплавы полу-Гейслера могут находиться в трех возможных конфигурациях – фазы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ .

В данной работе получено, что для сплава  $\text{FeRhAs}$  энергетически выгодна  $\beta$ -фаза, для всех остальных исследуемых сплавов выгодна  $\gamma$ -фаза, для всех сплавов выгодна ферромагнитная конфигурация. В работе так же оценивались транспортные свойства сплавов  $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$ . Среди транспортных свойств были рассчитаны коэффициенты Зеебека, электропроводность и теплопроводность. Отметим, что сплавы Гейслера считаются перспективными для практических применений термоэлектрическими материалами. Эффективность термоэлектрического устройства характеризуется безразмерным коэффициентом  $ZT$ , который определяется соотношением  $ZT = T(S^2\sigma/k)$  [3], где  $S$  – коэффициент Зеебека,  $\sigma$  – электрическая проводимость,  $k$  – теплопроводность. Значения эффективности термоэлектрического устройства для трехкомпонентного сплава  $\text{FeRhAs}$  оказались немного ниже, что свидетельствует о том, что четырехкомпонентный сплав является более перспективным материалом для применения в качестве термоэлектрика.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-20032).*

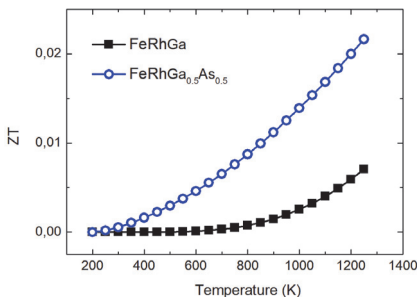


Рис. 1. Зависимости эффективности термоэлектрического устройства от температуры для сплавов  $\text{FeRhGa}$  и  $\text{FeRhGa}_{0.5}\text{As}_{0.5}$

[1] A. Mendonca et al. *J. Magn. Mater.*, vol. 531, p. 167965 (2020).

[2] L. Hongzhi et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 40, no. 22, pp. 7121 (2007).

[3] A. J. Minnich et al. *Energy Environ. Sci.*, vol. 2, p. 466 (2009).

## ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРО-МАГНИТНОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$

**Перевалова А. Н.<sup>1\*</sup>, Фоминых Б. М.<sup>1,2</sup>, Наумов С. В.<sup>1</sup>, Шредер Е. И.<sup>1</sup>,  
Марченкова Е. Б.<sup>1</sup>, Марченков В. В.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: domozhirova@imp.uran.ru

## ELECTRICAL RESISTIVITY AND OPTICAL PROPERTIES OF ANTIFERRO-MAGNETIC TOPOLOGICAL INSULATOR $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$

**Perevalova A. N.<sup>1\*</sup>, Fominykh B. M.<sup>1,2</sup>, Naumov S. V.<sup>1</sup>, Shreder E. I.<sup>1</sup>,  
Marchenkova E. B.<sup>1</sup>, Marchenkov V. V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: domozhirova@imp.uran.ru

В последние годы проблема получения и исследования магнитных топологических материалов привлекает большое внимание. Известно, что наличие нетривиальной топологии электронной зонной структуры и магнетизма может привести к реализации необычных квантовых состояний, в частности, квантового аномального эффекта Холла [1]. Недавно было обнаружено, что соединение  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  обладает одновременно свойствами антиферромагнетика и топологического изолятора [2], поэтому изучение электронных свойств данного материала представляет большой интерес. Кристаллическая структура  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  состоит из семикратных слоев  $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$ , между которыми действуют силы Ван-дер-Ваальса, поэтому предполагается, что данный материал обладает большой анизотропией физических свойств.

Целью данной работы является поиск и исследование анизотропии в электросопротивлении и оптических свойствах антиферромагнитного топологического изолятора  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .

Монокристалл  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  был выращен согласно методике, схожей с методом кристаллизации из раствора в расплаве; поликристалл  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  синтезирован из стехиометрической смеси элементов. Аттестация структуры полученных материалов проводилась методами рентгеновского дифракционного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Установлено, что монокристалл имеет поверхность, совпадающую с плоскостью (00 $\bar{1}$ ). Электросопротивление моно- и поликристаллического образца измерено четырехконтактным методом в диапазоне температур от 2 до 300 К на установке PPMS-9 (Quantum Design) в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Измерения проводились при протекании тока в плоскости (00 $\bar{1}$ ) монокристалла  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , а также перпендикулярно этой плоскости. Исследования оптических свойств проведены поляризметрическим методом Битти при комнатной температуре с одним отражением от плоскости образцов в диапазоне спектра (0,2–5,0) эВ. Оптические измерения проводились на монокристалле  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  в двух геометриях падающего света: свет направлен на поверхность (00 $\bar{1}$ ) (oriented  $\parallel$  (00 $\bar{1}$ )) и перпендикулярно этой поверхности (oriented  $\perp$  (00 $\bar{1}$ )), а также на поликристаллическом образце  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .

В ходе проведенного исследования показано, что электросопротивление, измеренное перпендикулярно плоскости (00 $l$ ) исследуемого монокристалла, на порядок величины превышает сопротивление, измеренное в данной плоскости, а электросопротивление поликристаллического образца имеет промежуточное значение. При температуре  $\sim 24$  K на температурных зависимостях электросопротивления имеется пик, соответствующий температуре Нееля данного соединения. Для всех исследуемых образцов наблюдаются положительные значения действительной  $\epsilon_1(\omega)$  части и многочисленные особенности на кривых мнимой  $\epsilon_2(\omega)$  части комплексной диэлектрической проницаемости, а также невысокие значения отражательной способности, которые свидетельствуют о преобладании межзонного механизма поглощения в исследованном диапазоне спектра. Спектр оптической проводимости  $\sigma(\omega)$  исследованных образцов представляет собой одну широкую полосу, в которой можно выделить двухпиковую структуру в области энергий (1,0-2,5) эВ (рис. 1). Для разных образцов происходит лишь незначительное изменение энергетического положения и взаимной интенсивности пиков в двухпиковой структуре. Как известно, в пределе  $\omega \rightarrow 0$  оптическая проводимость  $\sigma(\omega)$  стремится к статическому значению  $\sigma_0$ . На оси ординат отмечены значения статической проводимости  $\sigma_0$  при комнатной температуре, полученные из данных по электросопротивлению.

Таким образом, в результате проведенных исследований обнаружена анизотропия в электросопротивлении и оптических свойствах MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>. Поведение оптических характеристик имеет качественно схожий характер для всех исследованных образцов.

*Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3) при частичной поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (А.Н.П., СП-2705.2022.1). Один из авторов (В. В. М.) благодарит Уральский федеральный университет за поддержку (программа «Приоритет-2030»).*

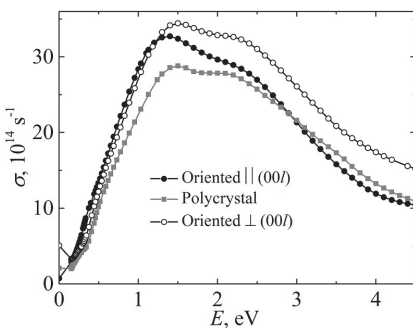


Рис. 1. Дисперсия оптической проводимости MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>. На оси ординат отмечены значения статической проводимости

[1] B. A. Bernevig, C. Felser, H. Beidenkopf. *Nature*, vol. 603, pp. 41–51 (2022).

[2] M. M. Otrokov et al. *Nature*, vol. 576, pp. 416–422 (2019).

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $Mn_3Al$ И $Mn_3Ge$ : ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ И ТЕРМОБАРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

**Семянникова А. А.<sup>1\*</sup>, Ирхин В. Ю.<sup>1</sup>, Марченкова Е. Б.<sup>1</sup>, Коренистов П. С.<sup>1</sup>,  
Дьячкова Т. В.<sup>2</sup>, Тютюнник А. П.<sup>2</sup>, Марченков В. В.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: semiannikova@imp.uran.ru

## ELECTRICAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF $Mn_3Al$ AND $Mn_3Ge$ ALLOYS: EFFECT OF RAPID MELT QUENCHING AND THERMOBARIC TREATMENT

**Semiannikova A. A.<sup>1\*</sup>, Irkhin V. Yu.<sup>1</sup>, Marchenkova E. B.<sup>1</sup>, Korenistov P. S.<sup>1</sup>,  
Dyachkova T. V.<sup>2</sup>, Tyutyunnik A. P.<sup>2</sup>, Marchenkov V. V.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>M. N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Solid State Chemistry UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>3</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: semiannikova@imp.uran.ru

Поиск и разработка новых материалов с уникальными магнитными и электронными свойствами, а также экспериментальное и теоретическое изучение их электронного энергетического спектра, структурного и магнитного состояний, представляет большой фундаментальный и практический интерес. Интерметаллические соединения на основе марганца  $Mn_3Z$  ( $Z = Al, Ga, Ge, Sn$  и др.) относятся к таким материалам, поскольку в них могут быть реализованы состояния антиферромагнетика и скомпенсированного ферримангнетика, топологического полуметалла и фрустрированного магнетика [1–5]. Они обладают необычными, весьма чувствительными к внешним воздействиям магнитными и электронными характеристиками, что можно использовать для практических применений в устройствах спинтроники, микро- и нанoeлектроники.

Поскольку структура таких сплавов зависит от способов их приготовления (литые, подвергнутые быстрой закалке из расплава и термобарической обработке, наноструктурированные и т. п.), то это может отразиться в их электронных и магнитных свойствах (см., напр., [6]). Поэтому изучение роли структурного состояния в формировании и поведении электронных и магнитных характеристик интерметаллических соединений на основе марганца также представляется достаточно важной и интересной задачей. Цель данной работы – изучение особенностей структуры, электрических и магнитных свойств сплавов  $Mn_3Al$  и  $Mn_3Ge$  в литом и быстрозакаленном состояниях, а также после термобарической обработки.

Объемные поликристаллические сплавы  $Mn_3Al$  и  $Mn_3Ge$  были синтезированы в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Приготовленный слиток отжидали в течение 72 ч при 650°C в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью ~100 град/ч. Быстрозакаленные ленты  $Mn_3Al$  и  $Mn_3Ge$  были получены из объемного соединения методом быстрой закалки (БЗР) из расплава при комнатной температуре под давлением 0,8 атм в атмосфере очищенного аргона и скорости охлаждения ~  $10^4$ – $10^5$  град/сек. Термобарическая обработка (ТБО) проведена при давлении до 10 ГПа и температуре 1000 К на гидравлическом прессе ДО-137А. Аттестация литых сплавов, БЗР-лент и ТБО-образцов соединений  $Mn_3Al$  и  $Mn_3Ge$  выполнена методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии в Центре коллективного пользования «Испытательный центр



нанотехнологий и перспективных материалов» (ЦКП) ИФМ УрО РАН. Измерения электросопротивления, эффекта Холла и намагниченности также проводили в ЦКП УрО РАН.

В результате исследований показано, что БЗР и ТБО приводят к сильным изменениям микроструктуры сплавов, что приводит к существенным изменениям электронных транспортных и магнитных свойств. Так, величина остаточного сопротивления, вид температурных зависимостей электросопротивления, вид полевых зависимостей намагниченности и величина спонтанной намагниченности, а также эффект Холла претерпевают значительные изменения. Таким образом, способ приготовления и обработки сплавов  $\text{Mn}_3\text{Al}$  и  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  может оказывать существенное влияние на их электронные и магнитные характеристики.

*Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (22-22-00935).*

- [1] Y. Zhang et al. *Phys. Rev. B.*, vol. 95, art. 075128 (2017).
- [2] K. Manna et al. *Nat. Rev. Mater.*, vol. 3, pp. 244–256 (2018).
- [3] M. E. Jamer et al. *Phys. Rev. Appl.*, vol. 7, art. 064036 (2017).
- [4] V. V. Marchenkov et al. *JETP*, vol. 128, pp. 919–925 (2019).
- [5] H. Yang et al. *New J. Phys.*, vol. 19, art. 015008 (2017).
- [6] V. V. Marchenkov et al. *Phys. Lett. A*, vol. 471, art. 128803 (2023).

## ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ СТРУКТУР В МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ СЕНСОРАХ

Дюжев Н. А., Чиненков М. Ю., Орешкин Г. И., Филиппов Н. А.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,  
Москва, Зеленоград, Россия  
\*e-mail: chinenkov@inbox.ru

## APPLICATIONS OF MAGNETIC STRUCTURES IN MICROELECTRONIC SENSOR DEVICES

N. Djuzhev<sup>1</sup>, M. Chinenkov<sup>a,\*</sup>, G. Oreshkin<sup>a</sup>, N. Filippov<sup>a</sup>

<sup>1</sup> National Research University of Electronic Technology (MIET), Moscow,  
Zelenograd, Russian Federation  
\*e-mail: chinenkov@inbox.ru

Среди большого числа сенсоров, способных измерять магнитное поле, безусловным лидером являются сенсоры, принцип действия которых основан на магниторезистивном эффекте в тонких ферромагнитных пленках. Анизотропные магниторезистивные сенсоры обладают целым рядом достоинств, а именно: высокая чувствительность к магнитному полю; малые габариты; малое энергопотребление; нечувствительность к механическим воздействиям; возможность работы в широком диапазоне температур. Магниторезистивные сенсоры, как и другие изделия микроэлектроники, состоят не только из ферромагнитных слоев. Для успешного функционирования используются контактные, пассивирующие, адгезионные слои. В мире задачи создания магниторезистивных сенсоров решаются такими фирмами, как Philips, Honeywell и др. Однако в России не существует производства подобных микроэлектронных компонент, что ставит нашу промышленность в зависимость от зарубежных поставок. В данной работе рассмотрены возможности применения магниторезистивных структур при создании микроэлектронных сенсоров.

Основным компонентом магнитных сенсоров является ферромагнитная тонкая пленка (FeNi, FeNiCo, CoFeB и др.), которая формируется методом магнетронного осаждения на кремниевые подложки. АМР-свойства хорошо проявляются, когда магнитные домены пермаллоевой пленки выровнены в одном направлении. Для этого в процессе изготовления пленка подвергается воздействию сильного магнитного поля для формирования ориентации вектора намагниченности  $M$ , или легкой оси намагничивания. Направление и величина вектора  $M$  являются существенными для образования повторяемых, помехоустойчивых, выходных сигналов. При проектировании сенсора, четыре идентичных магниторезистивных пленки соединяются по мостовой схеме (рис. 1). Мостовой магниторезистивный сенсор имеет легкую ось, которая принудительно формируется встроенной плоской катушкой SET/RESET. Поддача короткого установочного импульса тока через катушку формирует поле, ориентирующее магнитные домены пленок сенсора в одном направлении.

Контактный слой может быть использован одновременно как для создания контактных площадок, так и для создания шунтирующих полос в меандре для линейаризации выходного сигнала. Наиболее зарекомендовавшими себя материалами для создания контактных слоев являются Au и Al. Золото имеет меньшее удельное сопротивление и лучшие коррозионные качества. Алюминий же менее стабильный, позволяет пропускать ток меньшей плотности и создает интерметаллические соединения с металлическими слоями, что приводит к разрушению места контакта. Поэтому в боль-

шинстве случаев используются барьерные слои из Ta, Ti или Mo для предотвращения деградации контакта. Также данные слои могут быть использованы для улучшения адгезии.

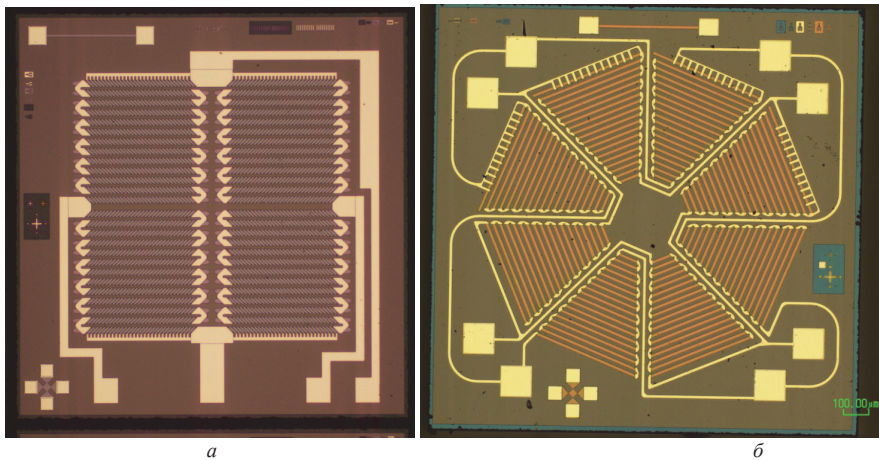


Рис. 1. магниторезистивные сенсоры: магнитного поля (а) и угла поворота (б)

Функциональные характеристики сенсора характеризуются геометрическими размерами (топологией) слоев. Управляя топологией, можно получить сенсор с четной или нечетной характеристикой: сенсор магнитного поля (рис. 1, а) или сенсор угла поворота (рис. 1, б). Чувствительность повышается при увеличении ширины пермаллоевой дорожки и уменьшении расстояния между шунтами.

В рамках работы рассмотрены технологические аспекты и режимы получения анизотропных магниторезистивных пленок с повышенной чувствительностью, стабилизация магниторезистивной структуры с помощью встроенных катушек, стабилизация магниторезистивной структуры с помощью тонких магнито жестких слоев.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (контракт № 075-15-2021-1350 от 05.10.2021, внутренний номер 15.SIN.21.0004) и проведена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.*

[1] U. Dibern. *Magnetoresistive sensors*, in Sensors, VCH, New York, p. 341 (1989).

[2] S. Tumanski. *Thin Film Magnetoresistive Sensors*, IOP Publishing Ltd (2001).

[3] N. A. Djuzhev et al. *Semiconductors*, vol. 49, no. 13, pp. 1739–1742 (2015).

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОИМПЕДАНСНОГО ЭФФЕКТА В ЛЕНТАХ С НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

**Букреев Д. А.<sup>\*</sup>, Деревянко М. С., Моисеев А. А., Семиров А. В.**

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

*\*e-mail: da.bukreev@gmail.com*

## COMPUTER SIMULATION OF THE MAGNETO-IMPEDANCE EFFECT IN RIBBONS WITH AN INHOMOGENEOUS MAGNETIC STRUCTURE

**Bukreev D. A.<sup>\*</sup>, Derevyanko M. S., Semirov A. V.**

*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

*\*e-mail: da.bukreev@gmail.com*

Магнитоимпедансный эффект (МИ) заключается в изменении электрического импеданса ферромагнитного проводника под действием внешнего магнитного поля [1]. Наиболее часто МИ исследуется в так называемой продольной конфигурации, когда переменный ток и внешнее магнитное поле ориентированы вдоль одной оси [2]. Если ограничиться проводниками планарной геометрии, то МИ активно исследуется в аморфных лентах на основе кобальта и железа, в том числе прошедших нанокристаллизацию, и тонких магнитных пленках. Относительное изменение импеданса может достигать сотен процентов при изменении напряженности на единицы А/м. По этой причине активно обсуждается разработка высокочувствительных датчиков магнитного поля на основе МИ, которые могут быть востребованы как в технических [3,4], так и в биомедицинских приложениях [5].

МИ может быть наглядно объяснен в терминах скин-эффекта. Распределение переменного электрического тока по сечению проводника с магнитной проницаемостью  $\mu$  и удельной проводимостью  $\sigma$  зависит от частоты переменного тока  $f$  и может быть охарактеризовано толщиной скин-слоя [6]:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu_0 \mu}}, \quad (1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Упрощенно можно считать, что переменный ток в основном сосредоточен в поверхностном слое проводника толщиной, равной толщине скин-слоя, т. е. эффективное сечение проводника определяется  $\delta$ . Таким образом из выражения (1) следует, что если изменяется магнитная проницаемость проводника, то изменяется его эффективное сечение. Изменяется и импеданс, т. е. наблюдается МИ.

Было показано, что характер зависимости МИ от напряженности внешнего магнитного поля определяется ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) [7]. Так, зависимость вида «один пик» говорит о том, что лента имеет преимущественно продольную ОЛН (относительно ориентации переменного тока). В этом случае при увеличении напряженности внешнего магнитного поля МИ монотонно уменьшается. Другими словами, максимальное значение МИ наблюдается в нулевом внешнем магнитном поле, поле пика  $H_p = 0$ . В свою очередь зависимость вида «два пика» свидетельствует о преимущественно поперечной ориентации ОЛН, когда при увеличении напряженности внешнего магнитного поля МИ сначала возрастает, достигая максимального значения при  $H_p \neq 0$ , а затем монотонно уменьшается. При этом поле пика  $H_p$  близко к полю анизотропии  $2K/M_s$ . Отметим также, что чем ближе ориентация ОЛН к поперечному направлению, тем меньше МИ в нулевом внешнем магнитном поле, и тем больше выражен возрастающий участок на зависимости МИ от напряженности внешнего магнитного поля.

Аморфные магнитомягкие ленты, полученные быстрой закалкой из расплава, характеризуются неоднородным распределением магнитных свойств по сечению, в частности константы магнитной анизотропии и ориентации оси легкого намагничивания (ОЛН). На распределение параметров магнитной анизотропии по сечению ленты влияет как распределение закалочных напряжений, так и рельеф поверхности. Если магнитные параметры распределены по сечению ленты неоднородно, то в формировании МИ отклика на различных частотах переменного тока из-за разной толщины скин-слоя участвуют различные области проводника, которые могут обладать различными параметрами магнитной анизотропии. В этом случае справедливо ожидать, что характер МИ-отклика зависит от частоты переменного тока.

Влияние распределения магнитных свойств по сечению лент на МИ-отклик исследовали с помощью компьютерного моделирования методом конечных элементов в программном пакете Comsol Multiphysics (лицензия № 9602434), хорошо зарекомендовавшем себя при решении подобных задач [8]. Моделирование выполняли в диапазоне частот переменного тока от 0,01 до 100 МГц.

Модель ленты представляла собой стопку  $2n - 1$  слоёв прямоугольного сечения, расположенных симметрично относительно ее середины (рис. 1). Ширина и длина каждого слоя были равны ширине и длине ленты соответственно. Для каждого слоя задавали значение поперечной магнитной проницаемости  $\mu_i$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1, \text{ если } |y| \leq y_1; \\ \mu_2, \text{ если } y_1 < |y| \leq y_2; \\ \dots \dots \\ \mu_i, \text{ если } y_{i-1} < |y| \leq y_i; \\ \dots \dots \\ \mu_n, \text{ если } y_{n-1} < |y| \leq y_n. \end{array} \right. \quad (2)$$

Очевидно, что  $|y_n| = b$ . Удельные проводимости слоев принимали одинаковыми и равными  $\sigma = 570$  кСм/м. Были рассмотрены модели с  $n$  от 1 до 3. Длина составляла 24 мм, ширина 0,78 мм, а толщина  $2b = 26$  мкм.

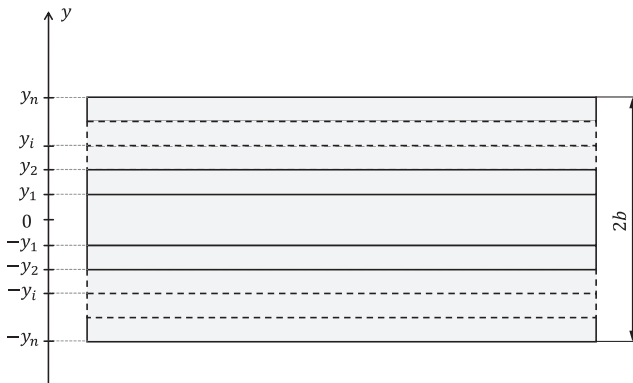


Рис. 1. Разбиение модели ленты на слои

Зависимость  $\mu_i$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  задавали с помощью уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \mu_i &= 1 + \frac{2\mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta_i}{2\mu_0 M_s H + K_i (3\sin(2\varphi_i - \theta_i) + \sin(3\theta_i - 2\varphi_i))}, \\ H &= \frac{K_i \sin(2\theta_i - 2\varphi_i)}{\mu_0 M_s \cos \theta_i}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где  $M_s = 560$  кА/м – намагниченность насыщения (одна и та же для всех слоев),  $K_i$  – константа анизотропии  $i$ -го слоя,  $\varphi_i$  – угол отклонения ОЛН от поперечного направления в  $i$ -м слое,  $\theta_i$  – угол отклонения намагниченности от поперечного направления в  $i$ -м слое. Данную систему уравнений невозможно решить аналитически, поэтому для нахождения  $\mu_i(H)$  использовались численные методы.

Величину МИ при напряженности внешнего магнитного поля  $H$  рассчитывали по формуле:

$$\Delta Z / Z(H) = \frac{Z(H) - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})} \cdot 100 \%, \quad (4)$$

где  $Z(H)$  и  $Z(H_{\max})$  – модули импеданса при значениях напряженности магнитного поля  $H$  и  $H_{\max} = 12$  кА/м соответственно.

На рис. 2 приведены результаты расчетов для случая однородного в магнитном отношении проводника ( $n = 1$ ). Видно, что если ОЛН ориентирована преимущественно поперек ленты, то во всем исследуемом диапазоне частот переменного тока зависимость МИ от напряженности внешнего магнитного поля  $\Delta Z/Z(H)$  имеет вид «два пика» (рис. 2, а). Если ОЛН ориентирована преимущественно вдоль длины ленты, то зависимость  $\Delta Z/Z(H)$  имеет вид «один пик» (рис. 2, б). Также отметим, что  $H_p$  не зависит от частоты переменного тока.

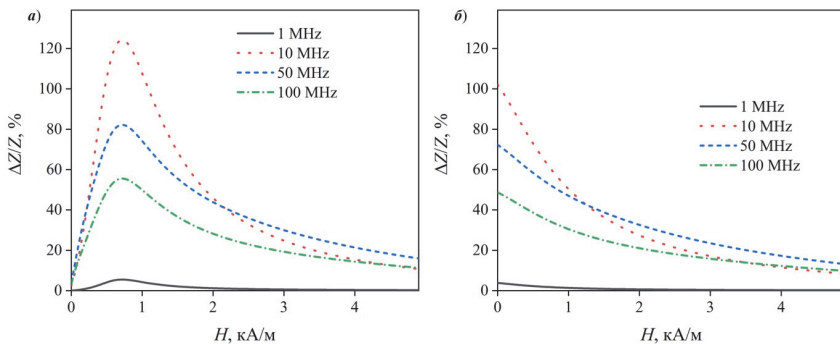


Рис. 2. Зависимости МИ однородной ленты ( $n = 1$ ) от напряженности внешнего магнитного поля  $\Delta Z/Z(H)$ , смоделированные для случаев: а) преимущественно поперечной ориентации ОЛН ( $\varphi = 15^\circ$ ); б) преимущественно продольной ориентации ОЛН ( $\varphi = 60^\circ$ ). В обоих случаях  $K = 200$  Дж/м<sup>3</sup>. Зависимости приведены для частот переменного тока 1, 10, 50 и 100 МГц

На рис. 3, а приведены зависимости  $\Delta Z/Z(H)$ , смоделированные для случая  $n = 2$ . При этом ОЛН в поверхностных слоях была ориентирована преимущественно поперечно, а ОЛН внутреннего слоя – преимущественно продольно. Как видно, МИ-отклик по сравнению с однородным случаем существенно изменяется. На высоких частотах переменного тока он имеет вид «два пика», а на низких – вид «один пик». При этом нужно отметить, что поле  $H_p$  на низких частотах переменного тока равно 0, а на высоких – очень быстро возрастает до значения  $2K_n/M_s$ .

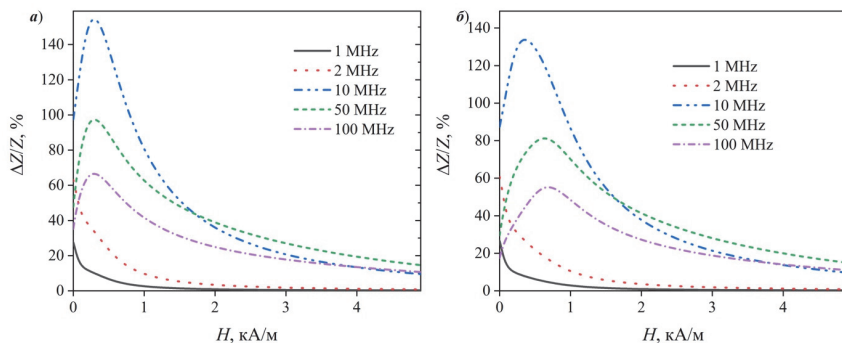


Рис. 3. Зависимости МИ неоднородной ленты от напряженности внешнего магнитного поля  $\Delta Z/Z(H)$ , смоделированные для случаев а)  $n = 2$  ( $y_1 = 8$  мкм,  $\varphi_1 = 60^\circ$ ,  $K_1 = 20$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_2 = 13$  мкм,  $\varphi_2 = 30^\circ$ ,  $K_2 = 100$  Дж/м<sup>3</sup>); б)  $n = 3$  ( $y_1 = 8$  мкм,  $\varphi_1 = 60^\circ$ ,  $K_1 = 20$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_2 = 12$  мкм,  $\varphi_2 = 30^\circ$ ,  $K_2 = 100$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_3 = 13$  мкм,  $\varphi_3 = 15^\circ$ ,  $K_3 = 200$  Дж/м<sup>3</sup>). Зависимости приведены для частот переменного тока 1, 2, 10, 50 и 100 МГц

На рис. 3, б приведены зависимости  $\Delta Z/Z(H)$ , смоделированные для случая  $n = 3$ . При этом константа анизотропии от поверхности к внутреннему слою уменьшается, а угол отклонения ОЛН от поперечного направления – увеличивается. Можно видеть, что  $H_p$  с повышением частоты переменного тока в этом случае увеличивается до значения  $2K_H/M_S$  плавно (рис. 4).

Таким образом, на неоднородное распределение магнитных свойств по сечению ленты указывает зависимость поля пика от частоты переменного тока  $H_p(f)$  (рис. 4), а также различный характер МИ-отклика на низких и высоких частотах (рис. 3).

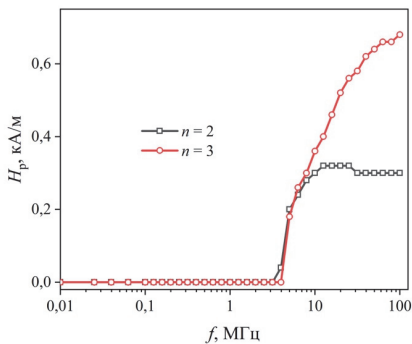


Рис. 4. Зависимости поля пика МИ от частоты переменного тока  $H_p(f)$  для случаев а)  $n = 2$  ( $y_1 = 8$  мкм,  $\varphi_1 = 60^\circ$ ,  $K_1 = 20$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_2 = 13$  мкм,  $\varphi_2 = 30^\circ$ ,  $K_2 = 100$  Дж/м<sup>3</sup>); б)  $n = 3$  ( $y_1 = 8$  мкм,  $\varphi_1 = 60^\circ$ ,  $K_1 = 20$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_2 = 12$  мкм,  $\varphi_2 = 30^\circ$ ,  $K_2 = 100$  Дж/м<sup>3</sup>;  $y_3 = 13$  мкм,  $\varphi_3 = 15^\circ$ ,  $K_3 = 200$  Дж/м<sup>3</sup>).

Полученные результаты могут быть полезны при разработке датчиков магнитного поля на основе МИ, особенно при выборе оптимальной частоты переменного тока и режима термообработки, направленной на формирование магнитной анизотропии. Более того, разработанные модели могут быть полезны при проведении магнито-импедансной томографии – нового метода исследования распределения магнитных свойств по сече-

нию ферромагнитных проводников. Магнито-импедансная томография хорошо себя зарекомендовала при исследовании аморфных проволок на основе кобальта.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00709, <https://rscf.ru/project/22-22-00709/>.*

- [1] R. S. Beach, A. E. Berkowitz. *J. Appl Phys.*, vol. 76, pp. 6209–6213 (1994).
- [2] D. A. Bukreev et al. *Materials*, vol. 13, art. 3216 (2020).
- [3] M. M. Tehranchi, M. Ranjbaran, H. Eftekhari. *Sens Actuators A Phys.*, vol. 170, pp. 55–61 (2011).
- [4] S. Gudoshnikov et al. *JMMM*, vol. 510, art. 166938 (2020).
- [5] T. Uchiyama, J. Ma, *JMMM*, vol. 514, art. 167148 (2020).
- [6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*, изд-во «Наука», Москва (1982).
- [7] L. Kraus. *JMMM*, vol. 195, pp. 764–778 (1999).
- [8] D. A. Bukreev et al. *Sensors*, vol. 22, 9512 (2022).



# ОЦЕНКА РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

**Моисеев А. А.\***, Букреев Д. А., Деревянко М. С., Семиров А. В.

*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

*\*e-mail: Moiseev.Al.An@gmail.com*

## A RADIAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC PERMEABILITY ESTIMATION IN AMORPHOUS SOFT MAGNETIC COBALT-BASED CONDUCTORS

**Moiseev A. A.\***, Bukreev D. A., Derevyanko M. S., Semirov A. V.

*Irkutsk State University, Irkutsk, Russian Federation*

*\*e-mail: Moiseev.Al.An@gmail.com*

Методом магнитоимпедансной томографии выполнена оценка радиального распределения магнитной проницаемости в аморфных проводах  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ , полученных быстрой закалкой из расплава. Исследуемые образцы дополнительно не обрабатывались.

Суть магнитоимпедансной томографии заключается в подборе таких численных значений электромагнитных и геометрических параметров модели исследуемого образца, что дают хорошее совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей электрического импеданса от частоты переменного тока. Для реализации метода исследуемые образцы представлялись моделью из  $n = 5$  коаксиальных цилиндрических областей (слоев). Для каждого слоя провода задавали значение магнитной проницаемости  $\mu_i$ , удельной электропроводности  $\sigma_i$  и внешнего радиуса  $r_i$ . Величина  $r_n$  равна радиусу провода.

Для примерной оценки геометрического положения слоев обратились к расчетным зависимостям компонент закалочных напряжений [1].

Наилучшее приближение смоделированной зависимости  $Z(f)/R_{DC}$  к экспериментальной получено при следующей комбинации варьируемых параметров:  $\sigma = 0,87$  МСм/м;  $\mu_1 = 1$ ;  $\mu_2 = 11800$ ;  $\mu_3 = 3400$ ;  $\mu_4 = 6400$ ;  $\mu_5 = 320$ ;  $r_1 = 30$  мкм;  $r_2 = 60$  мкм;  $r_3 = 76$  мкм;  $r_4 = 88$  мкм;  $r_5 = 90$  мкм.

Обнаружено, что вблизи оси провода магнитная проницаемость минимальна ( $\mu_1 = 1$ ), что может указывать на циркулярную ориентацию намагниченности в этой области, описанную ранее другими авторами [2]. Высокие значения магнитной проницаемости средних слоев ( $\mu_2 = 11800$ ;  $\mu_3 = 3400$ ;  $\mu_4 = 6400$ ) во многом определяются величиной и соотношением компонент внутренних закалочных напряжений. В поверхностной области провода на величину магнитной проницаемости существенное влияние могут оказывать размагничивающие поля, возникающие на неоднородностях рельефа поверхности.

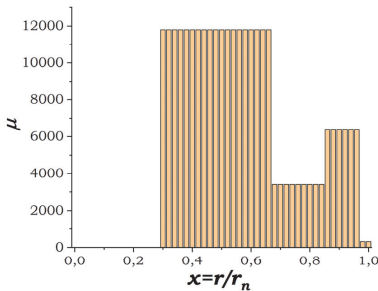


Рис. 1. Радиальное распределение магнитной проницаемости аморфных проводах  $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  радиусом 90 мкм

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00709, <https://rscf.ru/project/22-22-00709/>.

[1] A. S. Antonov et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 32, 1788 (1999).

[2] N. A. Usov. *JMMM*, vol. 249, pp. 3–8 (2002).

## ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$

**Харьков А. М.\***, Рунов Р. В., Никитинский О. С., Черемных Н. А., Гельгорн А. В.

*Сибирский государственный университет науки и технологий*

*им. академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия*

*\*e-mail: khark.anton@mail.ru*

## HALL EFFECT IN SOLID SOLUTION $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$

**Kharkov A. M.\***, Runov R. V., Nikitinskiy O. S., Cheremnykh N. A., Gelnorn A. V.

*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation*

*\*e-mail: khark.anton@mail.ru*

Типы носителей тока найдем из Холловских измерений в магнитном поле  $H = 12$  кЭ, на постоянном токе 10 мкА. На рис. 1, а представлена константа Холла для  $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$  от температуры. Положительный знак  $R_H$  указывает, что носителями тока являются дырки в интервале 80–400 К с максимумом подвижности выше комнатной температуры.

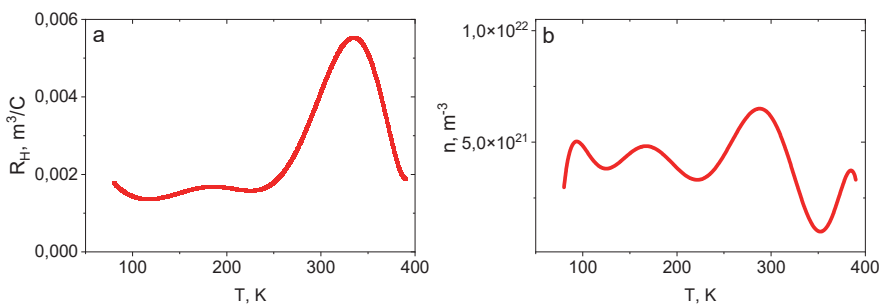


Рис. 1. Температурная зависимость постоянной Холла (а) и концентрации (б) для  $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$

То есть при замещении марганца ионами самария знак носителей тока не изменился. Сохранение знака также наблюдалось при замещении ионами иттербия с концентрацией  $x = 0,15$  [1]. Концентрация дырок, найденная из  $R_H = 1/en$ , имеет небольшие максимумы при температурах 95 и 165 К. При этих температурах делокализуются спиновые и решеточные поляроны, сдвиг химпотенциала приводит к росту дырок на уровне химпотенциала. Максимум подвижности при 180 К и 326 К возможно вызваны рассеянием на примесных центрах. Подвижность электронов выше комнатной температуры растет.

Концентрация носителей тока представлена на рис. 1, б. В интервале температур 190–225 К происходит смена типа носителей тока с электронного на дырочный, поэтому использование формулы для одного типа носителя является некорректным, но качественно правильно отражает ситуацию в эксперименте.

*Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда N 23-22-10016, Красноярского краевого фонда науки.*

[1] S. S. Aplessin et al. *JMMM*, vol. 513, 167104 (2020).

## МАГНИТОИМПЕДАНС В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$

**Харьков А. М. \*, Ситников М. Н.**

*Сибирский государственный университет науки и технологий  
им. академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия*

*\*e-mail: khark.anton@mail.ru*

## MAGNETOIMPEDANCE IN SOLID SOLUTION $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$

**Kharkov A. M. \*, Sitnikov M. N.**

*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russian Federation*

*\*e-mail: khark.anton@mail.ru*

Влияние магнитного поля на динамические характеристики носителей тока исследовалось в результате изменения компонент импеданса в магнитном поле при фиксированных температурах:

$$\Delta Z = (Z(H, \omega) - Z(H = 0, \omega)) / Z(H = 0, \omega) \quad (1)$$

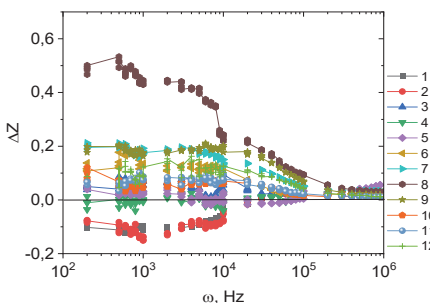


Рис. 1. Частотные зависимости магнитоимпеданса  $\Delta Z$  для образца  $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$  в магнитном поле  $H = 12$  кЭ при температурах  $T = 80$  К (1), 90 К (2), 100 К (3), 110 К (4), 120 К (5), 160 К (6), 200 К (7), 240 К (8), 280 К (9), 320 К (10), 360 К (11), 390 К (12)

На рис. 1 представлены частотные зависимости магнитоимпеданса  $\Delta Z$ . На частотах больше частоты релаксации импеданс и его компоненты уменьшаются в магнитном поле на 10 % при  $T < 100$  К и увеличиваются при  $\omega < \omega_c$ . С ростом температуры при  $T > 110$  К импеданс и  $\text{Re}(Z)$  увеличиваются в магнитном поле и достигают максимума 50 % при 240 К. Дальнейший нагрев приводит к уменьшению импеданса [1].

Сравнение импедансных характеристик сульфида марганца, замещенного ионом с переменной валентностью самария и с дефектами в катионной системе марганца указывает на ключевую роль ионов самария, которые являются донорами.

Электронное допирование приводит к изменению активной части импеданса в магнитном поле в области низких частот. Из температурных зависимостей компонент импеданса найден основной вклад в импеданс активной и реактивной частей импеданса.

В антиферромагнитной фазе в  $\text{Sm}_{0,1}\text{Mn}_{0,9}\text{S}$  импеданс уменьшается в магнитном поле. Предложена модель решеточных и спиновых поляронов для объяснения аномалий в температурной зависимости импеданса и в магнитном поле.

*Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда N 23-22-10016, Красноярского краевого фонда науки.*

[1] S. S. Aplesnin et al. Journ. Mat. Sci.: Mat. Electr., vol. 34, p. 284 (2023).

**POSTER SESSION**

**PJ. MAGNETIC ANISOTROPY,  
MAGNETOSTRICTION,  
MAGNETOELASTIC PHENOMENA**

## ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ НА МАГНИТО-УПРУГУЮ ДИНАМИКУ КОЛЕБАНИЙ В ТРЁХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ

**Дианов М. Ю.<sup>\*</sup>, Котов Л. Н., Власов В. С.**

<sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия  
\*e-mail: kotovln@mail.ru

## EFFECT OF ANISOTROPY ON THE MAGNETO-ELASTIC DYNAMICS OF VIBRATIONS IN A THREE-LAYER STRUCTURE

**Dianov M. Yu., Kotov L. N.<sup>\*</sup>, Vlasov V. S.**

Syktvykar State University, Syktvykar, Russian Federation  
\*e-mail: kotovln@mail.ru

Актуальность исследований динамических магнитоупругих свойств многослойных структур, выполненных из наноразмерных слоёв с различными материальными параметрами, представляют собой важные и быстро развивающиеся направления физики, такие как, магнитная электроника, нелинейная физика и нанофизика [1; 2]. Результаты исследований магнитных и упругих колебаний в многослойных структурах могут представлять собой большой практический интерес для создания новых СВЧ устройств в связи с необходимостью дальнейшего уменьшения размеров элементов и увеличения чувствительности к внешним электромагнитным полям, а также расширения рабочего диапазона частот [2]. Реализация способа управления внешним магнитным полем магнитными и упругими состояниями слоёв многослойных структур создаёт предпосылки для разработки новых типов устройств записи и хранения данных, таких как оперативная память на основе многослойных структур и вычислительных устройств на мультиферроидной логике.

В работе приведены результаты моделирования по влиянию параметра магнитной анизотропии  $a$  третьего  $r$ -слоя на магнитоупругую динамику трёхслойной структуры. Параметр магнитной анизотропии  $a$   $r$ -слоя являлся множителем для констант анизотропии  $K_1$ ,  $K_2$  первого ( $p$ ) и второго ( $d$ ) слоёв структуры:  $K_{1r} = a \cdot K_{1p}$ ,  $K_{2r} = a \cdot K_{2p}$ ,  $K_{1p} = K_{1d} = -1,7 \cdot 10^3$  эрг·см<sup>-3</sup>,  $K_{1p} = K_{1d} = -1,7 \cdot 10^3$  эрг·см<sup>-3</sup>,  $K_{2p} = K_{2d} = -0,47 \cdot 10^3$  эрг·см<sup>-3</sup>. Значения плотности, упругих констант, намагниченности, первой и второй константы анизотропии  $K_1$ ,  $K_2$  первого и второго слоёв структуры выбирались равными константам кристаллов иттрий железо-алюминиевого граната состава  $Y_3Fe_{3,5}Al_{1,5}O_{12}$  [3]. Намагниченность насыщения  $M_s$  всех слоёв бралась равной 22,3 Gs. Были исследованы временные и частотные зависимости амплитуд единичных компонент намагниченности  $m_x$ ,  $m_y$  третьего  $r$ -слоя и их портреты при разных значениях параметров магнитной анизотропии  $r$ -слоя, лежащих в интервале от 0 до 30. Расчёты графиков проводились при различных значениях напряжённости постоянного магнитного поля, выбираемого в интервале от 0 до 4 кЭ, действующего перпендикулярно слоям структуры. Амплитуда переменного магнитного поля задавалась из интервала  $h_0 = 0,1-30$  Э. Анализ полученных графиков показывает, что при росте параметра магнитной анизотропии  $a$  амплитуда магнитоупругих низкочастотных колебаний на частоте 0,28 ГГц значительно увеличивается более чем в 30 раз (рис. 1). Амплитуды компонент высокочастотных магнитных колебаний  $m_x$ ,  $m_y$  на частоте переменного поля 2,5 ГГц при этом незначительно уменьшаются. При росте параметра  $a$  от 0 до 1,2, время нарастания колебаний уменьшается в 10 раз от 300 до 30 нс. То есть чем больше константы магнитной анизотропии слоёв структуры, тем меньше время магнитного переключения положения вектора намагниченности  $r$ -слоя.

Форма магнитоупругих колебаний при росте параметра анизотропии слоя от 0 до 1,2 меняется следующим образом. При отсутствии магнитной анизотропии ( $a = 0$ ), вектор намагниченности в слое движется по спирали, где каждый виток спирали представляет собой ломанную кривую с большим количеством изломов. При увеличении параметра анизотропии от 0 до 1,2 количество изломов уменьшается, и каждый виток спирали превращается в эллипс. Расстояние между соседними витками эллипса уменьшается при росте длительности колебаний, что соответствует максимальному удалению от точки начала колебаний и приближению вектора намагниченности к конечному положению равновесия. Ось спирали совпадает с начальным положением равновесия вектора намагниченности слоя, направленного вдоль постоянного магнитного поля, соответствующего минимуму энергии слоя.

*Исследование выполнено за счёт гранта российского научного фонда (РНФ), № 21-72-20048.*

[1] L. N. Kotov, M. Yu. Dianov, V. S. Vlasov. *Bull. RAN: Physics*, vol. 87, no. 4, pp. 409–415 (2023).

[2] L. N. Kotov et al. *Bull. RAN: Physics*, vol. 86, no. 9, pp. 1128–1132 (2022).

[3] Б. А. Голдин и др. *Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах)*, изд-во «Наука», Ленинград (1991).

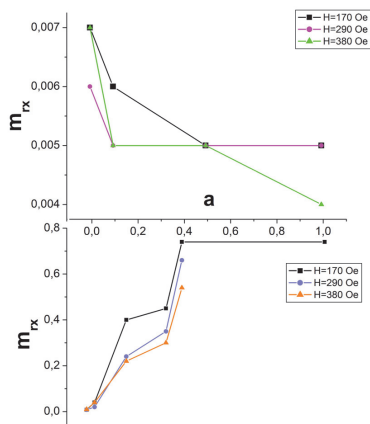


Рис. 1. Зависимости амплитуд компонент  $m_x$  высокочастотных ( $f = 2,5$  ГГц, верхний рисунок) и низкочастотных ( $f = 0,03$  ГГц, нижний рисунок) колебаний от параметра магнитной анизотропии  $a$ . В верхнем правом углу рисунков приведены значения постоянного магнитного поля, действующего на структуру.  $h_0 = 10$  Э.  $f = 2,5$  ГГц

## МАГНИТОСТРИКЦИЯ И ТРАНСПОРТНОЕ ПОВЕДЕНИЕ MnAs В ОБЛАСТИ $\alpha - \beta$ СТРУКТУРНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

**Ханов Л. Н.<sup>1\*</sup>, Арсланов Т. Р.<sup>1</sup>, Риль А. И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: hanov82@mail.ru

## MAGNETOSTRICTION AND TRANSPORT BEHAVIOR OF MnAs IN THE REGION OF $\alpha - \beta$ STRUCTURAL TRANSITION

**Khanov L. N.<sup>1\*</sup>, Arslanov T. R.<sup>1</sup>, Ril A. I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Amirkhanov Institute of Physics DFRC RAS, Makhachkala, Russian Federation

<sup>2</sup>Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Moscow, Russian Federation

\*e-mail: hanov82@mail.ru

В числе известных соединений пниктидов марганца, арсенид марганца MnAs занимает особое место в связи с его большим потенциалом в технологии энергоэффективного и экологически безопасного охлаждения, основанного на магнитокалорическом эффекте [1]. В последние десятилетия MnAs также активно рассматривается в качестве перспективного кандидата для спинтроники, благодаря реализации спин-поляризованных эффектов в гибридных полупроводниковых гетероструктурах на основе MnAs/GaAs. [2].

Большинство уникальных свойств MnAs происходят из-за особенностей его магнитных превращений в связке со структурными изменениями. Объемный MnAs обладает гексагональной структурой NiAs-типа ( $\alpha$ -MnAs фаза), которая с возрастанием температуры трансформируется в орторомбическую структуру MnP-типа ( $\beta$ -MnAs фаза) при  $T_C = 317$  К со скачкообразным изменением объема  $\sim 2$  %. Этот структурный переход сопровождается магнитным превращением из ферромагнитной  $\alpha$  фазы в парамагнитную  $\beta$  фазу с появлением скрытой теплоты и выраженным термальным гистерезисом. Параметр орторомбического искажения в  $T_C$  близок к 1 и с дальнейшим повышением температуры постепенно понижается, приводя к восстановлению гексагональной структуры ( $\gamma$ -MnAs фаза) при  $T_i \sim 398$  К через фазовый переход второго рода.

В настоящей работе исследуется поведение удельного сопротивления и магнито-стрикции в области структурного и магнитного превращения между  $\alpha$  и  $\beta$  фазами в MnAs. Показано, что температурная зависимость исследуемых свойств указывает на наличие термального гистерезиса в области  $T_C$ , ширина которого с приложением магнитного поля до 8 Тл заметно понижается. Предлагается сценарий смены фазового перехода первого рода на фазовый переход второго рода, индуцируемый магнитным полем.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00324).*

[1] A. de Campos et al. *Nat. Mater.*, vol. 5, p. 802 (2006).

[2] P. N. Hai et al. *Nature* (London), vol. 458, p. 489 (2009).

## ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДА В СПЕКТРЕ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА, РОЛЬ И ЗНАЧЕНИЕ

Shapovalov V. V.<sup>1</sup>, Шаповалов В. А.<sup>2</sup>, Дрокина Т. В.<sup>3</sup>, Воротинов А. М.<sup>3</sup>, Вальков В. И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Организация «Математика для Америки», Нью-Йорк, США

<sup>2</sup>Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия

<sup>3</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>e-mail: vashapovalov1@mail.ru

Ведущая роль анализа свойств тонких магнитных пленок в микроэлектронике приобретает решающее значение. Необходим поиск новых методов исследований. Уникальным свойством для этого обладает поверхностная мода в спектре спин – волнового резонанса. Спектр СВР является характеристикой магнитной пленки. Впервые СВР в пленке манганита  $\text{La}_{0,7}\text{Mn}_{1,3}\text{O}_3$  наблюдался в работе [1]. Параметры спектра поверхностной моды находятся в зависимости от величины и характера напряженного состояния поверхностного слоя пленки. На рис. 1 представлен спектр СВР в пленке  $\text{La}_{0,7}\text{Mn}_{1,3}\text{O}_3$  с высоким сопротивлением в перпендикулярной ориентации. Спектр СВР состоит из одиннадцати хорошо разрешенных линий. На высокополевой стороне  $\text{SM}_1$  и  $\text{SM}_2$  являются поверхностными модами. Тонкие магнитные пленки весьма совершенны и поэтому использование для их характеристик поверхностной моды является оправданным. Хотя обнаружение их представляет определенные трудности. Поверхностные моды существуют всегда, но не всегда проявляются. Проявлению поверхностной моды способствуют определенные напряженные состояния пленки. Экспериментально обнаружено, что упругие статические деформации в пленках манганитов приводят к проявлению поверхностной моды спектра спин-волнового резонанса. Эффект проявления поверхностной моды связан с закреплением спинов, формирующих поверхностную моду спектра СВР. С ростом линейной деформации повышаются деформационные градиенты и по толщине поверхностного слоя пленки, что способствует усилению закрепления спинов, которое проявляется в возрастании интенсивности поверхностных мод. Измерена константа магнитострикции поверхностного слоя пленки  $\lambda_{\text{surface}} = -6,023 \cdot 10^{-6}$ , которая больше магнитострикции пленки  $\lambda_{\text{пл}} = -3,1987 \cdot 10^{-6}$  в 1,88 раза.

В современных устройствах применяются многослойные пленки. Используется литография для нанесения определенных слоев на пленках. Но при этом не учитывается то факт, что полученная первая пленка содержит поверхностный слой, который имеет другие свойства, чем основная пленка.

Другая магнитострикция и другая структура. Другая структура заключается в другом ближайшем окружении магнитных ионов.

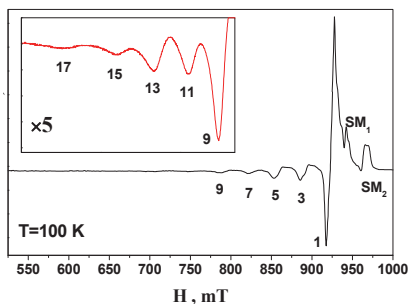


Рис. 1. Спектр СВР в пленке  $\text{La}_{0,7}\text{Mn}_{1,3}\text{O}_3$ ,  $T = 100\text{K}$ . На вставке показаны моды 9–17, увеличенные в 5 раз

[1]. V. P. Dyakonov et al. *Phys. Lett. V. A*268, pp. 202–207 (2000).



# МАГНИТОСТРИКЦИЯ В КОМПОЗИТНОМ СОЕДИНЕНИИ $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$

**Удод Л. В.<sup>1,2\*</sup>, Аплеснин С. С.<sup>1,2</sup>, Ситников М. Н.<sup>2</sup>, Романова О. Б.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий  
им. академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

\*e-mail: luba@iph.krasn.ru

Методом твердофазной реакции синтезирован нанокompозит  $\text{BiFeO}_3/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$  с соотношением 33 и 67 %. Феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  и муллит  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$  относятся к классу мультiferроиков и по отдельности хорошо изучены. На данный момент магнитострикция как в  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ , так и в  $\text{BiFeO}_3$  не исследовалась.

Целью данной работы является обнаружение магнитострикции в композите  $\text{BiFeO}_3/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$  с заданным соотношением 33/67 %.

Композит  $\text{BiFeO}_3/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$  проявляет антиферромагнитные свойства. Магнитная восприимчивость плавно растет при нагревании выше 40 К и при  $T = 250$  К имеет особенность типа кинка, которая отсутствует в монокристалле муллита. Выше температуры перехода  $T = 250$  К наблюдается широкий максимум магнитной восприимчивости. Зависимость намагниченности от поля имеет гистерезис, где намагниченность не достигает насыщения. Козритивное поле  $H_c$  от температуры проходит через максимум при  $T = 50$  К и исчезает при 150 К. Величина остаточной намагниченности при нагревании уменьшается, при  $T = 4,2$  К остаточная намагниченность равна 0,0015 emu/q и при  $T = 150$  К резко уменьшается в 3,5 раза [1].

Магнитострикция определялась через изменение линейных размеров образца ( $dL/L$ ) в магнитном поле путем измерения электросопротивления тензодатчиков. Образец с прикрепленным тензодатчиком помещался между полюсами электромагнита. Величина коэффициента магнитострикции образца рассчитывалась по следующей формуле:

$$\lambda = \frac{R_H - R_0}{R_0},$$

где  $R_H$  и  $R_0$  сопротивление тензодатчика, измеренное в магнитном поле и нулевом магнитном поле. Изменение магнитной структуры при нагревании в магнитном поле в результате магнитоупругого взаимодействия можно обнаружить при измерении деформации образцов. Температурная зависимость коэффициента магнитострикции композита  $\text{BiFeO}_3/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ , измерена в магнитных полях  $H = 6$  и 13 кОе (рис. 1). наблюдается зависимость  $\lambda$  от величины магнитного поля. Резкие аномалии на кривых  $\lambda(T)$  при  $T = 140$  К коррелируют с температурой структурного поверхностного фазового перехода в  $\text{BiFeO}_3$ . Параметр решетки  $\text{BiFeO}_3$  выше 140 К резко увеличивается [2]. При 200 К коэффициент магнитострикции меняет знак, что связано с изменением магнитоупругих констант. Возможно, при этой температуре происходит спин-ориентационный переход в  $\text{BiFeO}_3$ , что коррелирует с температурой смягчения рамановской моды  $E_3$  на частоте 268  $\text{cm}^{-1}$  [3].

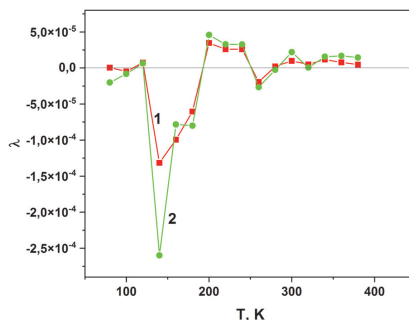


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента магнитострикции  $\text{BiFeO}_3/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ . Кривая 1 соответствует  $H = 6$  кОе, 2-  $H = 12$  кОе

Частоты фононных мод определяются модулем упругости, поэтому смещение линий комбинационного рассеяния указывает на изменение магнитоупругой константы. Исследование спин-фононного взаимодействия методом ИК спектроскопии в  $\text{BiFeO}_3$  выявило при  $T = 213$  К две новые фононные моды E и A1, которые приписываются колебаниям  $\text{Fe}^{3+}$  в октаэдре  $\text{FeO}_6$  [4]. С понижением температуры интенсивность этих мод увеличивается из-за сжатия решетки. Появление добавочных мод связано с переориентацией спинов  $\text{Fe}^{3+}$  [4] в результате спин-фононного взаимодействия, что также подтверждается аномалией g-фактора при  $T = 201$  К из ЭПР измерений [2]. В области температуры магнитного фазового перехода в муллите, 250–260 К константа магнитострикции меняет знак, где коэффициент теплового расширения достигает минимума при 255 К и смещается в магнитном поле до 266 К. Муллит, так же как и феррит висмута обладает магнитоупругим взаимодействием. При комнатной температуре и выше положительная константа магнитострикции связана с ферритом висмута.

[1] L. V. Udod et al. *J. All. Comp.*, vol. 958, 170445 (2023).

[2] R. Jarrier et al. *Phys. Rev. B*, vol. 85, 184104 (2012).

[3] Y. Yang et al. *Physica B*, vol. 404, pp. 171–174 (2009).

[4] V. M. Gaikwad, S. A. Acharya. *J. Appl. Phys.*, vol. 114, 193901 (2013).

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСИХ МАГНЕТИКОВ

**Ярыгина Е. А.<sup>1</sup>, Козачек В. В.<sup>1</sup>, Космачев О. А.<sup>1</sup>, Фридман Ю. А.<sup>1\*</sup>**

<sup>1</sup>*Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь, Россия*

<sup>\*</sup>*e-mail: yurii Fridman@gmail.com*

Поиск новых состояний конденсированных веществ является одной из самых «горячих» тем. Нематическое состояние, подобно упорядоченным фазам молекул в жидких кристаллах [1], является одним из самых интригующих примеров таких новых состояний электронных систем. Большинство исследований этих экзотических состояний ограничивается случаем температур  $T = 0^0 \text{ K}$  [2]. Данная работа посвящена исследованию влияния температуры на фазовые состояния и спектральные закономерности двухподрешеточного магнетика с учетом как билинейного, так и биквадратичного обменных взаимодействий и одноионной анизотропией типа «легкая плоскость». Гамильтониан такой модели можно представить в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left[ J(n-n') (\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n'}) + K(n-n') (\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n'})^2 \right] - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2,$$

где  $\mathbf{S}_n$  – спиновый оператор в  $n$ -ом узле подрешетки;  $J, K$  – константы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий, соответственно;  $\beta > 0$  – константа одноионной анизотропии типа «легкая ось». Спин магнитного иона  $S = 1$ .

В зависимости от соотношения обменных интегралов в системе возможна реализация четырех фазовых состояний: при  $J > K > 0$  – ферромагнитное состояние; при  $K > J > 0$  – состояние спинового нематика с  $\langle S^z \rangle = 0$  (на узле в каждой подрешетке); при  $|J| > K, J < 0, K > 0$  – антиферромагнитная фаза; и при  $|J| < |K|, J < 0, K < 0$  – ортогональный спиновый нематик.

Численный и аналитический анализ параметров порядка во всех перечисленных выше фазах ( $\langle S^z \rangle, q_2^0 = 3 \langle (S^z)^2 \rangle - S(S+1), q_2^2 = \langle (S^x)^2 \rangle - \langle (S^y)^2 \rangle$ ), свободной энергии магнетика и спектров элементарных возбуждений позволил выявить влияние температуры и величины константы анизотропии на фазовые состояния и динамические свойства рассматриваемой системы. Так, анализ параметров порядка показал, что нематическое состояние остается стабильным при высоких температурах (исключая флуктуационную область). Определены температуры потери устойчивости каждой из фаз. Динамика системы также претерпевает существенные изменения, по сравнению со случаем  $T = 0$ . Так, во всех фазах возникает дополнительная ветвь возбуждений (кроме продольной, связанной с изменением модуля магнитного момента и «стандартной» прецессионной), связанная с «размораживанием» возбужденных энергетических уровней магнитного иона.

Анализ спектров возбуждений и плотности свободной энергии позволил определить тип фазовых переходов между стабильными фазами, а также позволил построить фазовую диаграмму системы в переменных  $(J, K, \beta)$  при различных значениях температуры.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00054)*

[1] A. A. Zvyagin, V. V. Slavin. *PhysRevB*, vol. 106, 054429 (2022)

[2] Yu. A. Fridman, O. A. Kosmachev, Ph. N. Klevevts. *JMMM*, vol. 325, 125 (2013).

**POSTER SESSION**

**PK. PRINCIPLES AND TECHNIQUES  
OF MEASUREMENT  
OF MAGNETIC PARAMETERS**

# NEUTRON DIFFRACTION STUDIES OF $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$ COMPOUND: EVIDENCE OF DOMINANT ANTIFERROMAGNETIC COMPONENTS WITHIN THE Mn PLANES

Alsafi H. M. <sup>1\*</sup>, Gerasimov E. G. <sup>1,2</sup>, Pirogov A. N. <sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: haneensafi.1991@gmail.com

Intermetallic compound  $\text{RM}_2\text{X}_2$  ( $\text{R}$  = Rare earth element,  $\text{M}$  = 3d, 4d or 4d transition metal,  $\text{X}$  = Si or Ge) crystallizing in the  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$ -type body-centred tetragonal structure space group ( $14/\text{mmm}$ ) exhibit interesting magnetic properties. The structure contains layers of atoms in the sequence  $\text{M-X-R-X-M}$ - arranged in the  $c$  direction [1].

The transition metal ions at the 4d site do not carry a moment. Among all these compounds, the manganese systems have attracted more attention in view of their interesting magnetic behavior. The interaction between manganese moments within a layer is always ferromagnetic, whereas the nature of the interlayer exchange interaction is ferromagnetic or antiferromagnetic, depending on the value of the lattice constants [2].

The final sample was choosing by powder X-ray diffraction. The magnetic measurements were carried then the neutron diffraction experiments were carried out at the IWW-2M reactor (Zarechny, Russian Federation). Several patterns have been collected in the ( $0 \leq x \leq 1$ ), by using the neutron length  $\lambda = 2.423200 \text{ \AA}$ . The data were analyzed with the Rietveld type refinement by the Full-Prof program.

We found the magnetic structures are characterized by mixed planes where both ferro- and antiferromagnetic components coexist, ferromagnetic Mn planes prevail. The in-plane ferromagnetic component couples ferromagnetic ally with those of adjacent planes for  $x < 0.2$  and antiferromagnetic ally for  $x > 0.2$ . The  $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  compound displays a F–AF transition, see fig. 1. The in-plane antiferromagnetic Mn moment components are small.

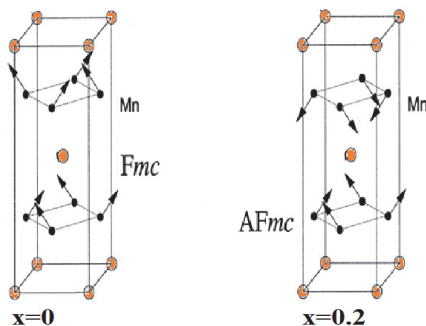


Fig. 1. The magnetic structure of  $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  when ( $0 \leq x \leq 1$ ).

[1] I. Ijjaali et al. *Journal of alloys and compounds*, vol. 266, no. 1-2, pp. 61–70 (1998).

[2] G. Venturini et al. *Journal of alloys and compounds*, vol. 210, no. 1-2, pp. 213–220 (1994).

## THE MODERNIZATION OF THE SE/X-2544 EPR SPECTROMETER FOR THE PURPOSE OF STUDYING HYPERTHERMIA

**Velikanov D. A.<sup>1,2\*</sup>, Stolyar S. V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: dponal@gmail.com

The destruction of tumor cells by heating magnetic nanoparticles is a promising method for treating cancer patients [1]. Of particular interest is the thermal heating of nanoparticles under ferromagnetic resonance conditions [2].

The investigation of the heating dynamics of magnetite nanoparticles is carried out on an automated SE/X-2544 EPR spectrometer [3; 4], which is supplemented with the option of controlling the temperature of the material under study.

The temperature of nanoparticles is measured using a T-type thermocouple: the material of the positive electrode is copper (Cu), the material of the negative electrode is constantan alloy (55 wt % Cu + 45 wt % Ni, Mn, and Fe). The working (hot) junction of the thermocouple is placed directly inside the test sample. The sample may be in the form of a powder or an aqueous solution. The ampoule with the sample is placed in the resonator of the EPR spectrometer tuned to a frequency of 8.9 GHz.

In order to reduce the influence of a thermocouple on the result of temperature measurement, thermocouple conductors of small diameter 60...70  $\mu\text{m}$  are used. This allows to minimize the mass and accordingly the heat capacity of the junction and the thermocouple segment that are immersed in the sample. There is also a decrease in heat transfer through the conductors between the sample and the environment.

At room temperature the sensitivity of a T-type thermocouple is 40  $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ . To amplify the EMF of thermocouple an electrical module dedicated was made. The input cascade of the module is based on a monolithic thermocouple signal amplifier AD595CQ with cold junction compensation. The output signal level is about 10  $\text{mV}/^\circ\text{C}$ . The useful signal is recorded by a two-coordinate graph plotter.

Studies performed on nickel and cobalt ferrite nanoparticles have demonstrated excellent performance of the equipment [5]. Under the influence of 400 mW microwave radiation, a significant increase in the temperature of the samples was observed. After approximately 5 minutes, the temperature stabilized at a new level, which corresponded to the establishment of heat balance. The temperature change of the samples depended on the magnetic field strength. The maximum temperature increment was about 10  $^\circ\text{C}$  and corresponded to the condition for the occurrence of ferromagnetic resonance. At the same time, it should be noted that any additional measures for thermal insulation of the ampoule with the sample were not applied.

Thus, the modernization of the spectrometer made it possible to reveal both the very fact of sample heating and the dependence of the heating degree on the strength of the applied magnetic field. This is useful in terms of practical applications of magnetic hyperthermia.

[1] M. Peiravi et al. *J. Indian Chem. Soc.*, vol. 99, 100269 (2022).

[2] J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim. *Sci. Rep.*, vol. 12, 5232 (2022).

[3] EPR spectrometer SE/X 2544 (PDP Radiopan, Polska academia nauk, Poznań, 1986).

[4] D. A. Velikanov. *EASTMAG-2022*, Book of abstracts, vol. 2, pp. 474–476 (2022).

[5] S. V. Stolyar et al. *Phys. Met. Metallogr.*, vol. 124, no. 2, pp. 174–180 (2023).

## ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ И ДИСПЕРСНОСТИ ПАРТИЙ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

**Михневич Е. А.<sup>\*</sup>, Мельников Г. Ю., Свалов А. В., Курляндская Г. В.**

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*<sup>\*</sup>e-mail: e.a.mikhnevich@urfu.ru*

## ADDITIONAL MAGNETIC METHODS FOR EVALUATION OF THE STRUCTURE AND DISPERSITY OF BATCHES OF MAGNETIC PARTICLES

**Mikhnevich E. A.<sup>\*</sup>, Melnikov G. Yu., Svalov A. V., Kurlyandskaya G. V.**

*Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation*

*<sup>\*</sup>e-mail: e.a.mikhnevich@urfu.ru*

Во многих современных приложениях, в которых используются магнитные наночастицы (МНЧ), требуются большие партии материала. Электрофизический метод электрического взрыва проволоки (ЭВП) обеспечивает получение крупных партий нанопорошков [1]. Существует ряд классических методов аттестации структуры и особенностей дисперсности МНЧ: рентгенофазовый анализ (РФА), электронная микроскопия, определение величины удельной поверхности низкотемпературной адсорбцией азота, динамическое рассеяние света, измерение петель магнитного гистерезиса, термомагнитных кривых и ферромагнитного резонанса [2; 3]. В области инженерии и биомедицинских приложений широко востребованы магнитные наночастицы оксида железа. Они могут быть получены методом золь-гель, механосинтезом, химическим и микроэмульсионным синтезом и др. [3] Метод ЭВП позволяет получать частицы сферической формы с разными характеристиками дисперсности. Для лучшего понимания параметров партии МНЧ принято использовать несколько независимых методов для определения одного и того же параметра. Цель данной работы – на примере ЭВП партий МНЧ показать эффективность некоторых дополнительных магнитных методов аттестации больших партий магнитных наноматериалов. Были исследованы структура, магнитные свойства и особенности микроволнового поглощения партий ЭВП МНЧ магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Сравнительный анализ данных РФА, и микроволнового поглощения указывает на наличие структуры «ядро оболочка» в случае крупных частиц ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}$ ). Анализ особенностей начальной кривой намагничивания и петель гистерезиса позволил получить качественные данные о степени сферичности наночастиц больших партий. Особенности эволюции термомагнитных кривых типа ZFC-FC дают представление о степени совершенства кристаллографической структуры и параметрах дисперсности ряда больших ЭВП партий, подвергшихся дополнительным механическим обработкам.

*Авторы благодарны И. В. Бекетову, А. П. Сафронову и С. В. Андрееву за сотрудничество.*

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>*

[1] I. V. Beketov et al. *Journ. AIP Advances.*, vol. 2, 022154 (2012).

[2] K. G. Ong et al. *Journ. Biosens. Bioelectron.*, vol. 16, no. 4-5, pp. 305–312 (2001).

[3] С. П. Губин и др. *Успехи химии*, № 74(6), с. 539–574 (2005)

# РАЗРАБОТКА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

**Степанова Е. А.<sup>1\*</sup>, Корниyseва М.<sup>1</sup>, Васьковский В. О.<sup>1,2</sup>, Волегов А. С.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: elena.stepanova@urfu.ru

## CREATING OF A MEASURING SYSTEM FOR DETERMINING THE MAGNETIC PROPERTIES OF SAMPLES OF SOFT MAGNETIC MATERIALS

**Stepanova E. A.<sup>1\*</sup>, Korniyaseva M.<sup>1</sup>, Vas'kovskiy V. O.<sup>1,2</sup>, Volegov A. S.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russian Federation

\*e-mail: elena.stepanova@urfu.ru

На кафедре магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕиМ УрФУ исследования магнитных свойств магнитомягких сплавов проводят на магнитоизмерительном комплексе ММКС-0.5-100 (НИИ СТТ, г. Смоленск), где реализована методика согласно ГОСТу 8.377 [1]: при измерениях основной кривой намагничивания для значения магнитного поля устанавливается требуемое значение тока, потом происходит переключение полярности этого тока, возникающее при этом изменение магнитного потока измеряется флюксметром и пересчитывается в индукцию. Данный метод достаточно долгий, и удержание тока достаточно длительное время приводит к перегреву образца, что негативно сказывается на его магнитных характеристиках. Кроме того, измерительные возможности ММКС-0.5-100 не позволяют проводить исследования в случае малых размеров образцов. В настоящей работе был сделан переход от индукционно-импульсного режима измерений в режим непрерывного изменения магнитного поля.

Для проведения измерений магнитных свойств тороидальных образцов была собрана измерительная установка, состоящая из электронного флюксметра EF-5, программируемого источника питания Model F2030, нановольтметра Keithley модели 2182A, персонального компьютера с установленной средой разработки LabView. Была написана программа, выполняющая управление средствами измерений и сбор информации от них. Кроме того, был проведен расчет мгновенных значений силы электрического тока на выходе лабораторного источника питания с учетом временных задержек на запуск развертки и изменения полярности тока при измерениях.

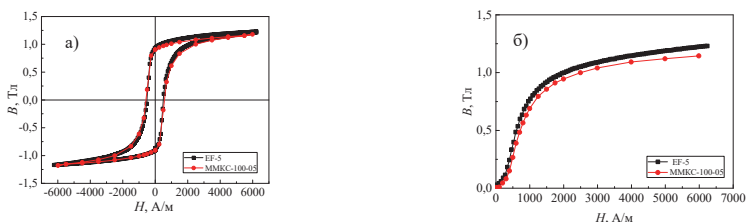


Рис. 1. Магнитные свойства тороидального образца на установке ММКС и на установке с флюксметром EF-5: а – петли магнитного гистерезиса при 6 кА/м, б – кривые намагничивания



Сравнение результатов измерений, полученных на EF-5, с результатами измерений на ММКС-0,5-100 показало, что параметры петель гистерезиса достаточно близки (рис. 1, *а*), однако основные петли гистерезиса несколько расходятся (рис. 1, *б*). Дальнейший подбор параметров развертки позволит достичь более полного согласования результатов.

*Финансирование работ ведётся за счёт средств гранта, выделенного Минобром РФ на реализацию программы «Приоритет 2030».*

[1] ГОСТ 8.377-80. Методика выполнения измерений при определении статических магнитных характеристик.

## **POSTER SESSION**

### **PL. MODERN TECHNOLOGIES FOR RECEIPT OF MATERIALS**

# GROWING SINGLE CRYSTALS OF $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$ RARE-EARTH OXYBORATES FROM MELT – SOLUTION WITH HUNTITE STRUCTURE

**Titova V. R.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>L. V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation,

<sup>2</sup>Siberian Federal University Institute of Physics and Radio Electronics, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: nikanjkz@iph.krasn.ru

Single crystals obtained by high-temperature methods have unique physical properties and are of great interest due to the potential of their practical application [1; 2].

The aim of the study was to develop a technology for the reproducible growth of high quality crystals of rare earth oxyborates with the huntite structure  $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$ .

To grow  $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$  crystals, a melt – solution was first chosen:

88 % wt.  $\{\text{Li}_2\text{WO}_4 + 3\text{B}_2\text{O}_3 + 0,6\text{Nd}_2\text{O}_3\} + 12 \text{ %wt. } \text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$ .

The study of crystal formation of trigonal single crystals was carried out in a melt – solution of  $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$  with a saturation temperature  $T_{\text{sat}} = 1060 \text{ }^\circ\text{C}$ . This operating temperature avoids selective evaporation of components and significant changes in crystallization conditions even in long open-crucible experiments. Accordingly, the temperature in the homogenization step is  $1100^\circ\text{C}$ .



In order to limit the number of crystals formed, we used the method of crystallization in a limited volume of the melt – solution, when the supersaturation of the melt – solution quickly decreases and further crystal formation becomes impossible. To implement this technique at  $T = 1100^\circ\text{C}$ , a crystal holder was introduced into the melt – solution homogenized by stirring for 1 hour, reversing with a period of 1 min rotating at a speed of 40-60 rpm. The temperature in the furnace was lowered to  $T = T_{\text{nas}} - 7^\circ\text{C}$ . After 2 hours, the crystal holder rose above the solution-melt to a height of up to

80 mm. At the same time, crystal nuclei formed on it from the cooling melt – solution enveloping it. The number of such crystals did not exceed 15 pieces. Next, the crystal holder was again immersed in the melt – solution, and a further decrease in temperature was carried out according to an individual program for each family of crystals.

$\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$  single crystals grown in the temperature range of  $1-2^\circ\text{C}$  with sizes up to 5–10 mm and a total mass of 2.3 g had a pronounced violet-lilac hue (Fig. 1).

*Support by RSF and KRFS № 22-12-20019 are acknowledged.*

[1] Y. Hinatsuet al. *J. Solid State Chem.*, vol. 172, p. 438 (2003).

[2] А. К. Звездин и др. *Письма в ЖЭТФ*, т. 81, № 6, с. 335 (2005).

## МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКО ЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВ FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ

Чеканова Л. А.<sup>1</sup>, Денисова Е. А.<sup>1,2\*</sup>, Комогорцев С. В.<sup>1</sup>, Вазенина И. Г.<sup>1,2</sup>,  
Исхаков Р. С.<sup>1</sup>, Бондаренко Г. Н.<sup>1</sup>, Кох Д.<sup>1,3</sup>, Великанов Д. А.<sup>1</sup>, Немцев И. В.<sup>1,2,3</sup>,  
Еремин Л. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>Красноярский научный центр СО РАН, Красноярск, Россия

\*e-mail: len-den@iph.krasn.ru

## MICROSTRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W) HIGH ENTROPY ALLOYS PRODUCED BY ELECTROLESS DEPOSITION

Chekanova L. A.<sup>1</sup>, Denisova E. A.<sup>1,2\*</sup>, Komogortsev S. V.<sup>1</sup>, Vazhenina I. G.<sup>1,2</sup>,  
Iskhakov R. S.<sup>1</sup>, Bondarenko G. N.<sup>1</sup>, Koh D.<sup>1</sup>, Velikanov D. A.<sup>1</sup>, Nemtsev I. V.<sup>1,2,3</sup>,  
Eremin L. A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Kirensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>3</sup>Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation

\*e-mail: len-den@iph.krasn.ru

Возможности традиционных подходов к созданию новых сплавов (основанных на подборе легирующих элементов для получения требуемых функциональных характеристик сплава) и технологий во многом исчерпаны и уже не приводят к существенному повышению свойств. Технологии изготовления изделий во многом не учитывают особенности формирования фаз, многоуровневый характер структуры, масштаб и распределение структурных элементов, что зачастую не позволяет достигнуть оптимального сочетания магнитных и механических свойств. В настоящее время значительное внимание привлекают так называемые высоко-энтропийные сплавы (ВЭС), определяемые как сплавы, содержащие не менее 5 основных элементов (каждый в диапазоне концентраций 5–35 ат. %) [1]. Такие многокомпонентные сплавы характеризуются повышенной энтропией смешения, сильными искажениями решетки, ослабленной диффузией по сравнению с традиционными сплавами с одним основным элементом. Магнитные ВЭС на основе FeCoNi с различными дополнительными элементами Pt или Pd [2], AlCu [3] сочетают высокие коррозионную стойкость, прочность и/или твердость, износостойкость и магнито-мягкие свойства. Возможен и другой подход – контроль магнитных свойств посредством формирования специальной микроструктуры сплавов [4]. В нашей работе представлены результаты исследования влияния таких элементов как Zn, Zr и W на микроструктуру и магнитные характеристики сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W).

Методом химического осаждения на медные и стеклянные подложки были синтезированы три серии покрытий (FeCoNiP)<sub>1-x</sub>Me<sub>x</sub> (0 < x < 22) Me = Zn (серия А); Me = Zr (серия В); Me = W (серия С) с использованием гипофосфита натрия в качестве восстановителя. Осаждение проводилось при температуре 80°C, величина pH поддерживалась добавлением раствора NaOH. Были получены покрытия толщиной от 0,6 до 5 мкм. Синтезированные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Химический состав образцов определялся методом энерго-дисперсионного анализа. Магнитные характеристики синтезированных

материалов (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, коэрцитивная сила, поле локальной анизотропии), характеристики спектров ФМР исследованы как функции содержания Zn, Zr или W в сплаве FeCoNiP-Me.

Исследованы закономерности протекания процессов совместного восстановления ионов металлов из растворов. Варьирование следующих параметров: соотношение концентраций солей восстанавливаемых металлов, концентрация восстановителя, pH раствора, его температура, условия перемешивания и пр., позволяет изменять как термодинамические (редокс-потенциал), так и кинетические условия процессов восстановления каждого из ионов, что в свою очередь изменяет количественный и фазовый состав получаемых сплавов и соответственно их свойства. Варьирование состава ванны для химического осаждения (соотношение Fe:Co:Ni, тип специальных добавок к основному раствору, например, трилона Б) позволило синтезировать покрытия из высоко энтропийных сплавов на основе FeCoNiP с однородным распределением элементов Zn, или Zr, или W, различной морфологией поверхности, текстурой и размером зерна (15-250 нм). Согласно данным рентгеновской дифракции пленки и покрытия всех серий представляют собой нанокристаллический ОЦК твердый раствор. Размер области когерентного рассеяния, оцененный по формуле Шеррера, изменяется в пределах 12–22 нм. Покрытия из сплава  $(\text{FeCoNiP})_{1-x}\text{Zn}_x$  ( $0 < x < 10$ ) характеризуются ярко выраженной текстурой в направлении (112), для остальных серий образцов такая текстура не наблюдается. Изменение параметра кристаллической решетки при увеличении концентрации Zn подчиняется правилу Вегарда. Величина намагниченности насыщения коррелирует с количеством дополнительного элемента в сплаве, так при увеличении концентрации Zn или Zr в сплаве  $(\text{FeCoNiP})_{1-x}\text{Me}_x$  с 2 до 22 ат. % значение  $M_s$  уменьшается от 1200 до 760 Гс. Исследование закона приближения намагниченности к насыщению позволило определить величины полей локальной анизотропии  $H_a$  для покрытий всех исследуемых серий образцов. Значения  $H_a$  изменяются в пределах от 0,5 до 1 кЭ для образцов серии С, от 0,1 до 0,4 кЭ для образцов серий А и В. Магнитные свойства обсуждаются в рамках модели случайной магнитной анизотропии. Исследование спектров ФМР образцов серии С позволяет сделать вывод о существовании перпендикулярной магнитной анизотропии при использовании W в качестве дополнительного компонента.

Определено влияние химического и фазового состава покрытий на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Проведен сравнительный анализ магнитных свойств пленок и покрытий высоко энтропийных сплавов на основе FeCoNiP, синтезированных с использованием различного типа дополнительных элементов.

[1] J. W. Yeh et al. *Adv. Eng. Mater.*, vol. 6, pp. 299–303 (2004)

[2] J. Kitagawa. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 563, 170024 (2022).

[3] R. Zheng et al. *J. Alloys Compd.*, vol. 922, 166174 (2022).

[4] Z. Rao et al. *Adv. Funct. Mater.*, vol. 31, 2007668 (2021)

## EFFECT OF Ni IMPURITY ON THE SYNTHESIS CONDITION AND MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{MnGeO}_3$ SINGLE CRYSTALS

Mikhashenok N. V.\*

*Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation*

*\*e-mail: natali\_sapronova@mail.ru*

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Ni НА УСЛОВИЯ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{MnGeO}_3$ И НА ИХ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Михашенок Н. В.

*Красноярский научный центр СО РАН, Красноярск, Россия*

*\*e-mail: natali\_sapronova@mail.ru*

Among manganese oxides, there are compounds that exhibit magnetoelectricity. Magnetoelectric materials may be defined as the materials, which reveal a linear correlation between electric field and magnetization, as well as between magnetic field and electric polarization. In particular, the formation of magnetoelectric domains in  $\text{Mn}_{0.94}\text{Mg}_{0.06}\text{GeO}_3$  single crystals was reported [1]. Previously, the magnetoelectric effect in  $\text{MnGeO}_3$  polycrystalline samples below  $T_N$  was observed [2]. Recently, multiferroic properties of quite a number of pyroxene with the total composition  $\text{ABSi}_2\text{O}_6$  (A is a mono- or divalent metal and B is a di- or trivalent metal) were found [3]. This fact enhances our interest especially for investigation of magnetic and magnetoelectrical properties of  $\text{MnGeO}_3$ .

Previously [4; 5], we reported the first data on magnetic measurements of orthorhombic  $\text{MnGeO}_3$  single crystals. This study devoted to investigation of crystal structure and magnetic properties of  $\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{GeO}_3$  with  $x = 0.05$  grown by a flux method using the original technique [5]. The crystal structure, isomorphic of pyroxenes, was determined on single crystal by X-ray diffraction method. Magnetic measurements were performed in the temperature range from 2 to 300 K and in magnetic fields up to 50 kOe with the exact orientation of the applied magnetic field relative to the crystallographic directions of the crystal. It is shown, the magnetic characteristics are sensitive even to minor impurity amounts.

[1] P. J. Brown, J. B. Forsyth, F. Tasset. *Solid State Science*, vol. 7, p. 682 (2005).

[2] G. Gorodetsky. *Phys. Letters*, vol. 39A, p. 155 (1972).

[3] S. Jodlauk et al. *J. Phys.: Condens. Matter.*, vol. 19, 432201 (2007).

[4] A. D. Balaev et al. *J. Phys.: Condens. Matter.*, vol. 21, 336006 (2009).

[5] N. V. Sapronova et al. *Phys. Stat. Sol. B.*, vol. 246, p. 206 (2009).

*Научное издание*

# **МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

Материалы IX Байкальской Международной конференции  
Байкальск, Россия, 11–14 сентября 2023 г.

# **MAGNETIC MATERIALS NEW TECHNOLOGIES**

Proceedings of 9<sup>th</sup> Baikal International Conference  
Baikalsk, Russian Federation, September, 11–14, 2023

**ISBN 978-5-9624-2178-0**

*Материалы публикуются в авторской редакции*

Темплан 2023. Поз. 77  
Уч.-изд. 10,7

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИГУ  
664082, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 124