

Дети сразу и непринужденно осваиваются со счастьем, ибо они сами по природе своей — радость и счастье.

Виктор Гюго



Питер Брейгель старший «Детские игры» (1560)

Секция 3.

Микромагнетизм и доменная структура

УДК 314.748

**Доменная структуры и холловские измерения в тонких пленках
 $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, нанесенных на подложку NdGaO_3**

Шайхулов Т.А.

м.н.с., Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Сизов В.Е.

к. ф-м. н., с.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.
Котельникова РАН

Темиряева М.П.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.
Котельникова РАН

Темиряев А.Г.

к. ф-м. н., в.н.с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.
Котельникова РАН

Маркелова М.Н.

н.с., к.х.н., Химический факультет, Московский государственный университет

Амеличев В.А.

Технический директор, к.х.н., С-Инновации

Калябин Д.В.

Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

директор, д. ф-м. наук, академик, Института радиотехники и электроники им. В.А.
Котельникова РАН, Московский физико-технический институт (Национальный
исследовательский университет)

***Аннотация.** Представлены результаты исследования влияния толщины пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, полученных магнетронным распылением на подложки (110) NdGaO_3 , на доменную структуру, кристаллографические свойства и холловскую проводимость с помощью магнитно-силовой микроскопии, рентгеновской спектроскопии и измерения эффекта Холла. Наблюдалось появление полосовой доменной структуры при толщине 75 нм и ее дальнейшее развитие до лабиринтной доменной структуры при толщине 147 нм. Получена зависимость параметра "с" кристаллической решетки от толщины пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Исследована температурная зависимость эффекта Холла пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с разной доменной структурой.*

***Ключевые слова:** ферромагнетик, домены, эффект Холла*

**Domain structure and hall measurements in thin films of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ deposited on a
 NdGaO_3 substrate**

Shaikhulov T. A.

junior researcher., Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Sizov V. E.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazeva M.P.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Temiryazev A.G.

Ph.D. in Physics and Mathematics., Leading Researcher., Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Markelova M.N.

Researcher., Ph.D. in Chemistry., ³Department of Chemistry, Moscow State University

Amelichev V.A.

Technical Director, Ph.D. in Chemistry., S-Innovations

Kalyabin, D.V.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Nikitov, S. A.

Director, Dr. of Physics and Mathematics, academician, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *The results of a study of the influence of the thickness of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films obtained by magnetron sputtering on (110) NdGaO_3 substrates on the domain structure, crystallographic properties and Hall conductivity using magnetic force microscopy, X-ray spectroscopy and Hall effect measurements are presented. We observed appearance of a stripe domain structure at a thickness of 75 nm and its further evolution to a labyrinth domain structure at a thickness of 147 nm. The dependence of the parameter “c” of the crystal lattice on the thickness of the $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ film was obtained. The temperature dependence of the Hall effect of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films with different domain structures has been studied.*

Keywords: *ferromagnet, domains, Hall effect*

Манганиты привлекают внимание не только из-за большого количества интересных физических свойств, включая колоссальное магнитосопротивление, высокую температуру Кюри, фазовое разделение и взаимодействие между электронами [1], но и из-за их потенциальных применений. Одним из наиболее перспективных материалов семейства манганитов является $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ из-за его полуметалличности [2]. Данные физические характеристики зависят от таких параметров как деформация решетки, кислородная стехиометрия [3,4]. Кроме того, деформация подложки и толщина пленки часто играют решающую роль в определении физики домена. Например, на эпитаксиально выращенных пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ толщиной около 100 нм, на подложках LaAlO_3 , образуются домены лабиринтной формы. Для понимания физики доменов в манганитах требуются систематические и точные измерения характеристик доменов пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в широком диапазоне толщин. Помимо доменной структуры в работе так же изучена температурная зависимость эффекта холла для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с разной доменной

структурой. Эффект Холла дает ценную информацию, например, о количестве и подвижности носителей заряда, конкретном механизме рассеяния и т. д.

Эпитаксиальный рост пленок манганитов стронция и лантана происходит при температуре подложки NdGaO_3 около 800°C в смеси газов Ar и O_2 (3:2) при давлении 0,5 мбар и мощности ВЧ-генератора и магнетронной пушки 50 W. Осажденные пленки исследовались методом рентгеновской дифракции в геометрии 2θ - ω и ϕ с использованием рентгеновского дифрактометра Rigaku Smartlab (излучение $\text{Cu K}\alpha_1$).

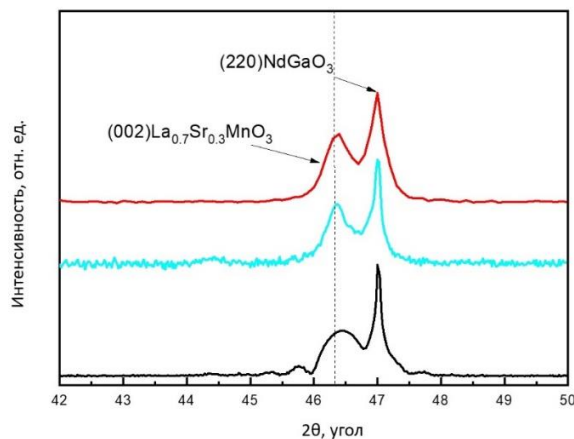


Рис. 1. Рентгеновские 2θ - ω -сканы пленок LSMO, нанесенных на подложку $\text{NdGaO}_3(110)$ разной толщины: 104 нм (зеленая линия), 147 нм (красная линия), 30 (черная линия) нм.

На рис. 1 показаны участки дифракционной картины, на которых видно, что на образцах нашей серии выросли пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с ориентацией (001). На дифрактограмме самого тонкого образца серии (30 нм) наблюдаются осцилляции, что свидетельствует о том, что пленка очень тонкая и имеет качественную кристаллическую структуру.

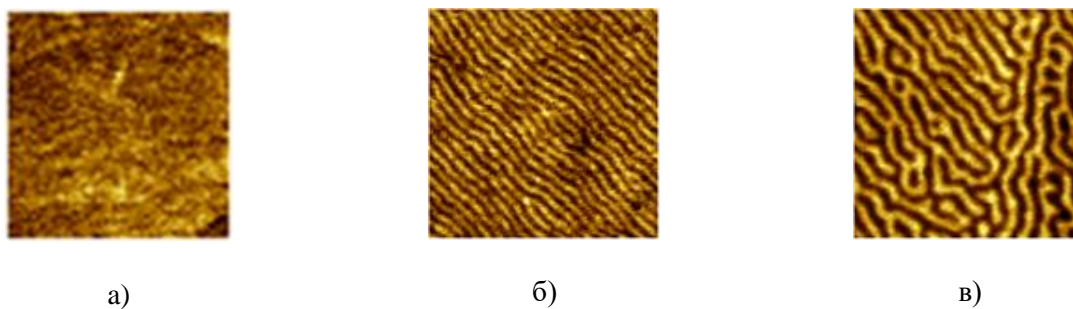


Рис. 2. MCM-изображения тонких пленок LSMO различной толщины, нанесенных на подложки $\text{NdGaO}_3(110)$ без внешнего поля. а) 30 нм, б) 75 нм, в) 147 нм.

Наблюдаемые яркие и темные участки на рисунке 2 представляют собой домены с различной магнитной ориентацией вдоль внеплоскостного направления, поскольку данные магнитно-силовой микроскопии (MCM) соответствуют только внеплоскостной составляющей намагниченности. MCM-изображения, показанные на рис.2, демонстрируют зависящую от толщины эволюцию магнитных полосовых доменов в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. На образцах

тоньше 30 нм (рис. 2а) наблюдается монокристаллическое состояние пленки. Аналогичная ситуация наблюдалась в [5]. С увеличением толщины пленки до 75 нм появляются полосовые домены (рис. 2б). Такие полосовые домены указывают на пленку с внеплоскостной намагниченностью и, таким образом, позволяют предположить наличие перпендикулярной анизотропии в пленках толщиной более 75 нм [6]. При толщине 147 нм форма доменов изменяется, и они становятся лабиринтными (рис. 2в) [5]. Мы получили две критические точки толщины $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при 75 нм и 150 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 23-79-00016

Список использованных источников:

1. Jin S., Tiefel T.H., McCormack M., Fastnacht R.A., Ramesh R., Chen L.H.. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films // *Science* . –1994. –№ 264. – С. 413.
2. Park J.-H., Vescovo E., Kim H.-J., Kwon C., Ramesh R., Venkatesan T.. Magnetic Properties at Surface Boundary of a Half-Metallic Ferromagnet $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ // *Phys. Rev. Lett.*. –1998. – № 81. – С. 1953.
3. Wu H., Suzukia Y., Ru'diger U., Yu J., Kent A. D., Nath T. K., Eom C. B., Magnetotransport and magnetic domain structure in compressively strained colossal magnetoresistance films // *APL* . – 1999 . – № 75 . – С. 2295.
4. Chaluvadi S.K., Ajejas F., Orgiani P., Lebargy S., Minj A., Flament S., Camarero J., Perna P., M'echin L.. Epitaxial strain and thickness dependent structural, electrical and magnetic properties of $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ films // *J. Phys. D: Appl. Phys.*. –2020. – № 53. – С. 375005.
5. Bakaul S. R., Lin W., Wu T.. Evolution of magnetic bubble domains in manganite films // *APL*.. –2011 . – 99. – С. 042503.
6. Dho J., Hur N.H.. Thickness dependence of perpendicular magnetic anisotropy in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films on LaAlO_3 // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2007. – № 318. – С. 23.

УДК 537.611.3

Цепочки спиральных доменов в тонкой магнитной плёнке в пространственно неоднородном магнитном поле**Мехоношин Д.С.**

младший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Памятных Л.А.

к.ф.-м. н., старший научный сотрудник ОМТТ НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

***Аннотация.** В работе методом численного моделирования исследованы процессы самоорганизации магнитной доменной структуры в тонкой магнитной плёнке с перпендикулярной магнитной анизотропией. Использована двумерная модель доменной структуры со скалярным параметром порядка. Показано, что при одновременном воздействии однородного переменного поля с линейно убывающей амплитудой и пространственно неоднородного постоянного поля в плёнке формируется цепочка спиральных магнитных доменов. Результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментально установленными закономерностями образования цепочек спиральных доменов в плёнках ферритов-гранатов.*

***Ключевые слова:** магнитные домены, численное моделирование*

Chains of spiral domains in a thin magnetic film in a spatially inhomogeneous magnetic field**Mekhonoshin D.S.**

Junior Researcher of Department of Solid State Magnetism, IPAM INSMa UrFU

Pamyatnykh L.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of Department of Solid State Magnetism, IPAM INSMa UrFU

***Annotation.** The processes of self-organisation of magnetic domain structure of a thin magnetic film with perpendicular magnetic anisotropy have been studied by numerical simulations. A two-dimensional domain structure model with a scalar order parameter was used. The formation of a chain of spiral magnetic domains is demonstrated by the action of a homogeneous alternating field with a linearly decreasing amplitude and a spatially inhomogeneous constant field. The numerical modelling results are compared with the experimentally established regularities of the formation of chains of spiral domains in iron garnet films.*

***Keywords:** magnetic domains, numerical simulation*

Магнитные доменные структуры в тонких магнитных плёнках с перпендикулярной магнитной анизотропией привлекают большое внимание исследователей в связи с перспективами создания новых устройств хранения и обработки информации. Важной задачей в области нанoeлектроники и спинтроники является управляемое создание нетривиальных

спиновых текстур с заданными свойствами. Так, например, в работах [1, 2] спиральные и кольцевые домены создавались в результате использования сложной формы образца (сотовые ячейки) [1] и инженерии механических напряжений [2]. Одним из возможных подходов к созданию такого рода доменных структур является использование самоорганизации магнитной доменной структуры, известной на примере эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов, помещённых в переменное магнитное поле [3].

В настоящей работе методом численного моделирования решается задача установления условий формирования упорядоченного массива спиральных доменов под действием гармонического магнитного поля, результаты сопоставляются с закономерностями самоорганизации магнитной доменной структуры в плёнках ферритов-гранатов, установленными экспериментально.

Численная модель динамики магнитной доменной структуры тонкой ферромагнитной плёнки с перпендикулярной магнитной анизотропией, подходящая для описания больших участков магнитной плёнки, включающих десятки магнитных доменов, была введена в [4–6]. Для описания магнитной доменной структуры вводится двумерная скалярная переменная $\phi(\mathbf{r})$, соответствующая компоненте приведённого вектора намагниченности, перпендикулярной поверхности плёнки. Учитывается обменное взаимодействие, одноосная магнитная анизотропия, взаимодействие с внешним полем, перпендикулярным плёнке, и магнитостатическое взаимодействие. Свободная энергия системы имеет вид:

$$F[\phi(\mathbf{r})] = \int \left(\frac{1}{2} a |\nabla \phi(\mathbf{r})|^2 - \frac{1}{2} k \phi^2(\mathbf{r}) - h(t) \phi(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где безразмерные параметры модели $a = 2A(\mu_0 M_s^2 L^2)^{-1}$, $k = 2K_u(\mu_0 M_s^2)^{-1}$, $h(t) = H(t)/M_s$, A — обменный параметр, K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, L — толщина плёнки, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1} - ((\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + 1)^{-1/2}$. Единицы времени и длины соответствуют $(\alpha \gamma \mu_0 M_s)^{-1}$ и толщине плёнки L , соответственно, где α и γ — параметр затухания и гиромагнитное отношение.

Уравнение динамики модели:

$$\frac{\partial \phi(\mathbf{r})}{\partial t} = (1 - \phi(\mathbf{r})^2) \left(h(t) + k \phi(\mathbf{r}) - \frac{1}{2\pi} \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right) + a \nabla^2 \phi(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Уравнение (2) решалось псевдоспектральным методом с учётом периодических граничных условий, использовалась экспоненциально-временная разностная схема первого порядка, шаг по времени был выбран равным $\delta t = 0,25$, размер структуры составлял 1024×1024 ячеек.

Исходная лабиринтная неупорядоченная доменная структура подвергалась одновременному действию двух магнитных полей: пространственно однородного гармонического поля с линейно убывающей амплитудой $h_{\sim}(t) = h_0(1 - vt) \sin \omega t$ и постоянного поля h_{stat} , зависящего только от y -координаты, превышающего величину поля насыщения плёнки в верхней и нижней частях моделируемой области (профиль поля показан на рис. 1а). Воздействие переменной составляющей поля приводит к зарождению в неупорядоченной доменной структуре спиральных доменов, а пространственно неоднородное поле ограничивает области существования доменной структуры в образце, в результате чего формируются цепочки спиральных доменов (рис. 1б, с), подобно наблюдавшимся экспериментально в [7] в плёнках ферритов-гранатов под действием магнитного поля с линейным градиентом напряжённости. Предложенный подход может быть применён для контролируемого создания спиновых текстур в устройствах спинтроники [2].

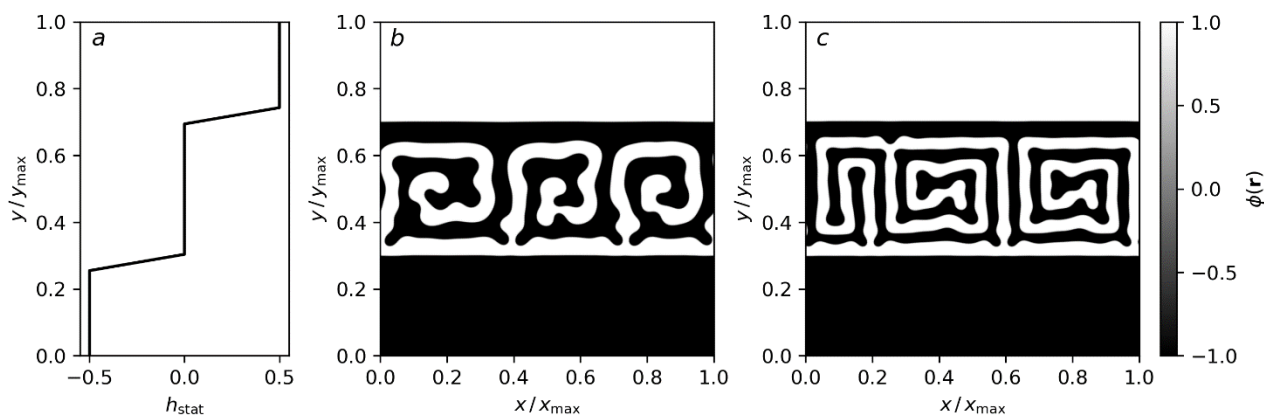


Рис. 1. Цепочки спиральных доменов, формирующиеся при одновременном воздействии однородного гармонического поля с линейно убывающей амплитудой $h_{\sim}(t)$ и пространственно неоднородного постоянного поля h_{stat} . а) Профиль поля h_{stat} вдоль y -оси. б,с) Цепочки спиральных доменов, сформировавшиеся при параметрах поля: б) $\omega = 2,5\pi \cdot 10^{-4}$, $h_0 = 0,48$, $\nu = 5 \cdot 10^{-7}$, с) $\omega = 2\pi \cdot 10^{-4}$, $h_0 = 0,46$, $\nu = 5 \cdot 10^{-7}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (тема FEUZ-2023-0020).

Список использованных источников:

1. Valdes-Bango F., Velez M., Alvarez-Prado L.M. et al. Topological defects in weak perpendicular magnetic anisotropy NdCo honeycomb lattices // *New Journal of Physics*. – 2018. – Vol. 20. – №. 11. – P. 113007.
2. Zhao L., Huang H., Wang X. et al. Artificial magnetic disclination through local stress engineering // *Acta Materialia*. – 2024. – Vol. 265. – P. 119579.
3. Кандаурова Г. С. Новые явления в низкочастотной динамике коллектива магнитных доменов // *Успехи физических наук*. – 2002. – Т. 172. – №. 10. – С. 1165-1187.
4. Jagla E. A. Numerical simulations of two-dimensional magnetic domain patterns // *Physical Review E*. – 2004. – Vol. 70. – №. 4. – P. 046204.
5. Jagla E. A. Hysteresis loops of magnetic thin films with perpendicular anisotropy // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72. – №. 9. – P. 094406.
6. Benassi A. Dynamics of mobile interacting ferromagnetic films: theory and numerical implementation // *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*. – 2014. – Vol. 22. – №. 2. – P. 025004.
7. Pashko A. G., Bareev R.G., Osadchenko V., Lobasheva. N., Kandaurova G. S. Dynamic chains of spiral magnetic domains // *Solid State Phenomena*. – 2011. – Vol. 168. – P. 227-229.

УДК 537.622.4

Нетривиальные магнитные распределения в плёнках PtCo/IrMn с перпендикулярной магнитной анизотропией и обменным смещением

Татарский Д.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики микроструктур РАН
доцент кафедры теоретической физики физического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Орлова А.Н.

стажёр-исследователь, Институт физики микроструктур РАН

Пашенькин И.Ю.

м.н.с., Институт физики микроструктур РАН

Гусев С.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики микроструктур РАН

***Аннотация.** Тонкие магнитные плёнки с перпендикулярной магнитной анизотропией представляют большой интерес в связи с возможностью стабилизации в них цилиндрических магнитных доменов. Так, в многослойных плёнках Co/Pt отсутствует зеркальная плоскость, что снимает запрет на существование в таких плёнках поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинского–Мория (*n*ВДМ). Было экспериментально продемонстрировано, что величина *n*ВДМ может быть достаточна для стабилизации цилиндрических магнитных доменов с неелевской структурой доменной стенки (неелевских скирмионов). Однако, такие скирмионы, как правило, стабилизируются только внешним магнитным полем. В данной работе проводится систематическое исследование влияния слоя антиферромагнетика IrMn на плёнку Co/Pt. Получаемое обменное смещение петли сдвигает гистерезис за счёт наличия интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик. Демонстрируется, что смещение петли позволяет получать устойчивые неелевские скирмионы в магнитных полях, близких к нулю.*

***Ключевые слова:** тонкие ферромагнитные плёнки, перпендикулярная магнитная анизотропия, обменное смещение, цилиндрические магнитные домены, скирмионы*

Nontrivial magnetic distributions in PtCo/IrMn films with perpendicular magnetic anisotropy and exchange bias

Tatarskiy D.A.

PhD, Senior Researcher, Institute for physics of microstructures RAS
Associate professor, Theoretical physics chair of Lobachevsky state university

Orlova A.N.

Trainee Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Pashen'kin I.Yu.

Junior Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Gusev S.A.

PhD, Leading Researcher, Institute for physics of microstructures RAS

Annotation. *Thin magnetic films with perpendicular magnetic anisotropy are of great interest due to the possibility of stabilizing cylindrical magnetic domains in them. Thus, there is no mirror plane σ_h in multilayer Co/Pt films, which lifts the ban on the existence of interfacial induced Dzyaloshinsky–Moriya interaction (iDMI) in such films. It was experimentally demonstrated that the magnitude of the iDMI can be sufficient to stabilize cylindrical magnetic domains with a Néel domain wall structure (Néel skyrmions). However, such skyrmions, as a rule, are stabilized only by an external magnetic field. In this work, a systematic study of the effect of an IrMn antiferromagnet layer on a Co/Pt film is carried out. The resulting exchange bias of the loop will shift the hysteresis due to the presence of the ferromagnet-antiferromagnet interface. It is demonstrated that shifting the loop makes it possible to obtain stable Néel skyrmions in magnetic fields close to zero.*

Keywords: *thin ferromagnetic films, perpendicular magnetic anisotropy, exchange bias, cylindrical magnetic domains, skyrmions*

Хорошо известно, что в тонких плёнках типа Co/Pt [1-3] и Co/Pd [4,5] существует интерфейсно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского–Мория (пВДМ), несмотря на формальную зеркальную симметрию таких структур. Это позволяет существовать в них термодинамически устойчивым цилиндрическим доменам, обладающим единичным топологическим числом (winding number), которые далее мы будем называть скирмионами. Препятствием применения таких материалов в устройствах спинтроники, например, в беговой памяти или памяти с произвольным доступом [6-9], является необходимость приложения существенных магнитных полей (600–800 Э) по нормали к плёнке для получения высокой плотности топологических распределений намагниченности, в том числе решёток скирмионов [10]. Путём к снижению величины магнитного поля, при котором стабильны скирмионы является добавление в дизайн многослойной плёнки антиферромагнетика. Благодаря наличию на интерфейсе между ферромагнетиком и антиферромагнетиком обменного взаимодействия, петля гистерезиса смещается относительно нулевого поля [11-14], что позволяет ожидать наблюдения стабильных скирмионов в полях, близких к нулю. Ранее уже демонстрировалась возможность получения скирмионов в двухслойных плёнках ферромагнетик-антиферромагнетик [15,16], а также их литография с помощью электронного пучка в многослойных периодических структурах IrMn/Co/Pt [17].

В данной работе проводится систематическое исследование влияние толщины кобальта в многослойных структурах Ta/Pt/[Pt/Co(t)] \times 5/IrMn возможность получения решёток скирмионов в нулевых полях.

Структуры были изготовлены методом высоковакуумного магнетронного распыления в перпендикулярном магнитном поле (500 Э) при комнатной температуре на установке AJA-2200. Напыление тонкоплёночных периодических структур осуществлялось из сплавных мишеней посредством последовательного распыления мишеней кобальта, платины, тантала и иридия-марганца. Многослойные структуры были выращены на кремниевой подложке Si (100) и коммерческих мембранах нитрида кремния толщиной 50 нм. После напыления образцы подвергались процедуре «field cooling»: сначала образец нагревался до 200° С, затем помещался в перпендикулярное магнитное поле величиной 4 кЭ, после чего нагрев

отключался и происходило остывание образца в магнитном поле. Процесс напыления проходил при рабочем давлении в камере аргона 2 мТорр и остаточном давлении $2 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Для получения многослойных структур подложку сначала проводилось напыление буферных слоёв тантала и платины толщиной 5 нм. Далее выращивается сама периодическая структура Pt/Co, во всех структурах толщина слоёв платины составляла 1 нм, тогда как толщины слоёв кобальта в разных структурах варьировались от 0.6 до 1.4 нм. Периодическая структура завершалась на слое кобальта, на который уже осаждался слой антиферромагнетика IrMn толщиной 5 нм. В конце процедуры напыления для защиты от окисления вся структура покрывалась слоем тантала толщиной 3 нм.

Контроль магнитных свойств плёнок и измерения петель гистерезиса проводились на магнитометрической установке путем измерения эффекта Керра в полярной геометрии методом скрещенных поляризаторов при комнатной температуре. Для того, чтобы продемонстрировать периодичность структуры были проведены исследования образцов на просвечивающем электронном микроскопе LIBRA 200MC (Carl Zeiss). Поперечные срезы подготавливались с помощью классической методики механического утонения и последующего прецизионного ионного травления, полученные микрофотографии демонстрируют хорошую периодичность ферромагнитной плёнки. Неоднородные распределения намагниченности исследовались методом дефокусировки (метод Френеля) в специальном лоренцевом режиме работы просвечивающего электронного микроскопа LIBRA 200MC (Carl Zeiss).

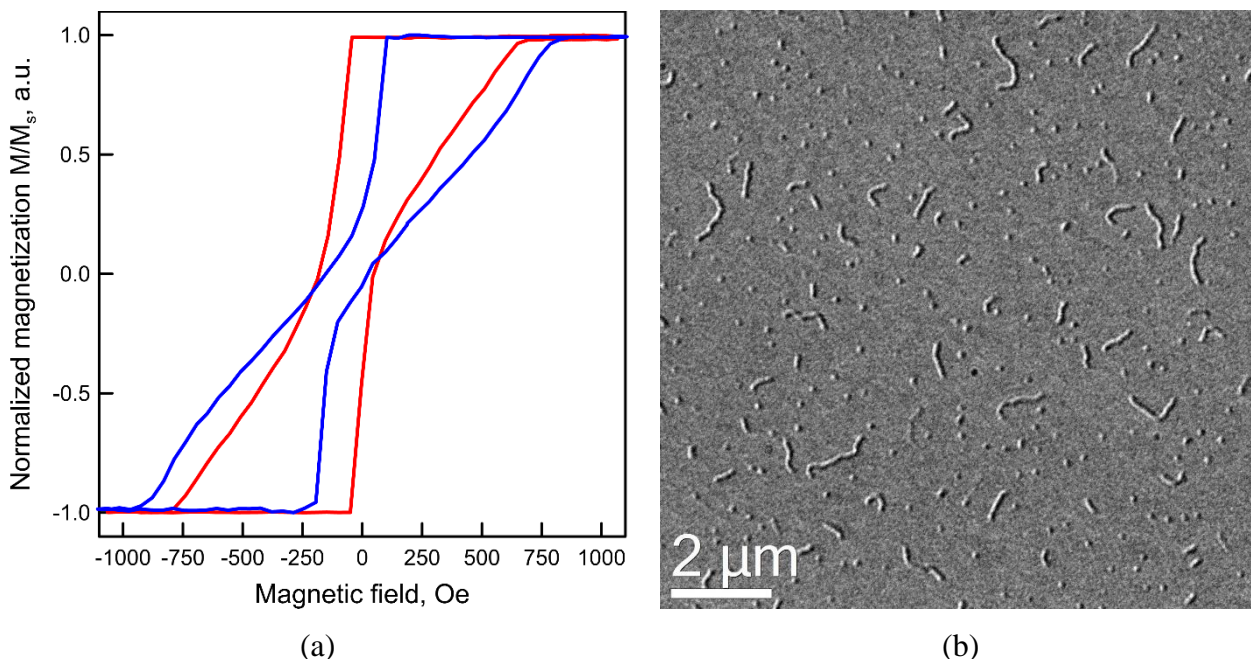


Рис. 1. (a) – Петли гистерезиса с толщиной кобальта 1.2 нм (красная кривая) и 1.4 нм (синяя кривая); (b) – френелевский контраст от скирмионов и одномерных 360° неелевские доменные стенки.

Ни рис. 1a приведены результаты оптической магнитометрии для плёнок Ta/Pt/[Pt/Co(t)] \times 5/IrMn с толщинами кобальта $t = 1.2$ и 1.4 нм. Как видно, именно при такой толщине кобальта обменное смещение петли больше её ширины, что делает стабильным неоднородные распределения намагниченности в плёнке даже в нулевом поле. На рис. 1b приведена микрофотография с френелевским контрастом, который соответствует распределению намагниченности в структуре с толщиной кобальта 1.4 нм в нулевом поле. Как видно, наблюдаются как изолированные неелевские скирмионы, так и одномерные 360° неелевские доменные стенки.

Таким образом, в данной работе проведено систематическое исследование многослойных плёнок ферромагнетик-антиферромагнетик со структурой слоёв Ta/Pt/[Pt/Co(t)] \times 5/IrMn. Показано, что, с одной стороны, в ферромагнетике наблюдаются неелевские скирмионы, а с другой стороны, слой антиферромагнетика позволяет стабилизировать данные магнитные распределения в нулевых и относительно небольших магнитных полях.

Работы выполнены в рамках государственного задания ИПФ РАН (FFUF-2024-0021). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Список использованной литературы:

1. M.He, T. Xu, Ya. Gao et al.// *Materials*. – 2022. – 15. – 8272.
2. M.V. Dorokhin, A.V. Zdoroveyshchev, M.P. Temiryazeva et al. // *journal of Alloys and Compounds*. – 2022. – 926. – 166956.
3. Д.А. Татарский, Н.С. Гусев, О.Л. Ермолаева и др. // *Физика твёрдого тела*. – 2023. – 65. – 1194.
4. S.D. Pollard, J.A. Garlow, J. Yu et al. // *Nature communications*. – 2017. – 8. – 14761.
5. M.V. Dorokhin, M.V. Ved, I.L. Kalentyeva et al. // *Annal der Physik*. – 2024. *to be published*
6. L. Thomas, G. Jan, J. Zhu et al. // *Journal of Applied Physics*. – 2014. – 115. – 172615.
7. S.-Y. Wang, Sh.-H. Chen, H.-K. Chang et al. // *Advanced Electronic Materials*. – 2023. – 12. – 2300472.
8. R.-A. One, S. M., A.-G. Cimpoesu et al. // *Nanomaterials*. – 2022. – 12. – 4411.
9. R. Chen, Y. Li, W. Griggs et al. // *ACS Applied materials & interfaces*. – 2023. – 15. – 34145.
10. I. Wang, Ch. Liu, N. Mehmood et al. // *ACS Applied materials & interfaces*. – 2019. – 11. – 12098.
11. J. Sort, V. Baltz, F. Garcia et al. // *Physical Review B*. – 2005. – 71. – 054411-1.
12. Y.F. Liu, J.W. Cai and S.L. He // *Journal of physics D: Applied physics*. – 2009. – 42. – 115002.
13. R.A. Khan, H.T. Nembach, M. Ali et al. // *Physical Review B*. – 2018. – 98. – 064413.
14. Q. Ying and L. Yifan // *AIP Advances*. – 2018. – 8. – 025314.
15. G. Yu, A. Jenkins, X. Ma et al. // *Nano Letters*. – 2018. – 18. – 980.
16. K. Gaurav Rana, A. Finco, F. Farbe et al. // *Physical Review Applied*. – 2020. – 13. – 044079.
17. Y. Guang, Y. Peng, Zh. Yan et al. // *Advanced Materials*. – 2020. – 32. – 2003003.

УДК 148

Методика времяразрешающей рентгеновской дифракции для изучения динамики магнитной доменной структуры

Снегирёв Н.И.

Куликов А.Г., Любутин И.С., Пиляк Ф.С.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»

Ягупов С.В., Стругацкий М.Б.

Физико-технический институт ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»

Федорова А.А., Федоров А.С., Логунов М.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** Работа посвящена развитию рентгеновской дифракционной методики изучения динамики магнитной доменной структуры во внешних переменных полях с использованием синхротронного излучения. В качестве модельного объекта использованы монокристаллы бората железа $FeBO_3$. Проведено сравнение результатов рентгеновского анализа и магнитооптических измерений. Разработанная методика и полученные результаты будут важны для практического применения магнитоупорядоченных кристаллов, таких как борат железа $FeBO_3$, в новых высокотехнологичных областях.*

***Ключевые слова:** рентгеновский анализ, магнитная доменная структура, борат железа*

Time-resolving x-ray diffraction technique for studying the dynamics of magnetic domain structure

Snegirev N.I., Kulikov A.G, Lyubutin. I.S., Pilyak F.S.

Shubnikov Institute of Crystallography, Kurchatov complex for Crystallography and Photonics, NRC “Kurchatov institute”

Yagupov S.V., Strugatsky M.B.

^bPhysics and Technology Institute, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Fedorova A.A., Fedorov A.S., Logunov M.V.

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

***Annotation.** In this work, of X-ray synchrotron diffraction techniques for studying the dynamics of the magnetic domain structure in external alternating fields was developed. Iron borate $FeBO_3$ single crystals were used as a model object. The results of X-ray analysis and magneto-optical measurements were compared. The developed technique and the results obtained will be important for the practical application of magnetically ordered crystals, such as iron borate $FeBO_3$, in new high-tech areas.*

***Keywords:** X-ray analysis, magnetic domain structure, iron borate*

При исследовании магнитных свойств материалов с помощью рентгеновского анализа, могут быть применены два основных подхода. Первый включает в себя комплекс методов, основанных на магнитном рассеянии рентгеновского излучения вблизи краев поглощения [1]. Второй подход, предложенный и реализованный нами в настоящей работе, основан на присутствии искажений кристаллической решетки при неоднородном распределении магнитоупорядоченных деформаций, которые возникают из-за наличия магнитной доменной структуры.

Магнитоупорядоченные деформации возникают из-за магнитоупругого взаимодействия между магнитной и упругой подсистемами кристалла. Известно, что величина магнитоупорядоченной деформации зависит от направления вектора намагниченности. Поэтому, в области каждого из магнитных доменов существуют структурные искажения, которые определяют некоторый «эффективный» параметр кристаллической решетки [2].

Для исследования этих эффектов в качестве модельного объекта для рентгенодифракционных исследований с использованием синхротронного излучения мы выбрали борат железа $FeBO_3$. В этом кристалле существует аномально большая величина магнитоупругой связи, которая определяется как отношение эффективной магнитоупругой

добавки к упругому модулю кристалла к величине этого модуля [3].

Кроме того, FeVO_3 является “прозрачным магнетиком”, в котором магнитный порядок сочетается с высокой прозрачностью в видимом диапазоне [4].

Это делает возможным проведение магнитооптических измерений в качестве комплементарного метода исследования. На Рис. 1,а представлена зависимость полуширины кривой дифракционного отражения (КДО) монокристалла FeVO_3 (рефлекс 030) от величины внешнего магнитного поля. Магнитное поле прикладывалось к кристаллу параллельно его базисной плоскости. Можно видеть, что в слабых полях (порядка нескольких эрстед) происходит скачкообразное уширение КДО.

Процесс намагничивания кристаллов бората железа идет в следующей последовательности: в слабых полях смещаются неелевские доменные границы, которые расположены ортогонально базисной плоскости, и перпендикулярно к плоскости дифракции. Это хорошо можно видеть на изображениях, полученных с помощью поляризационной оптической микроскопии. При этом для обеспечения использования эффекта Фарадея угол между плоскостью исследуемого образца и направлением луча света составлял 80 градусов. Существенные изменения в доменной структуре имеют место уже в малых магнитных полях (Рис. 1,б).

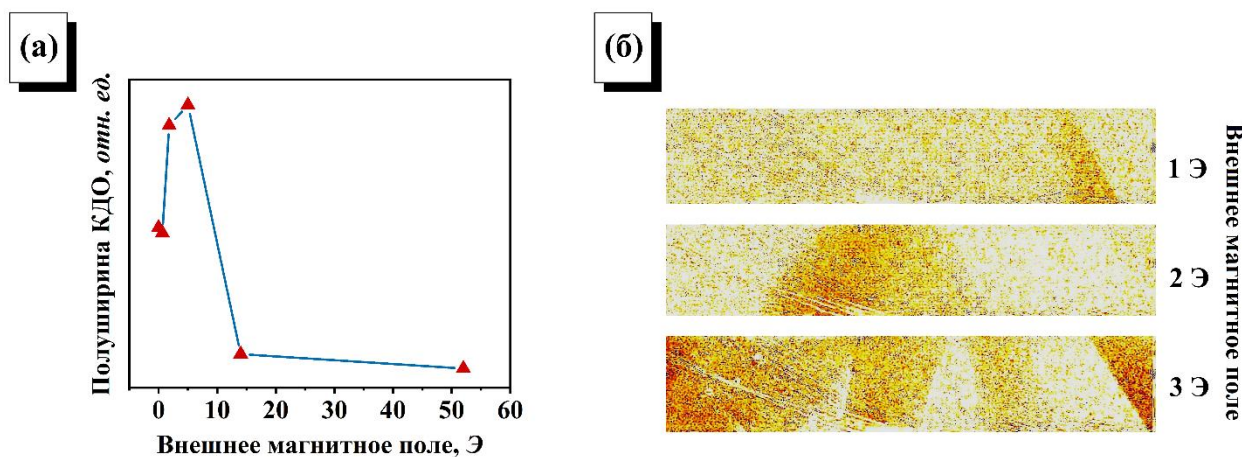


Рис. 1. (а) – Зависимость полуширин рентгеновской КДО (рефлекс 030) монокристалла FeVO_3 от величины внешнего магнитного поля FeVO_3 ; (б) – визуализация магнитной доменной структуры в FeVO_3 по данным магнитооптических измерений.

Смещение неелевских границ приводит к тому, что в области засветки синхротронным пучком оказывается несколько магнитных доменов и, соответственно, области с различной конфигурацией магнитоэлектрических деформаций. В этом случае КДО представляет собой уширенный профиль, который является суперпозицией распределенных гауссовых кривых. С увеличением напряженности внешнего магнитного поля исчезают сначала неелевские, а затем и блоховские границы (параллельные базисной плоскости кристалла). Намагничивание завершается поворотом вектора намагниченности в доменах к направлению внешнего магнитного поля, и магнитоэлектрическая деформация становится однородной по всему кристаллу. В процессе этого центры распределенных кривых КДО, соответствующих областям различных доменов, сближаются, что приводит к уменьшению ширины результирующей КДО (см. рисунок 1а).

Также были проведены вреязрешающие дифракционные эксперименты на монокристаллах FeVO_3 в условиях воздействия внешнего переменного магнитного поля. Магнитное поле на образце создавалось электромагнитными катушками, сигнал на которых модулировался в соответствии с определенным законом. На Рис. 2 представлена временная зависимость нормированного значения интенсивности дифракции вблизи максимума КДО от величины внешнего магнитного поля (во временной развертке). При включении магнитного поля наблюдается рост интенсивности амплитудного значения КДО. Профиль интенсивности

во времени соответствует профилю подаваемого на электромагнитные катушки импульсного сигнала. Однако фронт нарастания интенсивности КДО немонотонен, на нем имеются локальные максимумы (осцилляции) при выходе на «плато». Это может быть связано со скачкообразным изменением конфигурации векторов намагниченности в кристалле во внешнем поле, например, вследствие скачков Баркгаузена и мультидоменной магнитной структуры монокристалла.

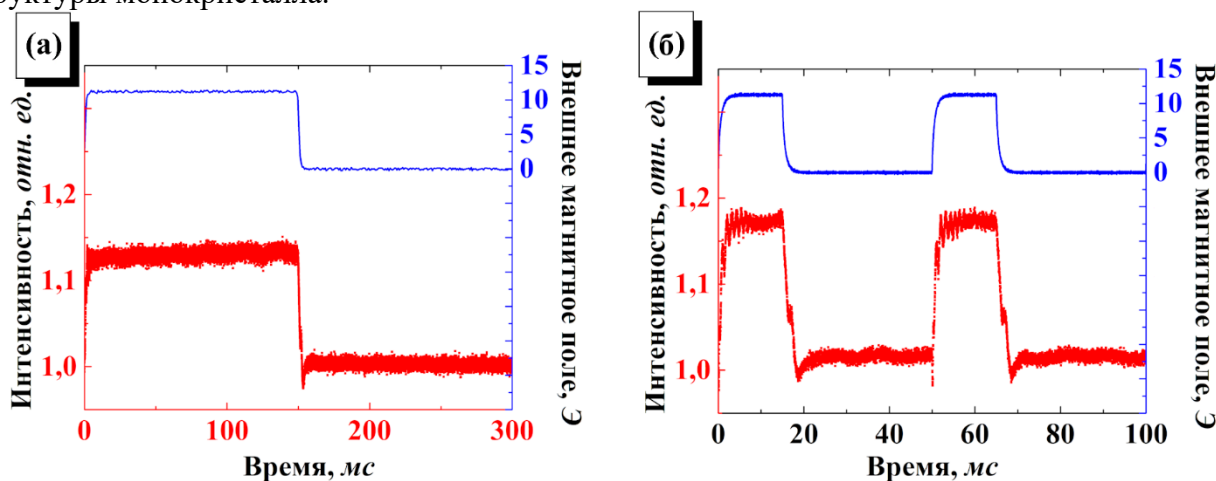


Рис. 2. Временная зависимость нормированного значения интенсивности КДО монокристалла $FeVO_3$ (рефлекс 030) при воздействии переменного магнитного поля в форме импульса длительностью 0,15 мс, повторяющихся с частотой 2 Гц (а) и длительностью 0,015 мс, повторяющихся с частотой 20 Гц (б).

Проведенные исследования показывают, что дифракционные эксперименты во внешних магнитных полях позволяют изучать динамику доменных границ и процессы перемагничивания кристаллов, в том числе по частным гистерезисным циклам. Подобные методы представляют большую важность при характеристике магнитных материалов, для которых прямое наблюдение доменной структуры (оптическими и электронно-микроскопическими методами) затруднено. Кроме того, рентгеновские эксперименты с использованием синхротронного источника – это не только метод исследования доменной структуры, но и прямое измерение чрезвычайно слабых магнитострикционных деформаций ($\sim 10^{-5}$ в кристаллах на основе бората железа).

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ "Курчатовский институт" в части подготовки экспериментальных образцов, магнитных измерений и анализа эффектов магнитострикционных деформаций кристаллов.

Разработка рентгеновской методики анализа эволюции магнитной доменной структуры с использованием источника синхротронного излучения выполнена в рамках гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2021-1362.

Список использованных источников:

1. Dmitrienko V. E., Ovchinnikova E. N., Collins S. P., et al. // Nat. Phys. – 2014. – V.10. – P. 202
2. N. Snegirev, A. Kulikov, I. S. Lyubutin et al.// Cryst. Growth Des. – 2023. - V23. – P.5883.
3. M. H. Seavey, // Solid State Commun. – 1972. – V. 10. – P.219.
4. С.Г. Овчинников, В.В. Руденко, Н.В. Казак и др. // ЖЭТФ. – 2020. – В. 158. – С.18

УДК 539.216.2:537.624

Структура и свойства $k\pi$ -скирмионов в ферромагнитных пленках с пространственно модулированными параметрами

Вахитов Р.М.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Ильсова Г.Ф.

аспирант кафедры теоретической физики ФТИ УУНИТ

Солонецкий Р.В.

к.ф.-м. н., научный сотрудник ФТИ УУНИТ

***Аннотация.** В данной работе изучаются структура и свойства магнитных $k\pi$ -скирмионов ($k \in 1,3,5$), образующихся на столбчатых дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках. Найдены распределение намагниченности $k\pi$ -скирмиона в области дефекта и его характеристики: характерные размеры магнитной неоднородности и ее энергия. Найдены области их стабильного состояния и определен диапазон материальных параметров, в которых возможно существование $k\pi$ -скирмионов.*

***Ключевые слова:** ферромагнитные пленки, одноосная анизотропия, столбчатый дефект, магнитные $k\pi$ -скирмионы, устойчивость*

Structure and properties of $k\pi$ -skyrmions in ferromagnetic films with spatially modulated parameters

Vakhitov R.M.

D.F.M. Sc., Professor, Department of Theoretical Physics, Physicotechnical Institute UUNIT

Ilyasova G.F.

postgraduate student of the Department of Theoretical Physics FTI UUNIT

Solonetsky R.V.

PhD Sc., researcher, Physicotechnical Institute UUNIT

***Annotation.** In this paper, we study the structure and properties of magnetic $k\pi$ -skyrmions ($k \in 1,3,5$) formed on columnar defects of the "potential well" type in uniaxial ferromagnetic films. The distribution of the $k\pi$ -skyrmion magnetization in the region of defect and its characteristics are found: the characteristic dimensions of the magnetic inhomogeneity and its energy. The regions of their stable states are found and the range of material parameters in which $k\pi$ -skyrmions can exist is determined.*

***Key words:** ferromagnetic films, uniaxial anisotropy, columnar defect, magnetic $k\pi$ -skyrmions, stability*

За последние 15 лет, после обнаружение существования в пленках MnSi магнитных скирмионов [1], лавинообразно возросли масштабы исследований их свойств, влияния на них различных факторов, магнитных материалов, в которых они стабилизируются, и т.д. [2,3]. Считается, что такими материалами являются киральные магнетики благодаря наличию в них взаимодействия Дзялошинского-Мория [4]. Однако, сравнительно недавно возник новый тренд, касающийся поиска некиральных магнетиков, в которых также возможно

существование магнитных скирмионов. В частности, в работе [5] было показано, что такими материалами могут являться ферромагнитные пленки с пространственно модулированной одноосной анизотропией. В дальнейшем было установлено, что в этих материалах могут существовать магнитные скирмионы в широком диапазоне изменения температур и магнитных полей. В большинстве последующих исследований под магнитными скирмионами, как правило, понимались вихреподобные неоднородности, в которых единичный вектор намагниченности $\mathbf{m}=\mathbf{m}(r)$ поворачивается на 180° при его перемещении в радиальном направлении от центра ($r = 0$) до периферии ($r = \infty$) пленки (π -скирмионы). В то же время, в работе [6] предсказывалась возможность существования $k\pi$ -скирмионов ($k \in 1, 2, 3\dots$), проводился теоретический анализ (метод микромагнитного моделирования с использованием пакета программ) структуры и свойств $k\pi$ -скирмионов, а также их поведение в магнитном поле.

В данной работе изучаются устойчивые состояния магнитных $k\pi$ -скирмионов, образующихся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках [7]. Подобные исследования в некиральных магнетиках до недавнего времени практически не проводились, за исключением работы [8], в которых исследовалось влияние магнитного поля на $k\pi$ -скирмионы, ($k \in 2,3,4$), возникающие в магнитных нанодисках Fe_3Sn_2 . В результате были выявлены в них устойчивые состояния $2\pi, 3\pi$ и 4π -скирмионов при комнатной температуре ($T=300\text{ K}$). Они были визуализированы с помощью просвечивающей электронной микроскопии, при этом наблюдалась следующая закономерность в появлении $k\pi$ -скирмионов: чем больше размер диска, тем вероятнее обнаружить скирмион в них с большей величиной «закрутки» вектора намагниченности \mathbf{m} , т.е. величиной k . Кроме того, было исследовано поведение $k\pi$ -скирмионов в магнитном поле.

В качестве модели дефекта рассматривается структурная неоднородность магнетика, в которой материальные параметры $P = \{A, K_u, M_s\}$, изменяются скачком в области дефекта:

$$P = \begin{cases} P_1, r > R_0 \\ P_2, r \leq R_0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $P_i = \{A_i, K_{ui}, M_{si}\}$ — материальные параметры вне колумнарного дефекта ($i = 1$) и в области дефекта ($i = 2$). Здесь A —обменный параметр, K_u —константа одноосной анизотропии, M_s —намагниченность насыщения, R_0 —радиус дефекта. При этом необходимо отметить, что все параметры, имеющие размерность длины приведены к величине $\Delta_0 = \sqrt{A_1/K_{u1}}$, где Δ_0 —характерный размер доменной границы в одноосных ферромагнетиках.

Численный анализ интегро-дифференциального уравнения Эйлера–Лагранжа, описывающего распределение намагниченности в области дефекта для рассматриваемой пленки [7], позволяет найти структуру магнитных неоднородностей, соответствующих $k\pi$ -скирмионам (рис. 1) и определить их характеристики: характерные размеры и их энергию. Согласно расчетам в исследуемых пленках в зависимости от значений материальных параметров образца и характеристик дефекта могут одновременно существовать π -, 3π - и 5π -скирмионы. При этом имеет место следующая закономерность: чем больше размер дефекта, тем больше число различных $k\pi$ -скирмионов может существовать одновременно, что согласуется с результатами [6]. В то же время π -скирмион имеет наименьшую энергию по сравнению с 3π - и 5π -скирмионами. Интересно отметить также, что в структуре π -скирмиона можно выделить три участка: ядро (кор), который находится в центре, промежуточный участок, в котором происходит задержка вращения магнитных моментов вблизи плоскости, параллельной плоскости пленки, и участок, расположенный на границе дефекта, где имеет место ускоренное вращение магнитных моментов из-за преобладающего влияния в этом участке влияния одноосной анизотропии. Необходимо отметить, что в 3π - и 5π -скирмионах их профиль в начальной стадии, когда происходит вращение магнитных моментов на 180° (от

$m_z=-1$ до $m_z=1$), полностью совпадает с профилем π -скирмиона. Выявлено также, что характеристики структур $k\pi$ -скирмионов существенно зависят от характеристик дефекта: от его размера R_0 и глубины потенциальной ямы K_{u2} и в меньшей мере от материальных параметров образца.

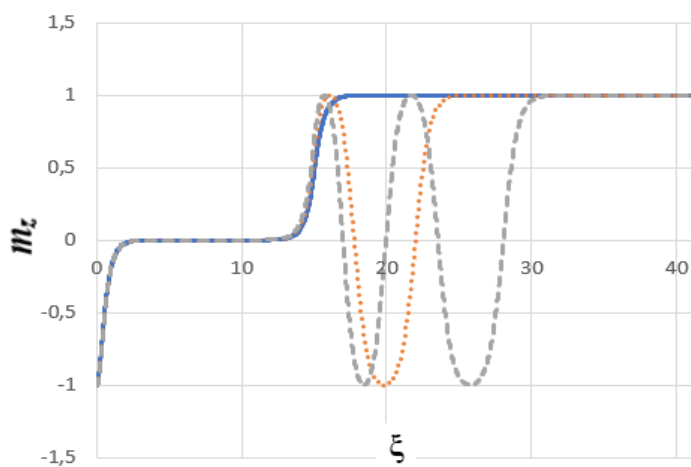


Рис. 1. Распределение намагниченности $k\pi$ -скирмионов в зависимости от приведенной координаты $\xi = \frac{r}{\Delta_0}$ при следующих значениях параметров материала, $K_{u2} = -4K_{u1}$, $Q = 100$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = M_{s1}$. Здесь сплошная линия соответствует π -скирмиону, точечная линия - 3π -скирмиону, штриховая - 5π -скирмиону.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Государственное задание Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение тонкоплёночных, наноструктурированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001))

Список использованных источников:

1. Mühlbauer S.; Jonietz F.; Pfleiderer C.; Rosch A.; Newbauer A.; Georgii R.; Boni P. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet // Science – 2009. – Vol.323. – P. 915 – 919.
2. Everschor-Sitte K., Masell J., Reeve R.M., Kläui M. Perspective: Magnetic skyrmions – Overview of recent progress in an active research field // J.Appl.Phys. – 2018. – 124. – 240901.
3. Самардак А. С., Колесников А. Г., Давыденко А. В., Стеблий М. Е., Огнев А. В. Топологически нетривиальные спиновые текстуры тонких магнитных пленках // ФММ. – 2022. – Т. 123. – № 3. – С. 260-283.
4. Bogdanov A.; Hubert A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – 138. – P. 255–269.
5. Вахитов Р.М., Ахметова А.А., Солонецкий Р.В. Вихреподобные образования на дефектах магнитоодноосных пленок // ФТТ. – 2019. – Т. 61. – №.3. – С.453. – 459.
6. Hagemester J., Siemens A., Rózsa L., Vedmedenko E. Y., and Wiesendanger R. Controlled creation and stability of $k\pi$ – skyrmions on a discrete lattice // Phys. Rev. – 2018. – В 97. – 174436.
7. Vakhitov R. M., Solonetsky R.V., Akhmetova A. A. Stable states of vortex-like magnetic formations in inhomogeneous magnetically uniaxial films and their behavior in a longitudinal magnetic field // J. Appl. Phys. – 2020. – 128. – 000000.
8. Jiang J., Wu Y., Kong L., Wang Y., Li J., Xiong Y., Tang J. Magnetic $k\pi$ – skyrmions and their field-driven evolutions in a nanostructured centrosymmetric magnet // Acta Materialia. – 2021. – 215. – 117084.

УДК 537.624

Типы полевых зависимостей фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках

Зигерт А.Д.

старший преподаватель кафедры прикладной физики ФГБОУ ВО ТвГУ

Дунаева Г.Г.

ассистент кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО ТвГУ

Кузьмин Н.Б.

студент 1 курса магистратуры кафедры физической химии ФГБОУ ВО ТвГУ

Семенова Е.М.

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО ТвГУ

Сдобняков Н.Ю.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики ФГБОУ ВО ТвГУ

***Аннотация.** Работа посвящена исследованию висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната. Получены полевые зависимости фрактальной размерности магнитооптических изображений для различных составов и толщин висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок.*

***Ключевые слова:** магнитные пленки, феррит-гранат, объемные дефекты, доменная структура, фрактальная размерность.*

Types of field dependencies of the fractal dimension of domain structures in ferrite-garnet films

Zigert A.D.

Senior Lecturer, Applied Physics Department, Tver State University

Dunaeva G.G.

Assistant, Condensed Matter Physics Department, Tver State University

Kuz'min N.B.

1st year graduate student, Physical Chemistry Department, Tver State University

Semenova E.M.

Ph. D., Docent, Condensed Matter Physics Department, Tver State University

Sdobnyakov N.Yu.

Ph. D., Docent, General Physics Department, Tver State University

***Annotation.** This work is dedicated to the study of bismuth-containing ferrite garnet films grown on gadolinium gallium garnet substrates. The field dependences of the fractal dimension of magneto-optical images were obtained for various compositions and thicknesses of bismuth-containing ferrite-garnet films.*

Keywords: magnetic films, ferrite garnets, bulk defects, domain structure, fractal dimension.

К настоящему времени методы фрактальной геометрии активно используются для описания отдельных закономерностей физических процессов. Результаты данной работы можно рассматривать как продолжение исследований магнитных характеристик висмутсодержащих феррит-гранатовых плёнок (Bi :ФГ) с помощью аппарата фрактальной геометрии: в [1] исследовалось влияние объёмных дефектов, связанных с локальным механическим повреждением и термическим лазерным воздействием, на доменную структуру и магнитные характеристики эпитаксиальных Bi :ФГ пленок; в [2] методом оптической магнитометрии получены предельные петли магнитного гистерезиса для дефектных и бездефектных участков Bi :ФГ пленок. В данной работе будут проанализированы результаты [3] с целью описания типовых полевых зависимостей фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках. Объектами исследований являлись три образца Bi :ФГ пленок: $(GdBiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 25 мкм, $(GdBiLuSm)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 6 мкм и $(GdBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 42 мкм. Установлены специфические особенности в полевых зависимостях фрактальной размерности (см. рис. 1). Все они имеют куполообразную форму, но ветви могут быть описаны линейным или степенным законом более высокого порядка, а также содержать разрывы (так как соответствуют состоянию насыщения петли гистерезиса – данные отмечены синим цветом).

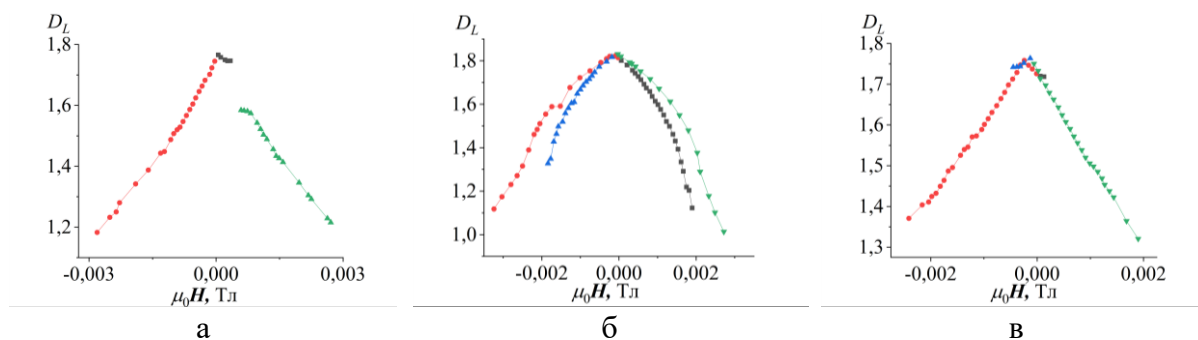


Рис. 1. Типичные полевые зависимости фрактальной размерности (D_L) произвольного участка плёнок $(GdBiLuSm)_3(FeGa)_5O_{12}$ (а, 6 мкм), $(GdBiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ (б, 25 мкм), $(GdBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ (в, 42 мкм). Здесь цветовое обозначение соответствует следующему изменению внешнего магнитного поля: ■ – $H_{max} \rightarrow 0$; ● – $0 \rightarrow H_{min}$; ▲ – $H_{min} \rightarrow 0$; ▼ – $0 \rightarrow H_{max}$.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственной программы в области научно-исследовательской деятельности (0817-2023-0006).

Список использованных источников:

1. Иванова А.И., Семенова Е.М., Дунаева Г.Г. и др. Влияние дефектов на магнитные характеристики феррит-гранатовых пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2020. – Вып. 12. – С. 103-112.
2. Зигерт А.Д., Дунаева Г.Г., Сдобняков Н.Ю. Фрактальный анализ лабиринтной доменной структуры феррит-гранатовых пленок в процессе перемагничивания // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2021. – Вып. 13. – С. 134-145.
3. Зигерт А.Д., Дунаева Г.Г., Кузьмин Н.Б. и др. Поведение фрактальной размерности доменных структур в феррит-гранатовых пленках // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2023. – Вып. 15. – С. 98-107.

УДК 539.216 +538.9+537.622.4

Индукцированные фазовые переходы в доменной структуре магнитоодноосной пленки феррита-граната

Сирюк Ю.А.

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник НИЧ ДонГУ

Безус А.В.

к. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики и дидактики физики ДонГУ

Бондарь Е.Д.

старший преподаватель кафедры общей физики и дидактики физики ДонГУ

Кононенко В.В.

к. ф.-м. н., научный сотрудник ФГБНУ ДонФТИ

***Аннотация:** Исследованы фазовые переходы, вызванные магнитным полем перпендикулярным плоскости пленки и сонаправленным с намагниченностью внутри ЦМД. Показано, что фазовые переходы в доменных границах вызывают фазовые переходы в доменной структуре феррит-гранатовой пленки и определяют вид этих переходов.*

***Ключевые слова:** феррит-гранатовая пленка, доменная граница, решетка цилиндрических магнитных доменов.*

Induced phase transitions in the domain structure of magnetic uniaxial ferrite-garnet film

Siryuk Yu.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Senior Researcher, Donetsk State University

Bezus A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk State University

Bondar E.D.

Senior Lecturer, Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk State University

Kononenko V.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, DonFTI Federal State Budgetary Scientific Institution

***Abstract:** Investigated the phase transitions inside the CMD caused by a magnetic field perpendicular to the plane of the film and aligned with the magnetization. It is shown that phase transitions in the domain boundaries cause phase transitions in the domain structure of the ferrite-garnet film and determine the type of these transitions.*

Keywords: *ferrite-garnet film, domain boundary, lattice of cylindrical magnetic domains.*

Исследования в решетках ЦМД являются актуальным как для фундаментальной науки, так и в прикладном плане: в микроэлектронике, в спинтронике, в биологии при транспортировке магнитомаркированных биологических клеток, в химии при разделении химических частиц по их размерам и тд. В фундаментальной науке наблюдается такие же переходы в твердых телах как в ЦМД, но они недоступны для изучения. В феррит-гранатовых пленках благодаря эффекту Фарадея можно визуально наблюдать механизм таких фазовых переходов.

Цель настоящей работы показать, что фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в доменах и определяют род этих переходов.

Для исследования выбрана пленка с развитой поверхностью $\langle 111 \rangle$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний галлиевой подложке состава $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$. Толщина пленки $h=8.4$ мкм. При комнатной температуре фактор качества $Q>5$. При такой величине фактора качества в доменной границе действием импульсного магнитного поля создаются вертикальные блоховские линии [1].

В работе используется два внешних магнитных поля с векторами напряженности перпендикулярными плоскости пленки: постоянное двух направлений (поле смещения H_{CM}) и монополярное импульсное. Исследования проведены при температуре $T=300$ К. Доменная структура наблюдается благодаря эффекту Фарадея.

В работе исследуется два вида решеток ЦМД. Первая – PCD_1 , формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки при отсутствии поля смещения; вторая – PCD_2 , формируется импульсным полем в присутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается рис.1, рис.2а. Обе решетки являются равновесными, но при наложении поля смещения PCD_1 оказывается неравновесной, а PCD_2 , формируемая при разных полях смещения, является равновесной [2].

Под действием импульсного магнитного поля создаются жесткие ДГ с большим числом ВБЛ. В жестких доменах имеются две силы (сила отталкивания ВБЛ и магнитостатическая сила), которая уравнивается сжимающими силами поверхностного натяжения стенки Блоха. Стенка Блоха и поле смещения дают статически устойчивый домен [1].

В теоретических работах [1] предполагалось, что жесткие ЦМД квантуются, т.е. могут иметь дискретные состояния, различающиеся числом ВБЛ в ДГ. На рис.1 показана полевая зависимость параметров решеток PCD_1 и PCD_2 . Из рисунка видно, что в поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри ЦМД, диаметры ЦМД обеих решеток d_1 и d_2 уменьшаются с увеличением поля (рис.1, кривые 2 и 4; рис.2б). Периоды решеток PCD_1 и PCD_2 с увеличением поля изменяются иначе. Период PCD_1 с ростом поля остается постоянным, а период PCD_2 увеличивается (рис.1, кривые 1 и 3). Это объясняется тем, что при наложении поля смещения к магнитостатической энергии решетки добавляется зеемановская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена. Это приводит к изменению диаметра ЦМД. Но в решетке PCD_1 эти две энергии не могут изменить количество ЦМД, поэтому период PCD_1 остается постоянным. При величине $H=H_{\text{KL}}$ наблюдается коллапс PCD_1 , при котором исчезает каждый центральный домен гексагональной упаковки (рис.2в). Происходит фазовый переход первого рода. Нарушается магнитное равновесие системы. При этом в доменной границе ЦМД резко уменьшается количество ВБЛ [2]. При кратковременном действии импульсным магнитным полем восстанавливается полотно гексагональной решетки ЦМД с меньшей плотностью упаковки, с меньшим диаметром ЦМД и большим периодом решетки. Параметры

этой решетки соответствуют параметрам решетки РЦД₂ при величине поля смещения $H=H_{K1}$. Решетка РЦД₂, в отличие от решетки РЦД₁, формируется импульсным магнитным полем при каждом поле смещения. В ДГ решетки РЦД₂ создается меньшее количество ВБЛ ($N_2 < N_1$), чем в доменных границах РЦД₁ при одинаковой величине поля смещения. В итоге РЦД₂ обладает большей полевой устойчивостью, чем РЦД₁, т.е. поле коллапса $H_{K2} > H_{K1}$.

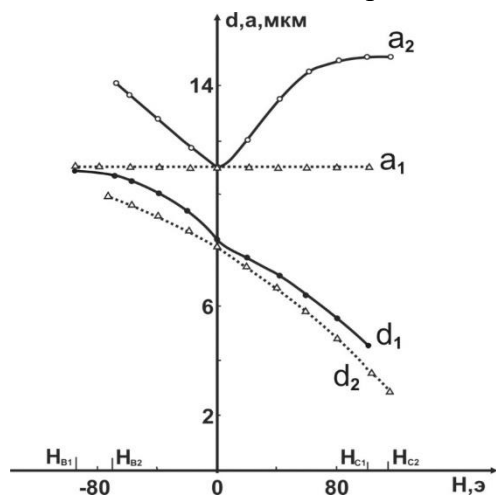


Рис.1. Полевая зависимость параметров РЦД₁ и РЦД₂ пленки: 1, 2 – a, d РЦД₁, 3, 4 – a, d РЦД₂

В работе [2] приведен подробный анализ экспериментального исследования фазовых переходов в решетке РЦД₁. В доменной границе ЦМД содержится максимальное число ВБЛ ($N/N_0=1$). При $H=H_{K1}$ динамическая устойчивость решетки нарушается, в РЦД₁ происходит фазовый переход первого рода. При этом уменьшается диаметр ЦМД. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сжиматься до интервала $S = \pi d/2N$ [1].

В итоге при $H=H_{K1}$ происходит резкое уменьшение количества ВБЛ в ДГ путем аннигиляции, т.е. при фазовом переходе первого рода квантуется доменная граница, домен и решетка ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменной границе увеличивается полевой интервал устойчивости новой решетки [2].

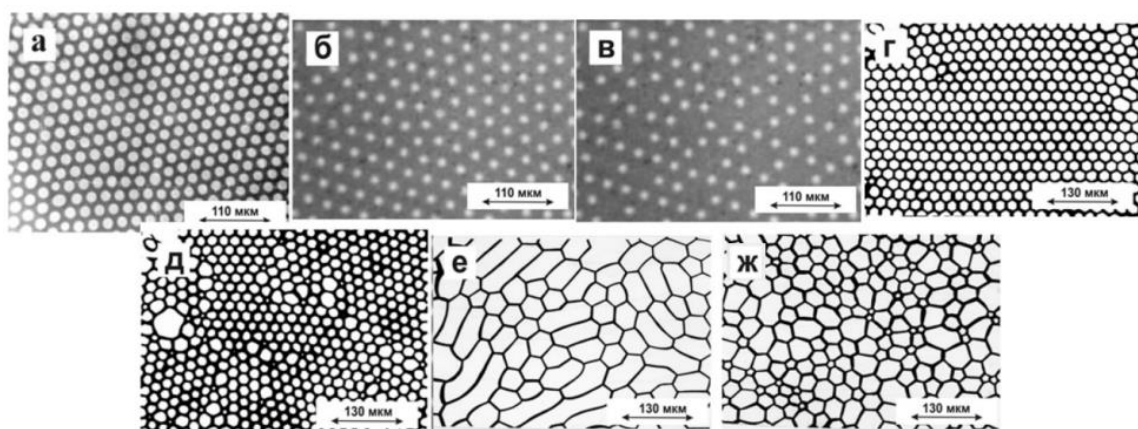


Рис.2 Виды ДС при разных магнитных полях пленки: А – РЦД ($H=0$), Б – $H>0$, В – $H=H_K$, Г – сотовая ДС ($H<0$), Д – ДС после “взрыва” СДС₁, Е – “сети”, Ж – ДС после “взрыва” СДС₂.

С увеличением поля смещения наблюдается ряд последовательных ФП I рода в новых решетках ЦМД, полученных из исходной РЦД₁. Все полученные доменные структуры являются дискретными. Дискретными являются и полевые интервалы устойчивости полученных решеток ЦМД [2]. При наложении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри ЦМД, диаметры обеих решеток увеличиваются, период РЦД₁ остается постоянным, а период РЦД₂ увеличивается (рис.1). При величине поля смещения $H=H'_{C1}$ в решетке РЦД₁ каждый ЦМД приобретает форму шестиугольника, а гексагональная решетка превращается в сотовую структуру СДС₁. Число ВБЛ в ДГ сохраняется, они группируются в углах шестиугольника (рис.2Г). В РЦД₁ происходит фазовый переход второго рода. При величине поля $H=H'_{C2}$ в решетке РЦД₂ тоже происходит фазовый переход второго рода в сотовую структуру СДС₂. Соотношение числа ВБЛ в ДГ обеих решеток ЦМД

сохраняется: $N_1 > N_2$. Величины полей смещения, при которых происходят ФП II рода: в РЦД₁ $H = H'_{C1} = |-20Э|$; в РЦД₂ $H = H'_{C2} = |-45Э|$, т.е. $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$.

Таким образом, при фазовом переходе второго рода в решетках РЦД₁ и РЦД₂ наблюдается следующая закономерность: если $N_1 > N_2$, то $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$, т.е. решетка ЦМД с меньшим количеством ВБЛ в доменных границах более устойчива.

При дальнейшем увеличении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри домена, при $H_{CM} = H_{C1}$ в сотовой структуре СДС₁ происходит ФП I рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 1 и 2; рис.2д). При кратковременном действии импульсным магнитным полем эта структура превращается в новую сотовую структуру с большими параметрами (рис.2е). В сотовой структуре СДС₂ при поле $H_{CM} = H_{C2}$ происходит фазовый переход первого рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 3 и 4; рис.2ж). Соотношение величин полей, при которых происходят ФП I рода: $|H_{C1}| > |H_{C2}|$, при $N_1 > N_2$. При ФП I рода в сотовых структурах СДС₁ и СДС₂ число ВБЛ в ДГ уменьшается путем раскручивания. Чем больше количество ВБЛ находится в углах сотовой ячейки, тем более устойчива сотовая структура. Для разрушения такой структуры требуется магнитное поле большей напряженности

Выводы. Экспериментально исследованы индуцированные магнитным полем смещения фазовые переходы в двух видах решеток ЦМД: РЦД₂ равновесная и РЦД₁ неравновесная. Соотношение числа линий Блоха в этих решетках: $N_1 > N_2$.

При поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри домена, в РЦД₁ наблюдается ФП I рода в новую решетку ЦМД с большим периодом, меньшим диаметром ЦМД и меньшим числом ВБЛ в доменных границах ЦМД. При этом новая решетка имеет параметры, совпадающие с параметрами равновесной решетки РЦД₂, сформированной при поле смещения $H = H_{K1}$. С увеличением поля смещения наблюдается ряд таких же ФП I рода. Экспериментально доказана квантуемость решетки ЦМД, домена, доменной границы и полевой устойчивости полученных решеток ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменных границах ЦМД полевой интервал устойчивости решетки ЦМД увеличивается, и при простой блоховской стенке этот интервал максимален. При поле смещения, сонаправленном с намагниченностью внутри домена в решетках РЦД₁ и РЦД₂ происходят ФП II рода в сотовую структуру СДС₁ и СДС₂. Соотношение полей фазовых переходов $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$, при $N_1 > N_2$. При ФП II рода цилиндрический магнитный домен приобретает форму шестиугольника; при этом сохраняется как число доменов, так и число вертикальных блоховских линий в ДГ. При дальнейшем увеличении поля в СДС₁ и СДС₂ происходят ФП I рода в ячеистую структуру. Соотношение полей фазовых переходов: $|H_{C1}| > |H_{C2}|$, при $N_1 > N_2$. Экспериментально доказано, что фазовые переходы в ДГ не только вызывают фазовые переходы в доменной структуре, но и определяют род этих фазовых переходов.

Список использованной литературы:

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами // . – 1982. – Мир, Москва. – 382 с.
2. Сирюк Ю. А., Безус А. В., Бондарь Е. Д., Кононенко В. В. // ФТТ. – 2019. – 61, №7. – С. 1250-1257.

УДК 537.624.9

Параметры пилообразной доменной структуры в градиентном плоскостном поле

Иванов В.Е.

к.ф. м.н. с.н.с., ИЕНиМ УрФУ

Богуславский Л.Г.

н.с., ИЕНиМ УрФУ

***Аннотация.** В работе проведено экспериментальное изучение поведения пилообразной доменной конфигурации в пленках с плоскостной анизотропией при действии градиентного магнитного поля, создаваемого встречными потоками, ориентированными в плоскости пленки. Обсуждены результаты с применением анализа баланса магнитоэлектронической энергии конфигурации голова к голове, энергии Зеемана и энергии доменных границ.*

***Ключевые слова:** пилообразная доменная конфигурация, градиентное поле, баланс энергий*

Parameters of a sawtooth domain structure in a gradient planar field

Ivanov V.E.

Senior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Boguslavskiy L.G.

Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

***Annotation.** In this paper, an experimental study of the behavior of the saw-tooth domains configuration in films with in-plane anisotropy under the action of a gradient magnetic field created by counter flows oriented in the plane of the film is carried out. The results using the analysis of the magnetostatic energy balance of the head-to-head configuration, the Zeeman energy and the energy of the domain walls are discussed.*

***Keywords:** sawtooth domain configuration, gradient field, energy balance*

Изучение пилообразной доменной структуры (ДС) в плёнках с плоскостной анизотропией было актуальным в связи с образованием зигзагообразных доменных границ после снятия поля записи, что приводило к снижению отношения сигнал/шум в устройствах хранения информации [1]. Параметры пилообразной ДС изучались в зависимости от толщины, величины анизотропии и коэрцитивной силы [2]. К этим параметрам относятся амплитуда, период зигзагов, угол в вершинах зигзагов. Считается, что причиной образования зигзагов является уменьшение магнитоэлектронической энергии, если границы ориентируются под углом к намагниченности (оси легкого намагничивания). Были получены формулы, связывающие период с углом при вершинах [3].

Зигзагообразные доменные границы образуются как в результате размагничивания переменным полем, так и в градиентном. В последнем случае они стабилизируются высокой коэрцитивной силой ($H_c \sim 1000$ Э) носителя информации. Технический интерес к этим исследованиям угас в связи с появлением новых носителей записи. По нашему мнению, в стороне

остался физический аспект, связанный с поведением пилообразной ДС в градиентном магнитном поле.

Для исследования пилообразной ДС были выбраны пленки типа Файнмет состава $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{Cu}_{0,5}\text{Nb}_2\text{Si}_9\text{B}_6$ с коэрцитивной силой $H_c=5$ Э («высококоэрцитивная» пленка), и состава $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ с $H_c=0,7$ Э («низкокоэрцитивная» пленка). Пленки обладали осями легкого намагничивания в плоскости, ориентация которых задавалась технологическим полем во время нанесения. Визуализация доменной структуры произведена при помощи продольного эффекта Керра (рис. 1). Поле было ориентировано по оси легкого намагничивания. Поскольку плоскостная компонента градиентного поля при $x=0$ проходит через нуль, влияние гистерезиса было существенным, поэтому мы регистрировали параметры ДС в двух режимах, а именно: при непрерывном изменении градиента путем повышения тока в намагничивающих катушках (неравновесная ДС) и фиксации изображения равновесной ДС после размагничивания переменным полем при каждой величине градиента.

Градиентное поле в плоскости пленок создавалось парой катушек, поля которых были направлены навстречу (рис. 1). Зависимость плоскостной компоненты поля при достаточно большом расстоянии между катушками была линейной. Зависимость величины градиента для такой системы в зависимости от тока была близка к линейной.

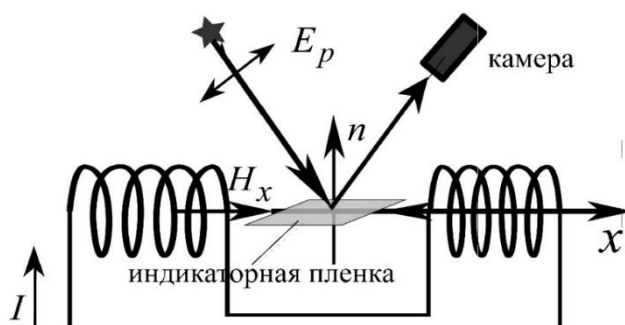


Рис. 1. Система для получения градиентного поля в плоскости индикаторной пленки..

Экспериментальные наблюдения показали существенные различия в изменении амплитуды и периода пилообразной неравновесной и равновесной ДС. Неравновесная пилообразная ДС характеризуется значительным разбросом в величине амплитуды и периода. С ростом градиента поля разброс в абсолютных значениях амплитуды и периода снижается, в то же время в относительных величинах остается достаточно большим. Равновесная ДС при тех же значениях градиента имеет более регулярный вид, обладает меньшей амплитудой и периодом. Описанное поведение ДС в большей степени проявлялось для «высококоэрцитивной» пленки.

Доменная структура «низкокоэрцитивной» пленки при действии градиентного поля имеет более регулярный вид и меньший разброс по характеристикам. С ростом градиента поля амплитуда (А) и период зигзага (Р) уменьшается (рис. 2 а, б, в). Угол при вершинах зигзагов меняется незначительно. Количественно эти зависимости показаны на графиках рис. 3. Разброс в значениях периода в интервале малых значений градиента остается довольно значительным, что, по нашему мнению, является следствием пространственной неоднородности коэрцитивности доменных границ.

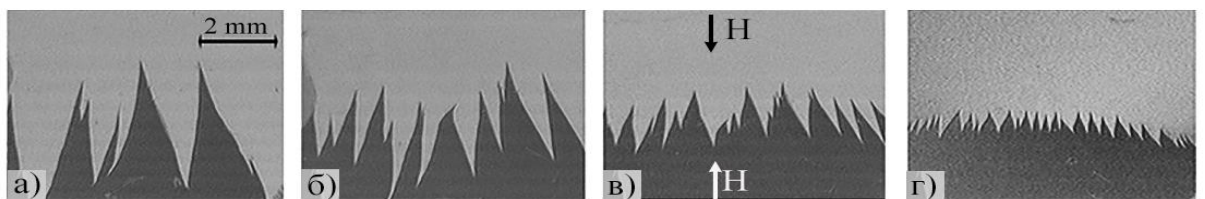


Рис. 2. Изменение «равновесной» пилообразной доменной структуры «низкоэрицитивной пленки» в градиентном магнитном поле. $\beta = 0,14$ Э/мм (а), $0,2$ Э/мм (б), (в) $0,82$ Э/мм, (г) $7,7$ Э/мм. Направления встречных потоков градиентного поля показаны на

На качественном уровне такое поведение можно объяснить из следующих соображений. Рост градиента поля приводит к росту энергии Зеемана. Чтобы снизить эту энергию, происходит уменьшение амплитуды зигзага, вследствие чего снижается доля объема, в котором намагниченность ориентирована против поля. Выпрямление зигзагообразной границы (рост периода), также должно способствовать снижению энергии Зеемана. Однако период незначительно снижается, сохраняя по возможности наименьшую магнитостатическую энергию.

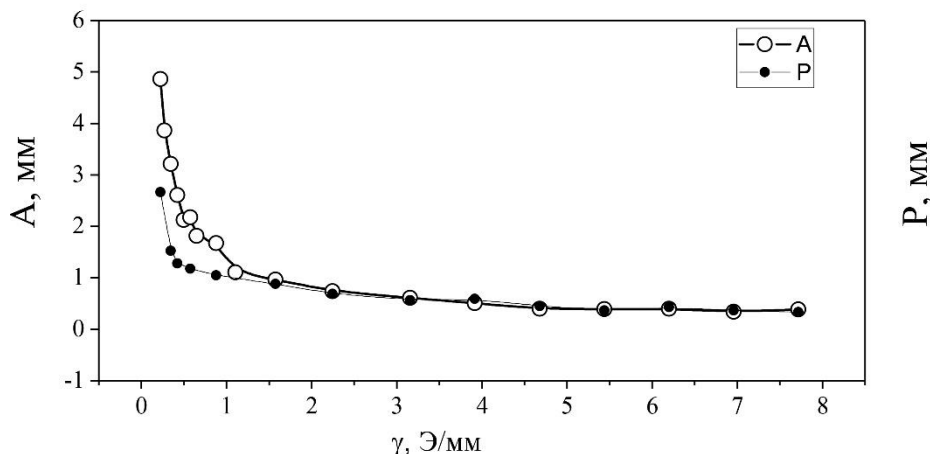


Рис. 3. Зависимость амплитуды и периода зигзага «равновесной» пилообразной ДС от величины градиента поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUZ-2023-0020).

Список использованных источников:

1. Hubert A., Schafer R. Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. – Berlin, Springer, 1998. – 686 с.
2. Favieres C., Vergara J., Madurga V. Charged magnetic domain walls as observed in nanostructured thin films: dependence on both film thickness and anisotropy/ J. Phys.: Condens. Matter. – 2013. – 25066002.
3. Freiser M. J., On the Zigzag Form of Charged Domain Walls/ IBM Journal of Research and Develop. – 1979 – vol. 23, №3, pp. 330-338.

УДК 621.793.1

Исследование влияния образования ферромагнитных филаментов на резистивное переключение в нестехиометрическом оксиде меди (Cu_xO)**Федоров Л.Ю.**

научный сотрудник отдел молекулярной электроники ФИЦ КНЦ СО РАН

Карпов И.В.

к.т.н., старший научный сотрудник ОМЭ ФИЦ КНЦ СО РАН

***Аннотация.** Атомно-силовая микроскопия является мощным инструментом для локального исследования эффекта резистивного переключения благодаря высокому латеральному разрешению. В частности, использование проводящих зондов позволяет инициировать образование/разрушение филаментов непосредственно в микроскопе. А магнитно-силовая микроскопия способна визуализировать сформированные филаменты, в том случае, когда нижним электродом выступают ферромагнитные металлы. Это, в свою очередь, подтверждает деградацию мемристорных свойств, вызванную металлизацией филамента при снятии циклических ВАХ.*

***Ключевые слова:** наноструктуры, резистивное переключение, оксид меди, магнитный филамент*

Study of the influence of the formation of ferromagnetic filaments on resistive switching in non-stoichiometric copper oxide (Cu_xO)**Fedorov L. Yu.**

Researcher, Department of Molecular Electronics, Federal Research Center KSC SB RAS

Karpov I.V.

Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Department of Molecular Electronics, Federal Research Center KSC SB RAS

***Annotation.** Atomic force microscopy is a powerful tool for local investigation of resistive switching effects due to its high lateral resolution. In particular, the use of conductive probes makes it possible to initiate the formation/destruction of filaments directly in the microscope. And magnetic force microscopy is capable of visualizing formed filaments in the case when ferromagnetic metals act as the lower electrode. This, in turn, confirms the degradation of memristor properties caused by metallization of the filament when taking cyclic current-voltage characteristics.*

***Keywords:** nanostructures, resistive switching, copper oxide, magnetic filament*

Оксиды переходных металлов активно исследуются с целью их применения в качестве подзатворного диэлектрика (high-k dielectric) благодаря их высокой диэлектрической проницаемости [1]. Кроме того, в случае, когда такие оксиды входят в структуры металл-изолятор-металл они могут стать функциональным элементом резистивных запоминающих устройств с произвольным доступом (ReRAM). Их принцип действия заключается в формировании двух устойчивых состояний сопротивления, управляемых внешним электрическим полем – HRS (состояние высокого сопротивления) и противоположное ему

LRS. Они образуются при возникновении в диэлектрическом слое обратимых проводящих мостиков (conductive bridge) – филаментов. То есть, эффект резистивного переключения является частным случаем пробоя диэлектрика, когда ток не вызывает деградации микроструктуры, а плотность дефектов в оксиде не достигла критического значения. Само явление образования проводящих филаментов является нежелательным для материала изолятора (поскольку означает выход устройства из строя), но в тоже время, может найти практическую реализацию в области энергонезависимой памяти, если удастся эффективно управлять изолирующими свойствами диэлектрика.

Филамент может быть сформирован за счет миграции кислородных вакансий под действием электрического поля – тогда он представляет собой поливакансию кислорода. Однако в ходе исследований было замечено, что филамент состоит не только из кислородных вакансий, но и включает в себя ионы металла токоподводящих электродов [2]. На границе раздела электрода с диэлектрическим слоем образуются катионы металла за счет электрохимической реакции анодного окисления, которые в дальнейшем транспортируются электрическим полем в пространство между электродами мемристорной структуры. Соответственно, если материал электрода представлен ферромагнитным металлом проводящий филамент также будет демонстрировать ферромагнитное поведение. В мемристорах, при повторяющихся циклах «перезаписи», проникновение ионов металлов ухудшает характеристики устройства – уменьшается окно между токами в HRS и LRS состояниях, не позволяющее надежно считывать состояние ячейки. То есть ведет к деградации мемристорных свойств.

Однако использование ферромагнитных электродов позволяет дополнительно исследовать эволюцию образования и разрушения филаментов с помощью магнитно-силовой микроскопии. Как это было продемонстрировано в работе [3]. Такая диагностика позволяет лучше понять граничные условия образования/ обратимого разрушения филаментов с целью предотвращения их образования в транзисторах или управления ими в мемристорах.

В настоящей работе нанокристаллическая пленка, представляющая собой смешанные фазы оксидов меди (Cu_2O и CuO) была синтезирована осаждением из плазмы дугового разряда низкого давления работающей в аргон-кислородной атмосфере. Исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000 (завод «Протон», Россия). Анализ резистивного переключения проводили при сканировании в режиме контактной атомно-силовой микроскопии (EAFM) с проводящими кантилеверами для снятия локальных ВАХ. Микромагнитные свойства образуемых филаментов исследовались в режиме магнитно-силовой микроскопии (MAFM) с использованием зондов с CoFe магнитным покрытием.

Образцы представляли собой слоистую структуру на кремниевой пластине: пленка Ni (~1 мкм) в качестве нижнего электрода, резистивный слой – поликристаллическая пленка смешанных фаз оксидов меди ($\text{Cu}_2\text{O}/\text{CuO}$). В качестве верхнего электрода ячейки выступал кантилевер микроскопа. Площадь контакта оценена ~100 нм². Таким образом, было получено топографическое изображение поверхности, токи в двух состояниях сопротивления, а также изображения магнитного контраста.

При снятии циклических ВАХ контакта АСМ зонд-образец наблюдалось быстрое снижение разности токов между состояниями LRS-HRS. После достижения 5 циклов не удавалось выполнить сброс состояния LRS (процесс RESET). Это явление, по-видимому, связано с металлизацией филамента ионами Ni – материала нижнего электрода и вызвано сильным локальным электрическим полем, действующем при исследовании эффекта резистивного переключения в зондовом микроскопе, а также, как будет показано ниже, ферромагнитным действием границ зерен смешанных фаз оксидов меди. Разрушение таких филаментов происходит по механизму, отличному от разрушения поливакансий кислорода. Оно должно быть простимулировано джоулевым нагревом, и требует токи, имеющие порядок мА, что не позволяет стандартное оборудование микроскопа.

Для нестехиометрического оксида Cu_xO существуют данные [4], что в HRS состоянии диэлектрик обладает собственным слабым ферромагнетизмом. Его природа основана на

связанных с положительно заряженными кислородными вакансиями электронах. Они могут способствовать ферромагнитной связи между соседними ионами Cu^{1+} и Cu^{2+} . При этом такие области находятся в местах локализации границ зерен с различными фазами оксида меди. То есть там же, где существуют условия для формирования проводящего филамента, обеспечивающего эффект резистивного переключения. Поэтому, данные области, обладая ферромагнетизмом, дополнительно способствуют накоплению никеля, вызывая ускоренную деградацию мемристорных свойств.

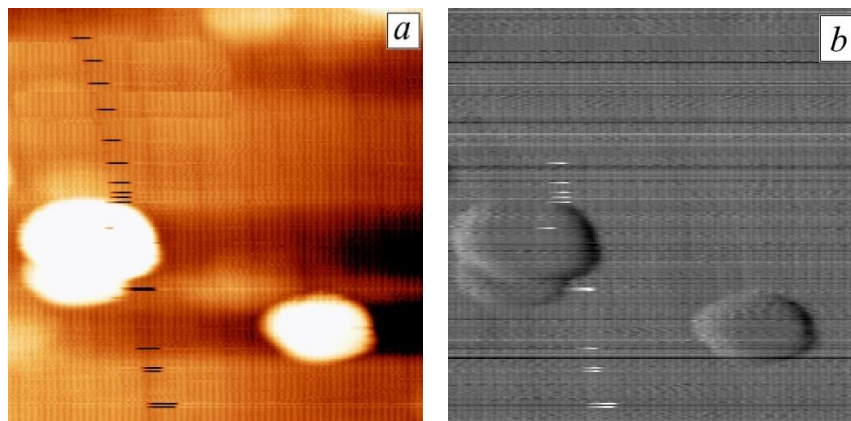


Рис. 1. Морфология (a) и МСМ контраст (b) поверхности пленки Cu_xO с сформированными проводящими филаментами, обогащенными никелем.

На изображениях, полученных в режиме магнитной силовой микроскопии (рис. 1) наблюдалось образование плоских областей высотой ~ 3 нм и латеральными размерами 100–150 нм, которые проявляются на МСМ изображении как однодоменные ферромагнитные частицы.

Стоит обратить внимание, что при интерпретации результатов исследований мемристорных свойств в АСМ следует учитывать ограничения по току, который способен определять микроскоп. То есть, тот факт, что ячейка перестает изменять свое состояние еще не означает её необратимых изменений после малого количества циклов перезаписи. При рассмотрении «классической» структуры с двумя плоскими электродами и соответствующего источника напряжения жизнеспособность ячейки памяти значительно повышается.

Работа выполнена в рамках госзадания FWES-2024-0026.

Список использованной литературы:

1. Robertson J., Wallace R.M. High-K materials and metal gates for CMOS applications // Materials Science and Engineering: R: Reports. 2015. – Vol. 88, p. 1-41.
2. Lübben M., Valov I. Active Electrode Redox Reactions and Device Behavior in ECM Type Resistive Switching Memories // Advanced Electronic Materials. 2019. – Vol. 5(9), p. 1800933.
3. Антонов Д.А., Филатов Д.О., Новиков А.С. и др. Резистивное переключение в отдельных ферромагнитных филаментах мемристорных структур на основе $\text{ZrO}_2(\text{Y})/\text{Ni}$ // ЖТФ. 2021, – Том 91, Вып. 10, с. 1474-1478.
4. Hu Y.-M., Li Z.-D., Chia C.-H., et. al. Defects-curated bipolar resistive switching and magnetism in Cu_xO films // Applied Surface Science. 2022. – Vol. 601, p. 154215.

УДК 537.622.4

Процессы нуклеации и динамики доменной границы в цилиндрических магнитных проводах с неоднородной анизотропией**Чичай К.А.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник, физический факультет, Университет ИТМО

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н., доцент физического факультета, Университет ИТМО

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор физического факультета, Университет ИТМО

Аннотация. Процессы нуклеации и движения доменных границ разного типа в ферромагнитных цилиндрических проводах с неоднородной анизотропией и структурными дефектами исследуются на основе микромагнитной модели. Проведены расчеты динамических свойств и эволюции размера и магнитной структуры двух различных типов доменных границ (поперечной и радиальной) при их распространении вдоль оси микропровода под действием электрического тока и внешнего магнитного поля. Найдены величины энергетических барьеров и пути с минимальным перепадом энергии между состояниями с различной конфигурацией доменных границ.

Ключевые слова: цилиндрические магнитные провода, динамика движения доменной границы, неоднородная анизотропия, времена жизни

Domain wall nucleation and dynamics process in cylindrical magnetic wires with inhomogeneous anisotropy**Chichay K.A.**

C. Sc., Researcher, Faculty of Physics, ITMO University

Lobanov I.S.

C. Sc., Associate Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Uzdin V.M.

Dr. Sc., Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Annotation. Within the framework of the micromagnetic model, the processes of nucleation and dynamics of domain walls of various types in ferromagnetic cylindrical wires with inhomogeneous anisotropy and structural defects are studied. We calculated the dynamic properties and evolution of the size and magnetic structure of two different types of domain walls (transverse and radial) as they propagate along the axis of a microwire under the action of electric current and external magnetic field. The minimal energy paths and energy barriers between states with different domain wall configurations are found.

Keywords: cylindrical magnetic wires, domain wall dynamics, non-uniform anisotropy, lifetimes

Низкоразмерные магнитные системы с цилиндрической симметрией, такие, как нано- и микропровода, представляют большой интерес с точки зрения изучения особенностей процессов их перемагничивания и динамики доменных границ [1]. Форма таких систем определяет ряд свойств, обеспечивающих их преимущество по сравнению с плоскими

структурами для приложений в спинтронике. Например, наличие сильной анизотропии формы и цилиндрической симметрии позволяет стабилизировать осесимметричные магнитные состояния. Благодаря цилиндрической геометрии, подавляется так называемый предел Уокера [2], что позволяет увеличить скорость перемещения доменных границ [3, 4]. Малый пространственный размер таких систем увеличивает роль поверхностных и интерфейсных эффектов, а также дает возможность существенно изменять магнитные характеристики под действием механических напряжений или наведенной анизотропии, что оказывается очень энергоэффективным подходом [5].

Примерами таких сред являются аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке, получаемые вытягиванием из расплава. Большие механические напряжения, возникающие благодаря связи металл-стекло и процессу вытягивания провода из расплава, приводит к формированию сильной одноосной анизотропии [6]. Доменные границы в таких проводах можно перемещать, прикладывая внешнее магнитное поле или электрический ток. При этом механические напряжения и анизотропия оказываются неоднородными и это влияет на скорость перемещения доменных границ [4, 7].

В докладе будет обсуждаться динамика доменных границ в цилиндрических микро- и нанопроводах со сложным и неоднородным распределением анизотропии по радиусу. Мы приведем результаты моделирования скорости движения и процесса эволюции магнитной структуры для двух различных типов доменных границ (поперечной и радиальной) [8] при распространении вдоль оси микропровода под действием электрического тока и внешнего магнитного поля.

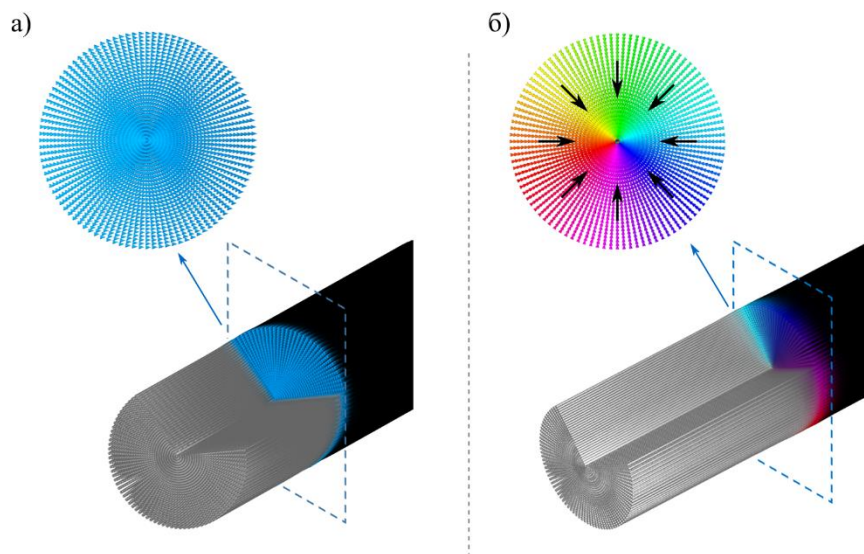


Рис. 1 Трехмерный вид и поперечное сечение цилиндрического провода, визуализирующее магнитную конфигурацию а) поперечной доменной границы, б) радиальной доменной границы. Сечения показывают структуру доменной границы в указанном положении. Черные стрелки задают соответствие между направлением намагниченности и цветом в поперечном сечении.

На Рисунке 1 представлены два типа доменных границ: поперечная (а) и радиальная (б), которые могут сосуществовать в цилиндрических проводах при одних и тех же значениях магнитных параметров. На движение доменной границы влияет наличие дефектов и примесей, которые существуют в реальных образцах, изготовленных из сплавов. Поэтому мы также рассматриваем динамику движения доменной границы в присутствии структурных и

магнитных дефектов как в центральной части, так и на периферии микропровода.

Тенденция к миниатюризации функциональных элементов устройств приводит к проблеме их устойчивости по отношению к тепловым флуктуациям и случайным внешним возмущениям. Поэтому помимо динамики движения доменной границы рассматриваются спонтанные переходы между различными магнитными состояниями. Для различных геометрических размеров проводов найден путь с минимальным перепадом энергии, который задает наиболее вероятный сценарий перехода между разными типами доменной границы и величину энергетического барьера. При переходе от микропроводов к нанопроводам энергетический барьер уменьшается, делая возможными переходы между различными типами доменных границ при комнатной температуре. Исследована также зависимость величины энергетического барьера, необходимого для нуклеации доменной границы каждого типа, от величины внешнего магнитного провода.

Для описания магнитных конфигураций в цилиндрических системах использовалась микромагнитная модель. Динамика моделируется на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Учитывая цилиндрическую симметрию исследуемых систем, все численные расчеты проводятся в цилиндрических координатах. Расчеты были выполнены с использованием разработанного авторами оригинального кода, реализующего конечно-разностную схему дискретизации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-10028, <https://rscf.ru/project/23-72-10028/>

1. Alam J, et.al. Cylindrical micro and nanowires: Fabrication, properties and applications // JMMM. – 2020. – 513.
2. Yan M. Beating the Walker Limit with Massless Domain Walls in Cylindrical Nanowires // PRL. – 2010. – 104.
3. Hertel R. Ultrafast domain wall dynamics in magnetic nanotubes and nanowires // J. Phys.: Condens. Matter. – 2016. – 28. – 483002.
4. Chichay K., et. al. Tunable domain wall dynamics in amorphous ferromagnetic microwires // Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – 835. – 154843.
5. Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. – 2018. – № 188. – С. 1288–1330.
6. Chiriac H., Ovari T.–A., Zhukov A. Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2003. – 469. – P. 254-255.
7. Zhukova, V., Corte-Leon, P., González-Legarreta, L., Talaat, A., Blanco, J.M., Ipatov, M., Olivera, J. and Zhukov A. Review of domain wall dynamics engineering in magnetic microwires // Nanomaterials. – 2020. –10(12). – 2407.
8. Chichay K., Lobanov I., Uzdin V., The structure of magnetic domain walls in cylindrical nano- and microwires with inhomogeneous anisotropy // Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2024. – №15(1). – P.55-59.

УДК 538.955

Исследование типов доменной структуры аморфных микропроводов на основе железа с помощью магнитно-силовой микроскопии

Аксенов О.И.

к.ф.-м.н., н.с. ИФТТ РАН

Фукс А.А.

м.н.с. ИФТТ РАН,

аспирант НИУ «Высшая школа экономики»

Божко С.И.

к.ф.-м.н., с.н.с. ИФТТ РАН

Аронин А.С.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. ИФТТ РАН

***Аннотация.** Работа посвящена исследованию поверхностной доменной структуры аморфных микропроводов на основе железа. В силу сложного напряженного состояния таких объектов в их поверхностном слое (глубиной несколько мкм) возникает сложная доменная структура, состоящая из зигзагообразных и кольцевых доменов. Посредством последовательного однородного химического травления поверхностного слоя и последующих магнитно-силовых измерений изучено изменение поверхностной доменной структуры по глубине микропровода. Также изучено изменение поверхностной доменной структуры исходных микропроводов вдоль их длины. Анализируются ключевые факторы существования различных типов доменной структуры (зигзагообразной, кольцевой, лабиринтной) в поверхностном слое микропровода.*

***Ключевые слова:** аморфный микропровод, положительная магнитострикция, магнитно-силовая микроскопия, доменная структура, поверхность*

Study of the types of domain structure of iron-based amorphous microwires using magnetic force microscopy

Aksenov O.I.

PhD, researcher, ISSP RAS

Fuks A.A.

Junior researcher, ISSP RAS,

PhD student, HSE University

Bozhko S.I.

PhD, senior researcher, ISSP RAS

Aronin A.S.

Dr. Sc., Professor, chief researcher, ISSP RAS

***Annotation.** The work is devoted to the study of the surface domain structure of iron-based*

amorphous microwires. Due to the complex stress state of such objects, a complex domain structure consisting of zigzag and ring domains appears in their surface layer (several microns deep). By means of sequential uniform chemical etching of the surface layer and subsequent magnetic force measurements, the change in the surface domain structure along the depth of the microwire was studied. The change in the surface domain structure of the original microwires along their length was also studied. The key factors for the existence of various types of domain structure (zigzag, ring, maze) in the surface layer of a microwire are analyzed.

Keywords: *amorphous microwire, positive magnetostriction, magnetic force microscopy, domain structure, surface*

Аморфные ферромагнитные микропровода являются материалом перспективным для применения в чувствительных элементах датчиков магнитного поля и деформации. Микропровода, полученные методом Улитовского-Тейлора, обладают неоднородным напряженно-деформированным состоянием. В тонком поверхностном слое таких объектов сосредоточены сильные сжимающие напряжения (величиной несколько ГПа), а в центральном слое преобладают растягивающие напряжения (величиной несколько сотен МПа). В совокупности с ненулевой магнитострикцией такие напряжения приводят к формированию композиционной магнитной структуры [1]. В случае проводов с положительной магнитострикцией принято считать, что в микропроводе существует две доменные области: 1) центральная – с намагниченностью, ориентированной вдоль оси микропровода; 2) поверхностная, представляющая собой кольца с радиальным направлением намагниченности. Такая структура определяет важные для микропровода свойства, например, бистабильность.

Одним из наиболее перспективных направлений применения аморфных микропроводов является построение на их основе сенсоров деформации и магнитного поля на базе эффекта гигантского магнитного импеданса (ГМИ). ГМИ эффект заключается в увеличении импеданса проводника во внешнем магнитном поле на величину более 60 %. В ряде случаев она может достигать нескольких сотен процентов ГМИ эффект достигается при протекании через аморфные микропровод токов высокой частоты, при которых, в общем случае, наблюдается скин-эффект. Ключевую роль в данном случае играет циркулярная магнитная проницаемость поверхностного слоя микропровода и его электрическое сопротивление. По этой причине важным для достижения наилучших показателей ГМИ эффекта является понимание доменной структуры таких объектов. Ранее в работе [2] было показано, что поверхностная доменная структура микропроводов на основе железа (с положительной магнитострикцией) может состоять не только из кольцевых доменов, но и доменов, имеющих лабиринтную и зазгагообразную структуры. При этом относительно оси микропровода магнитный момент таких доменов преимущественно ориентирован в радиальном направлении. Такая структура не соответствует модельной доменной структуре, принятой до недавнего времени [1]. Понимание стабильности подобной структуры вдоль длины и глубины микропровода, а также факторов, определяющих ее возникновение, является важным для понимания эволюции доменной структуры в микропроводах с положительной магнитострикцией и управления величиной ГМИ-эффекта в них.

В данной работе методом зондовой микроскопии проведено комплексное исследование доменной структуры микропроводов на основе железа вдоль длины и глубины (при химическом травлении поверхностного слоя с использованием ингибитора коррозии и глицерина для минимизации неравномерности травления и возникновения пор на

поверхности). Проведен детальный анализ поверхности и геометрических размеров микропроводов, исследованных методом сканирующей электронной микроскопии. Изучены различные типы доменной структуры, возникающие в поверхностном слое микропровода. Обсуждаются причины их возникновения. Один из исследованных типов доменной структуры (наклонная кольцевая доменная структура) представлен на рисунке 1.

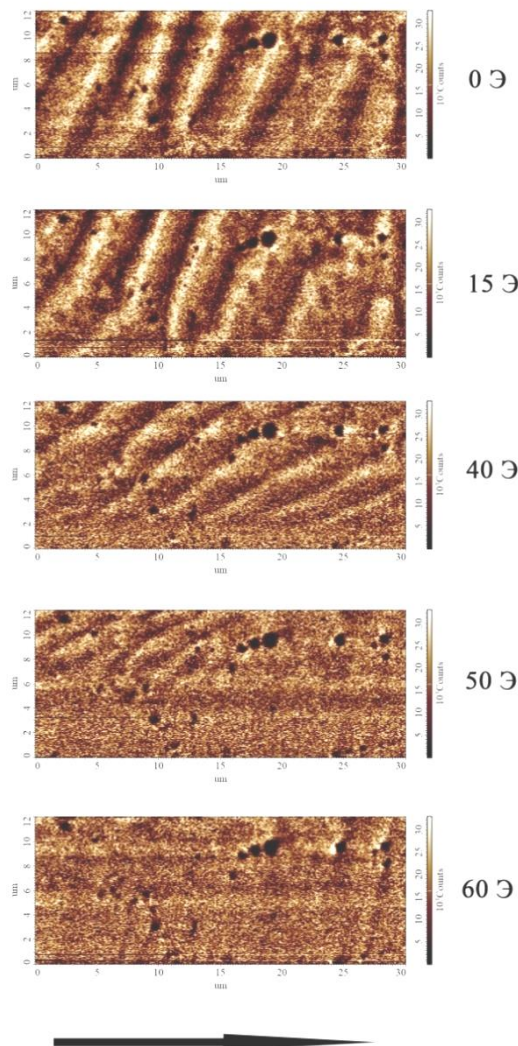


Рис. 1. Магнитно-силовое изображение наклонной кольцевой доменной структуры поверхностного слоя и ее эволюция с полем (стрелкой показано направление приложения магнитного поля, совпадающее с осью микропровода)

Список использованных источников:

1. Chiriac H., Ovari T. A., Pop G. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // *Physical Review B*. – 1995. – Vol. 52. – pp. 10104-10113.
2. Aksenov O.I., Bozhko S.I., Fuks A.A., Aronin A.S. Observation of zigzag domains in the surface layer of Fe-based microwires by magnetic force microscopy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2024. – Vol. 591, Iss. 1. – P. 171772.

УДК 537.622

Магнитная структура и гистерезисные характеристики сплава с эффектом памяти формы $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Харитонский П.В., д.ф.-м.н., в.н.с., **Николаев В.И.**, к.ф.-м.н., зав. лаб.,
Крымов В.М., к.ф.-м.н., с.н.с.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Сергиенко Е.С.

к.ф.-м.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный университет

Гареев К.Г.

к.т.н., доцент, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Ралин А.Ю.

к.ф.-м.н., доцент, Дальневосточный федеральный университет

Аннотация. Исследованы магнитные свойства сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ с эффектом памяти формы. Показано влияние особенностей кристаллической структуры на параметры магнитного гистерезиса. Для сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$, магнитное состояние которого является многодоменным, предложен подход к оценке гистерезисных характеристик на основе модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью.

Ключевые слова: сплав с эффектом памяти формы, двойникование, магнитные домены, магнитный гистерезис, намагниченность, коэрцитивность, магнитостатическое взаимодействие

Magnetic structure and hysteresis characteristics of shape memory alloy $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Kharitonskii P.V., Dr. Sci., lead. res., **Nikolaev V.I.**, Ph. D., head of lab.,
Krymov V.M., Ph. D., senior res.

Ioffe Institute

Sergienko E.S., Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg University

Gareev K.G., Ph. D., assoc. prof.

Saint Petersburg Electrotechnical University

Ralin A.Yu., Ph. D., assoc. prof.

Far Eastern Federal University

Annotation. The magnetic properties of the shape memory alloy $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ have been studied. The influence of features of the crystal structure on the parameters of magnetic hysteresis is shown. For $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ alloy, the magnetic state of which is multi-domain, an approach to estimating the hysteresis characteristics is proposed based on a model of magnetostatically interacting single-domain particles with effective spontaneous magnetization.

Keywords: shape memory alloy, twinning, magnetic domains, magnetic hysteresis, magnetization, coercivity, magnetostatic interaction

К одной из систем, на основе которых возможно получение ферромагнитных сплавов Гейслера с эффектом памяти формы (ФСПФ), относится Ni–Fe–Ga–Co. Некоторые сплавы, относящиеся к данной системе, например, $Ni_{55-x}Ga_{27}Fe_{18}Co_x$ [1], $Ni_{52}Fe_{17}Ga_{27}Co_4$ [2], $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ [3] характеризуются сравнительно высокими температурами мартенситного превращения и точки Кюри, которые могут быть изменены за счет варьирования состава и условий термообработки с удельным магнитным моментом, достигающим 40–90 А·м²/кг [4–6]. Одной из важных решаемых задач в области исследования ФСПФ является снижение управляющего магнитного поля с ~1 до ~0,1 Тл [7], что напрямую связано с магнитными характеристиками сплава.

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных свойств сплава Ni–Fe–Ga–Co с эффектом памяти формы и оценка взаимосвязи кристаллической структуры и магнитного состояния с параметрами магнитного гистерезиса. Теоретический расчет гистерезисных характеристик сплава проводился на основе микромагнитной модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [8].

Исследуемый кристалл сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ в форме цилиндра диаметром 6 мм и высотой 10 мм был выращен методом Чохральского вдоль направления [100] при скорости вытягивания 1 мм/мин [3]. Образец был отожжен при температуре 1150 °С в течение 1 ч в аргоновой атмосфере с последующей закалкой в воде. Для проведения исследований состава, морфологии поверхности и магнитных свойств использовался диск диаметром 6 мм и толщиной 0,9 мм, полученный методом искровой резки из первоначального образца.

Микроскопические исследования проводились с использованием сканирующего электронного микроскопа S-3400N (Hitachi, Япония) с аналитической приставкой рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Петля магнитного гистерезиса и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения в поле противоположного направления были построены с помощью вибрационного магнитометра LakeShore 7410 (Lake Shore Cryotronics Inc., США) при температуре 295 К.

Элементный состав, полученный методом РСМА, представлен в таблице 1. Показано, что атомарный состав образца соответствует заданному ($Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$). Ранее для этого образца проводились исследования калориметрических и механических характеристик [3].

Таблица 1. Элементный состав образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$, полученный методом РСМА

Химический элемент	Атомная доля, %
Железо	18±1
Кобальт	6±1
Никель	50±1
Галлий	26±1

Экспериментальные кривые магнитного гистерезиса с центральной частью и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения приведены на рисунке 1. Значения намагниченности насыщения M_s , остаточной намагниченности M_{rs} , коэрцитивной силы H_c и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} приведены в таблице 2.

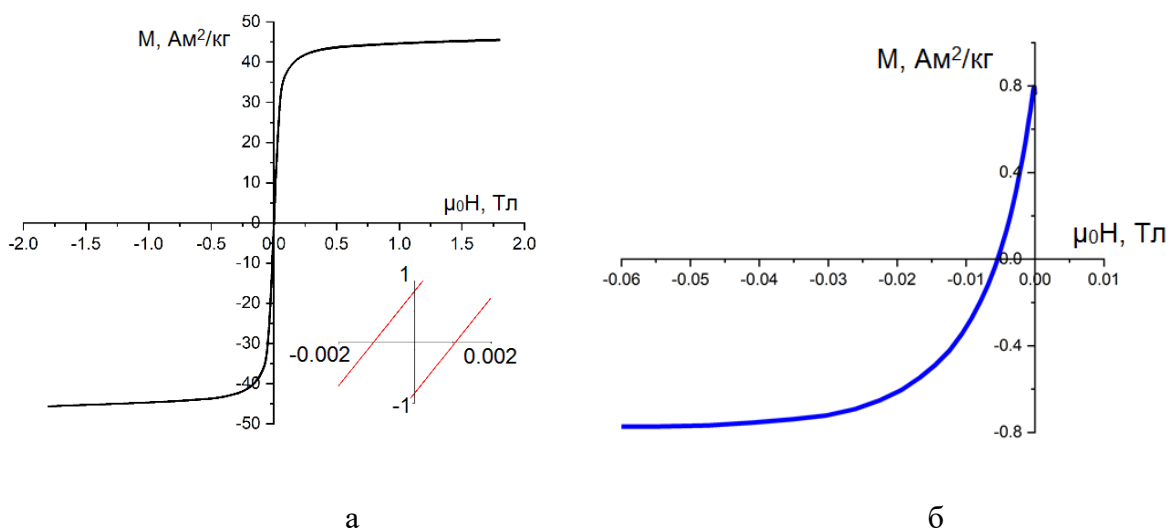


Рис. 1. Петля гистерезиса с центральной частью (а) и кривая разрушения остаточной намагниченности насыщения M_{rs} (б) образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$

Таблица 2. Параметры гистерезиса образца сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ при температуре 295 K

$\mu_0 H_c$, мТл	$\mu_0 H_{cr}$, мТл	M_s , А·м ² /кг	M_{rs} , А·м ² /кг	H_{cr}/H_c	M_{rs}/M_s
1,10	5,80	45,00	0,84	5,27	0,02

Анализ магнитных свойств образца проводился на основе подходов микромагнетизма и магнитной гранулометрии (см., например, [8]). Магнитное состояние образцов на основе системы Ni–Fe–Ga–Co, подобных изученному сплаву, исследовалось методом керровской микроскопии [2, 9]. Такие образцы являются многодоменными и содержат большое количество полосовых доменов с характерной шириной в диапазоне порядка 10 и более микрометров и значительно более тонкими доменными стенками, а также пересекающимися магнитные домены поперечными полосами двойникования (см., например [2]). На наш взгляд в части кристаллических и магнитных свойств эти области не являются однородными. То есть внутри этих полосовых «доменов» можно выделить области размером порядка 10 мкм и при отсутствии внешнего поля считать их отдельными магнитостатически взаимодействующими частицами с эффективной спонтанной намагниченностью $I_{rs\,eff}$. При этом вкладом в остаточную намагниченность насыщения образца M_{rs} , вносимым тонкими доменными стенками, можно пренебречь в рамках используемой модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [8].

Низкое значение коэрцитивной силы H_c (1,1 мТл) позволяет предположить возможность использования магнитных полей менее 0,1 Тл для управления деформацией памяти формы в ФСПФ. Теоретическая оценка спонтанных намагниченностей $I_s\,eff$ (порядка 318 кА/м) и $I_{rs\,eff}$ (порядка 30–60 кА/м) в рамках примененной модели позволяет сделать следующие выводы. Сплав $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ имеет спонтанную намагниченность меньше, чем у чистого никеля (510 кА/м), что может объясняться особенностями кристаллической структуры (двойникование и др.). Значение $I_{rs\,eff}$ (в нулевом внешнем поле) может быть обусловлено восстановлением многодоменной структуры, наличием вихревых образований и доменных стенок.

Благодарности. Работы выполнены с использованием оборудования ресурсного центра «Инновационные технологии композитных наноматериалов» Научного парка СПбГУ.

Список использованных источников:

1. Imano Y., Omori T., Oikawa K., Sutou Y., Kainuma R., Ishida K. Martensitic and magnetic transformations of Ni–Ga–Fe–Co ferromagnetic shape memory alloys // Mater. Sci. Eng. A. – 2006. – V. 438–440. – P. 970–973.
2. Hu Q., Yang L., Zhou Z., Huang Y., Li J., Li J. Orientation Relationship Between Magnetic Domains and Twins in Ni₅₂Fe₁₇Ga₂₇Co₄ Magnetic Shape Memory Alloy // Metall. Mater. Trans. A Phys. Metall. Mater. Sci. – 2017. – V. 48. – P. 2675–2681.
3. Nikolaev V.I., Stepanov S.I., Yakushev P.N., Krymov V.M., Kustov S.B. Burst-like Shape Recovery and Caloric Effects in Ni–Fe–Ga–Co Single Crystalline Shape Memory Alloys // Intermetallics. – 2020. – V. 119. – Article 106709.
4. Zheng H., Xia M., Liu J., Huang Y., Li J. Martensitic Transformation of (Ni_{55.3}Fe_{17.6}Ga_{27.1})_{100-x}Co_x Magnetic Shape Memory Alloys // Acta Mater. – 2005. – V. 53. – P. 5125–5129.
5. Liu J., Scheerbaum N., Gutfleisch O. Comparative Study of Structural and Magnetic Properties of Bulk and Powder Ni₅₂Fe₁₇Ga₂₇Co₄ Magnetic Shape Memory Alloy // IEEE Trans. Magn. – 2008. – V. 44. – P. 3025–3027.
6. Liu J., Scheerbaum N., Hinz D., Gutfleisch O. Martensitic Transformation and Magnetic Properties in Ni-Fe-Ga-Co Magnetic Shape Memory Alloys // Acta Mater. – 2008. – V. 56. – P. 3177–3186.
7. Namvari M., Laitinen V., Sozinov A., Saren A., Ullakko K. Effects of 1 at. % Additions of Co, Fe, Cu, and Cr on the Properties of Ni-Mn-Ga-Based Magnetic Shape Memory Alloys // Scr. Mater. – 2023. – V. 224. – Article 115116.
8. Kharitonskii P., Bobrov N., Gareev K., Kosterov A., Nikitin A., Ralin A., Sergienko E., Testov O., Ustinov A., Zolotov N. Magnetic granulometry, frequency-dependent susceptibility and magnetic states of particles of magnetite ore from the Kovdor deposit // J. Magn. Magn. Mater. – 2022. – V. 553. – Article 169279.
9. McCord J. Progress in Magnetic Domain Observation by Advanced Magneto-Optical Microscopy. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – Article 333001.

УДК 537.622

Эквивалентная модель ферромагнетика для микромагнитного моделирования

Антонов В.А.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Летушев М.Е.

инженер-исследователь лаборатории плёночных технологий ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

Стеблий М.Е.

к. ф.-м. н., доцент ДОиЭФ ИНТиПМ ДВФУ

***Аннотация.** В работе предложена эквивалентная модель, позволяющая моделировать процессы и состояния в ферромагнитных сплавах с использованием стандартных пакетов программ для микромагнитного моделирования. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными результатами, показавшими качественное совпадение для следующих экспериментов: 1) зависимость результирующей намагниченности ферромагнитного сплава от взаимной концентрации компонентов и температуры; 2) петли гистерезиса ферромагнетиков в сильных полях; 3) параметры стабилизации и токоиндуцированного движения скирмионов.*

***Ключевые слова:** спин-орбитроника, ферромагнетик, микромагнитное моделирование.*

An equivalent ferromagnetic model for micromagnetic modeling

Antonov V.A.

Research engineer at the Film Technology Laboratory, Department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

Letushev M.E.

Research engineer at the Film Technology Laboratory, Department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

Stebliy M.E.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, department of general and experimental physics, IHT&AM, Far Eastern Federal University

***Annotation.** The paper proposes an equivalent model that allows simulating processes and states in ferromagnetic alloys using standard software packages for micromagnetic modeling. The simulation results were compared with the experimental results, which showed a qualitative match for the following experiments: 1) dependence of the resulting magnetization of a ferrimagnetic alloy on the mutual concentration of components and temperature; 2) hysteresis loops of ferrimagnets in strong fields; 3) parameters of stabilization and current-induced motion of skyrmions.*

***Keywords:** spin-orbitronics, ferrimagnet, micromagnetic modeling.*

Ферромагнитные среды являются перспективными кандидатами для развития спинтроники благодаря их высокой стабильности и эффективности токоиндуцированного воздействия [1]. Одним из важных инструментов спинтроники является микромагнитное моделирование. Этот подход показал свою полезность при изучении систем на основе ферромагнетиков, но в случае ферримагнетиков он неприменим.

В данной работе предлагается эквивалентная модель, позволяющая моделировать

ферромагнетики в стандартных пакетах программ для ферромагнетиков. Применимость модели проверяется путем сравнения результатов моделирования с различными экспериментальными исследованиями, что дает качественное согласие.

В простейшем случае ферромагнетики представляют собой аморфные сплавы ферромагнитных (ФМ) и редкоземельных (РЗ) атомов, например, CoTb или FeGd. В результате, магнитная структура ферромагнетика представляет собой две вложенные магнитные подрешетки. Различная природа магнитных моментов делает подрешетки неравными; между ними возникает антиферромагнитное упорядочение, а результирующая намагниченность определяется разностью вкладов между подрешетками.

Для анализа ферромагнитных структур предлагается следующая модель. Устанавливаются два слоя одинаковой и фиксированной толщины, один из которых выполняет функцию ферромагнитного материала (ФМ), а второй – редкоземельного (РЗ) (рис. 1(a)). Для ФМ слоя задаются следующие параметры: намагниченность насыщения M_s (ФМ), энергия обменного взаимодействия, энергия перпендикулярной магнитной анизотропии K и энергия взаимодействия Дзялошинского-Мория (DMI). Для слоя РЗ задаются только намагниченность насыщения M_s (РЗ) и отрицательная энергия межслоевого обменного взаимодействия, все остальные энергии равны нулю.

С помощью программы MuMax3 [2] были проведены три типичных для ферромагнетиков эксперимента: 1) зависимость результирующей намагниченности от взаимной концентрации атомов; 2) зависимость результирующей намагниченности от температуры; 3) петля магнитного гистерезиса в сильных полях.

В первом случае для моделирования изменения концентрации намагниченность насыщения слоев изменяется взаимозависимо, что позволит определить стандартную зависимость результирующей намагниченности, проходящей через точку компенсации, (рис. 1(b)). При фиксированной концентрации изменение температуры также позволяет пройти точку компенсации (рис. 1(c)).

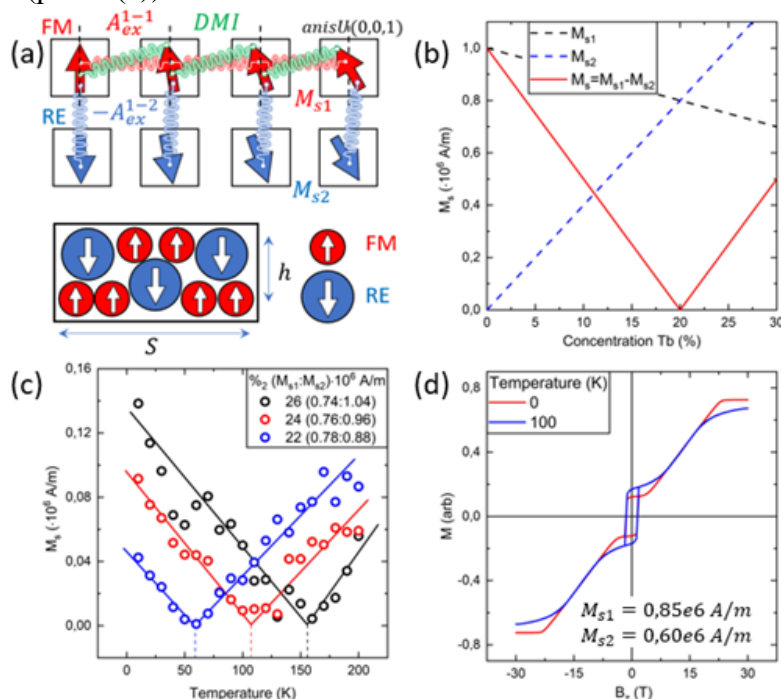


Рис. 1. а) Схематическое изображение учитываемых параметров для ферромагнитных сред: красные пружины – прямое обменное взаимодействие (A_{ex}); зеленые пружины – антисимметричное обменное взаимодействие (DMI); пунктирная линия – ось анизотропии, синие пружинки – антиферромагнитное обменное взаимодействие между подрешетками ФМ и РЗ. б) Зависимость результирующей намагниченности и вкладов каждой из подрешеток, определенных на основе предложенной аналитической модели. в) Температурные зависимости намагниченности насыщения, полученные в результате моделирования для трех различных составов. г) Результаты моделирования петель гистерезиса по предложенной модели для различных температур.

Такое поведение связано с тем, что магнитные моменты атомов РЗЭ имеют сферимагнитное упорядочение: они образуют конус вдоль оси ориентации ФМ-моментов [3]. С ростом температуры в результате термодинамических флуктуаций раскрытие этого конуса увеличивается, а проекция на ось ФМ уменьшается, что эквивалентно уменьшению вклада второй подрешетки. Полученная зависимость в диапазоне температур около точки компенсации соответствует результату аналитического моделирования [4].

Третий эксперимент показывает моделирование петли гистерезиса в высоких полях (рис. 1(d)). В малых полях намагниченность в подрешетках переключается в противоположную сторону, в результате чего в центральной части зависимости наблюдается прямоугольная петля. При дальнейшем увеличении поля магнитная структура находится в стационарном состоянии: подрешетка с большим магнитным моментом ориентируется по полю, с меньшим — в противоположном направлении за счет антиферромагнитного обменного взаимодействия. Однако при определенном значении внешнее поле становится больше эффективного поля обменного взаимодействия, и в системе нарушается коллинеарное упорядочение: намагниченность в подрешетке с меньшим магнитным моментом начинает плавно вращаться вдоль поля. Предложенная двухслойная модель ферримагнетика позволяет качественно повторить экспериментальные зависимости.

Дополнительно в работе было проведено: 1) определена область стабилизации скирмиона по магнитным параметрам; 2) изучалось токоиндуцированное движение, которое показало увеличение скорости на порядок по сравнению со случаем ФМ и практически полное отсутствие скирмионного эффекта Холла; 3) было исследовано переключение, индуцированное вращающим моментом вращения.

Благодарности

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России по государственному заданию (проект № FZNS-2023-0012).

Список использованных источников:

1. G. Sala, P. Gambardella. Ferrimagnetic Dynamics Induced by Spin-Orbit Torques // *Adv. Mater. Interfaces*, vol. 9 - 2022.
2. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances* 4, 107133 – 2014.
3. B. Hebler, A. Hassdenteufel, P. Reinhardt, M. Albrecht Ferrimagnetic Tb - Fe Alloy thin films: composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching // *Frontiers in Materials*, vol. 3 - 2016.
4. K. Kim, S. Kim, Y. Hirata, S. Oh, T. Tono, D. Kim, T. Okuno, W. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K. Lee, T. Ono Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets // *Nature Materials*, vol. 16 – 2017. – pp1187 - 1192.

УДК 537.611

Нелинейная связанная динамика магнитных вихрей в СТНО**Антонов Г.И.**

аспирант кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНИТ

Звездин К.А.

к.ф.-м. н., снс ООО «Новые спинтронные технологии», Москва

Екомасов Е.Г.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНИТ

***Аннотация.** Исследована связанная динамика вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах под действием спин-поляризованного тока. Рассмотрен случай, когда наноосциллятор имеет три магнитных слоя (содержащих магнитные вихри), разделенных немагнитной прослойкой меди. С помощью аналитических и численных методов изучена нелинейная динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей. Найдены частоты и диапазон токов, при котором наблюдается стационарный режим связанных колебаний вихрей. Показано, что при численном расчете для случая трех магнитных слоев получаются частоты стационарных связанных колебаний меньшие, чем предсказывает теория, построенная на эффективных уравнениях для координат центра вихря.*

***Ключевые слова:** спин-трансферный наноосциллятор, магнитные вихри, нелинейная динамика намагниченности.*

Nonlinear coupled dynamics of magnetic vortices STNO**Antonov G.I.**

Postgraduate student of the Department of Theoretical Physics of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education, Ufa University of Science and Technology

Zvezdin K.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher at New Spintron Technologies LLC, Moscow

Ekomasov E.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of theoretical physics, Ufa University of Science and Technology

***Annotation.** The coupled dynamics of vortices in spin-transfer nanooscillators under the action of a spin-polarized current has been studied. The case is considered when the nanooscillator has three magnetic layers (containing magnetic vortices) separated by a non-magnetic copper layer. Using analytical and numerical methods, the nonlinear dynamics of magnetostatically coupled magnetic vortices has been studied. The frequencies and range of currents at which a stationary mode of coupled vortex oscillations is observed are found. It is shown that numerical calculations for the case of three magnetic layers yield frequencies of stationary coupled oscillations that are lower than those predicted by theory, built on effective equations for the coordinates of the vortex center.*

***Keywords:** spin-transfer nanooscillator, magnetic vortices, nonlinear dynamics of magnetization.*

Известно, что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу. Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО). СТНО часто представляют собой трехслойные магнитные наноцилиндры [1]. Вихревые СТНО характеризуются тем, что их магнитные слои содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Хорошо исследована динамика вихря в трехслойном одно- и двухвихревом СТНО. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока и магнитного поля можно управлять динамикой и структурой вихрей [1, 2]. Спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Показано, что для описания гиротропного движения вихря можно использовать уравнения Тиля [3-5]. Динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей в двухвихревых СТНО [6-8] в значительной степени зависят от взаимной ориентации намагниченности в центре вихрей. В такой системе связанных вихрей увеличивается число возможных состояний, определяемых параметрами полярности и киральности вихрей, которые можно использовать для прикладных целей, например, при создании магнитной памяти. Для случая пятислойной структуры с тремя магнитными слоями пока проведено крайне ограниченное количество исследований. В основном исследовался случай однородно намагниченного одного свободного магнитного слоя [9-10]. В данной работе проведен анализ динамики трех связанных вихрей в пятислойной цилиндрической наноструктуре малого диаметра под влиянием спин поляризованного тока.

Рассмотрим проводящий пятислойный нанодиск, три одинаковых слоя которого магнитные, состоящие из пермаллоя, а лежащие между ними слои, проводящие, но немагнитные. Состав пермаллоя – $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, его краткое обозначение P_{μ} . Пусть в каждом из магнитных слоев существует магнитный вихрь, как основное состояние. Для приближенного аналитического исследования стационарной динамики таких вихрей одинаковой киральности можно использовать эффективные уравнения для векторов $\mathbf{r}_1(t)$ и $\mathbf{r}_2(t)$, $\mathbf{r}_3(t)$, определяющих положения центров вихрей [6]. Энергию этой системы будем брать в приближении парного взаимодействия слоев. Вычисленные собственные частоты связанной динамики трех одинаковых вихрей имеют вид:

$$\omega_1 = \omega_0 - \sqrt{2}\tilde{\mu}, \omega_2 = \omega_0, \omega_3 = \omega_0 + \sqrt{2}\tilde{\mu}, \omega_0 = \frac{k}{G}, \tilde{\mu} = \frac{\mu}{G}, \quad (1)$$

где $\tilde{\mu}$ – коэффициент, описывающие магнитостатическую энергию взаимодействия вихрей, k – коэффициент квазиупругости вихря, G – величина гировектора. Сравнение с результатом полученном для случая структуры с двумя магнитными слоями [1] показывает, что максимальная собственная частота стационарной динамики системы трех вихрей ($\omega_{\max}^{(3)} = \omega_3$) больше частоты системы с двумя вихрями ($\omega_{\max}^{(2)} = \omega_0 + \tilde{\mu}$).

Для прямых численных расчетов нелинейной динамики намагниченности был использован пакет SpinPM [1,8]. Исследована связанная динамика трех магнитных вихрей для наностолбика с тремя одинаковыми магнитными слоями толщиной 15 нм и диаметром 120 нм, разделенных двумя немагнитными слоями толщиной 10 нм. Магнитные параметры такого наноцилиндра будем брать равными [8]: $M_s = 700$ Эрг/Гс·см³, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ Эрг/см для, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7$ (Э·сек)⁻¹. В начальный момент времени в трех слоях P_{μ} , киральности вихрей одинаковы и соответствуют направлению вращения по часовой стрелке. Направление намагниченности в

центре вихрей одинаково и направлено вверх. Компьютерное моделирование показало, что, как и для случая с двумя такими же магнитными слоями, режим стационарных колебаний начинается при достаточно больших величинах тока. Описаны траектории движения вихрей. Построены графики зависимости частоты связанных стационарных колебаний вихрей от величины тока. Показано, что частота с увеличением тока увеличивается прямолинейно, но она, в отличие от предсказаний теории, заметно меньше, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев. При увеличении тока до некоторой критической величины, происходит вылет вихря за край нанопиллера в третьем магнитном слое. Образуется новая структура с двумя связанными вихрями, а в третьем магнитном слое намагниченность вращается в каждой точке с частотой вихрей. При этом частота новой структуры заметно увеличивается по сравнению со случаем трех вихрей и также практически линейно зависит от тока. Однако, она все еще меньше по величине, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев.

Список использованной литературы:

1. K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov, Spin Currents and Nonlinear Dynamics of Vortex Spin Torque Nano-Oscillators// Phys. Metals Metallografy, 123, (2022), 201.
2. Звездин А.К., Хвальковский А.В., Звездин К.А. Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. 2008. В. 178. № 4. P. 436– 442.
3. Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A., Zvezdin K.A., Cros V. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 140401.
4. Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D. Magnetic Vortex Dynamics Induced by an Electrical Current // International J. Quantum Chemistry. 2010. V. 110. P. 8397.
5. Ivanov B.A., Zaspel E. Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 247208.
6. Guslienko K.Yu., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V. Dynamics of coupled vortices in layered magneticnanodots //Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 223112.
7. Cherepov B.C., Koop A.Y., Galkin R.S. Khymyn B.A., Ivanov D.C., Worledge V., Korenivski. Core-core dynamics in spin vortex pairs // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 097204.
8. N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, S.A. Azamatov, K.A. Zvezdin, J. Grollier, E.G. Ekomasov, V. Cros, Reversal process of a magnetic vortex core under the combined action of a perpendicular field and spin transfer torque, // Appl. phys. lett. 102, (2013),
9. C.E. Zaspel, E.G. Galkina, B.A. Ivanov High-Frequency Current-Controlled Vortex Oscillations in Ferrimagnetic Disks //Phys. Rev. Applied 12, 044019 (2019)
10. Chun-Yeol You Micromagnetic Simulations for Spin Transfer Torque in Magnetic Multilayers// Journal of Magnetism 17(2), 73-77 (2012).

УДК 537.6

Модель фрактальной термодинамики в исследовании температурного поведения доменной структуры монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ **Пастушенков Ю.Г.**

д.ф.м.н., профессор, Физико-технический факультет ТвГУ

Михеев С.А.

к.ф.м.н., доцент, Математический факультет ТвГУ

Цветков А.И.

ассистент, Математический факультет ТвГУ

Цветков В.П.

д.ф.м.н., профессор, Математический факультет ТвГУ

Цветков И.В.

д.ф.м.н., профессор, Математический факультет ТвГУ

Аннотация. В модели фрактальной термодинамики исследуется температурная зависимость доменной структуры монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Установлена корреляция между фрактальными параметрами и энергией доменных границ γ .

Ключевые слова: доменная структура, фрактальная термодинамика, фазовый переход

A model of fractal thermodynamics in the study of the temperature behavior of the domain structure of $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ single crystal

Pastushenkov Yu.G.

Dr.Sc., professor, Faculty of Physics and Technology of Tver State University

Mikheev S.A.

Ph.D., assistant professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov A.I.

assistant, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov V.P.

Dr.Sc., professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Tsvetkov I.V.

Dr.Sc., professor, Faculty of Mathematics of Tver State University

Annotation. The temperature dependence of the domain structure of the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ single crystal is studied in the fractal thermodynamics model. A correlation has been established between fractal parameters and the energy of domain walls γ .

Keywords: domain structure, fractal thermodynamics, phase transition

Метод фрактальной термодинамики (ФТ), предложенный в работах [1, 2], применен для анализа температурного поведения магнитной доменной структуры (ДС) на базисной плоскости монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ в виде пластины диаметром 3 мм и толщиной 0,96 мм в широком интервале температур 10-285 К. Для наблюдений и регистрации ДС использован

метод полярного эффекта Керра. Методика эксперимента описана в работе [3].

В работе получены и исследованы микрофотографии ДС, представленные двумя сериями рисунков. 1-я серия получена при температурах $T, K=20, 113, 115, 118, 120, 125, 135, 140, 155, 200, 285 K$, 2-я серия – при $T, K=4, 58, 80, 95, 100, 125, 130, 136 K$.

На рис. 1 приведены по 2 микрофотографии ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ из 1-й и 2-й серий.

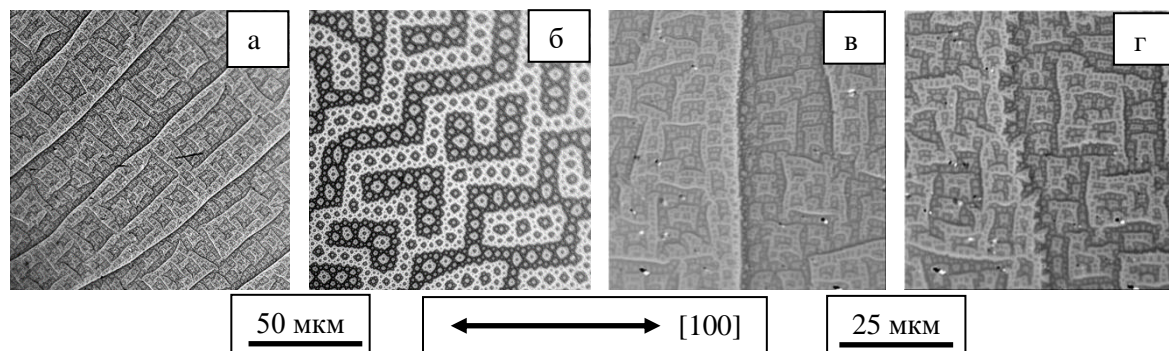


Рис. 1. (а) и (б) – микрофотографии ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ из 1-й серии, полученные при $T, K=20 K$ и $155 K$, соответственно, (в) и (г) – из 2-й серии, полученные при $T, K=80 K$ и $130 K$, соответственно.

Одним из ключевых параметров в микромагнитных моделях является поверхностная плотность энергии доменных границ γ [4]. В связи с этим несомненный интерес представляет установление корреляции параметров модели ФТ со значениями поверхностной плотности энергии доменных границ γ монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$. Это позволит выявить принципиально новые свойства этой характеристики ДС исследуемого монокристалла.

Проведенные нами оценки степени относительного уклонения δ [1,2] поверхности 1-й и 2-й серий микрофотографий монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ от фрактала, которые заключены в интервале $1,16 \cdot 10^{-6} - 1,72 \cdot 10^{-2}$, указывают на близость их к фрактальным множествам с точностью не менее 1.72%. Данная оценка позволяет применить метод ФТ к исследованию ДС исследуемых объектов [2].

Основными параметрами ФТ являются фрактальная энтропия $S_f = \ln \Gamma$ (Γ – фрактальный объем) и фрактальная температура $T_f = 207(1/(3-D)-1/3)$ (D – фрактальная размерность) [1,2]. Вычисление D и Γ для 1-й и 2-й серий микрофотографий ДС монокристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ проводилось с использованием программы Gwyddion [2] и разработанного авторами комплекса программ в системе Maple.

Вычисленное нами значение D микрофотографий ДС монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ заключены в интервале 2.400 – 2.663.

3D-диаграмма зависимости S_f, T_f от T, K для 1-й и 2-й серий микрофотографий приведены нами на рис. 2.



Рис. 2. 3D-диаграмма зависимости S_f , T_f от T , K для 1-й (а) и 2-й (б) серий микрофотографий.

Одним из основных параметров, характеризующих состояние ДС ферромагнетиков, является поверхностная плотность энергии доменных границ γ .

В связи с этим мы нашли зависимость γ от T , K , используя формулу $\gamma=4(A|K_1|)^{1/2}$, в которой коэффициент K_1 взят из работы [5] для монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, а коэффициент A рассчитывается через среднее межатомное расстояние, постоянную Больцмана и температуру Кюри. В результате мы получили два диапазона значений γ : $0 \leq \gamma \leq 51.0$ эрг/см² для $20 \text{ K} \leq T$, $K \leq 134.5 \text{ K}$ и $0 \leq \gamma \leq 18.3$ эрг/см² при $134.5 \text{ K} \leq T$, $K \leq 290 \text{ K}$. Отсюда следует наличие точки фазового перехода второго рода $T_{СП}=134.5 \text{ K}$, в которой $\gamma=0$.

В данной работе мы также построили 3D-графики зависимостей фрактальных параметров S_f , T_f от физических γ и T , K , которые позволяют установить корреляции между фрактальными параметрами и энергией доменных границ γ для монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ в рассматриваемом диапазоне температур.

Список использованных источников:

1. Paramonova E., Kudinov A., Mikheev S., Tsvetkov V., and Tsvetkov I. Fractal thermodynamics, big data and its 3D visualization // in Proceedings of the 9th International Conference “Distributed Computing and Grid Technologies in Science and Education”. – Dubna, 2021. – V 3041.– P. 38–42. URL: <https://ceur-ws.org/Vol-3041/38-42-paper-6.pdf>
2. Mikheev S.A., Semenova E.M., Pastushenkov Yu.G., Tsvetkov V.P., Tsvetkov I.V. Fractal Properties of the $\text{Nd}_{100-x}\text{Fe}_x$ Alloys Surface in the Fractal Thermodynamics Model // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2024. – V 18. – No 2. – P. 354–360.
3. Pastushenkov J., Forkl A., Kronmüller H. Temperature dependence of the domain structure in $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ single crystals during the spin-reorientation region // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – № 174. – P. 278–288.
4. Kronmüller H., Fähnle M. Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids. Cambridge University Press, 2003. – 432 p.
5. Hock S. Züchtung und magnetische Eigenschaften von $(\text{Fe,Al})_{14}(\text{Nd,Dy})_2\text{B}$ - Einkristallen // Dissertation. Stuttgart. – 1988. – 127 p.

УДК 538.9

Микромагнитное моделирование SmCo/Fe гетероструктур**Тааев Т.А.**

к.ф.-м.н., н.с., Институт физики им. Х.И. Амирханова ФГБУН ДФИЦ РАН

Хизриев К.Ш.

к.ф.-м.н., руководитель Института физики им. Х.И. Амирханова ФГБУН ДФИЦ РАН

Муртазаев А.К.

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, директор ФГБУН ДФИЦ РАН

***Аннотация.** Используя пакет микромагнитного моделирования *MuMax3* были исследованы SmCo/Fe гетероструктуры при различной толщине магнитных слоев, а также при различном направлении внешнего магнитного поля. Для всех параметров были рассчитаны показатель максимального энергетического произведения $(BH)_{\max}$. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показали отличное согласие.*

***Ключевые слова:** спиновая пружина, магнитные гетероструктуры, *MuMax3**

Micromagnetic simulation of SmCo/Fe heterostructures**Taayev T.A.**

PhD, researcher, H. Amirkhanov Institute of Physics FSBIS DFRC RAS

Khizriev K.Sh.

PhD, director, H. Amirkhanov Institute of Physics FSBIS DFRC RAS

Murtazaev A.K.

Dr., Cor. member RAS, director, FSBIS DFRC RAS

***Annotation.** SmCo/Fe heterostructures were studied at different thicknesses of magnetic layers, as well as at different directions of the external magnetic field by using the micromagnetic modeling package *MuMax3*. The maximum energy product $(BH)_{\max}$ for all parameters was calculated. Comparison of the results obtained with experimental data showed excellent agreement.*

***Keywords:** exchange-spring, magnetic heterostructures, *MuMax3**

Основным показателем магнитных материалов является максимальная величина энергетического произведения $(BH)_{\max}$, характеризующая магнитную энергию, запасенную в магните. В 1991 году был предложен альтернативный вариант для увеличения максимального энергетического произведения $(BH)_{\max}$: изготовления композитных материалов с чередующимися магнитотвердыми и магнитомягкими слоями [1-4]. И на основе данных гетероструктур теоретически было предсказано, что можно достичь гигантского энергетического произведения $(BH)_{\max}$ порядка 120 МГс·Э.

Для исследования магнитных гетероструктур был использован пакет микромагнитного моделирования *MuMax3* [5]. В пакете *MuMax3* для расчета динамики намагниченности используется уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта [6]:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \gamma \frac{1}{1 + \alpha^2} (m \times H_{eff} + \alpha (m \times (m \times H_{eff}))), \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания, m – вектор намагниченности и H_{eff} – эффективное поле. Эффективное поле определяется как:

$$H_{eff} = H_{exch} + H_{anis} + H_{demag} + H_{ext}, \quad (2)$$

где H_{exch} , H_{anis} , H_{demag} , H_{ext} – вклад обменного взаимодействия, анизотропии, размагничивающего поля, а также вклад внешнего магнитного поля в энергию системы.

Мы получили петли гистерезиса для SmCo/Fe гетероструктур при различной толщине магнитных слоев и различных направлениях внешнего магнитного поля H_{ext} (Рис. 1).

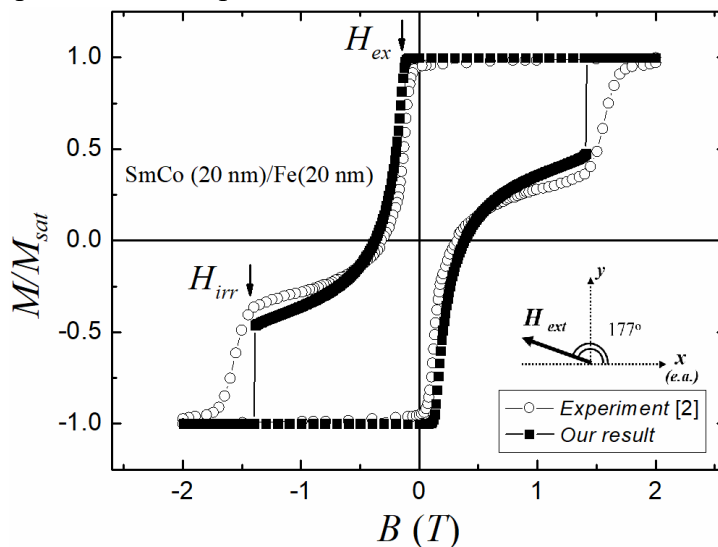


Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности для SmCo(20нм)/Fe(20нм) гетероструктуры: полые круги – экспериментальная кривая [2]; сплошные квадраты – результат микромагнитного моделирования.

Обнаружено, что двухслойная SmCo/Fe структура достигает насыщения вдоль оси трудного намагничивания (hard axis) при $H_{ext} = 18$ Т. Показано, что переход от двухслойной к многослойной структуре приводит к увеличению $(BH)_{max}$. Для многослойной SmCo/Fe гетероструктуре можно достичь $(BH)_{max}$ порядка 89.8 МГс·Э (714.6 кДж/м³) при направлении внешнего магнитного поля параллельно оси легкого намагничивания (easy axis).

Исследование выполнено в рамках научной программы НЦФМ (проект «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

Список использованных источников

1. Kneller E.F., Hawig R. The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets // IEEE Trans. Magn. – 1991. – Vol. 27. – P. 3588-3600.
2. Fullerton E.E., Jiang J.S., Bader S.D. Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets // JMMM – 1999 – Vol. 200. – P. 392-404.
3. Skomski K., Coey J.M.D. Giant energy product in nanostructured two-phase magnets // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 48. – P. 15812.
4. Тааев Т.А., Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K. Hard/soft magnetic trilayer: Monte Carlo simulation // Thin Solid Films. – 2022. – Vol. 741. – P. 139040.
5. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B., The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – Vol. 4, № 10. – P. 107133.
6. Ландау Л.Д. // Собрание трудов. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. 128–143.