

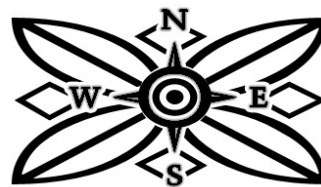
ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатели:

проф. **Зубов Виктор Евгеньевич**

проф. **Шалыгина Елена Евгеньевна**

проф. **Грановский Александр Борисович**



МАГНИТОПЛАЗМОННЫЙ КРИСТАЛЛ НА ОСНОВЕ ПЕРМАЛЛОЯ В КАЧЕСТВЕ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО СЕНСОРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Перова Н.Н., Мурзин Д.В., Беляев В.К.

*Балтийский ФУ, Институт физико-математических наук и
информационных технологий, Калининград, Россия;*

E-mail: NPerovan@gmail.com

Создание и улучшение параметров высокочувствительных сенсоров магнитного поля является одним из актуальных направлений науки. Такие сенсоры широко используются в приложениях биомедицины. Одним из основных недостатков существующих сенсоров является падение чувствительности при уменьшении размера сенсорного элемента [1, 2]. Одним из вариантов решения данной проблемы является создание сенсора магнитного поля с использованием магнитооптических эффектов, усиленных за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Усиление магнитооптических эффектов при возбуждении ППП может быть достигнуто с помощью магнитоплазмонных кристаллов (МПлК), представляющих собой тонкую плёнку ферромагнитного металла, напыленного на субволновую дифракционную решетку.

В работе использовались образцы, изготовленные в лаборатории “Spin Electronics Group” (Технологический университет Тоёхаси, Япония), методом магнетронного распыления $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Py) на гладкие кремниевые подложки Sub_1 (референсные образцы) и на подложки с дифракционными решетками Sub_2 и Sub_3 . Дифракционные решетки на подложках Sub_2 и Sub_3 имеют следующие параметры: периоды $d_2 = 320$ нм и $d_3 = 740$ нм, высоты профиля $h_1 = 20$ нм и $h_2 = 100$ нм. Толщины слоев Py на подложках составляли 100 нм и 130 нм. Аттестация образцов была выполнена методом атомно-силовой микроскопии.

Исследование оптических и магнитооптических свойств образцов проводилось методом частотно-угловой спектроскопии коэффициента отражения в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМоЭК). Спектры коэффициента отражения $R_0(\lambda)$ были измерены при модуляции светового пучка оптомеханическим прерывателем с частотой 235 Гц. Спектры ЭМоЭК были измерены в модулирующем магнитном поле с напряжённостью 100 Э и частотой осцилляций 67 Гц. Значение ЭМоЭК рассчитывалось как $\delta(\lambda) = (R_{(+H)} - R_{(-H)})/R_0 = \Delta R/R_0$. Световой луч был сфокусирован в пятно размером 1 мм^2 , угол падения составлял 68° [3]. Полученные данные приводились в графический вид, представленный на рис.1.а. на примере образца $\text{Sub}_2/\text{Py}(100 \text{ нм})$.

На резонансной длине волны, соответствующей максимальному сигналу ЭМоЭК, были измерены зависимости магнитооптического отклика от напряженности внешнего переменного магнитного поля, $\Delta R(H_{AC})$. Отношение сигнал-шум было рассчитано по формуле $\text{SNR}_{AC} = \Delta R(H_{AC})/\sigma$, где σ – среднее квадратичное отклонение шума, измеренное на резонансной длине волны в магнитном поле насыщения. Чувствительность была рассчитана как $\Delta H_{AC}/\Delta \text{SNR}_{AC}$, где ΔSNR_{AC} – разница значений отношения сигнал/шум на границах выбранного диапазона поля ΔH_{AC} .

На резонансной длине волны, соответствующей максимальному сигналу ЭМоЭК, были измерены зависимости магнитооптического отклика от напряженности внешнего переменного магнитного поля, $\Delta R(H_{AC})$. Отношение сигнал-шум было рассчитано по

формуле $SNR_{AC} = \Delta R(H_{AC})/\sigma$, где σ — среднее квадратичное отклонение шума, измеренное на резонансной длине волны в магнитном поле насыщения. Чувствительность была рассчитана как $\Delta H_{AC}/\Delta SNR_{AC}$, где ΔSNR_{AC} — разница значений отношения сигнал/шум на границах выбранного диапазона поля ΔH_{AC} .

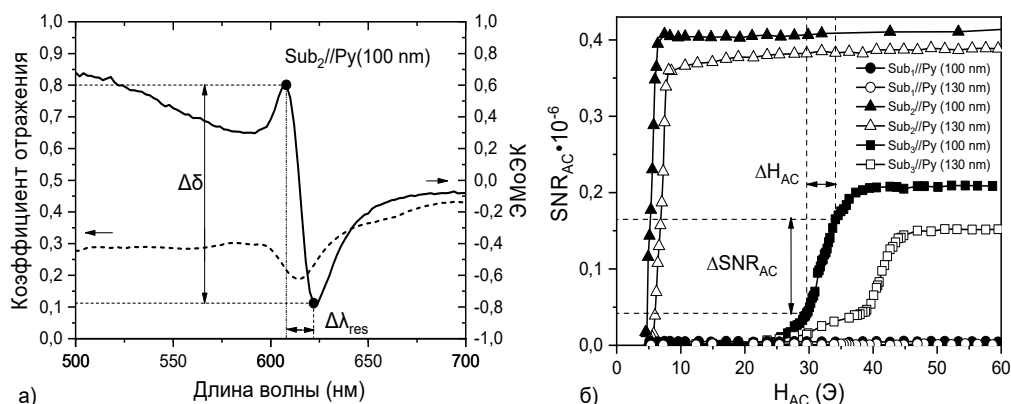


Рис. 1. а) Спектр отражения $-R(\lambda)$ (пунктирная линия) и спектр ЭМОЭК $-\delta(\lambda)$ (сплошная линия). Мелко-штрихованные линии показывают значения ЭМОЭК в узком спектральном диапазоне $\Delta\delta$ и спектральную ширину резонанса ЭМОЭК $\Delta\lambda_{res}$; б) Полевые зависимости SNR_{AC} для исследуемых образцов. Кривые с кругами соответствуют образцам с подложкой Sub_1 , треугольники – Sub_2 и квадраты – Sub_3 . Заполненные символы - толщина пермаллоя 100 нм, пустые – 130 нм. Пунктирными линиями показаны значения диапазона магнитного поля ΔH_{AC} , с максимальной разницей отношения сигнал/шум ΔSNR_{AC} .

За счет возбуждения ППП на резонансных длинах волн, ЭМОЭК усиливается в 35,4 и 54,3 раз для образцов на подложках Sub_2 и Sub_3 , соответственно, в сравнении с референсными образцами. При этом, образцы на подложке Sub_2 выходят в насыщение в меньшем модулирующем поле и значение SNR_{AC} у них выше.

В данной работе продемонстрирована возможность использования МПЛК на основе пермаллоя в качестве высокочувствительного сенсора магнитного поля. Проведенные исследования позволили рассчитать чувствительность и локальность измерения напряженности постоянного магнитного поля для рассмотренных образцов. Оптимальным для применения в качестве сенсора магнитного поля оказался образец с составом $Sub_2//Py(100\text{ нм})$. Используя данный образец в качестве сенсорного элемента можно достичь чувствительность $4,4 \cdot 10^{-5}$ Э в модулирующем поле 5,3 Э.

Литература

1. Ripka P. and Janosek M., «Security applications of magnetic sensors», IEEE Sens. J. vol. 10, pp. 1108, 2010.
2. Grigorashvili Yu.E., Ichkitidze L.P., Volik N.N., «Magnetomodulation sensor of a weak magnetic field based on HTS (Bi, Pb) 2Sr 2Ca 2Cu 3O x ceramics », Physica C, vol. 435, pp. 140, 2006.
3. Grunin A., Chetvertukhin A., Dolgova T., Ezhov A., Fedyanin A.A., «Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs», Appl Phys Lett., vol. 113, pp. 17A946, 2013.

ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Белов И.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ia.belov@physics.msu.ru

Использование опорного сигнала в детектировании помогает отделить исследуемый сигнал от шума. В данной работе представлен прибор для выделения слабого сигнала,

- Кузьмичев Д.А., Радкевич И.А., Смирнов А.Д. Автоматизация экспериментальных исследований // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. - 392с.
- Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Левшин Н.Л., Пилипенко В.Н.. Письма в ЖТФ, т.20, 1994. - 69с.

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ NI-MN-IN С ДОБАВЛЕНИЕМ БОРА

Блинов М.И.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mi.blinov@physics.msu.ru

Современные представления о сплавах Гейслера утверждают, что несмотря на разность в электросопротивлении фаз, разделённых магнитоструктурным фазовым мартенситным переходом, аномальный коэффициент Холла не претерпевает серьезных изменений [1,2], а, следовательно, также и механизмы рассеивания носителей заряда [3]. Однако исследования сплавов Ni-Mn-In, допированных бором, проведённые в данной работе, демонстрируют явное отклонение от обычного поведения эффекта Холла – величина аномального коэффициента Холла для аустенитной фазы отличается в несколько раз от наблюдаемой в мартенситной фазе.

В рамках данной работы были исследованы электро- и магнитосопротивление, эффект Холла и магнитные свойства сплавов $Ni_{50}Mn_{35}In_{15-x}B_x$, $x=0.5, 0.75$ ат.%. Сплавы данного состава отличаются узким температурным гистерезисом при мартенситном переходе (менее 2 К для сплава с содержанием бора 0,5 ат.%). Структурные исследования показывают сильное, почти 100% превращение магнитоструктурных фаз при мартенситном переходе. Переход между мартенситной и аустенитной фазами легко индуцируется полем, о чём свидетельствуют большие значения магнитосопротивления (более 50% в магнитном поле 6 Тл) [4].

Коэффициент аномального эффекта Холла претерпевает значительные изменения при мартенситном переходе (~ 300 К для образца $Ni_{50}Mn_{35}In_{14.5}B_{0.5}$), а коэффициент нормального — меняет знак (рис. 1). Такое поведение указывает на отличие механизмов рассеяния в мартенситной и аустенитной фазе, чего не наблюдалось ранее.

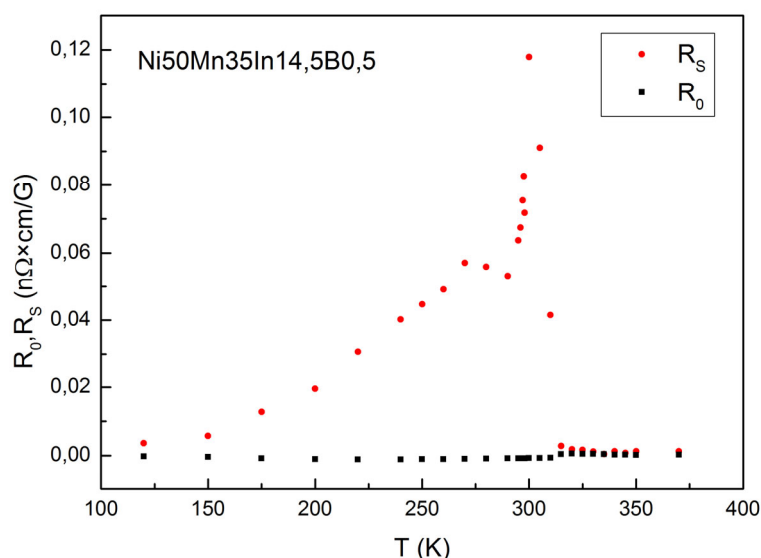


Рис. 1. Температурная зависимость нормального (R_0) и аномального (R_S) коэффициентов эффекта Холла для образца $Ni_{50}Mn_{35}In_{14.5}B_{0.5}$.

Объяснением подобного поведения может являться возможность более значительно-го изменения структуры благодаря влиянию бора, как элементом с малым атомарным радиусом, на что также указывают структурные исследования данных сплавов.

Блинов М.И. является стипендиатом фонда развития теоретической физики «БАЗИС».

Литература

1. Granovskii A.V., et al. Determination of the Normal and Anomalous Hall Effect Coefficients in Ferromagnetic Ni₅₀Mn₃₅In₁₅ – xSix Heusler Alloys at the Martensitic Transformation // JETP 2012, V. 115 (5) P. 805-814.
2. Pandey S., et al. Drastic Violation of the Basic Correlation Between the Hall Effect and Resistivity in the Heusler alloy Ni₄₅Cr₅Mn₃₇In₁₃// JMMM 2019.
3. Nagaosa N., et al. Anomalous Hall effect // Rev. of Modern Phys., 2010, V. 82 (2) P. 1539-1554.
4. Samanta T., et al. Asymmetric switchinglike behavior in the magnetoresistance at low fields in bulk metamagnetic Heusler alloys // Phys. Rev. B 2014, V. 90, P. 064412(6).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НОВОГО КИРАЛЬНОГО 2D МАГНЕТИКА ТЕЛЛУРАТА МАРГАНЦА-ОЛОВА

Бухтеев К.¹, Налбандян В.², Евстигнеева М.², Комлева Е.³, Стрельцов С.³,
Курбаков А.⁴, Кучугура М.⁴, Зверева Е.¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²ЮФУ, Химический факультет, Ростов-на-Дону, Россия

³Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия

⁴ПНИЯФ - НЦР Курчатовский институт, Гатчина, Россия

E-mail: bukhteev.ki14@physics.msu.ru

Скирмионы являются одним из возможных решений, описывающих равновесные магнитные конфигурации в магнитных и антиферромагнитных веществах. Впервые, прямые доказательства формирования таких вихревых фаз (особых фаз магнитного упорядочения) были зарегистрированы в киральных магнетиках, число которых крайне ограничено. В настоящей работе впервые исследованы статические и динамические магнитные свойства нового слоистого (квазидвумерного) кирального магнетика, теллурата MnSnTeO₆ как экспериментально (методами измерения намагниченности, теплоемкости, диэлектрической проницаемости, нейтронной дифракции и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР)), так и теоретически (посредством первопринципных расчетов методом функционала плотности). По результатам порошкового нейтронного дифракционного исследования установлено, что MnSnTeO₆ кристаллизуется в тригональную пространственную группу *R321* с треугольной сверхструктурой магнитных ионов в слое. Магнитная восприимчивость и удельная теплоемкость обнаруживают установление антиферромагнитного порядка при $T_N \sim 9.8$ К, что подтверждается низкотемпературными нейтронными данными. В то же время, термодинамические параметры (магнитная восприимчивость и удельная теплоемкость) демонстрируют дополнительную аномалию на температурных зависимостях $\chi(T)$ и $C_p(T)$ при $T^* \sim 4.9$ К, которая имеет характер фазового перехода 1-го рода, но, как показали нейтронографические исследования, не может быть связана с изменением структуры. Для углубленного исследования нового соединения были проведены измерения методом ЭПР и выполнены теоретические расчеты. Установлено, что основное состояние MnSnTeO₆ стабилизируется семью основными обменными параметрами, предложена возможная модель спиновой конфигурации в удовлетворительном согласии с данными нейтронной дифракции.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 18-02-00326, 18-12-00375. Теоретические расчеты поддержаны грантом РНФ 17-12-01207.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУР

Васкан А.Б.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sasha_muzik@mail.ru

Плазмонные структуры, например системы наночастиц металлов, наноотверстий и щелей в металлических пленках, и составные структуры, включающие диэлектрические слои, представляют большой интерес в настоящее время. Это связано с тем, что при взаимодействии электромагнитного излучения с такими структурами на их поверхности могут возникать плазмонные волны, которые могут локализовать и переносить световую энергию. В связи с этим они могут быть полезны в различных областях: в сенсорике, химическом и биологическом зондировании, для генерации солнечной энергии, в оптоэлектронике и даже в медицине, например для лечения рака.

В данной работе исследуются магнитоплазмонные кристаллы. Исследуемые кристаллы имеют структуру, состоящую из золотой решетки, размещенной на магнитной диэлектрической пленке, выполненной из висмут-замещенного феррит граната, которая напыляется на немагнитный слой гадолиний-галлиевого граната. В используемых образцах толщины феррит-гранатового слоя были разными: 110 нм и 4.1 мкм, а толщина золотого слоя 80 нанометров. Малость толщины первого типа образца такова, что предотвращает образование волноводных мод. Особенность данной работы заключается в рассмотрении несимметричных структур с различной степенью асимметричности, а также сравнении их с симметричными аналогами. Рассматриваются два основных магнитооптических эффекта: экваториальный эффект Керра и эффект Фарадея.

Экваториальный эффект Керра (ЭЭК) наблюдается, когда плоскость падения ортогональна вектору намагниченности. При это изменяется фаза и интенсивность отраженного линейно поляризованного света. ЭЭК определяется относительным изменением интенсивности света при перемагничивании материала. Характеризуется величиной:

$$\delta = \frac{I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})}{I(0)}$$

В симметричных структурах возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны, за счет которых усиливается ЭЭК. Однако перемагничивание магнитной пленки эквивалентно повороту вокруг оси вдоль направления намагниченности на 180 градусов, значит $I(\mathbf{M}) = I(-\mathbf{M})$ и, следовательно, ЭЭК при нормальном падении должен быть равен нулю. Для того, чтобы ЭЭК при нормальном падении перестал быть нулевым, нужно нарушить симметрию структуры, таким образом, чтобы при повороте плоскости она не переходила сама в себя. В несимметричных структурах также будут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритоны и будет усиливаться ЭЭК. В случае решетчатой структуры ожидается, что из-за несимметричности появится дополнительный плазмонный резонанс.

Эффект Фарадея заключается в том, что линейно поляризованный свет, распространяясь вдоль направления намагниченности \mathbf{M} , испытывает вращение плоскости поляризации на некоторый угол. В плазмонном кристалле резонансно увеличивается эффект Фарадея по сравнению с магнитной пленкой без решетки. Причем, в отличие от ЭЭК в

симметричных структурах эффект Фарадея наблюдается даже при нормальном падении [1].

Литература

1. Белотелов В.И. Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами: дис. доктор физ-мат наук: 01.04.03: защищена 14.02.2013. – М., 2013. – 301 стр.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ДАТЧИКОВ

Виноградов Б.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: foxnews023@gmail.com

Датчики магнитного поля на протяжении последних нескольких лет используются в различных электронных устройствах и приборах. Внимание к данному типу датчиков неуклонно повышается за счет целого ряда факторов, к которым можно отнести: увеличение числа автомобилей, постоянная потребность в данных датчиках у изготовителей компьютерной техники, применение датчиков в космической сфере, в медицинском оборудовании, навигационных системах. Возрастает эффективность самих датчиков, улучшаются их характеристики, такие как чувствительность и габариты.

Принцип работы датчиков магнитного поля, основывается на таких физических явлениях как эффект Холла, магниторезистивный эффект (AMR, GMR), эффект наведенной индукции и прочие. У каждого способа есть свои преимущества и недостатки. Независимо от типа, все датчики выполняют схожие функции – преобразуют энергию магнитного поля в электрическую энергию и предоставляют информацию в виде изменения выходного напряжения или сопротивления датчика.

В последние десятилетия особой популярностью пользуются бюджетные высококачественные датчики, использующие для своей работы эффект Холла или магниторезистивный эффект. Основное отличие между этими двумя типами датчиков заключается в том, что магниторезистивные датчики обладают нелинейной характеристикой с высокой крутизной, которой обуславливает их очень высокая чувствительность, тогда как датчики Холла обладают более линейной выходной характеристикой. Хотя на сегодняшний день датчики Холла занимают более 70% рынка датчиков магнитного поля, в промышленности и научных исследованиях применяются и другие типы датчиков. В качестве примера можно привести датчики основанные на эффекте туннельного магнитного сопротивления (TMR) и сверхпроводящие квантовые интерферометры (SQUID).

В настоящей работе мы рассматриваем магниторезистивные датчики, сравниваем их характеристики, изучаем предельные возможности по чувствительности и пространственному разрешению.

Литература

1. Jogschies, L.; Klaas, D.; Kruppe, R.; Rittinger, J.; Taptimthong, P.; Wienecke, A.; Rissing, L.; Wurz, M.C. Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications. *Sensors* 2015, 15, 28665-28689.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Воронов А.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: voronapower@yandex.ru

In the paper we perform experimental investigation of the magneto-optical effects in 1D all-dielectric gratings made of perforated bismuth-substituted iron garnet film on gadolinium gallium garnet substrate.

Previously, for local enhancement of the field, metal gratings were used, in which surface plasmon-polaritons were excited using incident light. But gradually, all-dielectric gratings are gaining more and more interest. The main reason for this phenomenon is that in the metal there are inevitable losses in the visible and infrared spectral ranges [1]. These losses can be made much less if dielectrics are used. But in dielectric gratings, the surface plasmon-polariton will not be excited anymore. Instead, we select the parameters of the gratings in such a way that a waveguide mode could exist in it [2]. The process of excitation of the waveguide mode with the wave number β_i is presented in Fig.1a. The excitation condition of the waveguide mode in the 1D structure is as follows:

$$k_{inc} \cdot \sin(\theta) + m \cdot G = \pm \beta_i$$

Excitation of the waveguide mode is responsible for local field enhancement, see Fig. 1b. On the other hand, resonance conditions are sensitive to the transversal magnetization of the structure resulting in the multifold enhancement of the transversal magneto-optic Kerr effect (TMOKE). The results of TMOKE measurements on a 1D grating with p-polarized incident light are presented in Fig. 1c. The magnitude of TMOKE in waveguide mode-supporting grating is up to 0.5% while the smooth film provide nearly 2 orders lower response.

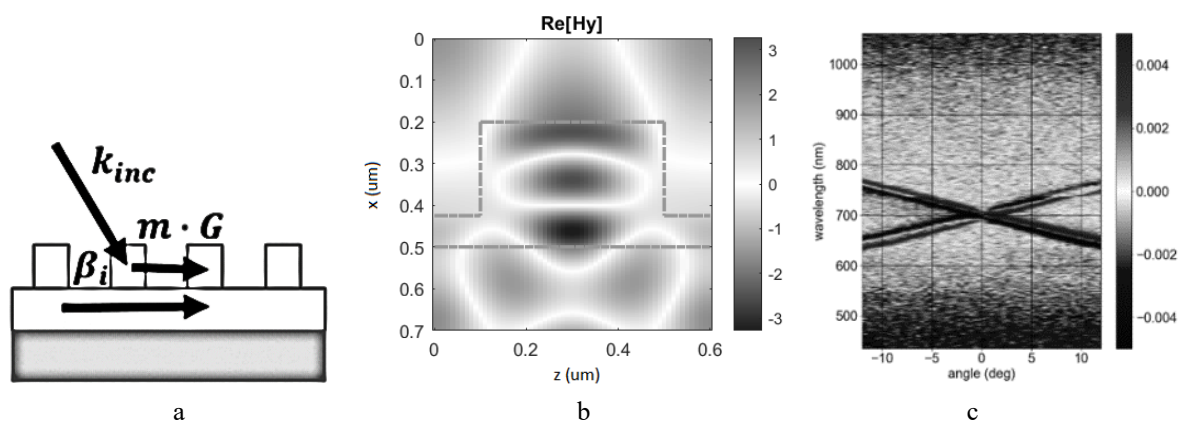


Fig.1: a – schematic representation of the excitation of the waveguide mode, b – local field enhancement, c – TMOKE measurements on a 1D grating with p-polarized incident light.

Therefore, excitation of the waveguide modes in all-dielectric iron-garnet gratings results in the local field enhancement and significant increase of the TMOKE effect. Moreover, TMOKE resonances have high quality factors and narrow widths up to 5 nm which is a significant advantage compared to the plasmonic structures.

This work was supported by the RSF grant No. 18-72-00233.

Литература

1. Gamet E., et al. Enhancement of magneto-optical effects by a single 1D all dielectric resonant grating // 2017 J. Phys. D: Appl. Phys. 50 495105.
2. Maksymov I.S. Magneto-Plasmonics and Resonant Interaction of Light with Dynamic Magnetisation in Metallic and All-Magneto-Dielectric Nanostructures // Nanomaterials. 2015. No. 5. P. 577-613.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ ФОРМЫ КОЛЕБАНИЙ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ТОНКИХ СЛОЯХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Высокова Е.В., Мехоношин Д.С., Памятных Л.А.

УрФУ имени первого Президента России Б.Н.Ельцина,
Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия
E-mail: dmitry.mehonoshin@urfu.ru

В работе [1] был обнаружен эффект асимметричности колебаний доменных границ (ДГ) в монокристаллах ферритов-гранатов в переменном гармоническом магнитном поле, который проявлялся в искажении формы колебаний ДГ по сравнению с синусоидальной. В данной работе наблюдаемые визуально искажения формы колебаний ДГ описаны количественно с использованием анализа гармонических искажений [2].

В работе колебания ДГ исследованы в монокристаллической пластине-(111) феррита-граната $(\text{TbErGd})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, помещенной в переменное магнитное поле $H(t) = H_0 \sin 2\pi ft$, перпендикулярное плоскости образца. Доменная структура образца выявлялась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея в режиме контраста доменных границ, что позволяло определять изменение координат ДГ x с течением времени с применением стробоскопической методики. В качестве меры отличия формы колебаний ДГ от синусоидальной использовался коэффициент гармонических искажений, который определялся как отношение среднеквадратического значения всех гармоник искаженного сигнала, кроме первой, к значению амплитуды первой (основной) гармоники [2]:

$$K = \frac{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + \dots}}{A_1} \quad (1)$$

На рисунке 1а приведены типичные зависимости координат двух соседних ДГ от времени в процессе их колебаний при частоте магнитного поля $f=100$ Гц и амплитуде $H_0=16,6$ Э. Явно видно отличие формы колебаний от синусоидальной. С помощью применения быстрого преобразования Фурье был получен спектр колебания ДГ (рисунк 1б). Помимо основной частоты в спектре присутствуют высшие гармоники, что позволяет определить коэффициент гармонических искажений.

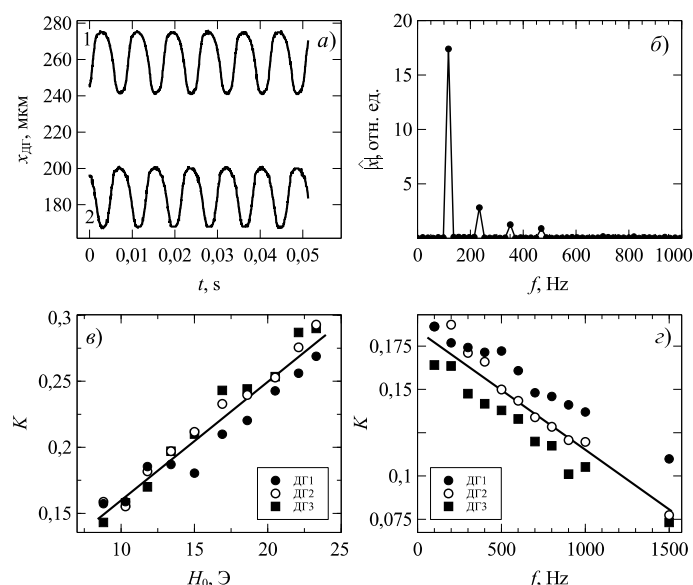


Рис. 1. а) Зависимости координат соседних доменных границ от времени в гармоническом поле частотой $f=100$ Гц и амплитудой 16,6 Э; б) спектр колебания доменной границы 1; в) зависимость коэффициента гармонических искажений колебаний доменных границ от амплитуды магнитного поля при частоте 100 Гц; г) зависимость коэффициента гармонических искажений колебаний доменных границ от частоты при амплитуде поля $H_0=16,5$ Гц;

На рисунке 1в приведена зависимость рассчитанного коэффициента гармонических искажений K от амплитуды поля H_0 при постоянной частоте $f=100$ Гц. Видно, что для трёх разных ДГ при увеличении амплитуды поля коэффициент нелинейных искажений возрастает, что соответствует наблюдаемому усилению искажения формы колебаний ДГ. Коэффициент гармонических искажений K с увеличением частоты поля линейно уменьшается (рисунок 1г).

Таким образом, в монокристаллической пластине феррита-граната в гармоническом магнитном поле численно охарактеризована величина искажения формы колебаний доменных границ. Показано, что с увеличением амплитуды магнитного поля увеличивается искажение формы колебаний, а с увеличением частоты форма колебаний приближается к синусоидальной. Работа выполнена в рамках базовой части госзадания Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 3.6121.2017).

Литература

1. Асимметричность колебаний доменных границ в гармоническом и импульсном магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов с дрейфом полосовой доменной структуры / Л.А. Памятных, Д.С. Мехоношин, С.Е. Памятных, Л.Ю. Агафонов, М.С. Лысов, Г.А. Шматов // Физика твёрдого тела. 2019. Т.61, №3. С. 483–492.
2. Справочник по радиоэлектронным устройствам. В 2-х т. Под ред. Д. П. Линде. Москва: Энергия, 1978.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК-МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ КОМПОЗИТ

Вьюник Д.А., Капустин В.Г., Савельев Д.В.,
Фетисов Л.Ю., Чашин Д.В., Шабин П.А.

РТУ МИРЭА, физико-технологический институт, Москва, Россия
E-mail: crimson_flame@bk.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в изменении электрической поляризации образца под действием внешнего магнитного поля (прямой эффект) или в изменении намагниченности образца под действием электрического поля (обратный эффект). Данный эффект перспективен для практического применения в высокочувствительных датчиках магнитных полей, автономных источниках питания, трансформаторах, СВЧ-устройствах и др. Для увеличения эффективности МЭ взаимодействия используются композитные структуры, состоящие из механически связанных слоев пьезоэлектрика (ПЭ) и ферромагнетика (ФМ). Эффект в таких структурах возникает из-за комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэлектрического эффекта в ПЭ слое [1]. Эффективность прямого МЭ взаимодействия описывают с помощью МЭ коэффициента $\alpha=U/(bh)$, где U – генерируемое структурой электрическое напряжение, h – амплитуда переменного магнитного поля, b – толщина слоя ПЭ [2, 3]. В качестве материалов для пьезоэлектрических слоев чаще всего используют пьезоэлектрическую керамику (PZT, PMN-PT). Однако недавно было показано, что использование пьезоволоконного композита позволяет существенно увеличить МЭ коэффициент [3]. Аналогичные волоконные композиты на основе магнитострикционного материала Терфенол-Д также могут быть использованы для изготовления МЭ композитных структур [4]. В настоящей работе представлены результаты исследования МЭ эффекта в структуре с магнитострикционным волоконным композитом на основе никеля.

В качестве ПЭ слоя в структуре использовали пластину пьезоэлектрической керамики (ЦТС-19) размером 10 x 10 мм x 200 мкм. В качестве ФМ слоя использовали магнитострикционный волоконный композит (МВК), состоящий из 21 параллельной никелевой

проволоки диаметром 25 мкм каждая. Проволоки были помещены в полимерную матрицу. Фотография исследуемой структуры приведена на рисунке 1.

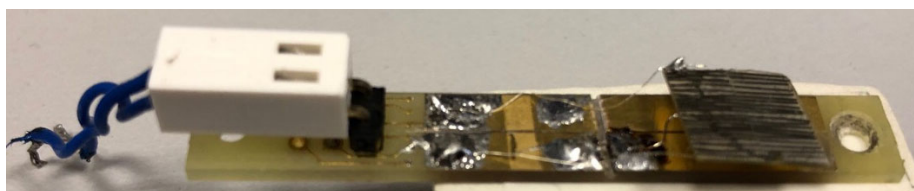


Рис. 1. Изображение композитной структуры ЦТС-МВК.

Частотные зависимости МЭ напряжения были получены для двух случаев ориентации магнитного поля: вдоль и поперек магнитострикционных волокон. На рисунке 2 приведена зависимость амплитуды МЭ напряжения U от частоты f возбуждающего магнитного поля h , приложенного параллельно Ni волокнам. На частоте $f_0 = 22.8$ кГц наблюдается резонансный максимум амплитудой $U \sim 381$ мВ и добротностью $Q \sim 56$. Рассчитанный МЭ коэффициент на резонансной частоте составил $\alpha \sim 5.44$ В/(Э·см). Величина МЭ коэффициента в структуре с пластиной никеля составила $\alpha \sim 1.4$ В/(Э·см) [5].

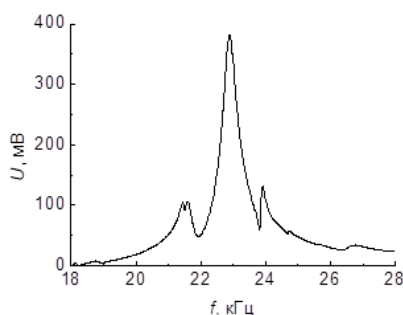


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ напряжения U от частоты f возбуждающего переменного магнитного поля при приложении постоянного поля $H = 40$ Э параллельно волокнам.

Также для данной структуры были получены зависимости МЭ эффекта от постоянного и переменного магнитных полей. Зависимость от постоянного поля H имеет классический вид: сначала МЭ напряжение растет, достигая максимума в поле $H = 30$ Э, а затем уменьшается до нуля в поле $H = 600$ Э. Пьезомагнитный коэффициент, полученный из экспериментально измеренной полевой зависимости магнитострикции для волоконного композита достигает максимума в том же поле 30 Э. Зависимости МЭ напряжения от амплитуды переменного магнитного поля как в случае продольного измерения, так и поперечного линейны.

Таким образом, в работе показано, что величина МЭ эффекта полученного для композитной структуры на основе МВК, изготовленного из никелевых проволок в несколько раз больше чем величина МЭ эффекта в структуре с пластиной никеля, что свидетельствует о большей эффективности МЭ взаимодействия в структуре ЦТС-МВК. Дальнейшие исследования с использованием МВК структур могут существенно увеличить характеристики композитных структур.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ проект № 8.1183.2017 ПЧ и Российского Фонда Фундаментальных Исследований грант № 18-502-12037.

Литература

1. Фетисов Л.Ю. Резонансный магнитоэлектрический эффект // Saarbrücken: LAP Lambert Academic Publishing. 2015.
2. Nan C.-W., Bichurin M. I., Shuxiang D., Srinivasan G., Viehland D. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of Applied Physics. 2011. Vol. 103. №3. P. 031101.

3. Ma J., Hu J., Li Z., Nan C.-W. Recent Progress in Multiferroic Magnetoelectric Composites: from Bulk to Thin Films // *Advanced Materials*. 2011. Vol. 23. № 9. P. 1062-1087.
4. Lo C. Y., Chan H. L. W., Choy S. H., Or S. W. Magnetoelectric effect in lead-free BNKLBТ ceramic/terfenol-D continue fiber composite laminates // *Journal of Applied Physics*. 2010. Vol. 107. №9. P. 093907.
5. Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К., Каменцев К.Е. Влияние электрического поля на характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в композитной структуре ферромагнетик–сегнетоэлектрик // *Физика твердого тела*. 2009. том 51. вып. 11.

ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ TbCo/FeCo ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Гапонов М.С., Ильин Н.А., Брехов К.А

РТУ МИРЭА, физико-технологический институт, Москва, Россия

E-mail: gaponov.m.s@yandex.ru

Одной из наиболее актуальных задач современной науки является исследование сверхбыстрых процессов в магнетизме. Интерес к данному направлению обусловлен, прежде всего, перспективами создания сверхбыстрой магнитной записи и сверхбыстрых спинтронных устройств [1]. Исследование процессов, затрагивающих электронную, спиновую и решеточную подсистемы материалов, которые могли бы использоваться в этой области, является первоочередной задачей. В настоящее время, одним из передовых методов воздействия, является накачка-зондирование короткими (фемтосекундными) оптическими импульсами, что позволяет проводить измерения на временном разрешении в десятки фемтосекунд, при этом оказывая довольно сильное воздействие на образец. Все это позволяет взаимодействовать на магнитную подсистему, вызывая сверхбыстрое размагничивание, в некоторых случаях с последующей прецессией и даже обращением намагниченности [2,3].

В металлах, из-за большого оптического поглощения, в первую очередь происходит размагничивание, в результате нагрева материала. Поэтому, одной из задач является поиск материалов, в которых когерентные спиновые процессы возбуждаются без нагрева, что позволит сильно повысить энергоэффективность. Возможными кандидатами являются слабо поглощающие материалы, например, феррит-гранаты [4]. Но набор таких материалов и спектр их функциональных возможностей ограничен. Однако в работах [5,6] было показано, что короткие лазерные импульсы могут вызывать нетепловую переориентацию спинов в антиферромагнитных (АФМ) материалах гораздо быстрее, чем в ферромагнитных (ФМ). На основе этого, в работе [7] были созданы ФМ/АФМ гетероструктуры с обменным взаимодействием и показано, что в таких структурах эффективность возбуждения спиновой прецессии существенно выше, чем в чистом ФМ материале. Исходя из всего этого, в данной работе были проведены экспериментальные исследования динамики намагниченности гетероструктуры TbCo₂/FeCo, возбуждаемой лазерными импульсами длительностью 35 фс. Исследования были проведены в двух типичных геометриях с ориентацией намагничивающего поля перпендикулярно и параллельно оси легкого намагничивания. Полученные результаты демонстрируют не только сверхбыстрое размагничивание, но и сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии, наведенной в процессе изготовления исследуемой гетероструктуры, что может представлять интерес для оптического управления ориентацией намагниченности.

Литература

1. Sander D., Valenzuela S.O., Makarov D., Marrows C.H., Fullerton E.E., Fischer P., McCord J., Vavassori P., Mangin S., Pirro P., Hillebrands B., Kent A.D., Jungwirth T., Gutfleisch O., Kim C.G., Berger A. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2017. Vol. 50, № 36. P. 363001.

2. Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76, № 22. P. 4250–4253.
3. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82, № 3. P. 2731–2784.
4. Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D., Kirilyuk A., Kimel A. V. // Nature. 2017. Vol. 542, № 7639. P. 71–74.
5. Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., Pisarev R. V., Rasing T. // Nature. 2004. Vol. 429, № 6994. P. 850–853.
6. Kimel A. V., Kirilyuk A., Usachev P.A., Pisarev R. V., Balbashov A.M., Rasing T. // Nature. 2005. Vol. 435, № 7042. P. 655–657.
7. Ma X., Fang F., Li Q., Zhu J., Yang Y., Wu Y.Z., Zhao H.B., Lüpke G. // Nat. Commun. 2015. Vol. 6, № 1. P. 8800.

АЗИМУТАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АМПЛИТУДЫ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНИЗОТРОПНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЁНКАХ

Геревенков П.И.¹, Шелухин Л.А.¹, Филатов Я.А.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация

²Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Российская Федерация

E-mail: petr.gerevenkov@yandex.ru

При сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении равновесного направления намагниченности в ферромагнитных плёнках возникает прецессия намагниченности вокруг нового положения равновесия [2, 3]. Круг физических механизмов, приводящих к прецессии, достаточно широк. Однако, большинство из них работают только для определенного круга материалов. Так, например, сверхбыстрое размагничивание приводит к прецессии намагниченности в металлах, но не в диэлектриках. А обратные магнитооптические эффекты, напротив, заметно проявляются в ферромагнитных диэлектриках, и малы в металлах.

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию особенностей сверхбыстрой прецессии намагниченности, которая возбуждается вследствие термического изменения магнитной анизотропии. Этот механизм является более универсальным с точки зрения требований к электронной структуре магнитного материала и в одинаковой мере сильно проявляется в металлах и диэлектриках [4, 5]. Также в ходе работы развит теоретический подход к описанию экспериментально наблюдаемых параметров возбуждаемой прецессии.

В качестве образцов использовались эпитаксиальные плёнки галфенола, ферромагнитного сплава состава $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$, с толщинами 5–20 нм на подложках GaAs ориентации (001). Плёнки имеют сильную магнитокристаллическую кубическую анизотропию с дополнительной легкой осью намагничивания в плоскости пленки. В работе измерялись параметры прецессии намагниченности, возбуждаемой лазерными импульсами субпикосекундной длительности, которые индуцировали сверхбыстрый нагрев плёнки. При этом в эпитаксиальных плёнках галфенола происходит изменение констант магнитокристаллической анизотропии, приводящее к запуску долгоживущей прецессии намагниченности.

Измерения проводились по схеме «двухцветная накачка-зондирование». Образцы помещались во внешнее магнитное поле 100 мТл, параллельное плоскости пленки. Возбуждение и детектирование спиновой прецессии производилось линейно поляризованными лазерными импульсами длительностью 150 фс, сфокусированными в пятна диаметром порядка 5 мкм, с центральными длинами волн 515 и 1030 нм, соответственно. В процессе измерения детектировался угол поворота плоскости поляризации детектирующего луча под действием полярного эффекта Керра, пропорциональный компоненте намагниченности, перпендикулярной плоскости плёнки галфенола. Сканирование по времени осу-

ществлялось с помощью механической линии задержки с ретрорефлектором в канале возбуждающего луча.

Частота f_0 , амплитуда A и другие параметры возбуждаемой прецессии намагниченности сильно зависят от угла φ_k между направлением внешнего магнитного поля и осями магнитокристаллической анизотропии пленки (рис. 1).

Так, например, при измерении амплитуды наблюдаются минимумы для направлений внешнего поля вдоль осей легкого и трудного намагничивания в плоскости плёнки и максимумы при промежуточных углах. Наблюдаемая азимутальная зависимость хорошо описывается в рамках предположения, что возбуждение прецессии происходит вследствие сверхбыстрого термического изменения констант магнитокристаллической анизотропии. Так, форма зависимости $A(\varphi_k)$ определяется изменением равновесного направления намагниченности при изменении взаимного расположения внешнего магнитного поля и осей магнитокристаллической анизотропии.

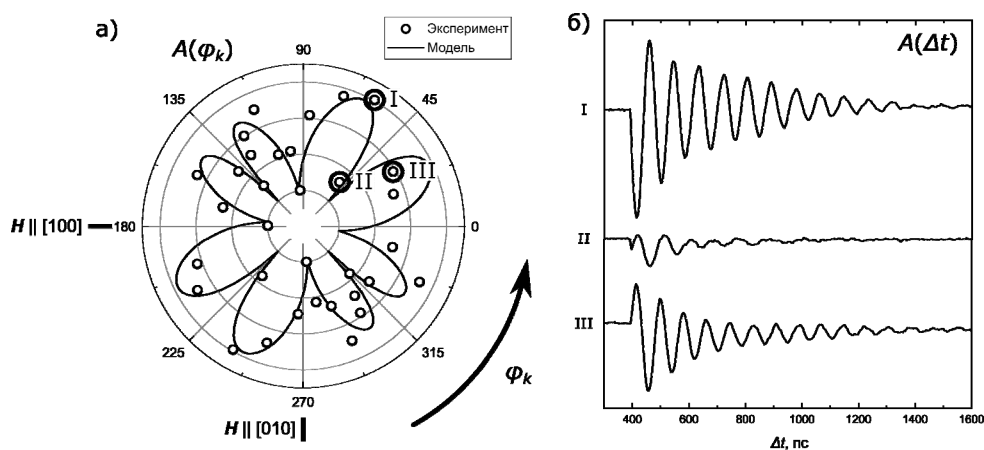


Рис.1. а) Зависимости амплитуды A прецессии от угла между внешним полем и осями магнитокристаллической анизотропии φ_k и б) Зависимости от времени нормальной к плоскости плёнки компоненты намагниченности для пленки толщиной 20 нм.

Для теоретического описания экспериментально наблюдаемых зависимостей параметров прецессии разработан подход на основе метода Смита-Сула [1] в приближении малых начальных отклонений намагниченности от положения равновесия. Также механизм возбуждения спиновой прецессии посредством термического изменения констант магнитокристаллической анизотропии в образцах подтверждается зависимостью начальной фазы колебаний от угла φ_k . Результаты расчета хорошо описывают полученные экспериментальные данные для всех образцов, использованных в эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00824 А).

Литература

1. Iihama S. et al. Gilbert damping constants of Ta/CoFeB/MgO (Ta) thin films measured by optical detection of precessional magnetization dynamics // *Physical Review B*. 2014, V. 89(17). p. 174416.
2. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Reviews of Modern Physics*. 2010, V. 82(3). p. 2731.
3. Khokhlov N. E., Shelukhin L. A., Gerevenkov P. I. Optical excitation of propagating magnetostatic waves by an ultrafast magnetic anisotropy change in an epitaxial Galfenol film, to be published.
4. Kats V. N. et al. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films // *Physical Review B*. 2016, V. 93(21). p. 214422.
5. Shelukhin L. A. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film // *Physical Review B*. 2018, V. 97(1). p. 014422.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТЖИГА НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$

Данилов Г.Е.

МГУ им.М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ge.danilov@physics.msu.ru

Наноккомпозиты (НК) обладают комплексом необычных физических свойств. Они проявляют важные практические свойства, делающие их чрезвычайно перспективным объектом для фундаментальных и прикладных исследований.

Цель данной работы состояла в изучении магнитооптических и магнитных свойств наноккомпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в широком диапазоне концентраций (6 – 66 ат. %) ферромагнитной компоненты в исходном и отожженном (при 400°C) состояниях.

Плѐнки НК были получены методом ионно-лучевого распыления в атмосфере аргона и азота [1]. Система $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ представляла собой наноразмерные частицы сплава CoFeZr , распределенные в диэлектрической матрице Al_2O_3 .

Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) представлены на рисунке 1 (а, б). Мы наблюдали, что у наноккомпозитов в исходном и отожженном состояниях при различной концентрации x , спектры существенно отличаются и по знаку, и по величине друг от друга. Особенно сильные изменения спектров отмечаются в области энергий $0.5 < h\nu < 1.5$ эВ. Эффект в наноккомпозитах меняет знак в области 1.5–3 эВ. Наиболее сильные изменения величины ЭЭК после отжига наблюдаются в видимой области спектра.

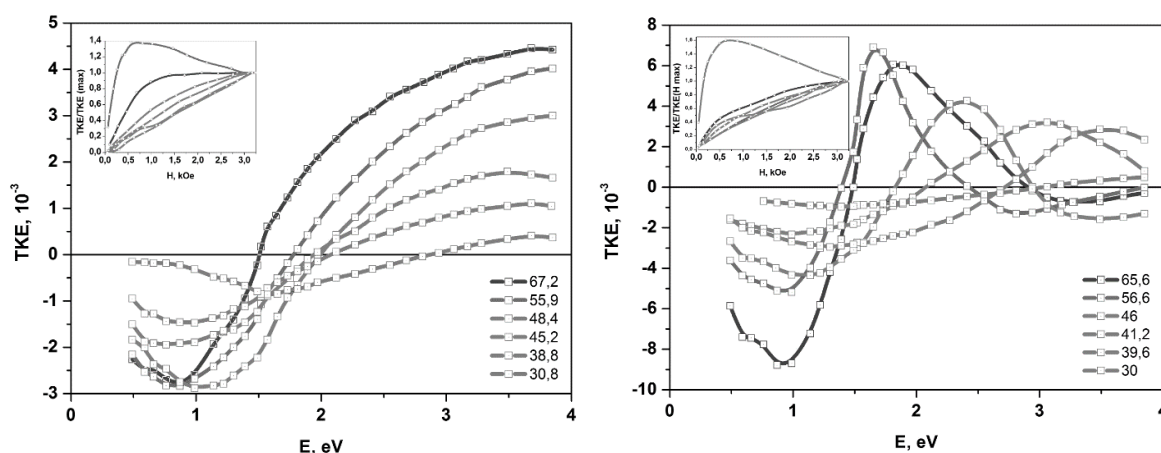


Рис.1. Спектральные зависимости ЭЭК для наноккомпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в неотожженном (а) и неотожженном (б) состояниях. На вставке – нормированные полевые зависимости ЭЭК.

Измерение полевой зависимости ЭЭК показывает какой магнитный порядок существует в наноккомпозите [2]. Для малых концентраций мы наблюдали линейную зависимость, которая говорит о том, что частицы находятся далеко друг от друга и имеют суперпарамагнитное поведение. При увеличении концентрации ФМ компоненты проявляется уже нелинейная зависимость ЭЭК от поля, то есть появляется ФМ упорядочение. Из анализа полевых зависимостей ЭЭК было определено, что порог перколяции для исходной системы лежит в диапазоне 44–48 ат. %, а проведение отжига привело к сдвигу порога перколяции в область меньших концентраций.

После проведения термомагнитного отжига, величины и вид спектров сильно изменились, причем в области больших и в области малых концентраций это влияние было разным: в области малых концентраций характер кривых менялся незначительно.

Добавление азота в атмосферу к аргону, при получении образцов, привело к тому, что эффект начинает наблюдаться при концентрации 30 ат.%, в то время как в НК в

атмосфере только аргона эффект наблюдался уже при 17 ат.% [3]. Мы связываем это с тем, что азот вступает в реакцию и образует нитриды металлов Co, Fe, Zr, меняя микроструктуру НК.

Добавление азота в атмосферу к аргону, при получении образцов, привело к тому, что эффект начинает наблюдаться при концентрации 30 ат.%, в то время как в НК в атмосфере только аргона эффект наблюдался уже при 17 ат.% [3]. Мы связываем это с тем, что азот вступает в реакцию и образует нитриды металлов Co, Fe, Zr, меняя микроструктуру НК.

Обсуждается возможность усиления ЭЭК в отожжённых композитах за счет увеличения размера гранул и трансформации микроструктуры.

Литература

1. Калинин Ю.Е., Пономаренко А.Т., Ситников А.В., Стогней О.В. Гранулированные нанокompозиты металл-диэлектрик с аморфной структурой // Физика и химия обработки материалов. - 2001 - № 5 - С. 14-20.
2. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н., Грановский А.Б., Гуцин В.С., Щербак П.Н., Эволюция оптических магнитооптических свойств в нанокompозитах аморфный металл-диэлектрик // ЖЭТФ. - 2004 - Т. 125, В. 5, С. 1172
3. Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Ремизов А.Н. Электрические свойства аморфных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ // ФТТ - 2004 - Т. 46 - В. 11 - С. 2076-2082

AB INITIO STUDY OF FERROMAGNETISM IN V-DOPED $ZnSnAs_2$

Jafarova V.N.

Institute of Physics (Innovation Sector), Baku, Azerbaijan

E-mail: vcafarova@beu.edu.az

$ZnSnAs_2$ is a II-IV- V_2 tetrahedrally bonded chalcopyrite semiconductor with energy gap within 0.6-0.76 eV at 300K [1].

The $ZnSnAs_2:Mn$ films grown on InP (001) substrates show a ferromagnetic phase exhibiting high Curie temperature ($T_C=330K$) [2-4]. This makes $ZnSnAs_2$ with 3d-elements incorporated a promising candidate for application in spintronics [5]. Nevertheless, we have selected $ZnSnAs_2$ as a model material for studying.

In the present work we report and discuss the ab initio results on structural, electronic and magnetic properties of the V-doped $ZnSnAs_2$.

Calculations were performed for a number of V-doped $ZnSnAs_2$ supercells with as many atoms as 32, 48, 64, 96, 128, 192 and 256 by implementing the DFT+U method within the Spin Generalized Gradient Approximation (SGGA) and using the Atomistix ToolKit program software (ATK, <http://quantumwise.com/>). The Hubbard U-parameter we used in our calculations for V-3d states was 2.73 eV. The electron-ion interactions were taken into account through the norm-conserving Fritz Haber Institute (FHI)pseudopotentials. The number of the electrons treated as valence electrons was 5 for V ($3d^34s^2$), 12 for Zn ($3d^{10}4s^2$), 4 for Sn ($5s^25p^2$), and 5 for As ($4s^24p^3$).

The Perdew-Burke-Ernzerhof(PBE) exchange-correlation functional and Double Zeta Polarized basis sets were used in our calculations. The kinetic cut-off energy was 150 Ry. The primitive cell of $ZnSnAs_2$ was relaxed and optimized with force and stress tolerances of 0.01 eV/Å and 0.01 eV/Å³, respectively. The supercells containing V dopant and vacancies were relaxed with force tolerance of 0.05 eV/Å.

The magnetic moments calculations were done by Mulliken population analysis.

The values of optimized lattice parameters, anion displacement parameter and tetragonal distortion parameter of $ZnSnAs_2$ were given in [6] together with the relevant experimental re-

sults [7-9]. According to the DFT-calculated band structure of undoped ZnSnAs₂ the obtained value of the energy gap was 0.34 eV [6].

In order to determine magnetic properties we applied supercell (SC) method. The crystal-line unit cell of ZnSnAs₂ contains 16 atoms (4-atoms of Zn, 4-atoms of Sn and 8-atoms of As). The total energy calculations performed for 2×1×1 (32-atoms), 3×1×1 (48-atoms), 2×2×1 (64-atoms), 3×2×1 (96-atoms), 2×2×2 (128-atoms), 3×2×2 (192-atoms) and 4×2×2 (256-atoms) supercells of ZnSnAs₂ with two V(Sn) substitutions.

To study the mechanism of formation of magnetic properties the V(Sn) substitution in vacancy-free and in the presence of Zn-, Sn- and As-vacancies in 96-atom ZnSnAs₂ supercell were considered. The mechanism of formation for other supercells are nearly identical.

Fig. displays the V atom and its neighborhood in the Zn₂₄Sn₂₃V₁As₄₈ supercell. The calculated total magnetic moment per one dopant vanadium atom is 0.999 μ_B . The main partial magnetic moments are distributed among the atoms as follows: 2.151 μ_B from V atom, including basically 2.077 from d, -1.028 μ_B from 48 As atoms. In fact, only 4 As atoms which are chemically bonded to the dopant V give considerable negative contribution (-0.754 μ_B) into the total magnetic moment.

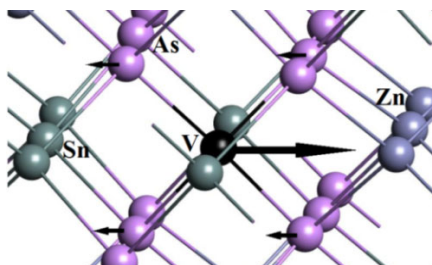


Figure. V(Sn) substitution and its neighborhood in the Zn₂₄Sn₂₃V₁As₄₈ supercell. The magnetic moments of atoms are shown by black arrows.

Mulliken population analysis shows that in the magnetization along with dopant V atom participate also As atoms, by weakening the overall magnetization. The main negative contributions in this case belong to 4 As atoms, which have chemical bonding with dopant V atom. Note that, the magnetic moment of As atoms are formed due to their p-orbitals. Participation of Zn and Sn atoms in the magnetization is negligible (total $\sim 0.1 \mu_B$ for each type of atoms).

The presence of vacancies in the structure affects the magnetization (increases or reduces the magnetic moment of the supercell).

By a single V(Sn) substitution in 96-atoms supercell occurs total magnetic moment of 0.999 μ_B . In this case the presence of vacancies increases the magnetic moment of the cell: Zn-vacancy $\sim 0.6 \mu_B$, Sn-vacancy $\sim 0.1 \mu_B$, As-vacancy $\sim 1 \mu_B$.

References

1. V. Brudnyi, T. Vedernikova. Russian Journal of Phys. Techn. Semicon. 43, 433(2009).
2. S. Choi, G. Cha, S. Hong, S. Cho, Y. Kim, J. Ketterson, S. Jeong, G. Yi. Solid State Communications. 122, 165 (2002).
3. N. Uchitomi, H. Oomae, J. Asubar, H. Endo and Y. Jinbo. Jpn. J. Appl. Phys. 50, 05FB02-1 (2011).
4. J. Asubar, Y. Jinbo, N. Uchitomi. Journal of Crystal Growth. 311, 929 (2009).
5. G. Medvedkin, T. Ishibashi, T. Nishi, K. Hayata, Y. Hasegawa and K. Sato. Jpn. J. Appl. Phys. 39, L949 (2000).
6. V. Jafarova, S. Huseynova, G. Orudzhev, N. Uchitomi, K. Wakita, N. Mamedov. Phys. Stat. Sol. (c) 12, 668 (2015).
7. D. Gasson, P. Holmes, I. Jennings, B. Marathe, J. Parrot. J. Phys. Chem. Solids, 23, 1291 (1962).
8. A. Vaipolin. Fiz. Tverd. Tela Sov. Phys. 15, 1430 (1973).
9. A. Mejidov, R. Muradov, X. Xalilova, T. Mextiev. Transactions, Series of Phys.-Math. And Techn. Sciences, Physics and Astronomy, 2, 110 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ
ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ НА ОСНОВЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ
ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Дунаева Г.Г., Ракунов П.А.

ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: galina_dunaeva98@mail.ru

Магнитная доменная структура (ДС) является индивидуальной характеристикой магнитного материала и позволяет получить информацию о его локальных магнитных свойствах, что является практически важной задачей при анализе гетерофазных и поликристаллических образцов [1, 2].

Целью данной работы являлось исследование процессов перемагничивания ферромагнетика с применением техники наблюдения магнитных доменных структур в магнитном поле на поверхности кристаллов в сочетании с результатами измерений, выполненных методом вибрационного магнитометра. Сравнительный анализ полевых зависимостей намагниченности для одного и того же образца, полученных двумя независимыми методами интересен с точки зрения оценки вклада поверхности в процессы намагничивания и перемагничивания. В качестве объекта исследования был выбран образец SmCo_5 , т.к. это соединение характеризуется магнитокристаллической анизотропией типа «ось легкого намагничивания» и является высокоанизотропным ($H_A \approx 400$ кЭ, $4\pi I_s \approx 10$ кГс) [3]. Образцы представляли собой одно зерно сплава сферической формы, на основе которых изготавливались шлифы. Трансформации доменной структуры во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости наблюдения фиксировались с помощью цифровой камеры Levenhuk M800 PLUS. Эксперимент проводился при комнатной температуре с помощью установки на базе металлографического микроскопа Neophot-30, с использованием электромагнита до 15 кЭ, а так же системы управления магнитным полем и регистрации изображений [4]. Направление внешнего магнитного поля совпадало с осью легкого намагничивания (ОЛН) образца. Для обработки изображений ДС и построения полевых зависимостей относительной намагниченности применялась специализированная компьютерная программа, алгоритм которой описан в работе [4]. Для получения изображений доменов использовался метод полярного эффекта Керра.

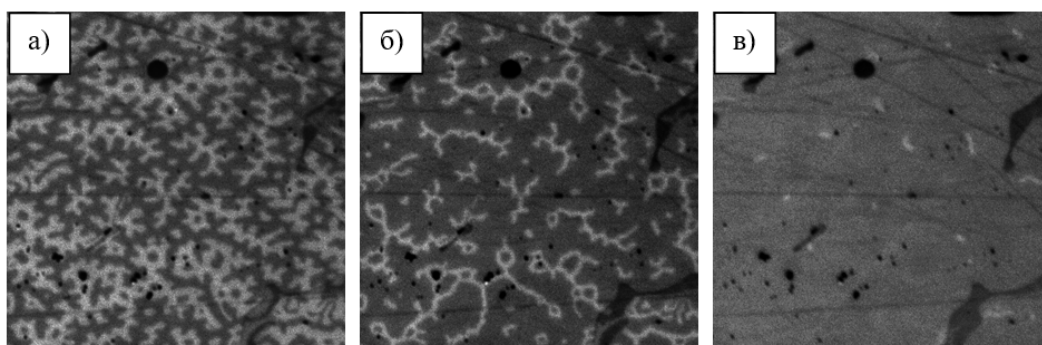


Рис.1. Процесс перестройки доменной структуры при намагничивании участка поверхности образца SmCo_5 в поле: а) 0 кЭ; б) 6,25 кЭ; в) 12,50 кЭ.

В качестве примера на рис.1 приведены изображения ДС, полученные на одном и том же участке шлифа при разных значениях внешнего магнитного поля. Первый снимок (рис.1а) соответствует размагниченному состоянию базисной плоскости ($H = 0$): на поверхности наблюдаются замыкающие домены типа «звездочки», типичные для одноосных магнетиков [1, 2]. С увеличением внешнего поля (рис.1б) площадь «темных» доменов последовательно увеличивается за счет «светлых», что соответствует процессу намагничивания. На рис.1в (12,5 кЭ) наблюдается состояние близкое к насыщению: на

поверхности еще регистрируются отдельные светлые домены, но практически вся поверхность намагничена.

На основе изображений ДС, зарегистрированных в нескольких полях зрения поверхности, были получены значения относительной намагниченности в магнитном поле H , эти значения усреднялись и на их основе была построена кривая намагничивания поверхности образца (рис.2 (точки)). Каждой точке соответствует изображение доменной структуры в соответствующем магнитном поле.

Результаты измерения того же образца методом вибрационного магнитометра представлены на рис.2 сплошной линией. Видно, что ход кривых сильно различается: объем образца намагничивается до насыщения в поле 5 кЭ, а поверхность только при 12,5 кЭ. Т.е. для намагничивания поверхности требуется поле более чем в два раза превышающее поле насыщения образца вдоль ОЛН.

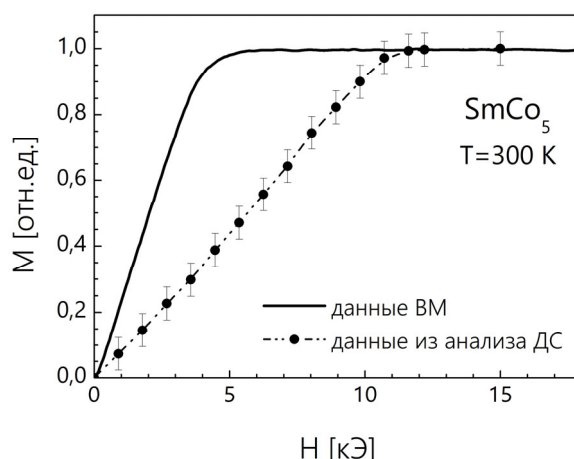


Рис.2. Кривые намагничивания образца SmCo_5 , полученные методом вибрационного магнитометра вдоль оси легкого намагничивания (данные ВМ), и по данным анализа доменной структуры поверхности.

Литература

1. Пастушенков Ю.Г. Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров: Монография. Тверь: Тверской государственный университет, 2007. 151 с.
2. Hubert, A. The Analysis of Magnetic Microstructures / A. Hubert, R. Schafer // Springer. 1998. 720 p.
3. Дерягин А.В. Редкоземельные магнитоупругие материалы // Успехи физических наук. 1976. Т. 120. Вып. 3. С.393 – 437.
4. Карпенков А.Ю., Дунаева Г.Г., Ракунов П.А., Семенова Е.М. Метод анализа процессов перемагничивания магнетиков по изображениям магнитной доменной структуры // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2018. Вып. 10. С.338-344.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ n-ГЕКСАНА В МОДИФИЦИРОВАННОМ КАТИОНАМИ Al_{13} (Al-pillared) МОНТМОРИЛЛОНИТЕ

Егорова А.С.

КФУ, институт физики, Казань, Россия

E-mail: alina_5945@mail.ru

Природные глинистые минералы сами по себе обладают низкой каталитической активностью, но внедрение поливалентных олигокатионов металлов в межслоевое пространство кристаллической структуры существенно улучшает текстурные, термические и

каталитические свойства. Один из перспективных методов модифицирования глинистых минералов – пилларинг процесс (pillaring). В ходе этого процесса межслоевое пространство кристаллической структуры стабилизируется сложным комплексом типа $[\text{Me}_{13}\text{O}_4(\text{OH})_{24}(\text{H}_2\text{O})_{12}]^{7+}$ (Me = Al, Fe, ...). Модифицированные таким образом глинистые минералы, в частности, монтмориллонит, рассматриваются как перспективные катализаторы в нефтехимической промышленности.

Широкие возможности метода ЯМР позволяют из анализа времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации жидкости в пористой среде определить молекулярную подвижность жидкости в слоистых силикатах [1], степень связи молекул жидкости с кристаллической решеткой монтмориллонита [2], детально исследовать состояние и поведение жидкости в глинистых минералах различного происхождения [3,4].

В данной работе методом двумерной ЯМР-релаксометрии исследовались корреляции ядерной магнитной спин-спиновой (T_2) и спин-решеточной (T_1) релаксации адсорбированного н-гексана в пористой среде модифицированного (pillared) монтмориллонита, а также идентифицировались объемы пористой среды, в которых адсорбируется н-гексан. Было показано, что н-гексан в пористой среде модифицированного (pillared) монтмориллонита абсорбируется в первую очередь в микропорах с характерным размером пор 1.0-1.5 нм, затем в мезопорах (2.0 - 50 нм) и макропорах (более 100 нм). Были получены характерные времена магнитной релаксации н-гексана для микропор: $T_1 = 2.0 \pm 0.2$ мс, $T_2 = 0.100 \pm 0.01$ мс; для мезопор: $T_1 = 2.0 \pm 0.2$ мс, $T_2 = 0.8 \pm 0.2$ мс и для макропор: $T_1 = 6.0 \pm 2.5$ мс, $T_2 = 3.0 \pm 1.5$ мс. Таким образом, полученные результаты о реальном поведении органических молекул в микро-мезопористых катализаторах способствует пониманию и моделированию каталитических процессов, в частности гидроизомеризации н-алканов, актуальных для повышения октанового числа топлив.

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н., доц. Савинкову А.В. и научному консультанту к.х.н., доц. Шинкареву А.А. за совместную плодотворную работу и консультации.

Литература

1. Carr H.Y., Purcell E.M. Effects of diffusion on free precession in Nuclear Magnetic Resonance experiments // Phys. Rev. 1954. V.94. P.630.
2. Вашман А.А., Пронин И.С. Ядерная магнитная релаксация и ее применение в химической физике. М.: Наука. 1979. 234 с.
3. Эрих В.Н. Химия нефти и газа. Л.: «Химия». 1979. 284 с
4. Сулейманова Е.А. Исследование методом ЯМР влияния активации на гидратационные свойства бентонита. Дипломная квалификационная работа. КФУ. Казань. 2010.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $\text{HoCo}_5\text{-xGa}_x$

Жарковский А.Б.

МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: zharkovskiy98@gmail.com

Соединения на основе RCo_5 составляют обширный класс магнитоупорядоченных веществ, имеющих высокие значения намагниченности и констант магнитной анизотропии [1]. Для сплавов тяжелых редкоземельных металлов с 3d-переходными металлами характерно отрицательное обменное взаимодействие между подрешётками. Вследствие этого в этих составах наблюдается ферримагнитное упорядочение. В данной работе представлены результаты исследования намагниченности и МКЭ соединений $\text{HoCo}_5\text{-xGa}_x$.

Составы $\text{HoCo}_5\text{-xGa}_x$ ($x=1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$) были синтезированы методом электродуговой плавки. Образцы были переплавлены три раза с последующим отжигом при

1070 К в течение 200 часов. Рентгеноструктурный анализ показал, что все составы являются однофазными и имеют гексагональную кристаллическую структуру типа CaCu_5 (пространственная группа $R\bar{6}/mmm$).

В данной работе проводились измерения намагниченности в полях до 70 кЭ в интервале температур от 2 К до 400К, в полях до 70 кЭ при 4.2 К, а также измерялся МКЭ прямым методом в поле 12 кЭ.

Основные магнитные данные, полученные из измерения намагниченности для исследованных составов приведены в Таблице 1.

Как видно, введение Ga приводит к уменьшению температуры магнитного упорядочения T_c . В составах $\text{HoCo}_{3.8}\text{Ga}_{1.2}$ и $\text{HoCo}_{3.6}\text{Ga}_{1.4}$ наблюдается точка компенсации $T_{\text{комп}}$, в окрестности которой обнаружен сильный температурный гистерезис. Температурные зависимости намагниченности представлены на рис. 1. Намагниченность составов $\text{HoCo}_{3.4}\text{Ga}_{1.6}$, $\text{HoCo}_{3.2}\text{Ga}_{1.8}$ и HoCo_3Ga_2 монотонно спадает во всей области температур вплоть до температуры разупорядочения. Выше этой температуры зависимость $\sigma(H)$ линейна.

Таблица 1. Основные магнитные данные для составов $\text{HoCo}_{5-x}\text{Ga}_x$.

x	T_N , К	T_c , К	Θ_p , К	μ_{eff} , μ_B	$\mu_{\text{eff-Co}}$, μ_B	μ_s , μ_B	μ_{sat} , μ_B	μ_{satCo} , μ_B	$H_{\text{кр}}$, кЭ	μ , μ_B
1,2	87,7	372				4,78	5,68	1,14	63	0,45
1,4	72,2	280				5,03	6,09	1,09	50	0,52
1,6	62,8	155	-23,9	13,3	2,38	4,48	5,93	1,20	20	0,45
1,8	50	103	6,7	11,9	1,71	5,12	6,56	1,08		
2,0	29,9	45	17	12,3	2,09	5,80	7,36	0,88		

Из зависимостей $1/\chi(T)$ в парамагнитной области для этих составов определены значения парамагнитных точек Кюри Θ_p и эффективных магнитных моментов. Значения Θ_p оказались существенно ниже температур магнитного упорядочения, что указывает на наличие существенного отрицательного обменного взаимодействия в этих составах. Величины μ_{eff} оказались выше соответствующих значений для иона Ho ($\mu_{\text{eff Ho}}=10,6 \mu_B$) [2], что указывает на наличие магнитного момента в подрешетке Co.

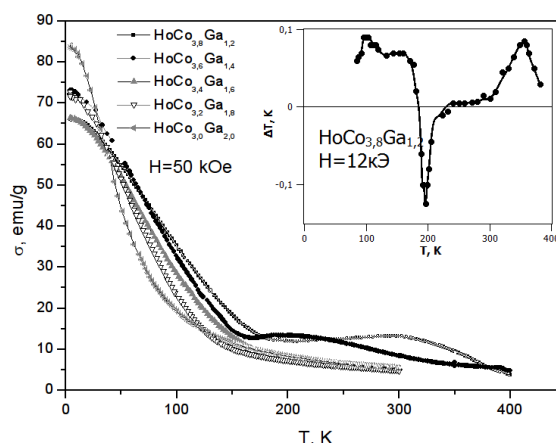


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности составов $\text{HoCo}_{5-x}\text{Ga}_x$ в поле 50 кЭ. На вставке: температурная зависимость МКЭ для $\text{HoCo}_{3.8}\text{Ga}_{1.2}$ в поле 12 кЭ.

На температурных зависимостях $d\sigma/dT$ для всех составов обнаружено наличие минимума в области температур ниже магнитного упорядочения. По мере увеличения концентрации Ga этот минимум смещается в область низких температур и становится уже. В таблице температура, при которой обнаружен минимум, обозначена как T_N .

В соответствии с литературными данными конкуренция магнитной анизотропии подрешеток Ho и Co приводит к образованию неколлинеарной конусной магнитной

структуры в составах на основе HoCo_5 . В данной серии мы наблюдаем отсутствие насыщения на кривых намагничивания в полях 50 кЭ. При увеличении магнитного поля на составах с $x = 1,2; 1,4; 1,6$ происходят скачки намагниченности примерно на 0,5 мВ, после которых наблюдается тенденция к насыщению. При этом величина критического $H_{\text{кр}}$, при котором происходит скачок уменьшается с уменьшением концентрации Co . Для составов с меньшим количеством Co таких скачков не наблюдается, а для состава с $x = 2$ наблюдается насыщение в поле 65 кЭ. Для состава $\text{HoCo}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}$ была получена температурная зависимость МКЭ в поле 12 кЭ (см. вставку к рис. 1). Зависимость хорошо согласуется с результатом измерения намагниченности: в низкотемпературной точке и точке Кюри обнаружены максимумы, а в районе точки компенсации резкий минимум.

Аномальный асимптотический температурный ход намагниченности исследованных составов, наличие точек компенсации, низкотемпературные точки, в которых проявляются аномалии магнитной восприимчивости и МКЭ, позволяют сделать вывод, что в данных составах подрешетка Ho является слабой [3]. На ионы Ho^{3+} действует более слабое обменное поле (в основном обменное поле кобальтовой подрешетки), чем между ионами Co . Из этого следует, что подсистема ионов Ho^{3+} при низких температурах находится в значительной степени в разупорядоченном состоянии и в ней при наложении внешнего поля возникает большой парапроцесс и, следовательно, существенный МКЭ, так как производная $d\sigma/dT$ велика. Обнаруженные низкотемпературные точки, по-видимому, являются точками перехода порядок-беспорядок для слабой подрешетки Ho . Выше этих температур магнитное упорядочение в составе возникает за счет подмагничивания подсистемы Ho подрешеткой Co . Разбавление кобальтовой подрешетки галием приводит к ослаблению так же и подрешетки Co , в результате чего наблюдается резкое понижение как температур магнитного упорядочения, так и низкотемпературных точек.

Литература

1. Zhao Tie-song, Jim Han-min, Guo Guang-hua, Han Xiu-feng, and Chen Hong//Phys. Ref. B. 1991. v. 43, No 10, p. 8593–8598.
2. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М., 1989.
3. А.С. Андреев, К.П. Белов, С.А. Никитин, А.М. Тишин// Успехи физических наук. 1989. No. 158 С. 553–579.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЕЙ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В МОНОКРИСТАЛАХ СПЛАВОВ $\text{Tb}_{0,2}\text{Gd}_{0,8}$ И $\text{Tb}_{0,1}\text{Gd}_{0,9}$

Звонов А.И.¹, Кошкидько Ю.С.², Цвик Я.², Смаржевская А.И.¹

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт низких температур и структурных исследований,

Вроцлав, Польша

E-mail: zvonov@physics.msu.ru

Чистые редкоземельные металлы (РЗМ), и их сплавы представляют большой интерес для науки и технических применений. Начиная с 50-ых годов 20-го века, была произведена серия открытий в РЗМ, их сплавах и интерметаллидах с 3-d элементами. В них были открыты гигантские значения магнитокристаллической анизотропии, магнитострикции и магнитокалорического эффекта, а также сложные магнитные структуры, которые претерпевают серьезные изменения при изменении температуры, давления, магнитного поля и прочих внешних условий.

Сплавы системы Tb-Gd представляют большой научный и прикладной интерес для исследований, так как при достаточно высокой концентрации гадолиния они обладают не только гигантскими значениями магнитострикции и магнитокристаллической анизотропии, но и имеют высокую (близкую к комнатной) температуру магнитного фазового

перехода (T_c). С научной точки зрения исследование свойств данных сплавов позволит пролить свет на природу гигантской магнитострикции и уточнить ответственные за её появление механизмы при различных температурах. Кроме того выяснение закономерностей и исследование полевых зависимостей гигантской магнитострикции сплавов системы Tb-Gd необходимо для их технического применения в устройствах точного позиционирования и источниках ультразвука.

Чистый гадолиний является коллинеарным ферромагнетиком с кристаллографической осью легкого намагничивания c . С повышением температуры гадолиний испытывает один магнитный фазовый переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние при температуре $\Theta_1 = 293$ К [1-5].

Чистый тербий является коллинеарным ферромагнетиком, но с кристаллографической осью легкого намагничивания b , лежащей в базисной плоскости гексагональной кристаллической решётки. С увеличением температуры в тербии наблюдается магнитный фазовый переход из ферромагнитного в геликоидальное антиферромагнитное (ГАФМ) состояние при температуре $\Theta_1 = 221$ К. Следующий магнитный фазовый переход, из ГАФМ фазы в парамагнитное состояние, наблюдается при температуре $\Theta_2 = 228$ К. Приложение внешнего магнитного поля уменьшает температурную область существования ГАФМ фазы за счёт увеличения Θ_1 и уменьшения Θ_2 . Полностью ГАФМ фаза в тербии подавляется во внешнем магнитном поле 180 Э [1-5].

При любой концентрации компонентов сплавы системы Tb-Gd образуют сплошной ряд твердых растворов замещения с кристаллической структурой Rb_3/mmc . По причине низких значений магнитокристаллической анизотропии гадолиния осью легкого намагничивания в сплавах системы Tb-Gd, как и в чистом тербии остаётся кристаллографическая ось b .

В данной работе представлены результаты исследования температурных зависимостей полей магнитокристаллической анизотропии (H_a) для высоко- и среднеанизотропных монокристаллов сплавов Tb_{0,2}Gd_{0,8} и Tb_{0,1}Gd_{0,9}, соответственно. Эти данные необходимы для расчёта температурных зависимостей констант магнитострикции, т.к. согласно теории магнитострикции, разработанной Кларком [6,7] для расчёта констант магнитострикции, необходимо, чтобы вектор намагниченности был сонаправлен с внешним магнитным полем (что достигается только при превышении внешним магнитным полем поля анизотропии в данном веществе). Это особенно важно для высокоанизотропных веществ, т.к. поля магнитокристаллической анизотропии в них в области низких температур сравнимы, или превышают магнитные поля, создаваемые в лабораториях.

Исследуемые монокристаллы были выращены методом Чохральского из исходных сплавов, которые были получены методом индукционной плавки из тербия и гадолиния чистотой не менее 99,9 %, плавка производилась в алундовом тигле, в атмосфере чистого аргона. Для гомогенизации сплавы подвергались многократной переплавке. Образцы для измерения намагниченности были вырезаны из монокристаллических слитков в форме параллелепипедов со сторонами $5 \times 6 \times 10$ мм, и с большей плоскостью, перпендикулярной кристаллографической оси c . Ориентация образца производилась методом Лауэ. Измерения полевых зависимостей намагниченности проводились в вибрационном магнитометре, устройство которого подробно приведено в статье [8].

Были произведены измерения полевых зависимостей намагниченности для монокристаллов сплавов Tb_{0,2}Gd_{0,8} и Tb_{0,1}Gd_{0,9} в магнитных полях до 14 Т вдоль кристаллографической оси c (ось трудного намагничивания для данного сплава) и оси b (ось легкого намагничивания). Исходя из экспериментальных данных, определялись температурные зависимости констант магнитокристаллической анизотропии K_2 и K_4 . И по формуле $\mu_0 H_a = K_2 / M_s$ были определены температурные зависимости полей магнитной анизотропии. Для сплава Tb_{0,2}Gd_{0,8} поле магнитокристаллической анизотропии не превышает 8 Т для температур выше 115 К, и затем плавно уменьшается до нуля при достижении температуры Кюри. В сплаве Tb_{0,1}Gd_{0,9} поле магнитной анизотропии соответственно ниже.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-02-00472 А.

Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
2. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1990.
3. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М: Мир. 1974.
4. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов, УФН. 1964. т. 82. вып. 3. С. 449.
5. Burgardt P., Legvold S. Magnetic ordering in terbium alloys. Phys. Rev. B. Vol. 20. № 9 (1979).
6. A. E. Clark, B. F. DeSavage, and E. R. Callen, J. Appl. Phys. 35, 1028 (1964).
7. A. E. Clark, B. F. DeSavage, and R. Bozorth, Phys. Rev. 138, A216 (1965).
8. Nizhankovscii V.I., Lugansky L.B. Vibrating sample magnetometer with a step motor. Meas. Sci. Technol. 18 (2007), p. 1533.

ВЛИЯНИЕ КЛАСТЕРОВ ВТОРИЧНОЙ ФАЗЫ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК Ge:Mn

Зиборов Г.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной физико-химической инженерии, Москва, Россия
E-mail: geziborov@yandex.ru*

Интерес к тонким пленкам Ge:Mn обусловлен экзотическим ферромагнитным упорядочением в подсистеме диспергированных ионов марганца, происходящим по перколяционному сценарию при низких температурах < 13 К. В работе [2] обсуждались фундаментальные закономерности возбуждения и распространения спиновых волн и спин-волновой резонанс, работа [1] посвящена механизмы переноса носителей заряда. Здесь целью являлось установление влияния распределения кластеров Ge₃Mn₅ по размеру на температурные зависимости намагниченности пленок Ge:Mn.

Распределение кластеров по объему задается логнормальной функцией:

$$\rho(V) = \frac{1}{V\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\ln \frac{V}{V_m}}{\sigma}\right]^2\right), \quad (1)$$

где σ – дисперсия, V_m – медианный объем. Затем были измерены температурные зависимости магнитного момента пленок Ge:Mn, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC) и магнитном поле $H = 10$ кЭ (FC). Для удобства анализа экспериментальных данных было записано выражение для производной по температуре T разности магнитных моментов $\Delta M = M_{FC} - M_{ZFC}$, предварительно сделав в интеграле замену переменных $V = \gamma k_B T / K$:

$$\frac{d(\Delta M)}{dT} = \frac{HM_s^2}{3K} (\alpha - 1) \left(\frac{\gamma k_B}{K}\right)^2 T \rho\left(\frac{\gamma k_B T}{K}\right). \quad (2)$$

На рис. 1 представлена температурная зависимость производной $d(\Delta M)/dT$ и ее аппроксимация выражением (2) с функцией распределения, задаваемой формулой (1), показанная пунктирной линией. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.79$. Из аппроксимации были определены температура блокировки $T_B = 214$ К и дисперсия магнитной анизотро-

пии $\sigma_E = 1.1$, значение которой оказалась близко к дисперсии распределения кластеров по диаметру $\sigma_D = 1.2$.

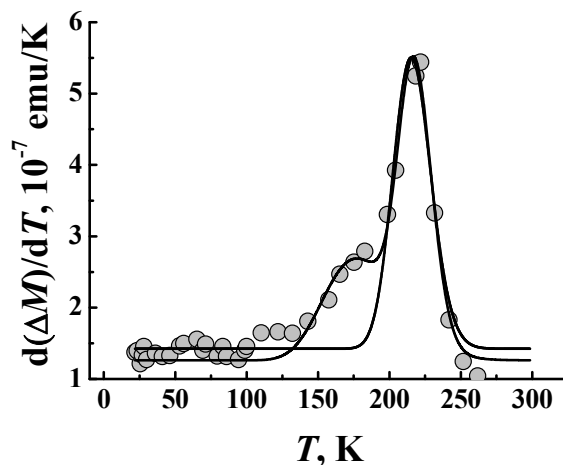


Рис. 1. Температурная зависимость производной $d(\Delta M)/dT$.

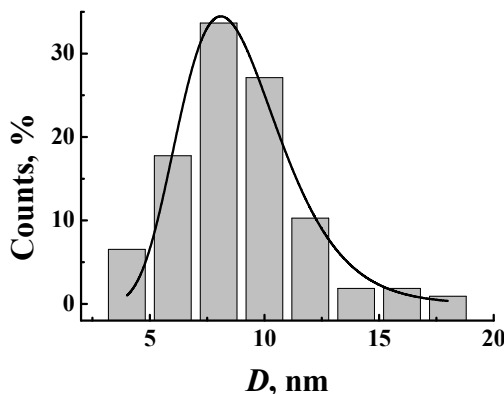


Рис. 2. Гистограмма распределения кластеров Ge_3Mn_5 по объему.

Немонотонная зависимость $d(\Delta M)/dT$ отражает распределение кластеров Ge_3Mn_5 по размеру (рис. 2) или по энергии магнитной анизотропии. Приведенная на рис. 1 кривая воспроизводит вид зависимости $\rho(E_a)$ (где $E_a = KV$ – энергия магнитной анизотропии), то есть воспроизводит энергетический профиль магнитной анизотропии. На рисунке 2 видно, что распределение кластеров Ge_3Mn_5 по диаметру является логнормальным с правосторонней асимметрией. Однако распределение $\rho(E_a)$ имеет левостороннюю асимметрию, что нехарактерно для логнормальной функции. Это позволяет сделать вывод, что в образцах присутствует еще один вид нановключений, которые не видны в электронном микроскопе.

Сплошной линией на рис. 1 показана аппроксимация зависимости производной $d(\Delta M)/dT$ выражением (2) с двумя функциями распределения, задаваемыми формулой (1). Это эквивалентно предположению, что выборка происходит из двух разных «популяций» нановключений, так как наличие двух мод в одной популяции маловероятное явление и не подтверждается данными электронной микроскопии. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.91$ заметно выше, чем в случае унимодального распределения. Из аппроксимации были определены значения температуры блокировки $T_B = 217$ К для кластеров Ge_3Mn_5 и 173 К для второй «популяции» нановключений, значения $\sigma_E = 1.05$ для обеих «популяций» близки. Зная температуру блокировки $T_B = 217$ К и средний диаметр 9 nm кластеров Ge_3Mn_5 можно оценить константу магнитной анизотропии K по формуле $T_B =$

$KV/25$ кВ. Значение константы магнитной анизотропии $K = 2 \cdot 10^6$ эрг/см³ оказалось близко к соответствующему значению, полученному ранее в работе [3].

Выражаю благодарность научному руководителю к.ф.-м.н., с.н.с. ИПХФ РАН А.И. Дмитриеву за внимание к работе и помощь на всех этапах ее выполнения.

Литература

1. Дмитриев А.И., Буравов Л.И. Конкуренция зонного и прыжкового механизмов переноса носителей заряда в тонких пленках Ge:Mn // ФТТ, 2017. Т. 59. В. 3. с. 523-527.
2. Дмитриев А.И., Дмитриева М.С., Зиборов Г.Г. Спин-волновой резонанс в тонких пленках Ge:Mn с перколяционным магнитным упорядочением // ФТТ, 2018. Т. 60. В. 5. с. 919-922.
3. Jain A., Jamet M., Barski A., Devillers T., Yu I.-S., Porret C., Bayle-Guillemand P., Favre-Nicolin V., Gambarelli S., Maurel V., Desfonds G., Jacquot J. F., Tardif S. Structure and magnetism of Ge₃Mn₅ clusters // J. Appl. Phys, 2011. V. 109. N. 1. p. 013911.

МАГНИТНЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ В ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Иванов П.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: palalex67@gmail.com

Метаматериалы состоят из резонансных элементов (метаатомов), размер которых много меньше длины волны падающего электромагнитного излучения. Свойства такой структуры в целом определяются не только характеристиками индивидуальных элементов, но и взаимодействием между ними. Коэффициент взаимодействия элементов может существенно отличаться в зависимости от типа метаатомов и способа их упорядочения. В результате взаимодействия по метаматериалу могут распространяться медленные волны токов, так называемые магнитоиндуктивные волны, определяющие дисперсионные характеристики метаматериалов.

На краях структуры имеет место отражение магнитоиндуктивных волн, образующих стоячие волны на дискретном наборе частот. Чтобы найти моды колебаний системы, нужно определить собственные векторы токов в структуре. Для математического описания линии из N элементов на нулевое и $N + 1$ места добавляются «виртуальные» невозбужденные элементы, где значение тока полагается равным нулю. Тогда выражение для l -го собственного вектора имеет вид:

$$I_n^{(l)} = I(N) \sin\left(\frac{n l \pi}{N + 1}\right) \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N, N + 1). \quad (1)$$

В общем случае могут возбуждаться все моды колебаний, но выбирая способ возбуждения структуры можно управлять тем, какие моды будут возбуждаться, а какие - нет. При симметричном возбуждении не могут быть возбуждены антисимметричные моды и наоборот.

На Рис.1а представлены экспериментальные данные для планарной линии из 7 метаатомов. Можно заметить, что при возбуждении центрального элемента локальным полем и возбуждении всей линии однородным полем возбуждаются одни и те же симметричные моды, изображенные на Рис.1б. Наблюдаются четыре резонанса, соответствующие четырем модам колебаний. Наибольшая амплитуда тока при возбуждении однородным полем наблюдается, когда все элементы возбуждаются в фазе, что соответствует верхней моде на Рис.1б.

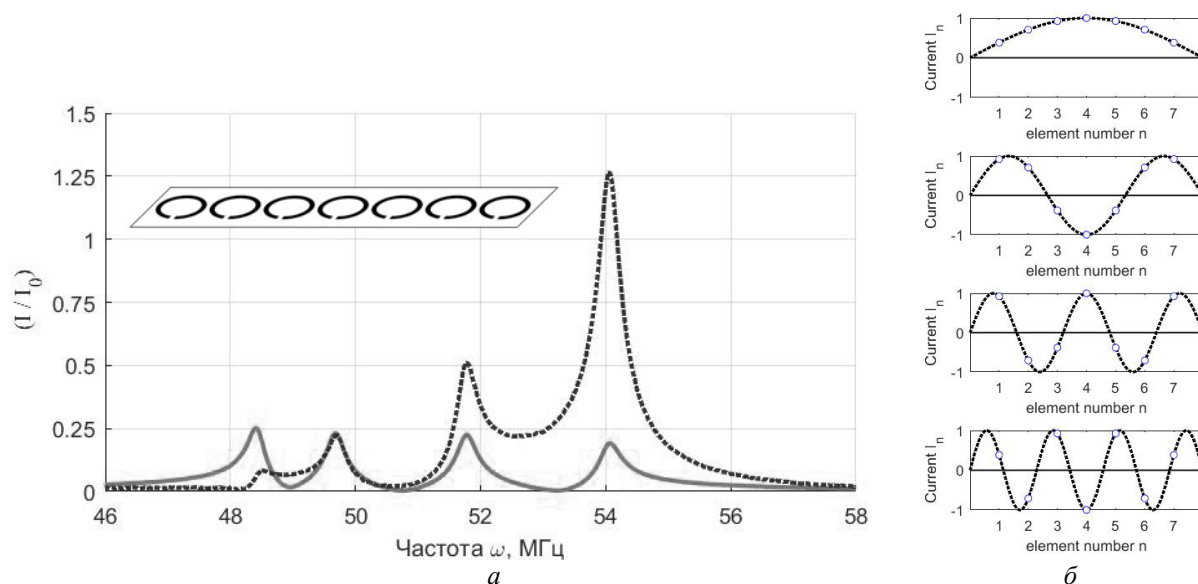


Рис. 1. Эспериментальные частотные зависимости нормированных амплитуд токов с четвертого (центрального) элемента планарной линии при возбуждении этого элемента локальным полем (темная пунктирная линия) и при возбуждении всей линии однородным полем (светлая линия) (а). Возбуждаемые моды (б).

В работе было проведено исследование поведения структур разного уровня сложности от двух отдельных метаатомов до двухслойной метаповерхности. Моделирование отклика каждого отдельного образца имеет хорошее сходство с результатами эксперимента.

Литература

1. Solyman L., Shamonina E. Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford. P. 2009, 213-289.

FORC-АНАЛИЗ ДЛЯ МИРОПРОВОДОВ ИЗ СПЛАВА НА ОСНОВЕ Fe

Колесникова В.Г.

Балтийский ФУ им. И. Канта, Калининград, Россия

E-mail: vakolesnikovag@gmail.com

Аморфные ферромагнитные микропровода из сплавов на основе железа, полученные методом Улитовского-Тейлора, обладают уникальными магнитными свойствами. Такие микропровода имеют микромагнитную структуру, состоящую из одного продольного домена (без учета незначительного вклада периферии) и двух замыкающих доменов. Процесс перемагничивания в данном объекте происходит путём быстрого распространения доменной стенки вдоль его оси, в результате наблюдается прямоугольная петля гистерезиса. Этот бистабильный тип петли является физическим примером гистерона в математической модели гистерезиса Прейзаха [1]. FORC-анализ (First Order Reversal Curve – обратная кривая первого рода) основан на такой математической модели. Таким образом, с одной стороны применяя FORC-анализ к бистабильным микропроводам с прямоугольной петлей гистерезиса, мы можем лучше понять и научиться интерпретировать измерения FORC. С другой стороны, метод FORC может помочь нам узнать больше о магнитных свойствах аморфных микропроводов и систем магнитостатически взаимодействующих микропроводов из сплава на основе Fe.

Измерения проводились на индуктивном магнитометре. Мы анализировали петли гистерезиса и FORC-кривые микропроводов из сплава $Fe_{74}V_{13}Si_{11}C_2$ в стеклянной оболочке. Были исследованы образцы двух типов: 1) одиночный микропровод и 2) система из двух магнитостатически взаимодействующих микропроводов. Для измерений исполь-

зовались образцы длиной 5 см, помещенные в приемную катушку длиной 7 см. Диапазон амплитуды возбуждающего магнитного поля от 80А/м до 1000А/м, частота магнитного поля от 5 Гц до 400 Гц.

Одиночный микропровод имеет идеальную прямоугольную петлю гистерезиса (на низких частотах до 50 Гц и низких амплитудах поля до 300А/м), а система из двух микропроводов имеет ступенчатую петлю гистерезиса, характеризующуюся двумя скачками Баркгаузена [2]. Присутствие на петле гистерезиса ступеней связано с магнитостатическим взаимодействием между проводами. С увеличением амплитуды и частоты магнитного поля петля гистерезиса становится более «сглаженной» [3]. Для анализа магнитостатического взаимодействия и выявления «внешнего» и «собственного» размагничивания в системе микропроводов из сплавов на основе Fe были построены графики SFD (Switching Field Distribution – распределение полей переключения). С помощью SFD мы можем проанализировать процесс перемагничивания в каждом проводе в присутствии его соседа. Результаты FORC-анализа могут быть использованы для улучшения свойств магнитных датчиков на основе бистабильных микропроводов.

Литература

1. F. Béron et al, J. Appl. Phys. 103, 07D908 (2008).
2. V. Rodionova et al, J. Appl. Phys. 111, 07E735 (2012).
3. V. Rodionova et al, J Supercond Nov. Magn. 24: 541–547 (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ АНСАМБЛЕЙ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ

Комлев А.С.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alkomlev98@yandex.ru*

Начиная с 60-х годов прошлого столетия и по нынешний момент, аморфные микропровода представляют большой интерес с точки зрения практических применений. Из-за аморфной структуры магнитоупругая анизотропия и магнитная анизотропия формы рассматриваются как основные факторы, определяющие их гистерезисные магнитные свойства. В ряде приложений интерес представляют массивы близко расположенных магнитных проводов. Низкоразмерность, наличие эффекта магнитоимпеданса, магнитной бистабильности, магнитокалорического эффекта, памяти формы предопределило их применение в качестве логических элементов и датчиков [1-3].

Близкое расположение нескольких микропроводов друг к другу может привести к появлению магнитостатической связи между ними. Это может существенно сказаться на магнитном отклике массивов проводов, так как их свойства будут определяться не только вкладом отдельных проводов, но и их взаимодействием. В этом случае их суммарный магнитный отклик будет зависеть от магнитного поля, создаваемого каждым элементом.

В этой работе рассматривались пучки микропроводов, которые состояли из элементов различного состава, длины, диаметра и отличались их распределением в композите.

Экспериментальные данные были получены при помощи вибрационного магнитометра VSM LakeShore 7404. Были получены петли гистерезиса для образцов в различных диапазонах магнитного поля (максимальное поле - 500 Э, 5000 Э, 16000 Э) и при различных ориентациях магнитного поля относительно оси образца (0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°) (рис.1).

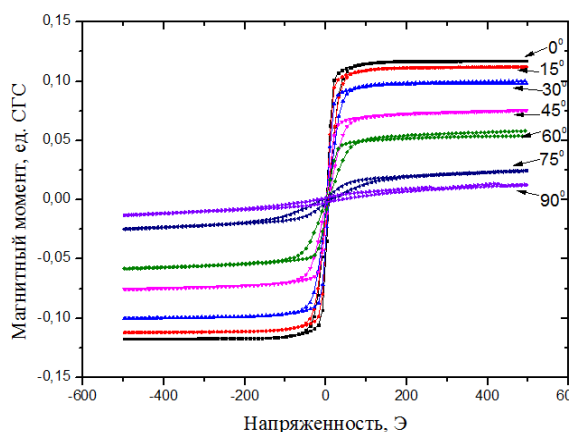


Рис.1 Петли гистерезиса для образца при различных углах между его осью и магнитным полем

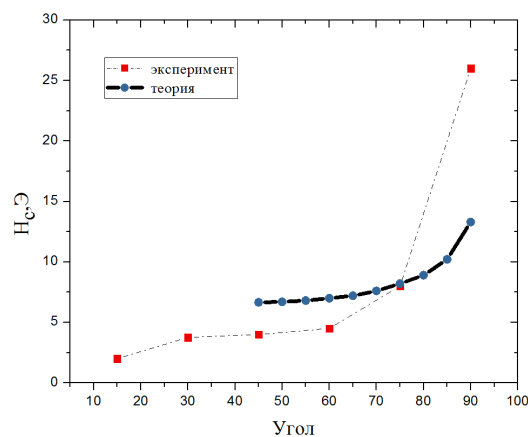


Рис.2 Экспериментальные и теоретические зависимости коэрцитивной силы от угла между осью образца и магнитным полем

На основе полученных данных для каждого образца была определена остаточная намагниченность, нормированная на намагниченность насыщения, для случая, когда ось пучка была параллельна направлению магнитного поля. Были получены зависимости коэрцитивной силы от ориентации микропроводов относительно магнитного поля. Экспериментальные данные были сопоставлены с теоретической зависимостью для случая перемагничивания однодоменной частицы эллипсоидальной формы [4] (рис.2). Из анализа корреляции теоретических и экспериментальных данных был сделан вывод о вкладе доменной структуры внешней оболочки микропровода и продольно намагниченного внутреннего ядра в регистрируемый сигнал при перемагничивании. Предполагается, что исследование влияния конфигурации пучка микропроводов на его магнитные свойства позволит составлять композит в соответствии с заранее заданными параметрами.

Автор благодарит сотрудника МИСиС Баутина В.А. за предоставленные образцы.

Литература

1. I. Baraban et al., The role of structural properties on magnetic characteristics of glass-coated microwires, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 459, (2018), 61–65
2. V. Rodionova et al., Tailoring of Magnetic Properties of Magnetostatically-Coupled Glass-Covered Magnetic Microwires, *Supercond Nov Magn*, 24, (2011), 541–547
3. V. Rodionova et al., Spectral properties of electromotive force induced by periodic magnetization reversal of arrays of coupled magnetic glass-covered microwires, *J. Appl. Phys.*, 07E735, (2012), 111
4. Г.С. Кринчик Физика магнитных явлений. М., Изд-во Моск. Ун-та, 1976

ЭЛЕКТРОННО-ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Co_2YSi ($Y=\text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$)

Коренистов П.С.^{1,2}, Семянникова А.А.², Перевозчикова Ю.А.²

¹ УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Физико-технологический институт, Екатеринбург, Россия

² ИФМ имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: korenistov1995@mail.ru

Существуют интерметаллические соединения с общей формулой X_2YZ (X и Y – 3d металлы, Z – s, p элементы Периодической таблицы), называемые сплавами Гейслера. Данные соединения обладают множеством полезных функциональных свойств, таких как эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, гигантское магнитосопротивление и т.п. [1].

В работе [2] в соединении Co_2FeSi наблюдалась высокая спиновая поляризация носителей заряда. В работе [3] показано, что при варьировании Y- и/или Z-компоненты в сплавах Co_2YAl и Co_2FeZ , происходят изменения в электронной зонной структуре вблизи уровня Ферми. Это, в свою очередь, находит отражение в изменении их магнитных характеристик и электронно-транспортных свойств. Поэтому представляет интерес проследить за изменением в поведении электронно-транспортных свойств сплавов системы Co_2YSi при $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni}$. Это и легло в основу данной работы, цель которой – изучение магнитных свойств и эффекта Холла в сплавах Гейслера Co_2YSi при низких температурах.

Эффект Холла и намагниченность сплавов Гейслера Co_2YSi исследованы при температурах $T = 4.2$ К и в полях до 100 кЭ. Показано, что при переходе от Co_2TiSi к Co_2NiSi , наблюдаются существенные изменения намагниченности, знака и величины коэффициента нормального эффекта Холла, значений коэффициента аномального эффекта Холла и остаточного сопротивления, типа и концентрации носителей заряда и их подвижностей, наблюдается степенная зависимость коэффициента аномального эффекта Холла от остаточного электросопротивления с показателем степени $k = 3.1$, что не соответствует существующим теоретическим представлениям, но коррелирует с экспериментальными данными, полученными на подобных системах сплавов Гейслера.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проекты № 18-02-00739 и № 18-32-00686), Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-37) и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

Литература

1. Tanja Graf, Claudia Felser, Stuart S.P. Parkin, Progress in Solid State Chemistry 39, 1 (2011) DOI: 10.1016/j.progsolidstchem.2011.02.001.
2. D. Bombor, C.G.F. Blum, O. Volkonskiy, S. Rodan, S. Wurmehl, C. Hess, B. Buchner, Physics Review Letter 110, 066601 (2013) DOI: 10.1007/s10948-017-4206-2.
3. V.V. Marchenkov, Yu.A. Perevozchikova, N.I. Kourov, V.Yu. Irkhin, M. Eisterer, T. Gao. JMMM 459, (2018) P. 211. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.11.019.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ НА МИКРО- И ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ КВАЗИБИНАРНОГО СОЕДИНЕНИЯ $\text{Sm}(\text{Co},\text{Ni},\text{Fe})_5$

Коробейничева О.И.

ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: olgakorobeynicheva@gmail.com

Формирование высококоэрцитивного состояния в редкоземельных интерметаллидах $\text{R}(\text{Co},\text{M})_5$ ($M = \text{Fe, Ni, Cu, Al}$) происходит в процессе термических обработок. В результате отжига формируется регулярная микро- и наноструктура с эффективными центрами задержки смещения доменных границ [1–3]. В данной работе приводится результат анализа микро- и магнитной доменной структуры соединения $\text{Sm}(\text{Co}_{0.2}\text{Ni}_{0.2}\text{Fe}_{0.6})_5$, в котором атомы кобальта в кристаллической решетке частично замещаются никелем и железом.

Исходные сплавы были получены методом индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона, разлиты на охлаждаемую подложку и подвергнуты гомогенизирующему отжигу при 1100°C в течение 5 часов с последующей закалкой в воду. Измерение температурных зависимостей удельной намагниченности проводилось методом вибрационного магнитометра в температурном интервале 80–800 К. В работе выполнен анализ микроструктуры и элементного состава образцов методами оптической (Neophot-30) и растворовой электронной микроскопии (JEOL JSM-6610LV). Магнитная доменная структура

выявлялась на Neophot-30 методом полярного эффекта Керра и магнитного коллоида, а также на сканирующем зондовом микроскопе Solver Next (NT MDT) методом магнитно-силовой микроскопии.

На рис.1 приведены результаты термического магнитного фазового анализа сплава в исходном состоянии и после отжига. На температурных зависимостях удельной намагниченности видны перегибы, соответствующие температурам магнитного упорядочения ферромагнитных фазовых составляющих. В образце исходного сплава присутствуют три магнитных составляющих, а после гомогенизирующего отжига — две. При этом значение удельной намагниченности отожженного образца увеличивается на 20%.

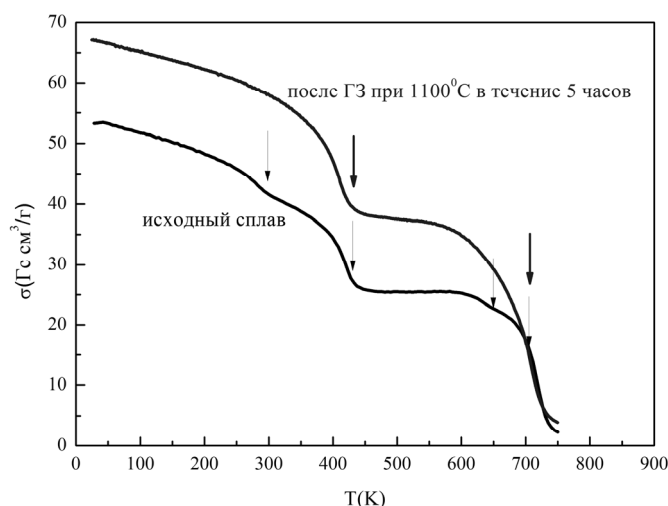


Рис.1. Температурные зависимости удельной намагниченности исходного и гомогенизированного сплава $\text{Sm}(\text{Co}_{0,2}\text{Ni}_{0,2}\text{Fe}_{0,6})_5$.

По данным исследования микроструктуры также видно, что в литом состоянии (рис.2а) исходный сплав является многофазным. Энергодисперсионный анализ показывает, что в сплаве присутствуют фазы $\text{Sm}_2(\text{Fe},\text{Co},\text{Ni})_{17}$, $\text{Sm}_2(\text{Fe},\text{Co},\text{Ni})_7$, $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co},\text{Ni})_3$ и $\text{Sm}(\text{Co},\text{Ni})$. По доменной структуре (рис.2б) видно, что часть фаз обладает магнитным упорядочением.

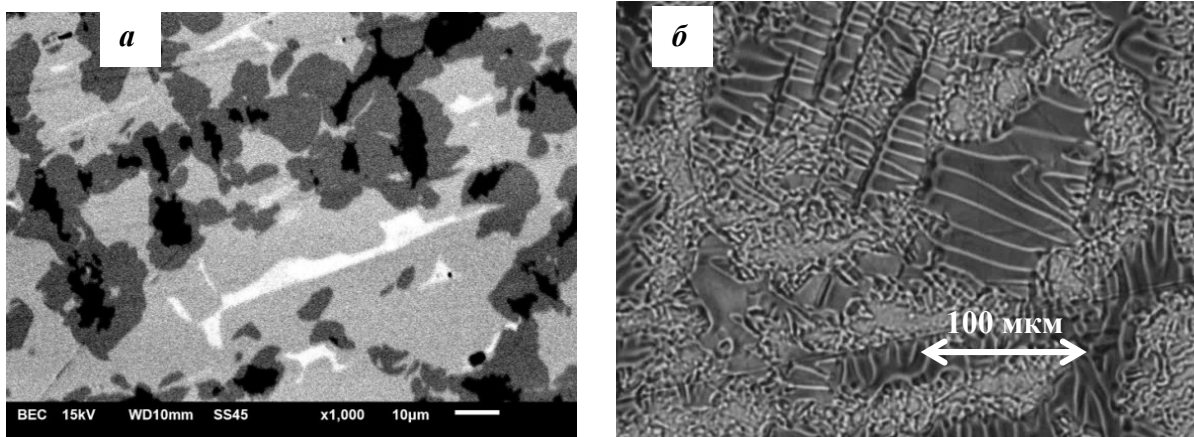


Рис.2. Микроструктура исходного сплава (а), выявленная методом РЭМ и магнитная ДС, выявленная методом магнитного коллоида (б).

Литература

1. Дерягин А.В. Редкоземельные магнитомягкие материалы // Успехи физических наук. 1976. Т. 120. Вып. 3. С.393 – 437.
2. Пастушенков Ю.Г. Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров: Монография. Тверь: Тверской государственный университет, 2007. 151 с.

3. Супонев Н.П., Дегтева О.Б., Семенова Е.М. // Физика магнитных материалов. Тверь. 1997. С.38-48.

МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА КОМПОЗИЦИЙ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И 3-D ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Косолапов Н.А.

ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: nikita.kosolapov.1996@mail.ru

Формирование спеченных гетерогенных композиций, позволяет создавать магнитные материалы с заданными физическими свойствами [1]. В работе проведены исследования микроструктуры, доменной структуры и процессов перемагничивания спеченных гетерогенных композиций, созданных на основе сплавов $Sm(Co_{0.6}Cu_{0.4})_{6.0}$ и $Nd_2Fe_{14}B$ с разными механизмами перемагничивания.

Исходные составляющие были синтезированы методом индукционной плавки в атмосфере аргона и в дальнейшем измельчались в центробежно-планетарной мельнице до размеров частиц 1-10 мкм. Порошковые брикеты формировали методом влажного пресования с взаимно перпендикулярными направлениями приложенного давления и ориентирующего магнитного поля 15кЭ. Температуры спекания, отжига и длительность термических обработок подбирались для каждого композита индивидуально исходя из относительного содержания составляющих. Удовлетворительные результаты были получены на образцах, которые спекались в течение 1 часа при температурах 1100 и 1070°C.

Исследование микроструктуры проводилось методами оптической и растровой электронной микроскопии. Анализ микроструктуры и рентгеновских спектров для образцов с 10% и 30%-ным содержанием $Nd_2Fe_{14}B$ показывает наличие четырех фаз: $(Sm,Nd)(Co,Cu,Fe)_5$, $(Sm,Nd)_2(Co,Cu,Fe)_{17}$, $Fe_{31}Co_{65}Cu_4$ и фазы, обогащенной кислородом. Составляющая $(Sm,Nd)(Co,Cu,Fe)_5$ занимает 85% объема образца и в ней при увеличении относительного содержания $Nd_2Fe_{14}B$ меняется содержание основных элементов: увеличивается содержание Fe , Nd и Cu , а содержание Co и Sm уменьшается.

Методами магнитно-силовой микроскопии (Solver Next (NT-MDT)) были получены изображения полей рассеяния доменной структуры образцов различных структурных составляющих спеченных композитов.

Литература

1. Супонев Н.П., Дегтева О.Б., Семенова Е.М. Исследование процессов перемагничивания спеченных гетерогенных композиций на основе порошков сплавов Nd-Fe-B и Sm-Co-Cu // Физика магнитных материалов. Тверь, 1997. С.38-48.

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ БИСТАБИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ СПЛАВА $(NdSmDy)(FeCo)$ В ВБЛИЗИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

Костюченко С. А.¹, Дмитриев А. И.², Филатов А. А.¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

Постоянные магниты семейства $Nd_2Fe_{14}B$ нашли широкое применение в самых различных технических устройствах, работающих при комнатной температуре, благодаря их хорошим эксплуатационным свойствам и относительно невысокой стоимости. В настоящее время предпринимаются попытки использовать эти сплавы в системах, рабо-

тающих при низких температурах, например, в криогенных магнитных ондуляторах на постоянных магнитах [1]. В окрестности температуры $T_{SR} = 135$ К в сплавах серии $Nd_2Fe_{14}B$ происходит спонтанное изменение направления вектора намагниченности (изменение полярности магнита), вызванное спин-переориентационным переходом, что затрудняет их низкотемпературную эксплуатацию [2, 3]. В данной работе установлено, что в окрестности спин-переориентационного перехода в сплаве $(NdSmDy)(FeCo)B$ формируются бистабильные магнитные состояния с двумя равновероятными ориентациями вектора намагниченности, соответствующими различной полярности постоянного магнита. Показано, что полярность спеченных магнитов семейства $Nd_2Fe_{14}B$ в окрестности спин-переориентационного перехода может быть стабилизирована небольшим внешним магнитным полем, что открывает новые возможности для применения таких магнитов.

Литература

1. T. Hara, T. Tanaka, H. Kitamura, T. Bizen, X. Marechal, T. Seike, T. Kohda, Y. Matsuura, Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 050702 (2004).
2. S. Hirose, Y. Matsuura, H. Yamamoto, S. Fujimura, M. Sagawa, H. Yamauchi, J. Appl. Phys. 59, 873 (1986).
3. N.C. Koon, B.N. Das, M. Rubinstein, J. Tyson. J. Appl. Phys. 57, 4091 (1985).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА МАГНЕТИЗМ И СТАБИЛЬНОСТЬ НАНОПРОВОДОВ Co НА СТУПЕНЧАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ $Pt(111)$

Кошелев Я.С.^{1,2}, Бажанов Д.И.^{1,3}

¹МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

²Сколковский институт науки и технологии, Москва, Россия,

³Вычислительный центр им. А.А.Дородницына РАН, Москва, Россия

E-mail: ys.koshelev@physics.msu.ru, dima@kintechlab.com

Для наноразмерных магнитных устройств памяти наиболее подходящими структурами являются системы, способные к сохранению сильной магнетизации в условиях влияния внешних магнитных полей, электрических токов и тепловых флуктуаций, а так же системы, обладающие большими значениями энергии магнитной анизотропии [1]. За последние два десятилетия, благодаря развитию туннельной микроскопии, учеными достигнут большой прогресс в экспериментальном изучении подобных систем, а также в их конструировании путем поштучного последовательного прецизионного расположения атомов на различных подложках [2]. На настоящий момент формирование и экспериментальное исследование наноструктур является сложной ресурсоемкой задачей, требующей больших материальных и технологических затрат. Совершенствование вычислительных технологий позволило проводить первопринципные теоретические исследования в данном направлении.

В настоящей работе было проведено первопринципное теоретическое исследование квантовых магнитных свойств и стабильности одномерных монооксидов нанопроводов Co на вицинальных поверхностях $Pt(110)$. Структура и электронные конфигурации рассчитывались с помощью теории функционала электронной плотности. Стабильность структур в физически реализуемых диапазонах температур и давлений исследовалась методами первопринципной атомистической термодинамики. Были рассмотрены два сечения кристалла Pt , представляющие А и В типы ступеней. Для всех структур были обнаружены высокие значения магнитного момента атомов Co . Также было обнаружено, что окисление нанопровода может не только менять сцепление его атомов, но также приводить к появлению вырождения по энергии в этом сцеплении, более того, было показано, что с помощью подачи внешнего электрического поля возможно прецизионное переключение между сцеплениями. Детальное изучение магнитной анизотропии показа-

ло, что присутствие кислорода в системе понижает энергию магнитной анизотропии, а также может изменять направление намагниченности. Тем не менее, значения энергий магнитной анизотропии для всех типов окисления остаются существенными по сравнению с магнитными ячейками в виде одиночных атомов. Разработанная нами термодинамическая модель показала, что одномерные монооксиды Со являются более стабильными на исследуемых поверхностях, чем чистые нанопровода. Таким образом, формирование низкоразмерных оксидов нанопровода может предотвратить перемешивание его атомов с подложкой.

Литература

1. Toshiba Corporation. Toshiba develops new MRAM device which opens the way to giga-bits capacity. Press Release. 2007.
2. D. M. Eigler and E. K. Schweizer. Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope. NATURE. 1990, 344, 524-526.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Кротевич Н. Ю.

*ФГБОУ ВО «Астраханский государственный университет»,
физико-технический факультет, Астрахань, Россия.
E-mail: nikitakrotevih007@gmail.com*

В настоящее время в связи с уменьшением запасов природных ресурсов бурно развивается отрасль энергетики, основанная на возобновляемых источниках энергии (солнечные батареи, ветроэнергетика, приливы и отливы и т.д.)

Идея проекта состоит в возможности выработки электроэнергии для питания низковольтных источников света на основе электрогенераторов, состоящих из систем мощных магнитов и симметрично к ним расположенных катушек при перемещении одного из этих элементов относительно другого в результате прогиба поверхности над ними

Области применения

1. Помещения с большими человекопотоками:

- Вокзалы
- Офисы
- Торговые центры
- Образовательные учреждения

2. Освещения вдоль транспортных артерий:

- Переезды и переходы через ЖД полотно
- Придорожная осветительная система
- Пешеходные переходы

Результаты проекта

- Обеспечение комфортных условий для участников дорожного движения.
- Снижение расходов бюджетных средств.
- Снижение количества несчастных случаев в ДТП в нашем регионе после внедрения результатов проекта.

ДИНАМИКА ЗАРОЖДЕНИЯ И КОЛЛАПСА МАГНИТНЫХ
МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ ГРАНАТОВ

Куликова Д.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: dp.kulikova@physics.msu.ru

В связи с развитием информационных и энергосберегающих технологий в последние десятилетия наблюдается всё больший интерес к материалам, в которых проявляется взаимосвязь магнитных и электрических свойств.

Так, в работе [1] впервые было экспериментально продемонстрировано перемещение доменных границ в пленках ферритов гранатов под действием неоднородного электрического поля точечного электрода. В дальнейшем удалось усилить данный эффект с помощью приложения к пленке внешнего магнитного поля [2].

В 2016 году был обнаружен эффект электроиндуцированного зарождения цилиндрического магнитного домена (ЦМД) из монодоменного состояния в пленке феррита граната [3], что было предсказано в работе [4]. Важно отметить, что все описанные явления в основном наблюдались в пленках феррита граната, выращенных на подложке из гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической ориентацией (210).

С фундаментальной и с практической точек зрения необходимо дальнейшее изучение особенностей эффекта электроиндуцированного зарождения ЦМД, а также поиск новых материалов, в которых наблюдается данное явление.

В данной работе представлены экспериментальные результаты по исследованию особенностей процесса зарождения ЦМД в пленках $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенных на подложке из гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ с двумя типами кристаллографической ориентации подложки: (210) (образец №1) и (110) (образец №2).

Образец №1 характеризовался толщиной пленки феррита граната $h = 9,7$ мкм и периодом полосовой доменной структуры $p = 29$ мкм. Образец №2, соответственно, $h = 11,6$ мкм, и $p = 40$ мкм.

Образцы помещались во внешние магнитные поля смещения: H_{\parallel} , параллельное плоскости плёнки, и H_{\perp} , перпендикулярное плоскости пленки. Увеличивая значение H_{\parallel} , можно усиливать влияние электрического поля на магнитную структуру. H_{\perp} необходимо для перевода образца в монодоменное состояние.

Неоднородное электрическое поле создавалось электродом (молибденовой проволокой диаметром около 10 мкм), к которому было приложено постоянное напряжение от высоковольтного источника. Микромагнитная структура пленки была визуализирована с помощью магнитооптического метода Фарадея.

Метод высокоскоростной фотографии [5] использовался для исследования динамических особенностей процесса зарождения: на электрод подавался прямоугольный импульс отрицательного напряжения длительностью 0,8 мкс и фронтом 50 нс. Лазер для визуализации излучал импульсы подсветки длиной 10 нс.

Было установлено, что электроиндуцированное зарождение ЦМД в исследуемых пленках ферритов гранатов происходит под действием положительного скачка напряжения. Таким образом, при подаче на электрод импульса отрицательной полярности ЦМД зарождается на его заднем фронте, остается стабильным на участке постоянного напряжения, уменьшается в размерах и коллапсирует на переднем фронте.

На рис. 1 представлены изображения, иллюстрирующие изменения размера зародившегося ЦМД при коллапсе в образце №1, и график зависимости большей полуоси эллипса ЦМД от времени. По представленным данным была рассчитана скорость движения доменной границы при коллапсе: она составляет около 50 м/с.

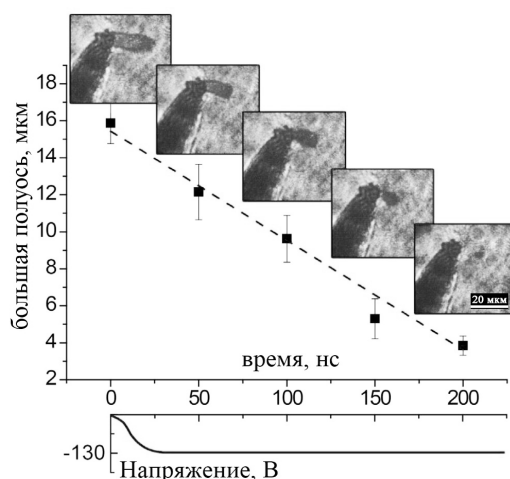


Рис. 1. (Образец №1) Динамика коллапса ЦМД при отрицательном импульсе напряжения 130 В ($H_{\parallel} = 200$ Э, $H_{\perp} = 70$ Э). Точки на графике зависимости большей полуоси эллипса ЦМД от времени соответствуют приведенным магнитооптическим изображениям.

В образце №2 также наблюдается эффект электроиндуцированного зарождения ЦМД. Результаты исследования динамики процесса на заднем фронте импульса напряжения представлены на рис. 2: через время 100 нс после импульса наблюдается зарождение ЦМД (рис. 2а), с течением времени ЦМД вытягивается (рис. 2б), а затем трансформируется в магнитный домен неправильной формы (рис. 2в).

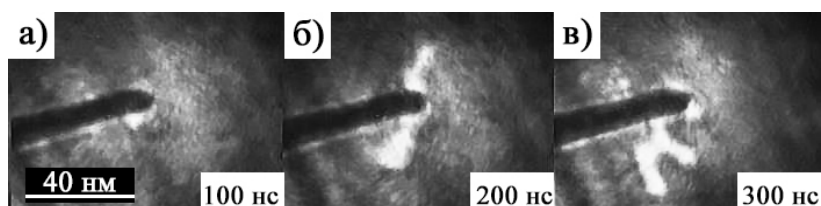


Рис. 2. (Образец №2) Изменение формы зародившейся электрическим полем микро неоднородности со временем. ($H_{\parallel} = 200$ Э, $H_{\perp} = 7$ Э, $U = -130$ В).

Таким образом, путем анализа динамических характеристик коллапса ЦМД была получена скорость движения доменной границы в пленке феррита граната с кристаллографической ориентацией (210). Была продемонстрирована возможность зарождения в пленке феррита граната с кристаллографической ориентацией (110) как одиночного ЦМД, так и домена неправильной формы.

Работа проводилась при поддержке грантов РФФИ № 19-02-00828_a, 19-52-53020 ГФЕН_a.

Литература

1. А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков, Письма в ЖЭТФ 86, 2 (2007)
2. А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых, А.В. Николаев, К.А. Звездин, А.К. Звездин, УФН 185, 10 (2015)
3. Д. П. Куликова, А. П. Пятаков, Е. П. Николаева и др., Письма в ЖЭТФ, 104:3 (2016)
4. I. Dzyaloshinskii, EPL 83, 67001 (2008)
5. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev et al., APL, 93, 182510 (2008)

СИНТЕЗ НАНОСТЕРЖНЕЙ Fe-Ni Co СТРУКТУРОЙ L1₀ МЕТОДОМ
ТОПОТАКТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Куриченко В.Л.

*НИТУ «МИСиС», Москва, Россия**E-mail: vkurichenko@misis.ru*

Актуальность работы заключается в следовании новой энергетической парадигме, заключающейся в более широком использовании возобновляемых источников энергии и увеличении внимания к энергоэффективности, что подстегнуло разработку новых функциональных материалов, составляющих основу новых энергосберегающих технологий. Среди новых функциональных материалов, магнитные материалы играют важнейшую роль в улучшении эффективности и производительности устройств для генерации и преобразования электроэнергии. Также спрос на магнитные материалы дополнительно поддерживается распространением ветровых турбин и гибридных/электрических транспортных средств.

Однако «редкоземельный» кризис, который заключается в увеличении цен на неодим – составляющий элемент распространённых высокоэнергетических постоянных магнитов на основе Nd₂Fe₁₄B, вызвал интерес исследователей к поиску замещающих материалов, не содержащих критических элементов. Одним из перспективных материалов является фаза FeNi с упорядоченной структурой L1₀ (тетратаенит). Эта фаза обладает самым высоким теоретическим энергетическим произведением среди известных систем для производства постоянных магнитов, не содержащих критических элементов. Основная проблема упорядочения в данной фазы обусловлена малой скоростью диффузии при температуре её образования, что не позволяет получать её за временные промежутки, характерные для лабораторных синтезов. Соответственно, в данной работе будут предприняты попытки акселерации диффузии путем применения различных обработок.

Одной из таких обработок является методика азотирования и последующего деазотирования, или «топотактической экстракции», которая была предложена в одной из недавних работ [1]. Сообщается, что получаемые после различного времени азотирования нитриды состава Fe₂Ni₂N и FeNiN обладают упорядоченной структурой, которая сохраняется после процесса деазотирования. Таким образом, данный метод позволяет получать упорядоченную структуру L1₀ в образцах после обработки.

На первом этапе работы были проведены обработки нанопорошков FeNi при различных режимах азотирования с целью определения оптимального режима азотирования. После этого, проведено формирование структуры L1₀ данным методом в наностержнях FeNi. Получение наностержней позволит дополнительно улучшить магнитные свойства образцов за счет вклада от анизотропии формы, так как для магнитных материалов важно получение именно ориентированного ансамбля частиц, что затруднено для наночастиц из-за их агрегации. Помимо улучшения магнитных свойств, методы получения наностержней также могут способствовать формированию фазы L1₀ из-за присутствия выделенного направления роста (структура L1₀ является тетрагональной).

Наностержни были получены методом электроосаждения на поликарбонатные мембраны производства Merck Millipore, которое было проведено согласно одной из методик [2]. Для создания токопроводящего слоя на одну из сторон мембраны был напылён слой меди. В качестве инертного анода использовался графитовый электрод. Электролит состоял из молочной кислоты (80 %) и растворов солей FeSO₄·7H₂O, NiSO₄·7H₂O в дистиллированной воде.

Несмотря на то, что в настоящее время проводится много исследований в области замещающих материалов для производства постоянных магнитов, превзойти по энергетическому произведению магниты на основе Nd₂Fe₁₄B может быть затруднительно. Считается, что обменно-связанные нанокompозиты на основе магнитомягких/магнитотвердых материалов, могут обладать большим значением энергетического

произведения по сравнению с неодимовыми магнитами. Поэтому следующей целью работы стало получение нанокомпозитов с обменно-связанными фазами на основе наностержней Fe-Ni.

Литература

1. Goto, S. Synthesis of single-phase L10-FeNi magnet powder by nitrogen insertion and topotactic extraction // Sci. Rep. 2017, V. 7.
2. Хуе, S. Electrochemically synthesized binary alloy FeNi nanorod and nanotube arrays in polycarbonate membranes // Thin Solid Films. 2009, V. 517.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ СПИН-ЗАВИСЯЩЕГО ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ОДНОДОМЕННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ДИАГРАММ СТАБИЛЬНОСТИ МТП – СТРУКТУР

Лифатова Д.А., Ведяев А.В., Рыжанова Н.В.,
Котельникова О.А., Стрелков Н.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: lifatova.da14@physics.msu.ru, vedy@magn.phys.msu.ru,
ryzh@magn.phys.msu.ru, olga@magn.phys.msu.ru, nik@magn.phys.msu.ru

Диаграмма стабильности [1] наногетероструктуры с магнитным туннельным переходом (МТП - структуры) является ее важнейшей характеристикой для определения значений внешнего магнитного поля и приложенного напряжения в стабильных областях ячейки MRAM, которая переключается с помощью эффекта спинового торка STT [2,3] (Spin Transfer Torque). Для численного построения таких диаграмм обычно используется решение динамического уравнения Ландау-Лифшица в однодоменном приближении с применением феноменологических констант, определяющих значения спинового торка в данном материале. Но мы рассматриваем задачу спин-зависящего электронного транспорта в МТП-структуре, решение которой в приближении свободных электронов позволяет вычислить значения спинового торка для заданного материала в любой магнитной конфигурации системы и использовать их при интегрировании уравнения Ландау-Лифшица. Используемый нами метод позволяет более точно воспроизвести форму диаграммы стабильности (Рис.1) и предсказать критические значения магнитного поля и напряжения для переключения ячейки MRAM.

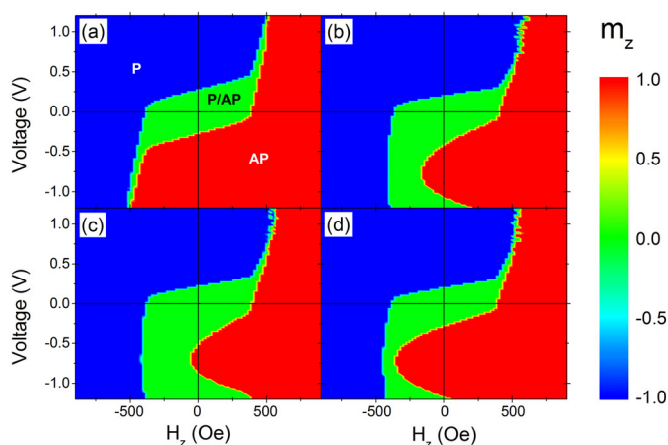


Рис. 1

Литература

1. D. C. Worledge, G. Hu, D. W. Abraham, J. Z. Sun, P. L. Trouilloud, J. Nowak, S. Brown, M. C. Gaidis, E. J. O'Sullivan, and R. P. Robertazzi, Appl. Phys. Lett. 98, 022501 (2011).
2. L. Berger, Phys. Rev. B 54, 9353 (1996).
3. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).

НОВЫЙ МЕТОД ОБРАБОТКИ ДИСПЕРСИИ ВОЛН НА ОСНОВЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Логунов С.Э., Рудь В.Ю.

СПбПУ Петра Великого, Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: sema-logunov@ya.ru

В настоящее время решению задач, связанных с контролем обстановки в различных районах акваторий, как океана, так морей или заливов, уделяется повышенное внимание [1]. Эти задачи достаточно разнообразны, начиная от поиска косяков рыбы, заканчивая обнаружением затонувших объектов на больших глубинах. Наибольшие сложности возникают с контролем акватории на глубине ниже 500 – 550 м. Это связано с тем, что на этой глубине в океане, море или заливе находится граница двух водных слоев [2, 3]. Причем переход через данную границу раздела водных сред иногда достигает 20 м. Каждая из этих сред обладает своими специфическими свойствами, и многие морские обитатели не пересекают эту границу [3, 4].

Радиолокационное излучение при переходе через эту границу испытывает сильное затухание (на стандартных частотах РЛС 10 -18 ГГц, установленных на подвижных объектах РЛС) более 90 % от номинального значения мощности падающего излучения [5, 6]. Если учесть, что через эту границу должен пройти к РЛС отраженный от объекта сигнал, который еще также затухает в водной среде, то можно получить в приемном устройстве только шум. Современные методы, которые позволяют вычислять полезный сигнал если его амплитуда в десять раз ниже уровня шума, применять нельзя, так не ясно если под водой искомый объект. Оптические методы и эхолоты также непригодны для таких поисков. Единственным эффективным методом обнаружения на таких глубинах объектов (магнитных) остается использование магнитометров, особенно квантовых, обладающих высокой чувствительностью к вариациям магнитного поля [1, 6]. Подводная съемка также возможна, но она очень дорогая и современные камеры могут распознавать (идентифицировать по видеоизображению) объекты на больших глубинах с дополнительной подсветкой на расстояниях не более 8-10 метров, в зависимости океана или моря при медленном её перемещении. Контролировать большие и средние морские подводные глубинные пространства с помощью видеокамер неэффективно.

Крайней сложной задачей в таких условиях является обнаружение быстро перемещающихся на глубинах более 550 метров магнитных подводных объектов. Эти объекты изменяют магнитное поле Земли в зоне своего нахождения, а при движении под водой создают магнитную «дорожку». Аналогичную дорожку по турбулентности водной среды можно наблюдать из космоса со спутника видеокамерой при движении под водой на глубине меньше 500 метров морского объекта. Чем больше объект, тем выше его скорость и меньше глубина погружения, тем больше и четче турбулентная дорожка. По треку этой дорожки можно определить направление движения, скорость и примерный размер объекта. Но данная дорожка быстро исчезает с поверхности воды по причине волн и течений.

Современный калиевый магнитометр может регистрировать вариации магнитного поля порядка 100 фТл в спокойной магнитной обстановке. Магнитную дорожку можно измерить на глубине (там нет быстрых течений) и потом её будет необходимо расшифровать, чтобы получить необходимую информацию. Для этого её нужно создать в лабораторных условиях и исследовать. Один из возможных вариантов создания магнитной дорожки предлагается в нашей работе с использованием водного раствора ферромагнит-

ной жидкости, помещенной в специализированную кювету. Магнитный объект двигается в данной кювете и разработанным нами оптическим методом регистрируется изменение дифракционной картины [1, 6, 7]. При этом калиевым магнитометром измеряется вариация магнитного поля.

Нами предлагается более простой и дешевый способ отработки методики обнаружения движущегося под водой объекта. Роль водной среды играет магнитная жидкость в ограниченном объеме, объект моделируется точечным магнитным полем «магнитным пером». Объем возмущающего магнитного поля составляет 1 мм³. Острие этого магнитного пера формируется полями рассеяния магнитной системы, состоящей из двух высокоэнергетичных постоянных магнитов. Жидкость находится в плоской кювете, и освещается лазерным световым пучком, дальняя от лазера стенка кюветы покрыта светоотражающим напылением, вдоль этой стенки перемещается магнитное перо. Результат взаимодействия магнитной жидкости с магнитным полем пера, образующий дорожку намагниченной жидкости, фиксируется в отраженном свете видеокамерой. Магнитная система «перо» для создания периодических возмущений содержит катушку, подключенную к радиочастотному генератору. Изображение видеокамеры обрабатывается специальной программой, позволяющей выделить частоту модуляции генератора. Поведение движущейся магнитной жидкости в магнитном поле описывается модифицированным уравнением Бернулли.

$$p + \frac{\rho v^2}{2} + pgh - m_0 * \int_0^h M * d_h = const \quad (1)$$

В нашем случае жидкость неподвижна, а перемещается сфокусированное магнитное поле.

Литература

1. S E Logunov, V V Davydov, M G Vysoczky, O. A. Titova Peculiarities of registration of magnetic field variations by a quantum sensor based on a ferrofluid cell // Journal Physics: Conference Series. 2018. 1135(1). P. 012069.
2. М.Б. Гавриков Двухжидкостная электромагнитная гидродинамика. М.: Красанд, 2019 – 346 с.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц Теоретическая физика. Том VI Гидродинамика. М.: Физматлит, 2015 – 736 с.
4. Бирюков Д.А., Власова М.И., Герасимов Д.Н., Синкевич О.А. Свечение жидкости в узком канале как тримболоминисценция // Оптика и спектроскопия. 2013.Т. 114. № 5. С. 768-772.
5. Logunov S.E., Davydov V.V., Vysoczky M.G. and Mazing M.S. New method of researches of the magnetic fields force lines structure // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1038 (1) 012093.
6. Логунов С.Э. Новый метод исследования структуры силовых линий магнитных полей. // Материалы XXIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2017», Россия, г. Москва, – 2017, С. 581-583.
7. Логунов С.Э., Гребеникова Н.М. Визуализатор магнитных полей. // Материалы XXIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2016», Россия, г. Москва, – 2016, С. 115-116.
8. Логунов С.Э. Новый оптический метод обнаружения подвижных магнитных объектов. // Материалы XXV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2018», Россия, г. Москва, – 2018.

БЛИЖНИЙ И ДАЛЬНИЙ ПОРЯДОК В НОВОМ ДВУМЕРНОМ МАГНЕТИКЕ NaMnSbO₄ С КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКОЙ СПИНОВ

Лозицкий А.А.¹, Васильчикова Т.М.¹, Налбандян В.Б.², Шукаев И.Л.²,
Евстигнеева М.А.², Зверева Е.А.¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²ЮФУ, химический факультет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: andreyvl001@mail.ru

Магнитные оксиды щелочных и переходных металлов с низкоразмерными мотивами в расположении магнитных ионов в кристаллической структуре вызывают особый интерес, поскольку представляют собой отличную платформу для изучения множества экзотических магнитных явлений.

По результатам рентгеновского анализа методом Ритвельда установлено, что новое соединение NaMnSbO₄ имеет ромбическую структуру (*Pbcn*, $a = 5.6004$, $b = 11.6885$, $c = 5.2933$ Å) и является изоструктурным с Na₂TeO₄. С точки зрения магнитной подрешетки в NaMnSbO₄ магнитоактивные смешанные слои марганца и натрия чередуются с немагнитными слоями сурьмы вдоль оси *b*. Катионы Mn²⁺ образуют ромбическую, почти квадратную магнитную решетку. Такое структурное расположение обеспечивает условия для понижения размерности магнитных обменных взаимодействий и появления фрустрации в магнитной подсистеме.

Статические и динамические магнитные свойства NaMnSbO₄ были изучены методами магнитной восприимчивости, намагниченности, удельной теплоемкости и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Термодинамические данные указывают на установление дальнего ферромагнитного порядка при температуре $T_c \sim 44$ К, которому предшествует формирование ближнего порядка при температуре около 55 К. Температурная зависимость магнитной восприимчивости может быть достаточно хорошо описана в рамках модели для двумерного магнетика на квадратной решетке с основным обменным параметром $J = -5.3$ К, что хорошо согласуется данными ЭПР и теоретическими расчетами из первых принципов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-02-00326

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРАХ И МУЛЬТИФЕРРОИКАХ НА ИХ ОСНОВЕ

Макарьин Р.А., Алехина Ю.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

e-mail: rodion.makaron@gmail.com

Материалы, обладающие одновременно двумя или несколькими типами упорядочения (ферромагнитным, сегнетоэлектрическим, ферроупругим), называются мультиферроиками. Их свойства позволяют применять эти материалы для создания датчиков и актюаторов различных типов, что делает их крайне интересными и для фундаментальных исследований.

Композитные мультиферроики, обладающие достаточно большим коэффициентом преобразования по сравнению с однофазными мультиферроидными материалами, наиболее часто представляют собой систему механически связанных элементы с различными типами упорядочения. Так, широко известны слоистые мультиферроики на основе эффектов пьезоэлектричества и магнитострикции [1]. К классу мультиферроиков можно отнести и магнитные эластомеры - композиты, в которых ферромагнитные частицы внедрены в упругую матрицу. Свойства таких материалов изменяются под действием

магнитного поля, и наоборот. [2-3]. Такое поведение объясняется смещением ферромагнитных частиц в упругой матрице. Под действием магнитного поля частицы стремятся упорядочиться вдоль его направления. Перестроение проводящих частиц приводит, в частности, к проявлению магнитоэлектрического эффекта – зависимости диэлектрической проницаемости материала от магнитного поля [4]. Добавление сегнетоэлектрических частиц приводит к изменению намагниченности под действием электрического поля – магнитоэлектрическому эффекту [5]. В этом случае упорядочение сегнетоэлектрических частиц в электрическом поле оказывает механическое воздействие на ферромагнитную компоненту, и ход кривой намагничивания изменяется. Приложение внешнего механического давления также может влиять на распределение и взаимодействие частиц наполнителя.

Таким образом, целью данной работы является изучение магнитных и электрических свойств магнитных эластомеров и композитов на их основе, а также исследование зависимости этих свойств от внешнего механического давления.

Для исследования была изготовлена серия образцов на основе магнитного эластомера с частицами железа:

1. Образец магнитного эластомера с 50 масс.% частиц карбонильного железа.
2. Силиконовая пена с эластомером – пористая силиконовая структура, поры которой заполнены магнитным эластомером №1.
3. Сегнетоэлектрическая пена с эластомером – пористая структура из силикона с добавлением 50 масс.% частиц цирконата-титаната свинца, поры которой заполнены магнитным эластомером №1.

Диэлектрическая проницаемость и ее зависимость от магнитного поля (магнитоэлектрический эффект) полученных образцов были измерены с помощью измерителя параметров RLC-контура Актаком (модель АМ-3016) при комнатной температуре в магнитном поле в диапазоне от 0 до 5 кЭ. в диапазоне от 0 до 100 кПа. Магнитные свойства образцов исследовались при комнатной температуре на вибрационном анисометре в диапазоне магнитного поля ± 8 кЭ. Также было исследовано влияние электрического поля на магнитные свойства композитного образца №3. Для это образец помещался между проводящими обкладками, подключенными к источнику высокого напряжения до 5кВ. Петли гистерезиса были измерены при приложении электрического поля и в его отсутствие.

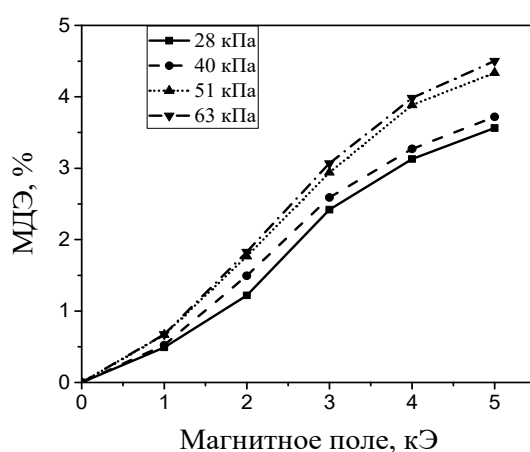


Рис.1. Магнитоэлектрический эффект при различном механическом давлении для магнитного эластомера с частицами железа (образец №1).

Магнитоэлектрический эффект в магнитном эластомере №1 зависел как от магнитного поля, так и от прикладываемого механического давления (рис. 1). Зависимость диэлектрической проницаемости образцов №2 и №3 от внешних воздействий также исследованы в работе.

На вибрационном анизометре были измерены петли гистерезиса в отсутствие электрического поля и при приложении напряжения 3 кВ. Обнаружено влияние электрического поля на магнитные свойства сегнетоэлектрической пены, наполненной эластомером (образец №3). В этом образце наблюдалось изменение хода намагничивания, что свидетельствует о наличии обратного магнитоэлектрического эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-32-00354

Литература

1. Magnetolectric coupling effect in ferroelectric and ferromagnetic hybrid thin films / Hwang S.-O. et.al. // *Integrated Ferroelectrics*. – 2014. – Vol. 157. – P. 57-62.
2. Novel highly elastic magnetic materials for dampers and seals: Part I. Preparation and characterization of the elastic materials / S. Abramchuk, E. Kramarenko, G. Stepanov et al. // *Polymers for advanced technology*. – 2007. – Vol. 18, №11. - p.883–890.
3. G.S. Russkikh. Computational experimental studies on magnetoelastic effects in a metal filled elastomer / G.S. Russkikh // *Procedia Engineering*. – 2016. – Vol. 152. – p.620 – 626.
4. Strong magnetodielectric effects in magnetorheological elastomers / A.S. Semisalova, N.S.
5. Perov, G.V. Stepanov et al. // *Soft Matter*. – 2013. – Vol. 9, №47. – p.11318-11324.
6. Elastically coupled ferromagnetic and ferroelectric microparticles: new multiferroic materials based on polymer, ndfeb and pzt particles / L.A. Makarova, Y.A. Alekhina, A.S. Omelyanchik et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2018. - Vol.10, №1016

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИДРИДЕ $Dy_2Fe_{10}Al_7$ -Н ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Макуренкова А.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: lanna94@mail.ru

Исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) является актуальной задачей, ему посвящено множество работ [1]. Исследование МКЭ позволяет получить важную информацию о магнитной энтропии S_m , которая сильно изменяется в области магнитных фазовых переходов. Экспериментальное исследование магнитотепловых свойств ферромагнетиков немногочисленны. Изучение ферромагнитных материалов открывает возможности для поиска новых материалов с заданными свойствами, для использования в магнитных рефрижераторах.

Ранее [2] было обнаружено, что в соединении $Dy_2Fe_{10}Al_7$, обладающим ромбоэдрической кристаллической структурой типа Th_2Zn_{17} , наблюдается магнитный переход типа магнитной компенсации вблизи температуры 135 К. Переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние наблюдается при температуре $T_C = 235$ К.

Внедрение водорода в кристаллическую решетку является одним из способов воздействия на магнитные фазовые переходы, с одной стороны, посредством увеличения параметра кристаллической решетки, а с другой стороны, за счет изменения концентрации электронов в зоне проводимости. Целью данной работы является изучение влияния гидрирования на температуры магнитных фазовых переходов соединения $Dy_2Fe_{10}Al_7$, а также изучение магнитотепловых свойств в полученном редкоземельном магнитном гидриде.

Исходный состав был синтезирован методом индукционной плавки с чистотой исходных металлов не менее 99,95%. Гидриды были получены в камере высокого давления при температуре 300 К, давлении водорода 80 Бар. Для аттестации образцов был проведен рентгеноструктурный фазовый анализ. Дифракционная картина показала, что в обоих соединениях объем фазы со структурой типа Th_2Zn_{17} (с пространственной группой $R\bar{3}m$) не менее 97%. Как для гидрида, так и для исходного соединения было обнаружено незначительное количество (< 3%) второй фазы Fe_3Al с кубической структурой (про-

странственная группа Fmm). Исследования намагниченности были проведены на SQUID магнитометре в полях до 70кЭ, при температуре от 5 до 300К.

В работе установлено, что температура Кюри для гидрида составляет $T_C = 235$ К, что совпадает с температурой Кюри исходного образца. Измерение температурной зависимости намагниченности в поле 8кЭ показало минимум вблизи температуры $T_k = 85$ К. Данная температура была идентифицирована, как точка магнитной компенсации, при которой намагниченность подрешеток Dy и Fe становятся равны. Соответственно, при $T < T_k$ намагниченность подрешетки Dy превышает намагниченность подрешетки Fe, а при $T > T_k$ наоборот [3].

Для изучения магнитотепловых свойств, были проведены измерения изотерм намагниченности в магнитных полях до 70 кЭ, в интервале температур 60–115 К при последовательном изменении температуры с постоянным шагом 5 К.

Полученные изотермы намагниченности, как видно из Рис.1а не обнаруживают насыщения вплоть до 70 кЭ. Для изотерм намагниченности в полях выше 20 кЭ наблюдается линейный рост намагниченности по полю.

Для определения МКЭ нами были проведены исследования изотермического изменения энтропии (ΔS_m) в области перехода. Для ΔS_m при изменении внешнего магнитного поля от 0 до H_0 , с учетом соотношения Максвелла, можно приближенно записать:

$$\Delta S = \frac{1}{T_2 - T_1} \left[\int_0^{H_0} I(T_2, H) dH - \int_0^{H_0} I(T_1, H) dH \right]$$

Видно, что изотермическое изменение энтропии при температуре $T = (T_1 + T_2)/2$ определяется площадью между двумя магнитными изотермами, измеренными при температурах T_1 и T_2 , деленной на разность этих температур. На Рис.1б изображены температурные зависимости изменения энтропии $\Delta S_m(T)$. Видно, что при температуре порядка 85 К знак ΔS_m меняется. Изменение знака при переходе через T_k объясняется следующим. В области $T < T_k$ вектор намагниченности Dy подрешетки ориентирован по направлению поля H. Таким образом действие поля приводит к уменьшению энтропии S_m . В области температур выше точки магнитной компенсации вектор намагниченности подрешетки Dy устанавливается антипараллельно направлению H и действие поля приводит к возрастанию ΔS_m .

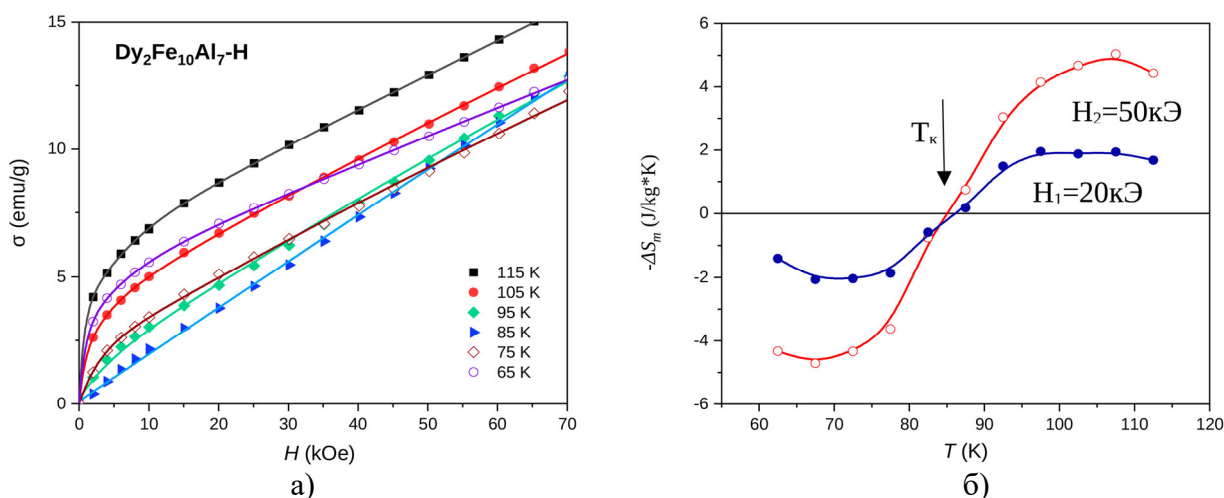


Рис.1 а)Изотермы намагниченности в полях до 70кЭ б)Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии $\Delta S_m(T)$, при полях $H_1=20$ кЭ, $H_2=50$ кЭ.

Таким образом, мы установили, что гидрирование соединения $Dy_2Fe_{10}Al_7$ не изменяет температуру Кюри, но в то же время сильно влияет на температуру перехода типа точка магнитной компенсации. Также установлено, что при температуре 5 К намагниченность гидрида существенно меньше намагниченности исходного соединения, что вы-

звано уменьшением намагниченности подрешетки Dy, вследствие уменьшения обменного интеграла 4f-4f взаимодействия. Известно [4], что в редкоземельных интерметаллидах с высоким содержанием железа температура Кюри определяется в первую очередь обменом внутри 3d подрешетки и в меньшей степени межподрешеточным обменным взаимодействием 4f-3d. Поскольку температура Кюри при гидрировании не изменилась, можно предполагать, что основное влияние внедрения атомов водорода в кристаллическую решетку соединения $Dy_2Fe_{10}Al_7$ приходится на изменение обменного интеграла 4f-4f взаимодействия.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-13-00135). Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Д.Ю. Карпенкову за предоставленные образцы, д.ф.-м.н. И.С. Терешинной за получение гидрированного образца, к.ф.-м.н. Н.Ю. Панкратову за оказанную помощь при проведении магнитных измерений и профессору д.ф.-м.н. С.А. Никитину за предложенную тему и научное руководство.

Литература

1. J. Lyubina «Magnetocaloric materials for energy efficient cooling (Topical Review)», 2017, Journal of Physics D: Applied Physics
2. A. I. Smarzhenskaya, S. A. Nikitin, N. Y. Pankratov et al “The influence of ferrimagnetic structure on magnetocaloric effect in $Dy_2Fe_{10}Al_7$ compound,” in Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017), pp. 849–849, Москва, 2017.
3. К.П. Белов «Эффекты парапроцесса в ферромагнетиках и антиферромагнетиках», Москва, 2001, Физматлит, ISBN 5-9221-0148-X
4. С.А. Никитин Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов // М «МГУ». 1989.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЛАЗМОННОГО УСИЛЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ОТ ТОЛЩИНЫ ФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ

Мурзин Д.В., Беляев В.К.

*БФУ имени И. Канта, институт физико-математических наук и
информационных технологий, Калининград, Россия
E-mail: dvmurzin@yandex.ru*

Одним из многообещающих подходов для ускорения современных методов обработки и передачи информации является переход от электронных микросхем к их аналогам, основанным на проведении, контроле и обработке оптических сигналов. Важной задачей такого подхода можно считать создание нелинейных фотонных элементов, необходимых для осуществления логических операций с оптическими сигналами или модуляции светового потока.

На данный момент, благодаря развитию технологий по созданию наноструктур, большой интерес в области модуляции параметров оптического излучения представляют магнитоплазмонные кристаллы (МПЛК) [1]. МПЛК — это ферромагнитные наноструктуры, поддерживающие распространение поверхностных продольных связанных колебаний фотонов и металлической плазмы, с возможностью их магнитной модуляции [2]. Такие резонансные поверхностные групповые колебания называются поверхностными плазмон-поляритонами (ППП). Важнейшей особенностью плазмон-поляритонов является сосредоточение в них энергии света и, как следствие, её локализация на поверхности металлов в области меньшей, чем длина волны оптического излучения, чего фактически невозможно достичь другими способами из-за явлений, связанных с дифракцией. Такой характер взаимодействия ППП с поверхностью приводит к резонансному усилению маг-

нитооптических эффектов [3] и позволяет значительно менять параметры взаимодействующего со средой светового потока.

В данной работе представлены результаты исследования спектральных зависимостей коэффициента отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМоЭК) при использовании дифракционной схемы возбуждения ППП на поверхности магнитоплазмонных кристаллов (МПлК). МПлК, созданные путём магнетронного распыления в Центре Наноразмерных Материалов Аргоннской Национальной Лаборатории, представляют собой трехслойные структуры, состоящие из слоев серебра (Ag) толщиной 50 нм ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), пермаллоя толщиной 5, 10, 15 или 20 нм и слоя нитрида кремния (Si_3N_4) толщиной 20 нм, напылённых на одномерные дифракционные решетки Sub_2 и Sub_3 . Периоды дифракционных решеток $d_2=320$ нм, $d_3=740$ нм и высоты профилей $h_2=20$ нм, $h_3=100$ нм, соответственно. В каждом цикле напыления были изготовлены референсные образцы на плоских кремниевых подложках Sub_1 .

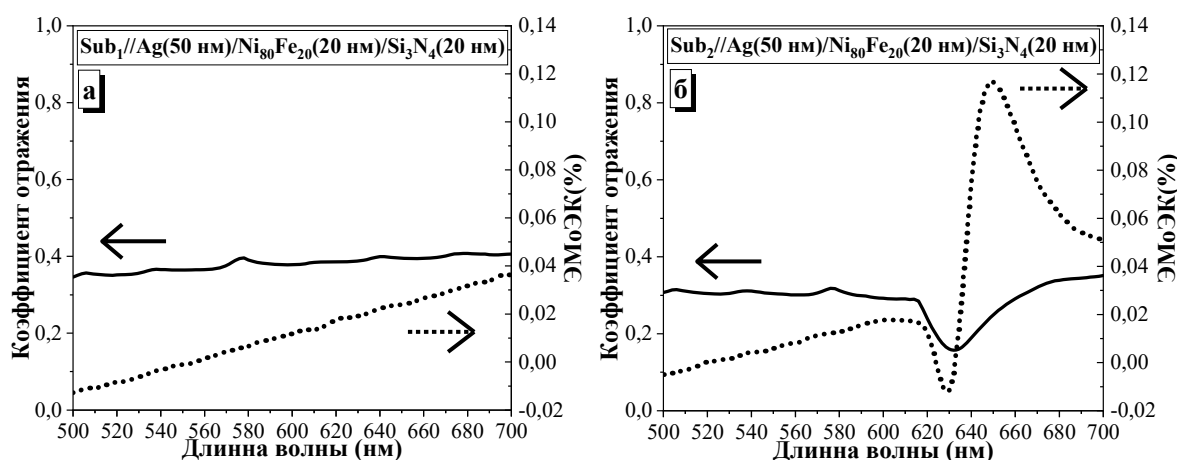


Рис 1. Сравнение спектральных зависимостей коэффициента отражения (сплошная линия) и ЭМоЭК (пунктирная линия) образцов с толщиной пермаллоя 20 нм на подложках Sub_1 (а) и Sub_2 (б). Спектры были измерены методом частотно – угловой спектроскопии при отражении света от наноструктуры под углом падения света $\theta=68^\circ$.

Возбуждение ППП на подложках Sub_2 и Sub_3 позволило наблюдать усиление ЭМоЭК на 2 порядка по сравнению с эффектом в образцах на подложках Sub_1 . Увеличение периода и высоты дифракционной решетки на образцах Sub_3 привело к уширению и уменьшению резонанса ЭМоЭК по сравнению с образцами на подложках Sub_2 . Полученные результаты демонстрируют возможность управления параметрами модуляции оптического излучения путем подбора параметров МПлК и возможность их дальнейшего использования для создания нелинейных фотонных элементов.

Литература

1. A.V. Zayats Near-field photonics: Surface plasmon polaritons and localized surface plasmons// J. Opt. A. 2003. №5(4). p. 16-50.
2. T. Haider A Review of Magneto-Optic Effects and Its Application// International Journal of Electromagnetics and Applications// 2017. №7(1). p. 17-24.
3. A. Halagacka Coupled mode enhanced giant magnetoplasmonics transverse Kerr effect// Optics Express. 2013. №21(19). p. 21741.

О ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НИКЕЛЕВЫХ НАНО-, МИКРОДИСКОВ

Назарова З.И., Назаров А.Н.

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: vingtr@yandex.ru

Известно, что при определенных соотношениях толщины и радиуса микро- или наноточки $\Delta = L/R$ могут реализовываться вихревая или доменная структуры намагниченности. Образование вихревой структуры связано с конкуренцией между обменным взаимодействием и магнитостатической энергией, которая вынуждает замыкаться намагниченности у боковой поверхности круглой микроточки. При этом в центре магнетика намагниченность вынуждена выйти из плоскости и образовать так называемое ядро магнитного вихря. В последнее время очень популярно исследование поведения именно кора вихря в статических и динамических магнитных полях, исследование взаимодействия вихревой структуры со спин-поляризованным током, межчастичное взаимодействие вихревых структур [2]. Но не все ферромагнетики в области, где по теоретическим оценкам должна реализовываться вихревая структура, обладают ею. В частности, никель, обладая отрицательными константами магнитострикции по основным направлениям, и одновременно относительно низким значением намагниченности насыщения, не показывает наличие вихря. Более того, намагниченность никелевой микроточки не выказывает тенденции к замыканию, а напротив, стремится расположиться перпендикулярно боковой поверхности магнетика [1] (см. рис. 1).

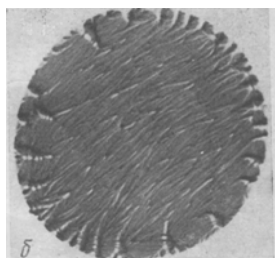


Рис. 1. Доменная структура микропятна (94% Ni, диаметр 300 мкм, толщина 0.06 мкм).

Такое поведение намагниченности мы связываем с преобладанием поля анизотропии вблизи края магнетика по сравнению с полями рассеяния. Из-за малой толщины ферромагнитного диска по его периметру наблюдается повышенное значение энергии свободной поверхности, вследствие чего возникают механические напряжения, приводящие к изменению константы анизотропии и обеспечивающие радиальное направление осей легкого намагничивания. Упругие напряжения на свободной поверхности магнетика подобны избыточному давлению Лапласа, возникающему в жидкостях из-за эффекта поверхностного натяжения.

Проведем численные оценки поправки константы анизотропии вблизи периметра магнетика, возникающей из-за магнитоупругого эффекта. Геометрическая модель микроточки показана на рисунке 2.

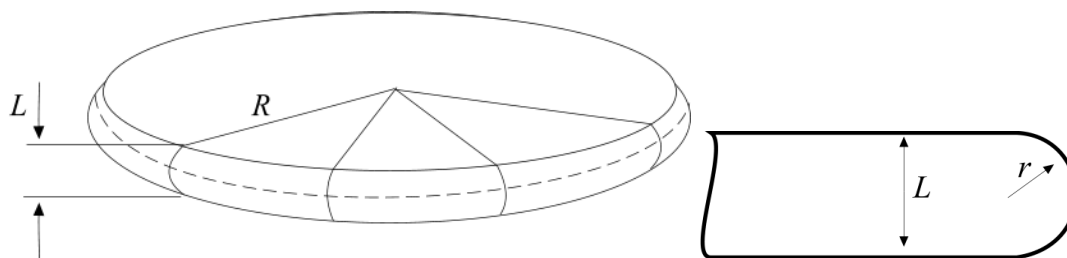


Рис.2. Модель микродиска. Боковая поверхность закруглена (слева). Боковая поверхность микродиска в срезе (справа).

Прямые углы между гранями на боковой поверхности магнетика реализоваться не могут из-за межатомного взаимодействия, приводящего к "округлению" острых краев. Механическое напряжение, возникающее на боковой поверхности, оценим с помощью формулы Лапласа:

$$\eta = \sigma \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right). \quad (1)$$

Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения твердого никеля, r и R — главные радиусы кривизны боковой поверхности пятна. Радиус R показан на рисунке 2 пунктирной линией, радиус r показан на рисунке 3. В нашем случае $r \ll R$. Кроме того, положим, что $r \approx L/2$. Тогда выражение (1) принимает вид:

$$\eta = \frac{2\sigma}{L}. \quad (2)$$

Вследствие малости толщины пятна по сравнению с его радиусом можно воспользоваться одномерным приближением для оценки поправки к константе анизотропии. Помимо этого, магнетик является поликристаллическим с малым размером зерна (меньше ширины доменной стенки), поэтому можно абстрагироваться от различия компонент тензора магнитоэластики по разным кристаллографическим направлениям (взять среднее λ), тем более, что знак компонент одинаков и отрицателен. В результате сжатия боковой поверхности возникает эффективное легкое направление намагничивания перпендикулярно боковой поверхности с константой:

$$K_{eff} \approx \frac{3}{2} \lambda \eta = 3 \frac{\lambda \sigma}{L}. \quad (3)$$

Подстановка в выражение (3) характерных значений параметров никеля $\sigma \approx 2.0$ Дж/м², $\lambda \approx 3.5 \times 10^{-4}$ для микропятна толщиной порядка 0.04 мкм получим $K_{eff} \approx 5 \times 10^3$ Дж/м³. Это значение сравнимо с величиной кристаллографических констант анизотропии недеформированного никеля, т.е. на краю микропятна эффективная анизотропия увеличивается практически в разы. Эти оценки хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений константы вблизи края пятна [1]. Заметим, что по мере увеличения толщины магнетика рассмотренный выше краевой эффект должен ослабевать и структура намагниченности вблизи периметра станет более сложной, комбинируя в себе как области с замыканием намагниченности, так и участки с выходом намагниченности из поверхности пятна.

В заключение заметим, что оценки подтверждают предположение причинах возникновения заметной анизотропии радиальной симметрии, преобладающей над полями рассеяния. Показана ключевая роль упругих напряжений в образовании эффективной анизотропии, преобладающей над полями рассеяния.

Литература

1. Прокопенко В.С., Васильев Б.В., Иванов В.П., Черкашин В.С., Дрокин Н.А., "Краевая анизотропия" в поликристаллических ферромагнитных пленках // Известия АН СССР сер. физ., 1972, Т. 36, № 6, С. 1163-1165.
2. Novosad V., Fradin F.Y., Roy P.E., Buchanan K.S., Guslienko K.Yu., Bader S.D., Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots // Phys. Rev. B, 2005, V. 72, P. 024455.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В КОНЕЧНОРАЗМЕРНЫХ ДИСКРЕТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Осокин С.А.

МФТИ (НИУ), Москва, Россия

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: osokinserg@gmail.com

Свойства конечноразмерных магнитных структур [1,2] в спинтронике и магнонике, таких как волноводы и резонаторы, отличаются от бесконечных и полубесконечных структур, которые часто встречаются при построении теоретических моделей. В данной работе представлено теоретическое исследование конечного волновода для спиновых волн, образованного дискретной линейной цепочкой ферромагнитных столбиков [3]. Для таких структур исследованы свойства основных мод колебаний намагниченности, краевых и дефектных мод спиновых волн, существующих из-за наличия границы в структурах с конечными пространственными размерами или при наличии дефектов в цепочке Рис. 1.

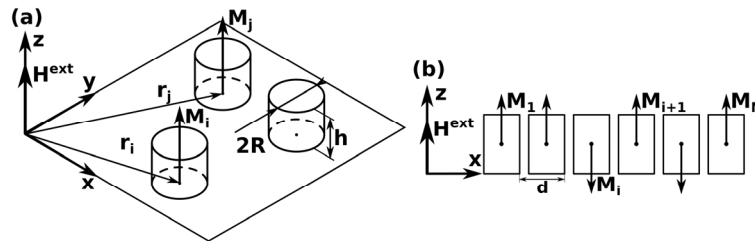


Рис. 1. Схема расположения ферромагнитных столбиков (а) в произвольном порядке на плоскости, (б) цепочка из N периодически расположенных вдоль оси Ox столбиков с произвольной конфигурацией намагниченности.

Рассмотрены резонансные свойства цепи ферромагнитных столбиков во внешнем магнитном поле с учетом диполь-дипольного взаимодействия между ними. Представлено теоретическое исследование свойств спиновых волн в таких структурах путем решения уравнения Ландау-Лифшица с помощью метода многократного рассеяния. Такой подход позволяет выделить каревые моды спиновых волн, частоты которых зависят от конфигурации намагниченности на границах цепочки (Рис. 2). Для сравнения результатов проведены оценки применимости данной теории, когда влияние конечных размеров цепочки столбиков вносит достаточный вклад в резонансные свойства магнитной структуры и достаточно отличается от приближения бесконечной цепочки.

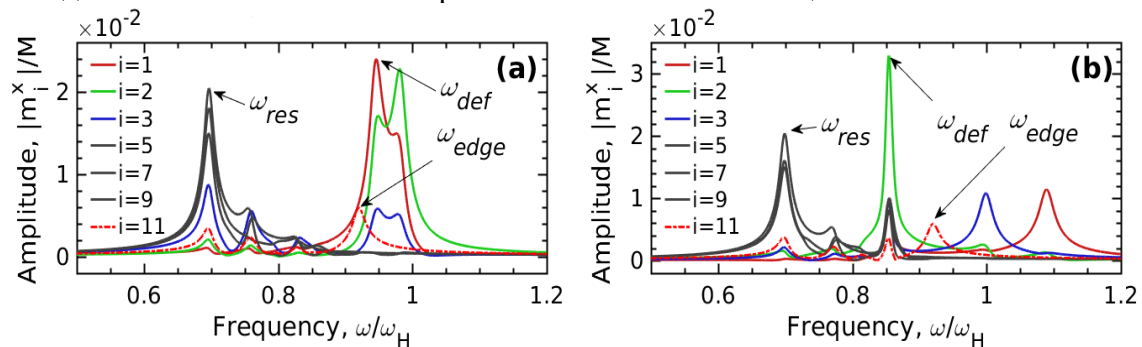


Рис. 2. Частотные характеристики цепочки из 12 ферромагнитных столбиков для (а) ферромагнитной и (б) антиферромагнитной конфигурации намагниченности столбиков.

Рассмотрены несколько конфигураций намагниченности волновода: однонаправленная намагниченность столбиков в цепочке (ферромагнитный порядок), две подрешетки с противоположным направлением намагниченности (антиферромагнитный порядок) и однонаправленная намагниченность с одиночными дефектами. Показано что одним из способов контроля частотных свойств цепи столбиков является внесение дефектов в по-

рядок намагниченности, например изменение направления намагниченности на противоположное для одного или нескольких ферромагнитных столбиков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты 18-37-20048, 18-29-27018, 18-07-00509).

Литература

1. Barabanenkov Y., Osokin S., Kalyabin D., Nikitov S.: Spin-wave bound modes in a circular array of magnetic inclusions embedded into a metallized ferromagnetic thin-film matrix // *Phys. Rev. B*. 2015, V. 91, p. 214419.
2. Barabanenkov Y., Osokin S., Kalyabin D., Nikitov S.: Radiation losses and dark mode for spin-wave propagation through a discrete magnetic micro-waveguide // *Phys. Rev. B*, 2016, V. 94, p. 184409.
3. Osokin S., Safin A., Barabanenkov Y., Nikitov S.: Spin waves in finite chain of dipolarly coupled ferromagnetic pillars // *JMMM*. 2018, V. 465, p. 519-523.

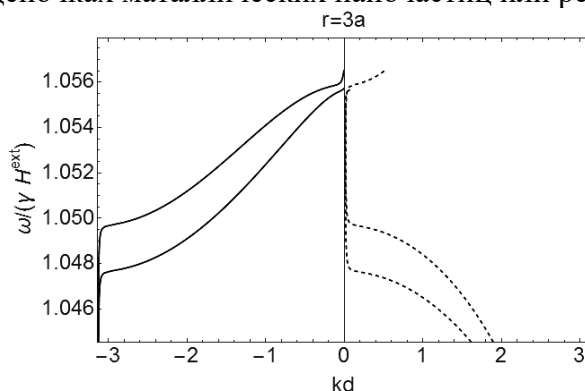
СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ДВОЙНОЙ ЦЕПОЧКЕ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Пикалов А.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: wild.voltmeter@yandex.ru

В разных областях физики – плазмонике, оптике и радиофизике – изучается возможность передачи информации с помощью наноразмерных волноводов. В радиофизике волнами-переносчиками сигнала являются электромагнитные волны, в плазмонике – плазмоны. В магнетизме в качестве таких переносчиков рассматриваются спиновые волны (магноны) – коллективные колебания магнитных моментов. Недавно была показана возможность распространения спиновой волны в цепочке магнитных частиц [1] – по аналогии с волнами в цепочках металлических наночастиц или резонаторов [2,3].



В данной работе показано, как будут вести себя спиновые волны в более сложной системе – магнонном волноводе, состоящем из двух параллельных цепочек магнитных частиц. Показано, что вследствие взаимодействия между цепочками происходит расщепление разрешенной зоны с образованием двух распространяющихся мод – симметричной и антисимметричной. Интерференция этих мод, а также зависимость положения разрешенной зоны от внешнего магнитного поля, делает возможным использование такой системы для создания магнонного фильтра или переключателя.

Литература

1. Pike N. A., Stroud D. Spin waves on chains of YIG particles: dispersion relations, Faraday rotation, and power transmission // *The European Physical Journal B*. – 2017. – Т. 90. – №. 3. – С. 59.
2. Pikalov A. M., Dorofeenko A. V., Lozovik Y. E. Dispersion relations for plasmons in complex-shaped nanoparticle chains // *Physical Review B*. – 2018. – Т. 98. – №. 8. – С. 085134.
3. Shamonina E. et al. Magneto-inductive waveguide // *Electronics letters*. – 2002. – Т. 38. – №. 8. – С. 371-373.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НАНОМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Полетаев Д.А., Соколенко Б.В.

*КФУ имени В.И. Вернадского, Симферополь, Россия
e-mail: poletaevda@cfuv.ru*

Освоение космоса требует защиты экипажа космических аппаратов и его оборудования от космических лучей, более 90 % которых составляют высокоэнергетические заряженные частицы (ВЗЧ) [1]. Современные методы устранения влияния ВЗЧ применяют сложные многослойные покрытия и системы возбуждения искусственного магнитного поля [1]. Однако данные способы защиты от ВЗЧ слишком громоздки. В работе предлагается и обсуждается конструкция наноячейки для изменения траектории движения ВЗЧ. Представляется целесообразным провести численное моделирование данной структуры и оценить степень ее влияния на высокоэнергетические заряженные частицы.

Целью работы является теоретическая оценка магнитного поля, индуцируемого в наноячейке ячейке предлагаемого материала.

Наноячейка содержит (рис. 1) электропроводящие пластины, электропроводящий виток и диэлектрическое связующее.

ВЗЧ (протон, альфа-частица, электрон) попадает в ячейку между пластинами. При этом, по теореме Шокли-Рамо [2] между соединенными электропроводящим витком пластинами наводится электрический ток. Величина этого тока определяется скоростью движения ВЗЧ и ее зарядом. Ток, наведенный в электропроводящем витке возбуждает магнитное поле [3]. Это магнитное поле взаимодействует с ВЗЧ, изменяя траекторию ее движения: под действием силы Лоренца [3] прямолинейное движение заряженной частицы превращается в криволинейное – заряженная частица отклоняется в сторону. При этом расположенные за материалом из наноячеек объекты не испытывают действия ВЗЧ, так как ВЗЧ отклоняются.

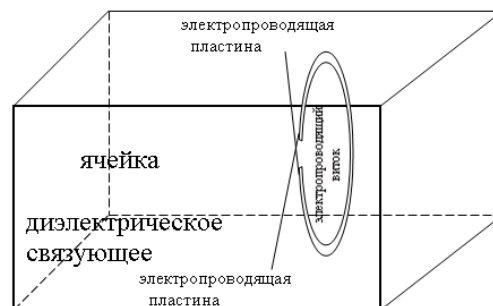


Рис. 1. Структура наноячейки.

В ходе численного моделирования наноячейки были выбраны следующие параметры для ВЗЧ – протона, энергия которого изменялась от 5 МэВ до 5 ГэВ: электропроводящие пластины представляли собой квадраты со стороной 28 нм, электропроводящий виток имел радиус 14 нм. Электропроводность структур соответствует электропроводности меди. В ходе численного моделирования рассчитана зависимость модуля индукции магнитного поля в электропроводящем витке в зависимости от энергии ВЗЧ, представленная графически на рис. 2.

Из графика на рис. 2 видно существенное увеличение модуля индукции магнитного поля при увеличении энергии ВЗЧ. На конструкцию наноячейки ячейки подана заявка на изобретение.

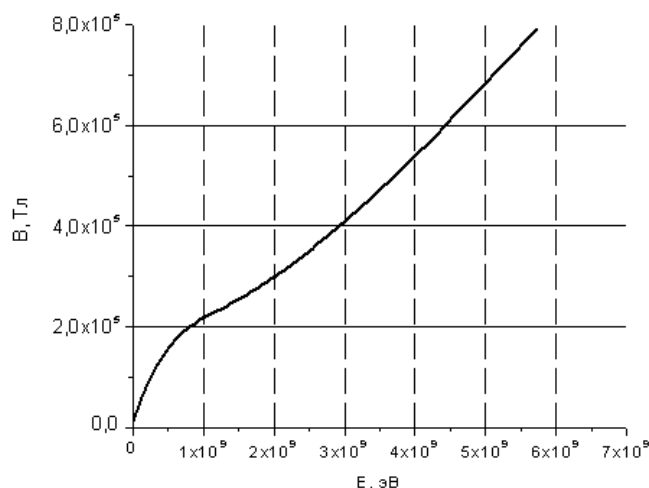


Рис. 2. Зависимость модуля магнитной индукции от энергии ВЗЧ.

Описываемые наночейки могут быть изготовлены методом литографии [4]. При этом масса таких структур намного меньше существующих материалов, применяемых для устранения влияния ВЗЧ.

Исследование выполнено в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ18/2018.

Литература

1. Gaisser T.K. Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio // *Astropart. phys.* – 2012. – № 35. – pp. 801 – 806.
2. Герштейн Г. М. Некоторые вопросы взаимодействия заряженных частиц с электрическим полем / Г. М. Герштейн. – Саратов: Издательство Саратовского университета, 1960. – 167 с.
3. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма / И.Е. Иродов. – М.: высш. шк., 1991. – 290 с.
4. Z. Huo Sub-two nanometer single crystal au nanowires / Huo Z., Tsung C., Huang W., Zhang X., Yang P. // *nano letters.* – 2008. vol. 8, no. 7. – p. 2041 – 2044.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛЮДВИГИТОВ Mn_2CuVO_5 И $Mn_{2.25}Co_{0.75}VO_5$

Попов Д.В.

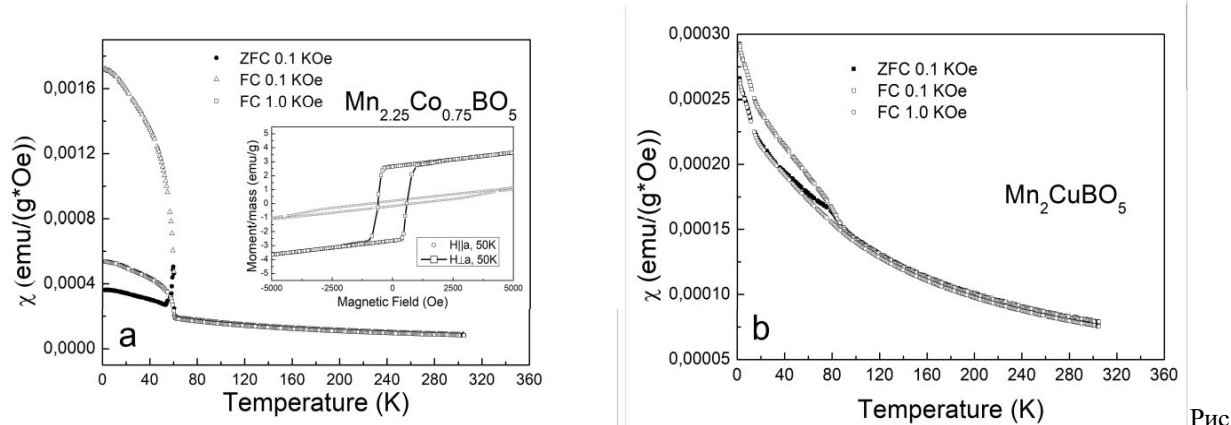
Казанский Федеральный Университет, Казань, Россия

E-mail: kazan-city.dvpopoff@yandex.ru

Оксибораты с общей формулой $M1_2^{2+}M2^{3+}VO_5$, где M1 и M2 — ионы металла, принадлежат к семейству людвигитов. Элементарная ячейка данных соединений содержит 4 формульные единицы, а ион металла находится в октаэдрическом кислородном окружении. Так как ионы двухвалентного и трехвалентного металла занимают четыре неэквивалентные позиции в элементарной ячейке, в людвигитах наблюдаются различные магнитные состояния, распределение зарядовой плотности, структурные и магнитные переходы [1, 2].

В данной работе изучались магнитные свойства кристаллов бимагнитных людвигитов, в которых соотношение магнитных элементов Mn:Co-3:1 и Mn:Cu-2:1. Образцы имели форму вытянутых многогранных призм (иголки). Кристаллографическая ось *a* была направлена вдоль иголки. Измерения намагниченности были проведены на установке PPMS-9 в магнитных полях до 1Тл в температурном диапазоне 2-300 К в режимах охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) в двух ориента-

циях: ось a параллельна и перпендикулярна магнитному полю. Температурные зависимости магнитной восприимчивости исследуемых образцов показаны на рисунке 1. Кривые магнитных восприимчивостей не совпадают в режимах ZFC и FC ниже 61 K для $Mn_{2.25}Co_{0.75}VO_5$ и 77 K для Mn_2CuVO_5 . Полученные константы Вейса $\Theta \approx -125K$ для $Mn_{2.25}Co_{0.75}VO_5$ и $-155K$ для Mn_2CuVO_5 , что говорит о наличии антиферромагнитных корреляций в данных образцах. Несмотря на отрицательные значения Θ в кобальтовом образце $Mn_{2.25}Co_{0.75}VO_5$ регистрируется петля, имеющая ферромагнитный характер (см. рис.1. а).



1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для:
а) $Mn_{2.25}Co_{0.75}VO_5$ и б) Mn_2CuVO_5 для магнитного поля, направленного вдоль оси a .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-02-00953.

Литература

1. Yu. V. Knyazev, N. B. Ivanova, N. V. Kazak, M. S. Platunov, L. N. Bezmaternykh, D. A. Velikanov, A. D. Vasiliev, S. G. Ovchinnikov, G. Yu. Yurkin. Crystal structure and magnetic properties of Mn substituted ludwigite $Co_3O_2VO_3$ // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2012, 324, p. 923–927
2. E. Moshkina, C. Ritter, E. Eremin, S. Sofronova, A. Kartashev, A. Dubrovskiy and L. Bezmaternykh. Magnetic structure of Cu_2MnVO_5 ludwigite: thermodynamic, magnetic properties and neutron diffraction study // J. Phys. Condens. Matter. 2017, 29, p. 245801.

СКРЫТЫЙ МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В ДВУМЕРНЫХ ФРУСТРИРОВАННЫХ ТРЕУГОЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ A_2MnTeO_6 ($A = Na, Li, Ag, Tl$)

Раганян Г.В.¹, Налбандян В.Б.², Евстигнеева М.А.², Вавилова Е.Л.³,
Анисимова Е.Е.³, Курбаков А.И.⁴, Кучугура М.Д.⁴, Зверева Е.А.¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²ЮФУ, химический факультет, Ростов-на-Дону, Россия

³КФТИ им. Е.К. Завойского, Казань, Россия

⁴ПИЯФ НИЦ Курчатовский Институт, Гатчина, Россия

E-mail: grigorik275@gmail.com

Исследованы статические и динамические магнитные свойства нового семейства квазидвумерных магнетиков с треугольной решеткой A_2MnTeO_6 ($A = Na, Li, Ag, Tl$). Для всех исследованных образцов данные по удельной теплоемкости и низкотемпературной нейтронной дифракции обнаруживают наступление дальнего магнитного порядка, несмотря на отсутствие каких-либо выраженных особенностей на температурной зависимости магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях при охлаждении до 2 K (эффект скрытого магнитного порядка). Температурная зависимость магнитной восприимчивости хорошо подчиняется закону Кюри-Вейсса в области высоких температур, но

предполагает широкий спектр короткодействующих магнитных корреляций и относительно большую отрицательную температуру Вейсса, что говорит о преобладании антиферромагнитных обменных взаимодействий и заметную спиновую фрустрацию. При увеличении магнитного поля поведение температурной зависимости магнитной восприимчивости заметно изменяется, и наблюдается характерный максимум при температуре Нееля. Дополнительное подтверждение эффекта магнитного поля было получено из данных ЭПР, которые ясно показывают деградацию и исчезновение резонансного сигнала при гелиевой температуре в согласии с установлением магнитного порядка. Поведение ширины линии ЭПР было проанализировано в рамках теории критического уширения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-02-00326.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ЛИТЫХ И БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ОБРАЗЦОВ СОЕДИНЕНИЯ HoCo_2

Ракунов П.А., Дунаева Г.Г.

ФГБОУ ВО ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: pavel.rakunov@mail.ru

Соединения RCO_2 являются одним из наиболее перспективных кандидатов для использования в качестве хладагентов в системах магнитного охлаждения в диапазоне температур 30-150 К [1]. Однако соединения системы RCO_2 (Er, Ho, Dy) с фазовым переходом первого рода имеют очень узкий пик температурной зависимости магнитокалорического эффекта (МКЭ), поэтому они могут использоваться только в узкой температурной области. С другой стороны, данные соединения проявляют большие магнитообъемные эффекты [2] так же, как $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$, и поэтому ожидается, что температура фазового перехода (T_c) соединений RCO_2 может быть увеличена за счет увеличения постоянной решетки [3].

Редкоземельные (РЗМ) интерметаллиды RCO_2 (кубическая структура типа фаз Лавеса) являются коллинеарными ферримагнетиками и имеют две магнитные подсистемы. Одна из этих подсистем образована локализованными моментами РЗМ, а другая - моментами коллективизированных 3d-электронов кобальта, гибридизированных с 5d-электронами РЗМ. Обмен между d-электронами недостаточен для самопроизвольного расщепления d-зоны, поэтому намагничивание подсистемы d-электронов в соединениях с магнитными РЗМ обусловлено R-d-обменным взаимодействием.

Переход первого рода в данных соединениях связан с зонным метамагнетизмом, который определяется как появление намагниченности переходного металла, вызванного спонтанной намагниченностью окружающих атомов редкоземельных элементов. Зонный метамагнитный переход (ЗМП) наблюдается и в других сериях соединений, но только соединения системы RCO_2 кристаллизуются конгруэнтно, что не требует дополнительной термообработки для получения однофазного состояния. Поэтому они являются хорошим кандидатом для исследования влияния быстрой закалки на магнитотепловые свойства в соединениях с переходом первого рода.

Необходимо отметить, что изменения в трехмерной зонной структуре в серии RCO_2 , которые зависят от параметра решетки в следствие лантанойдного сжатия, являются причиной перехода первого рода. Авторами [4] было показано, что метамагнитный переход в метастабильный электрон в соединениях RCO_2 может происходить только в определенном диапазоне решетки.

Исходный образец был синтезирован методом индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона. Для приготовления шихты были выбраны металлы высокой чистоты (99,99%). По причине того, что при выплавке происходит частичное испарение редкоземельного металла, в сплаве содержание РЗМ увеличивалось на 5,3%, что позво-

лило получить однофазные соединения без дальнейшего гомогенизирующего отжига. Металлографические исследования показали, что на поверхности образца присутствуют линии дислокаций, что может свидетельствовать о высокой степени однофазности образца. В подтверждение вышесказанному служат данные полученные с помощью рентгенофазового анализа.

В дальнейшем литые образцы были подвергнуты быстрой закалке на вращающемся медном диске, изменяя скорость вращения которого можно было регулировать скорость закалки. По результатам рентгеноструктурного анализа было установлено, что увеличение скорости закалки приводит к уменьшению параметров решетки.

Анализ МКЭ прямым методом измерения температуры образца при адиабатическом изменении магнитного поля, представленный на рисунке 1, показал, что в соединении HoCo_2 , подвергнутого быстрой закалке происходит уменьшение МК свойств, вызванное изменением рода фазового перехода с первого на второй. Кривые Белова-Эррота, построенные из кривых намагничивания, так же доказывают изменение рода фазового перехода.

Данное поведение противоречит результатам, в которых показано, что уменьшение параметров решетки приводит к ослаблению связи Co-Co , что вызывает первый род фазового перехода. Усиление спиновой флуктуации из-за поверхностных эффектов, вызванных беспорядком спинов на границах зерен, не может объяснить изменение рода фазового перехода, поскольку T_c должна уменьшаться, когда результаты показывают рост T_c , что в свою очередь указывает на усиление обменного взаимодействия.

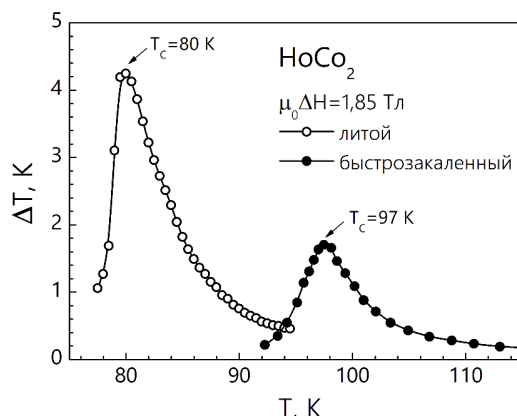


Рис.1. Температурные зависимости МКЭ для литого и быстрозакаленного образцов соединения HoCo_2 .

Для объяснения наблюдаемых эффектов была применена теория, предложенная Н. Х. Дюком и Д. Гивордом [5], в которой механизм перехода первого рода связан со скачкообразным изменением объема, возникающим при переходе.

Расчеты в рамках модели показали, что быстрая закалка приводит к сильным внутренним напряжениям, которые существенно влияют на намагниченность наноразмерных зерен. В результате энергетический барьер, разделяющий парамагнитное и ферромагнитное состояние, значительно уменьшается в нанокристаллическом HoCo_2 .

Литература

1. A.S. Andreenko, K.P. Belov, S.A. Nikitin, A.M. Tishin *Physics-Uspekhi* 158 (1989) 553–579.
2. Minakata R., Shiga M., Nakamura Y. Spontaneous volume magnetostriction of RCO_2 compounds // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1976. – Т. 41. – №. 4. – С. 1435-1436.
3. Araki Y., Ohashi M. Itinerant-electron metamagnetism of magnetocaloric material ErCo_2 and their borides // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2012. – Т. 400. – № 3. – С. 032005.
4. Khmelevskiy S., Mohn P. The order of the magnetic phase transitions in RCO_2 (R= rare earth) intermetallic compounds // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2000. – Т. 12. – №. 45. – С. 9453.
5. Duc N. H. et al. A new approach to itinerant-electron metamagnetism // *EPL (Europhysics Letters)*. – 1992. – Т. 20. – №. 1. – С. 47.

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ
НА ЗНАЧЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ВТСП-ЛЕНТАХ

Резников Я.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: reznikov.jg15@physics.msu.ru

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) активно используются как в электротехнике, так и в качестве датчиков, ограничителей тока, соленоидов и т.п. Применение ВТСП предполагает значительные экономические выгоды в электроэнергетике, но существуют проблемы при их использовании. Одним из важных параметров, характерных для ВТСП, является критический ток I_c – предельное значение постоянного незатухающего электрического тока, при достижении которого сверхпроводник переходит в нормальное (несверхпроводящее) состояние. На данный момент для работы при температурах в области жидкого азота используют ВТСП 2-го поколения на основе керамик $\text{ReB}_2\text{C}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Gd}, \text{Sm}$ и др.). Применение керамик ограничивается хрупкостью изделий из них, когда даже небольшие деформации приводят к значительным изменениям их эксплуатационных характеристик [1,2]. В данной работе представлены результаты изучения зависимости критического тока I_c ВТСП-лент от величины деформации изгиба.

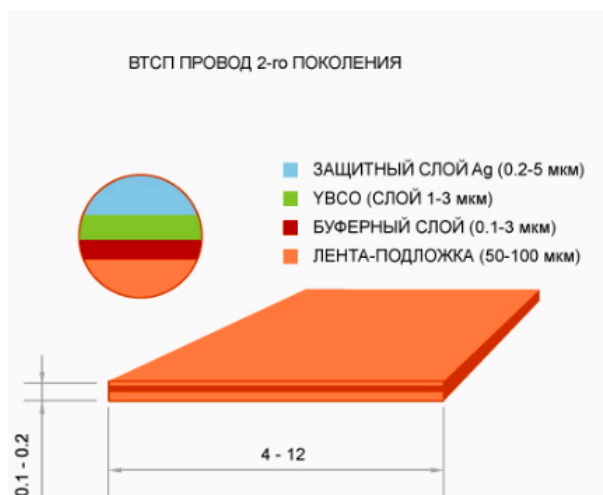


Рис. 1. Структура ВТСП-ленты 2го поколения (на примере YBCO) [4].

В работе использовались ВТСП-ленты $\text{GdB}_2\text{C}_3\text{O}_{7-\delta}$ (GdBCO) шириной 4 мм длиной 120 мм, предоставленные компанией Theva (Erding, Germany)[3]. Данные образцы относятся к сверхпроводникам 2-го поколения, которые представляют собой многослойный композит, состоящий из подложки, вспомогательных слоев, ВТСП сплава толщиной 3 мкм и защитных слоев меди и серебра (рис.1). Производятся технологией термического испарения.

Целью настоящей работы является исследование зависимости критического тока I_c образцов от степени деформации. Для изменения деформации изгиба ленты оборачивались вокруг цилиндров различного радиуса (20,5 мм, 23 мм, 25 мм, 49 мм, 95 мм). Далее лента горизонтально помещается ванну с жидким азотом, подключается к подводным электродам. В цепи пошагово увеличивается ток. Критическое значение, при котором разрушается сверхпроводник и цепь размыкается, фиксирует измерительное устройство.

Результаты указывают на резкое уменьшение критического тока I_c при уменьшении радиуса кривизны деформации ниже 23 мм.

Литература

1. Mathias Noe et al., Conceptual study of superconducting urban area power systems Journal of Physics: Conference Series 234 (2010) 032041

2. Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970;
3. www.theva.com (Компания производитель ВТСП-лент)
4. www.superox.ru/superconductivity (Компания производитель ВТСП-лент).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ПРОЦЕСС ФАЗООБРАЗОВАНИЯ В ДИФFUЗИОННОЙ ЗОНЕ РЕАКЦИОННОГО ТИГЛЯ Fe-Sn

Рисунков А.В., Комаровский Н.Ю., Богембаев Н.Р.

НИТУ «МИСус», Москва, Россия

E-mail: iskander.ris@gmail.com

Основная проблема в разработке эффективных магнитотвердых материалов, не содержащих редкоземельных элементов, состоит в том, чтобы найти новые фазы с высокой одноосной магнитной анизотропией и высокой намагниченностью. Метод реакционных тиглей является одним из экспериментальных методов комбинаторного анализа, при помощи которого строятся равновесные фазовые диаграммы. В нем интерметаллические соединения выявляются как термодинамически стабильные фазы, и многие исследователи экспериментально использовали данный метод в различных системах сплавов.

В данной работе в качестве объектов исследования была выбрана система Fe-Sn так как в ней присутствует несколько метастабильных магнитных высокоанизотропных фаз, например Fe_3Sn и Fe_3Sn_2 , которые рассматриваются в качестве замещающих материалов для производства постоянных магнитов, не содержащих критических элементов.

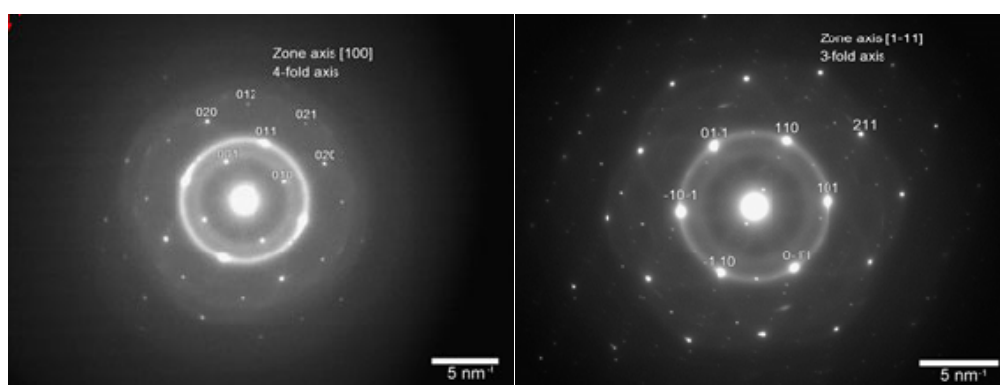


Рис.1. Дифракционная картина, полученная на просвечивающем электронном микроскопе.

В ходе проведения работы было обнаружено, что электрический ток в процессе отжига стабилизирует новую ранее неизвестную модификацию фазы Fe_3Sn_2 .

В ходе проведенных исследований был определен температурный диапазон, при котором существует данная фаза.

Исследования с использованием просвечивающего микроскопа показали в полученной фазе две зоны, одна из которых соответствует поворотной оси 3 порядка, вторая соответствует оси 4 порядка. Такая комбинация осей может соответствовать кубической сингонии. Это подтверждается данными рентгеновского анализа. Полученные рентгенограммы соответствуют эталону $\text{Fe}_{1.5}\text{Sn}_{0.5}$ с кубической решеткой и структурным типом B2.

В ходе исследований магнитной доменной структуры было обнаружено, что данная фаза обладает магнитокристаллической анизотропией типа легкая плоскость и демонстрирует плоскостную доменную структуру.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЁНОК
МЕТОДОМ МАГНИТНОГО КОЛЛОИДА В РЭМ

Ростова Т.В.

*ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия**E-mail: rosttana@mail.ru*

В настоящей работе представлены результаты исследований доменной структуры эпитаксиальных монокристаллических висмутсодержащих феррит-гранатовых пленок (ЭМПФГ) в растровом электронном микроскопе. ЭМПФГ пленки обладают уникальным сочетанием магнитных, оптических и электрофизических свойств и являются широко востребованными материалами современной магнитной микроэлектроники, магнитооптики и СВЧ-техники.

Состав исследуемых пленок описывается формулой $\text{Bi}_x\text{Gd}_y\text{Lu}_{3-x-y}\text{Ga}_z\text{Fe}_{5-z}\text{O}_{12}$, (где x , y , z – количество формульных единиц ионов висмута, гадолиния и лютеция). Основные параметры пленок: диаметр структуры, мм: 76; толщина эпитаксиальной пленки, мкм: 3,0 – 7,0; тип магнитной анизотропии – одноосная; напряженность поля магнитного насыщения: 10 – 100 Э; диапазон рабочих температур: 0 – 150° С.

Основными способами выявления доменной структуры магнитных образцов являются магнитооптические методы на основе эффектов Керра и Фарадея. Доменную структуру (ДС) тонких магнитных пленок можно наблюдать с помощью просвечивающего электронного микроскопа (Лоренцева микроскопия). При отсутствии больших ускоряющих напряжений и специальных приставок растровый электронный микроскоп (РЭМ) визуализирует магнитные домены с помощью высушенного коллоида [1-6].

На первом этапе работы были проведены эксперименты по визуализации доменной структуры ЭМПФГ пленок магнитооптическими методами и с помощью магнитной жидкости, представляющей собой коллоидную дисперсию магнетита в водной основе. Для более детального исследования доменной структуры был подготовлен магнитный коллоид, способный выявлять домены в РЭМ. В состав коллоида вошли раствор натриевой соли карбоксиметилцеллюлозы с концентрацией 0,16% и магнитная жидкость на водной основе. На рисунке 1 представлено изображение лабиринтной доменной структуры одноосной феррит-гранатовой пленки, выявленной коллоидом в РЭМ, при различных увеличениях.

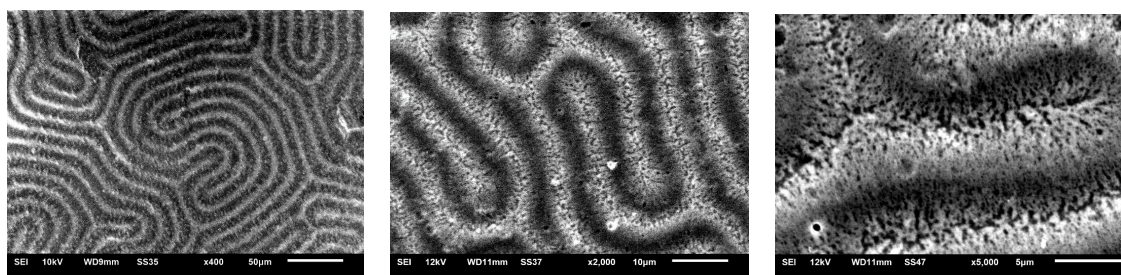


Рис.1. РЭМ-изображения доменной структуры висмутсодержащих феррит-гранатовых пленок (увеличения $\times 400$; $\times 2000$; $\times 5000$).

Если подвергать ферромагнетик воздействию магнитного поля, направленного под разными углами к оси легкого намагничивания образца, можно создавать разнообразные доменные структуры: полосовые, цилиндрические и т.д. Визуализация цилиндрических доменов на пленке методом эффекта Керра осуществлялась на оптическом микроскопе Neophot 30 (рис. 2а). При исследовании данного участка пленки на электронном микроскопе с помощью магнитного коллоида наблюдали сотовую ДС с маленькими поверхностными доменами в центре ячеек (рис. 2б).

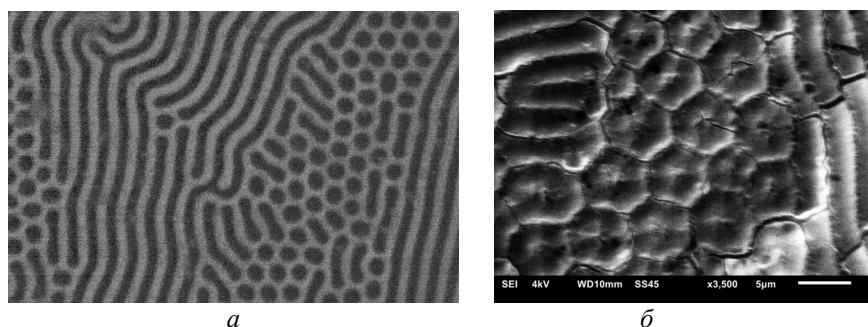


Рис. 2. Изображения доменной структуры висмутсодержащих феррит-гранатовых пленок, *а* – метод Керра, *б* – РЭМ.

Методика визуализации доменной структуры ферромагнетиков в растровом электронном микроскопе с помощью магнитного коллоида была отработана на образцах различной толщины (массивных и тонких пленках), получены ДС различных конфигураций (полосовые домены, структуры, сочетающие каплевидные и клиновидные домены, домены типа "звездочки"). Использование данного метода в растровом электронном микроскопе позволяет дополнить экспериментальные магнитооптические исследования магнитной доменной структуры.

Литература

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
2. Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г. Основные вопросы теории магнитной доменной структуры. Свердловск. 1977
3. Корзникова Г. Ф., Дерягин А. И., Корзников А. В.. Исследование доменной структуры Субмикроструктурных ферромагнетиков методом Лоренцевой электронной микроскопии//Физика металлов и металловедение., том 109, № 1, 2010. с. 9–17.
4. Craik D.J., Tebble R.S., Ferromagnetism and ferromagnetic domains. North Holland Publ. Co., Amsterdam. 1965
5. Hubert A., Schäfer R. Magnetic Domains. The analysis of magnetic microstructures. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1998. P.696.
6. Szmaja W., Balcerski J. Domain investigation by the conventional Bitter pattern technique with digital image processing// Czechoslovak Journal of Physics. V.52, Is.2, 2001. pp 223–226.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ПОДШИПНИКОВ

Самедова З.А.

РХТУ им. Д.И. Менделеева, факультет естественных наук, Москва, Россия
E-mail: samezara@bk.ru

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные суспензии, которые содержат однодоменные ферромагнитные наночастицы, диспергирующие в жидкостиносителе [1].

Свойство магнитных жидкостей втягиваться в область сильного магнитного поля и надежно удерживаться в нём, сохраняя при этом текучесть, позволило с их помощью создавать различные виды уплотнений. В зазор между вращающимся валом и корпусом вводят небольшое количество МЖ. «Жидкое уплотнение» исключает непосредственный контакт между подвижной и неподвижной деталями, предотвращая тем самым износ детали. Пыль, песок, попавшие в зазор, выталкиваются магнитной жидкостью как всякое немагнитное тело [2]. Помимо этого, основное достоинство магнитожидкостных подшипников заключается в том, что в широком нагрузочноскоростном режиме они рабо-

тают автономно в гидродинамическом режиме смазки за счет самоорганизующегося в магнитном поле замкнутого цикла поступления масла в зону трения.

В данной работе капля магнитной жидкости, состоящей из нано-частиц Fe_3O_4 , диспергированных в синтетическом углеводородном носителе падает на кольцевой магнит N35 NdFeB, намагниченный в осевом направлении.

Магнитостатическая сила, возникающая при таком процессе, может играть роль жидкой поддержки. При соединении магнитного основания с подложкой воздушная подушка, окруженная уплотнительным кольцом из магнитной жидкости, может генерировать газовую поддержку. Поддерживающая способность при таком процессе, обеспечиваемая сжиженным газом, способствует уменьшению трения [3].

Трибологические результаты данной работы подтверждают возможность уменьшения трения при использовании магнитожидкостных подшипников, что является одной из ключевых проблем ввиду износа обычных подшипников. В статье был проведён сравнительный анализ характерных параметров, отвечающих за герметизацию и уменьшение трения в магнитожидкостных подшипниках.

Литература

1. Новопашин С.А., Серебрякова М.А., Хмель С.Я. Методы синтеза магнитных жидкостей// Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т.22. №4. С. 411.
2. Болотов А.Н., Новиков В.В., Новикова О.О. Исследование триботехнических свойств пьезомагнитожидкостных подшипников// Трение и смазка в машинах и механизмах. 2010. №10. С. 23-29
3. Charles SW. The preparation of magnetic fluids. Lect Notes Phys 2003. 594:3–18.

УЧЁТ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ МЕТААТОМОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАПОВЕРХНОСТИ

Сацкий А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: satskiyalex@gmail.com*

Метаматериалы — современные композиционные материалы, уникальные свойства которых обусловлены не столько свойствами составляющих их элементов, сколько искусственно созданной периодической структурой. Примером таких свойств может быть отрицательное по величине значение коэффициента преломления и локальной магнитной проницаемости.

Зачастую, каждая элементарная структурная ячейка метаматериала (метаатом) в отдельности проявляет присущие метаматериалу характеристики. В то же время было показано, что аддитивным откликом отдельных метаатомов описывать отклик метаматериала в целом совершенно некорректно[2]. Важную роль здесь играет взаимодействие между метаатомами [1]. Также было выяснено, что большинство существующих теоретических моделей при расчете магнитной проницаемости либо не учитывают данное взаимодействие, либо сводят его влияние к минимуму, и была предложена качественно новая модель, учитывающая влияния взаимодействия метаатомов[3].

Однако, последующее экспериментальное исследование подобного класса метаматериалов (метаповерхностей) и сравнение экспериментальных данных с предсказаниями предложенной модели дали неоднозначный результат[4]. Сравнимые в работе экспериментальные и предсказываемые моделью частотные зависимости величины локальной магнитной проницаемости были крайне близки по характеру изменения, но их численные значения отличались в разы.

В то же время, умение точно предсказывать не только характер частотных зависимостей их характеристик, но и их численные значения необходимо для активного приме-

ния метаматериалов в науке и технике. Поэтому цель данной работы - разработка методики расчета магнитной проницаемости в метаповерхностях конечных размеров с учетом конечных размеров и взаимодействия метаатомов.

Литература

1. Radkovskaya A., Shamonina E. Band structure of Mono- and Diatomic Metamaterials with Inter-Element Coupling. 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials. Thesis, Bordeaux. France. 2013.
2. Solymar L., Shamonina E. Waves in Metamaterials. Oxford Univ.Press., Oxford. 385 p. 2009.
3. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushchikina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov Z. V., K Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. Book of abstracts Moscow International Symposium on Magnetism 2017, MISM-2017, 1-5 July, 2017, Moscow, p.96
4. Вакулено А.Ю. Локальная магнитная проницаемость метаповерхностей. Дипломная работа. Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва. 87 стр. 2018

ВЛИЯНИЕ ГОФРИРОВАНИЯ ИНТЕРФЕЙСНОЙ ГРАНИЦЫ НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЛОЯ КОБАЛЬТА С КЕРАМИКОЙ ЦТС

Серокурова А.И., Букжелева Т.А.

НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск

E-mail: serokurova@ifftp.bas-net.by

В последнее время интенсивно исследуется магнитоэлектрический эффект (МЭЭ) [1] в связанных слоистых структурах ферромагнетик-сегнетоэлектрик, обусловленный взаимодействием ферромагнитной (ФМ) и сегнетоэлектрической (СЭ) компонент посредством механической деформации. Практический интерес к таким объектам вызван, прежде всего тем, что, в отличие от объемных композиционных материалов, МЭЭ выражен в них значительно сильнее [1]. При этом открытым является вопрос о том, насколько однородно по толщине реализуется МЭ взаимодействие в слоистых структурах, полученных такими распространенными методами, как спекание или склеивание. В качестве пьезоэлектрической компоненты обычно используется керамика на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС). Это вызвано тем, что она имеет хорошие диэлектрические и пьезоэлектрические свойства, а так же обладает высокой термостабильностью. Данные структуры формируются методом ионно-лучевого распыления-осаждения [2] и отличаются высокой адгезией слоя металла к подложке и характеризуются термостабильными и воспроизводимыми МЭ свойствами [3].

В работе [2] был сделан вывод об интерфейсной природе МЭ эффекта и показано, что область наибольшего взаимодействия распространяется на глубину до 10 мкм и определяет толщину области МЭ эффекта. Поэтому актуальным является вопрос об увеличении глубины взаимодействия компонентов, и соответственно увеличении МЭ эффекта. В настоящей работе исследуются образцы гетероструктур Со /ЦТС с профилированной на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлении поверхности ЦТС (PZT), полученные прямым осаждением слоев кобальта методом ионно-лучевого распыления/осаждения. Профилирование поверхности $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$ производилось стандартным образом посредством контактной литографии. Профиль поверхности PZT подложки, созданный методом литографии, состоял из вытравленных канавок шириной 6.0 мкм и расстоянием между канавками 10 мкм. Глубина поверхности подложки составляла величину 2 мкм.

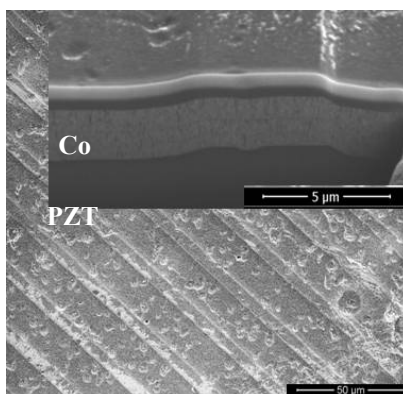


Рис 1. Изображение поверхности и поперечного среза гетероструктуры Co/PZT.

На рис.1 представлено изображение поверхности гетероструктуры Co/PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O₃ с профилированной геометрией подложки, и поперечного среза гетероструктуры (рис1.вставка). Из рис.1 видно, что слой кобальта не содержит пустот и плотно состыковывается с поверхностью керамических зерен подложки, а сами зерна благодаря отмеченной выше процедуре ионно-лучевого сглаживания поверхности в области интерфейса имеют плоскую поверхность.

На рис.2 представлены результаты исследования полевой зависимости линейного низкочастотного МЭ эффекта в структурах с плоской поверхностью (а) и с профилированным рельефом(б). Из рисунка видно, что формирование гетероструктур, состоящих из слоя ферромагнетика, нанесенного на подложку сегнетоэлектрика с профилированным рельефом ее поверхности, позволяет увеличить низкочастотный магнитоэлектрический эффект до 10 мВ/(см×Э), по сравнению со структурами с плоской поверхностью [2], где величина низкочастотного магнитоэлектрического эффекта составляет 4 мВ/(см×Э). Создание профиля с латеральным шагом равным глубине взаимодействия, и с вертикальным шагом равным толщине пленки Co позволяет нивелировать естественные дефекты поверхности подложки и получить сплошные и однородные по толщине ФМ слои. Однородные и сплошные слои легче намагничиваются чем неоднородные в ферромагнитном отношении.

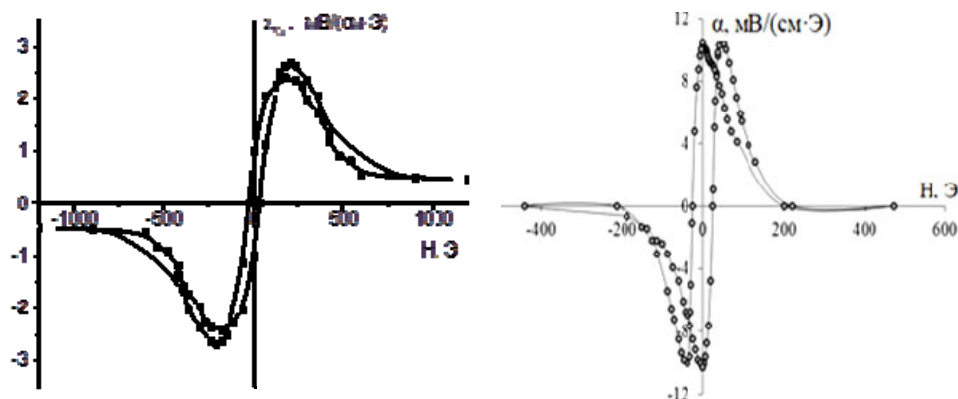


Рис 2. Величина МЭЭ в гетероструктурах Co/PZT с профилированной геометрией подложки.

Полученные результаты перспективны для получения активных элементов автономных источников электрической энергии и датчиков магнитных полей.

Литература

1. А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН, 182, 5 (2012), 593–620.
2. А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, С. А. Шарко, А. В. Беспалов, О. Л. Голикова, М. Н. Смирнова, В. А. Кецко Неорганические материалы, 2019, том 55, № 3, с. 1–6
3. В.М. Лалетин, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Н.Н. Поддубная Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 21

МАГНИТНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ $Y_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$ С РАЗНЫМИ ТИПАМИ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ

Синкевич А.И.

*ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия**E-mail: artem.sinkevich2602@gmail.com*

Квазибинарные соединения $R_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$ образуют непрерывный ряд твердых растворов, при этом тип кристаллической решетки при комнатной температуре варьируется от гексагональной (Th_2Ni_{17}) до ромбоэдрической (Th_2Zn_{17}) [1-3]. Магнитокристаллическая анизотропия (МКА) этих соединений возникает из комбинации вкладов подрешеток переходного и редкоземельного металлов. Важной особенностью соединений этой группы с иттрием является то, что изменение соотношения между кобальтом и железом приводит к изменению типа МКА: при комнатной температуре в зависимости от значения x наблюдается МКА типа «ось легкого намагничивания» или «легкая плоскость» [2]. Ход магнитной фазовой диаграммы обусловлен подрешетками Co и Fe [1]. Бинарное соединение Y_2Co_{17} имеет плоскостную анизотропию, но замещение небольшого количества Co на Fe меняет тип анизотропии от плоскостной к «оси легкого намагничивания». Однако при $x > 0,7$ плоскостная анизотропия снова восстанавливается. Константа МКА K_1 для составов $Y_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$ увеличивается с ростом x от отрицательного до положительного значения, равного нулю в окрестности $x = 0,03$. Кроме того, замещение кобальта на железо приводит к снижению температуры Кюри от 1200 К до 400 К [1].

Целью данной работы было исследование поведения магнитной доменной структуры соединений $Y_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$. Наибольший интерес представляли составы вблизи концентрационного магнитного фазового перехода.

Исходные сплавы были синтезированы методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Из крупнозернистых слитков выкалывались образцы и аттестовались методами магнитных измерений и рентгеноструктурного анализа. Отобранные образцы, ориентировались таким образом, чтобы после обработки получить шлифы на базисной и призматической поверхности. Ориентировка образцов с МКА «ОЛН» проводилась в магнитном поле, остальные – методом Лауэ. Исследование магнитной доменной структуры проводилось методами полярного эффекта Керра на оптическом микроскопе Neophot-30 (Zeiss) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ) на сканирующем зондовом микроскопе Solver Next (NT-MDT) [4, 5].

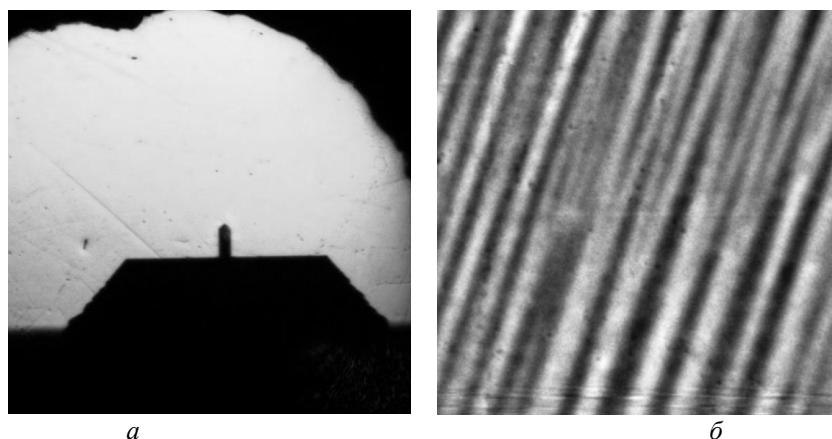


Рис. 1. Оптическое изображение монокристалла Y_2Fe_{17} и зонда (а), и МСМ-изображение (б) на базисной плоскости. Размер поля зрения (б) – 20x20 мкм.

На рис.1. представлены МСМ-изображения, полученные при сканировании поверхности монокристалла Y_2Fe_{17} с МКА типа «легкая плоскость». Первое оптическое изображение (рис.1а) иллюстрирует область сканирования поверхности монокристалла кан-

тилевером, а второе – результат сканирования магнитных полей рассеяния доменов, полученный при втором проходе на высоте 200 нм. Доменная структура на базисной поверхности имеет полосовую структуру, при этом средняя ширина доменов составляет ~1мкм.

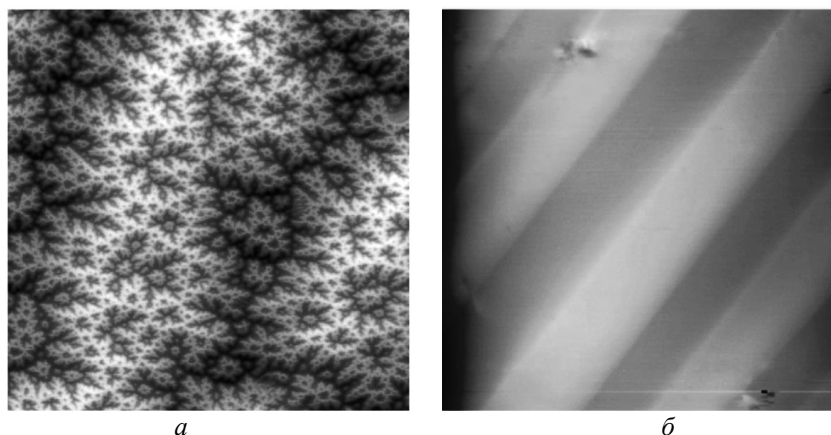


Рис. 2. МСМ-изображения, полученные на базисной (а) и призматической (б) плоскостях монокристаллов $Y_2Fe_7Co_{10}$. Размер поля зрения – 100x100 мкм.

Типичный пример доменной структуры составов с МКА типа «ось легкого намагничивания» представлен на рис.2. На базисной плоскости монокристаллов наблюдается структура замыкающих доменов типа «звездочки» (рис.2а), а на призматической плоскости – полосовая доменная структура [6]. Средняя ширина полосовых доменов на призматической плоскости соединения $Y_2Fe_7Co_{10}$ составила 20 мкм. В работе проводится оценка микромагнитных параметров соединений $Y_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$.

Литература

1. Chen H., Ho W.-W., Sankar S.G., Wallace W.E. Magnetic anisotropy phase diagrams of $R_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$ compounds (R=Y, Pr, Sm, Gd, Dy, Er) // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1989. V.78. P.203-207.
2. Perkins R.S., Nagel H. The magnetocrystalline anisotropy of $Y_2(Co_{1-x}Fe_x)_{17}$ // Physica 80B. 1975. P. 143-152.
3. Dianoux A., Rado C., Servant F., Jannot Y., Mazet T. // Solid State Phenomena. 2017. Vol. 257. P. 68-71.
4. Яминский И.В., Тишин А.М. Магнитно-силовая микроскопия поверхности // Успехи химии. 1999. 68. 187-193.
5. Антонова Е.С., Пастушенков Ю.Г. Особенности низкотемпературной трансформации микромагнитной структуры интерметаллида Ho_2Fe_{17} // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2018. Вып. 10. С.13-19.
6. Пастушенков Ю.Г. Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров: Монография. Тверь: Тверской государственный университет, 2007. 151 с.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ, НАХОДЯЩИХСЯ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Сирунян В.А., Гладких Д.В.

СКФУ, Институт математики и естественных наук, Ставрополь, Россия

E-mail: pandicorn_2497@mail.ru

Коллоидные дисперсные системы и насыщенные ими пористые тела составляют значительную часть материалов естественного и искусственного происхождения. При этом физико-химические и механические свойства таких систем зависят от содержания и

свойств насыщающей пористые среды жидкости. Анализ протекающих в этом случае процессов затруднен тем фактом, что свойства жидкости из-за взаимодействия с поверхностью пор и частиц дисперсной системы отличаются от свойств объемной жидкости.

Ранее проводились исследования свойств жидкостей при помещении их в пористую среду, например [3-6]. Большая часть исследований была выполнена для коллоидов, обладающих слабыми магнитными свойствами, вследствие чего, исследовались в первую очередь механические и электрические свойства таких систем. Вместе с тем несомненный интерес представляют исследования при использовании в качестве дисперсной среды магнитных коллоидов.

В качестве объектов исследования было использовано 2 образца магнитного коллоида одинаковой концентрации ($\varphi = 9,4 \%$) с различным средним размером дисперсных частиц – 14 нм (образец №1) и 9 нм (образец №2). В качестве пористых сред использовались кварцевый песок и кремнеземный шнур.

Было установлено, что мнимая часть динамической магнитной восприимчивости образца №1 претерпевает максимум (рис. 1, кривая 1) в низкочастотном диапазоне частот в отсутствие внешнего постоянного подмагничивающего поля. Это может служить подтверждением реализации для частиц этого образца броуновского механизма релаксации магнитного момента. Для образца №2, с более мелкими размерами частиц, частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости является монотонно возрастающей и максимума в исследованной области частот не имеет.

Мнимая часть магнитной восприимчивости образцов, представляющих собой кварцевый песок и кремнеземный шнур и пропитанных магнитным коллоидом с крупными частицами (образцом №1), также испытывает максимум в области низких частот. Однако частота, на которой наблюдается максимум мнимой части магнитной восприимчивости, смещается в область более низких частот (рис. 1, кривые 2 и 3). При пропитывании исследуемых пористых сред образцом №2 магнитного коллоида изменений в характере частотной зависимости восприимчивости не было обнаружено: частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости является монотонно возрастающей и максимума в исследованной области частот, также как и для объемного образца, не имеет.

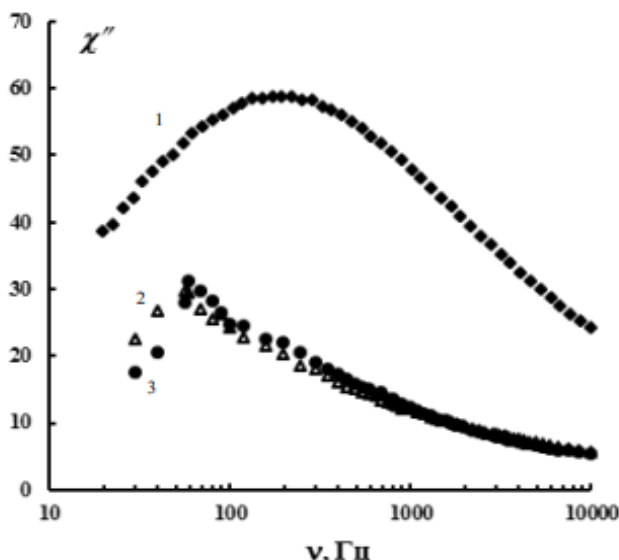


Рис. 1. Частотная зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости для образца МЖ №1 (кривая 1) и образцов пористых сред, насыщенных данной МЖ: песок кварцевый (кривая 2) и шнур кремнеземный (кривая 3).

К настоящему времени известно об особом характере физических свойств жидкостей вблизи твердой поверхности и о существовании так называемого связанного состояния жидкости в дисперсной системе (пористой среде) [1]. Отличия связанного состояния от свободного («объемного») объясняется перестройкой межмолекулярных связей в струк-

туре жидкости под действием поля поверхностных сил. В первую очередь наблюдаются отличия в свойствах граничных слоев жидкостей вблизи твердых поверхностей.

Одним из физических параметров, который должен претерпевать изменения в случае пропитывания жидкостью пористой среды, является вязкость. В работе [2] приведена следующая зависимость, описывающая изменение вязкости при приближении к твердой поверхности:

$$\eta(x) = \frac{\eta_0}{1 - a \cdot \exp(-b \cdot x)}, \quad (1)$$

где a и b – некоторые параметры, определяемые из экспериментальных зависимостей вязкости жидкости от расстояния x до твердой поверхности, η_0 – вязкость объемной жидкости вдали от границ раздела сред.

Так как для магнитной жидкости с крупными частицами время релаксации определяется выражением

$$\tau_B = \frac{3V\eta}{kT}, \quad (2)$$

то с учетом (1), выражение для времени их релаксации можно записать в виде:

$$\tau_B = \frac{3V\eta_0}{kT} \cdot \frac{1}{1 - a \cdot \exp(-b \cdot x)} \quad (3)$$

На рисунке 2 приведен график зависимости относительного времени релаксации магнитного момента коллоидной частицы от расстояния до твердой поверхности. Здесь τ_{B0} – время релаксации частиц, находящихся на бесконечно большом расстоянии от поверхности (соответствует случаю объемного образца магнитного коллоида). Как видно из рисунка при приближении к твердой поверхности время релаксации увеличивается. Из этого следует, что для магнитного коллоида с крупными частицами (образец №1) при его помещении в пористую среду, частота, соответствующая максимуму мнимой части комплексной магнитной восприимчивости, должна смещаться в область более низких частот.

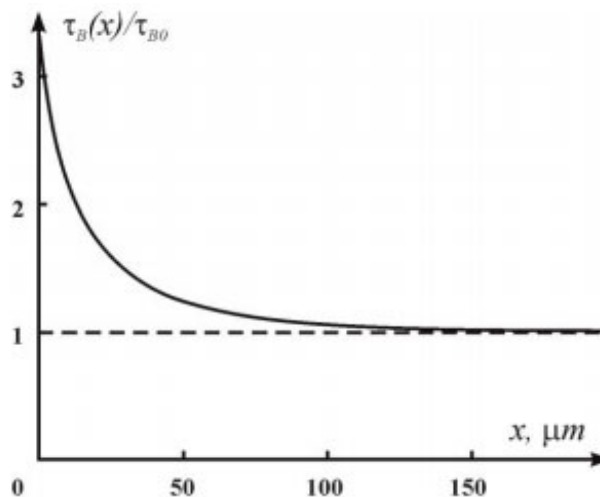


Рис. 2. Теоретическая зависимость относительного времени релаксации коллоидных частиц от расстояния до твердой поверхности.

В случае образца магнитного коллоида с более мелкими частицами (образец №2), для которых реализуется неелевский механизм релаксации магнитного момента, изменение вязкости омывающей коллоидные частицы жидкости не должно влиять на время релаксации и на характер частотных зависимостей магнитной восприимчивости в исследованном диапазоне частот.

Литература

1. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985. – 400 с.
2. Муллер В.М., Сергеева И.П., Соболев В.Д., Чураев Н.В. Коллоидный журнал. – 1986. – Т. 48. – № 4. – С. 718-727.
3. Frimmel F.H., von der Kammer F., Flemming H.-C. Colloidal Transport in Porous Media. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
4. Gladkov S.O. Dielectric Properties of Porous Media. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
5. Sheikholeslami M., Ganji D.D. Applications of Nanofluid for Heat Transfer Enhancement. Elsevier Ltd., 2017.
6. Viramontes-Gamboa G., Medina-Noyola M., and Arauz-Lara J.L. Phys. Rev. E, 52, 4035 (1995).

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
В НАНОЧАСТИЦАХ DyF₃**

Спиридонова А.В.

КФУ, Институт физики, Казань, Россия

E-mail: sav1998@list.ru

Исследования магнитных свойств ионов Dy⁺³ привели к обнаружению в 2008 году фазового перехода в ферромагнитное состояние микрокристаллов DyF₃ при температуре T_c = 2,55 К. В настоящий момент нашей научной группой проводятся эксперименты по выявлению пара-ферромагнитного перехода в наночастицах редкоземельного трифторида DyF₃ методом ядерного магнитного резонанса.

Изучение магнитных состояний наночастиц редкоземельного металла является интересной и актуальной темой. С одной стороны, она затрагивает вопрос магнитного упорядочения моментов, а с другой – непосредственно связана с наноматериалами. Сегодня использование наночастиц в качестве биометок является одним из наиболее перспективных направлений. Поэтому при проведении экспериментов учитываются не только размеры и конфигурация частиц, но и уровень токсичности данного образца. В связи с достаточно высокой токсичностью «чистого» DyF₃ проводится параллельное исследование аналогичных образцов, покрытых разветвлённым полимером polyethyleneimine (PEI). Кроме того, предложена идея при измерениях использовать азот для покрытия им частиц, что, возможно, отдалит релаксирующие атомы ³He от парамагнитных центров нанобразца.

На данный момент имеется база результатов проведённых экспериментов по определению пара-ферромагнитного перехода в частицах DyF₃ путём измерения времён спада свободной индукции (ССИ), ЭХО, T₁ и T₂ в зависимости от температуры. Также намечен план проведения новых исследований. Предполагается, что переход в наночастицах будет обнаружен при температурах порядка 2,5 К со сдвигом вниз относительно данного значения.

Литература

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Москва, 1963.
2. Kumar S.P., Sakthipandi K., Gayathiri R., Panday M.S., Karthik A., Rajendran V. Ferromagnetic-paramagnetic transition temperature in bulk and nanostructured La_{0.7}Sr_xCa_{0.32x}MnO₃ (x = 0.10, 0.15 and 0.20) manganite materials // Rare Metals. 2015. No. 36(6). P.501–511.
3. Savinkov A. V., Korableva S. L., Rodionov A. A., Kurkin I. N., Malkin B. Z., Tagirov M. S., Suzuki H., Matsumoto K., Abe S. Magnetic properties of Dy³⁺ ions and crystal field characterization in YF₃:Dy³⁺ and DyF₃ single crystals // Journal of Physics: Condensed Matter. 2008. No. 20(48).

- Zhou S. M., Guo Y. Q., Zhao J. Y., Wang C. L., He L. F., Shi L. Size-dependent ferromagnetic phase transition in Sm_{0.5}Sr_{0.5}MnO₃ nanoparticles // Journal of Applied Physics. 2012. No.111.

ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПАКЕТОВ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ГАЛФЕНОЛА

Филатов Я.А.^{1,2}, Геревенков П.И.², Л.А. Шелухин Л.А.²

¹Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yaroslav.filatov@metalab.ifmo.ru

На сегодняшний день одной из актуальных тем современного магнетизма являются исследования сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики в структурах магнитоупорядоченных материалов. Широкий спектр практического применения, например, в областях хранения данных, квантовых вычислений, передаче и обработке информации [4, 1], объясняет интерес научного сообщества к фемтомагнетизму, т.е. сверхбыстрому оптическому управлению магнитным порядком. В последние несколько лет происходит интеграция экспериментальных подходов фемтомагнетизма с областью исследований, связанной с управлением спиновыми волнами – магноники. Так, к настоящему времени уже продемонстрированы механизмы возбуждения магнитостатических волн фемтосекундными лазерными импульсами [6]. Данный подход позволяет возбуждать и управлять свойствами спиновых волн, предоставляя значительную гибкость при изменении направлений, длины распространения и других параметров возбуждаемых волн [7, 3]. Однако, круг механизмов и материалов, для которых продемонстрировано такое возбуждение и управление свойствами спиновых волн остается весьма ограниченным.

В данной работе исследовано распространение пакетов спиновых волн, возбуждаемых лазерным импульсом в пленке ферромагнитного металлического сплава галфенола Fe_{0.81}Ga_{0.19}. В качестве образцов в эксперименте использовались тонкие пленки с толщинами 5, 10, 20 нм, эпитаксиально выращенные на подложках GaAs (ориентация кристаллографических осей (001)). Данные пленки отличаются наличием сильной магнитной анизотропии в плоскости, а именно одноосной анизотропией в дополнение к кубической [2].

Измерения проводились по схеме «накачка-зондирование», позволяющей наблюдать распространяющиеся спиновые волны с высоким пространственно-временным разрешением. Возможность пространственного сканирования реализована за счет размещения фокусирующего микрообъектива на пьезо-трансляторе, изменяющего относительные положения пятен накачки и зондирования. Временное разрешение достигнуто благодаря помещению уголкового отражателя на линейном моторизованном трансляторе в оптическом пути импульсов накачки. В образцах, помещенных во внешнее постоянное магнитное поле, направленное в плоскости пленки, возбужденная спиновая волна регистрировалась за счет полярного магнитооптического эффекта Керра.

Пространственное сканирование образца в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, привело к обнаружению временных магнитооптических сигналов, имеющих форму волнового пакета (рис. 1а). Локальное изменение магнитной анизотропии структуры импульсом накачки запускает прецессию намагниченности, распространяющуюся за пределы области накачки в виде магнитостатических волн. При этом наблюдались характерные изменения амплитуды и положения центра волнового пакета с расстоянием между областями фокусировки пятен накачки и зондирования. Таким образом, возможно количественно оценить длину распространения спиновых волн и другие ее характеристики благодаря аппроксимации экспериментальных данных волновым па-

кетом с гауссовской огибающей (сплошные линии на рис. 1а). В результате длины распространения волн составили до 3.4 мкм при внешнем магнитном поле 100 мТл, что сравнимо с длинами распространения волн для 20 нм пленки пермаллоя [5]. При этом взаимная ориентация кристаллографических осей образца и внешнего магнитного поля влияет на величину длины распространения волн в пленках галфенола. При ориентации поля вдоль оси трудного намагничивания наблюдалась наибольшая длина распространения.

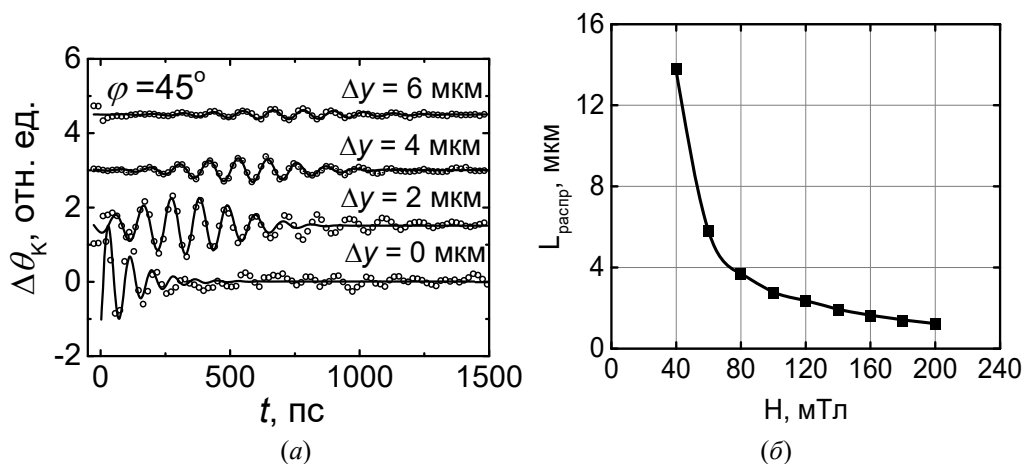


Рис. 1. (а) Экспериментально полученные временные сигналы, пропорциональные внеплоскостной компоненте намагниченности при разных расстояниях Δy между областями накачки и зондирования для пленки FeGa толщиной 20 нм. (б) Зависимость длины распространения спиновых волн от величины внешнего магнитного поля, рассчитанная для пленки FeGa толщиной 20 нм при направлении поля вдоль трудной оси намагничивания.

Проведено численное моделирование пространственно-временных зависимостей магнитной динамики образца при ее сверхбыстром локальном возбуждении (рис. 1б). Результаты экспериментов для образцов пленок галфенола с толщинами 10 и 20 нм и численно полученных зависимостей длины распространения от величины внешнего магнитного поля имеют хорошее согласие.

Полученные результаты показывают, что в анизотропных магнитных пленках добавляются новые степени свободы для контроля над характеристиками возбуждаемых спиновых волн. Важно отметить, что сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии позволяет возбуждать спиновые волны в материалах с различной электронной структурой [8]. Таким образом, снимаются ограничения, накладываемые на свойства материалов и геометрию эксперимента, и существенные для других механизмов возбуждения [7, 3].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00824 А).

Литература

1. A.V. Chumak et al. Magnonic crystals for data processing // J. Phys. D: Appl. Phys. 50 244001 (2017);
2. A. T. Hindmarch Interface magnetism in ferromagnetic metal-compound semiconductor hybrid structures // SPIN 1, 45 (2011);
3. M. Jäckl et al. Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films // Phys. Rev. X 7, 021009 (2017);
4. A. M. Kalashnikova et al. Ultrafast opto-magnetism // Phys. Usp. 58 969–980 (2015);
5. N. E. Khokhlov et al. Optical excitation of propagating magnetostatic waves by an ultrafast magnetic anisotropy change in an epitaxial Gallfenol film, to be published;
6. A. Kirilyuk et al. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Rev. Mod. Phys. 82, 2731 (2010);
7. T. Satoh et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // Nature Photonics volume 6, pages 662–666 (2012);
8. L.A. Shelukhin, et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film // Phys. Rev. B 97, 014422 (2018).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ
НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ СЛОЕМ ГАДОЛИНИЯ

Харламова А.М., Шалыгина Е.Е., Ефремова С.Л.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: anna-h-m@mail.ru

Тонкие магнитные пленки 3d-переходных металлов и тонкопленочные многослойные структуры субмикронной толщины, обладая уникальными физическими свойствами, являются объектом интенсивных исследований в области физики магнитных явлений и прикладного магнетизма. В частности с середины 80-х годов активно ведется изучение свойств магнитных структур, содержащих редкоземельные металлы и их сплавы, благодаря их высоким значениям магнитных моментов и перспективе их широкого практического применения [1]. Существенное улучшение способов получения и методов изучения тонкопленочных систем с хорошо контролируруемыми толщинами слоев нанометрового диапазона способствовало этим исследованиям [2].

Изучаемые в данной работе тонкопленочные образцы были получены методом ионно-плазменного магнетронного распыления на стеклянные подложки при комнатной температуре. В процессе напыления пленок было приложено постоянное магнитное поле, параллельное плоскости подложки, $H_{\text{подл}} = 250$ Э, что способствовало формированию одноосной магнитной анизотропии. Шероховатость поверхности подложки была порядка 0.5 нм. В качестве буферного подслоя и верхнего слоя, защищающего тонкопленочные системы от окисления, наносились слои Ta толщиной 5 нм. Базовое давление в вакуумной камере составляло 4×10^{-7} мбар. Давление аргона в процессе напыления пленки достигало 3.8×10^{-3} мбар. Толщина Co слоев, t_{Co} , во всех трехслойных Co/Gd/Co образцах была равна 5 нм, а толщина слоев Gd изменялась от 0.5 до 10 нм.

Измерение петель гистерезиса было выполнено с помощью магнитооптического Керр-магнетометра, созданного на основе поляризационного микроскопа Carl Zeiss. Одновременно с этим визуализировались изменения доменной структуры (ДС) в процессе перемагничивания образца, то есть регистрировались изменения компоненты намагниченности, M , под действием приложенного магнитного поля. Наблюдение ДС осуществляется с помощью меридионального эффекта Керра, пропорционального компоненте, намагниченности, параллельной плоскости падения света. Диаметр светового пятна на изучаемой поверхности может варьироваться от нескольких миллиметров до 100 мкм. Измерение объемных магнитных характеристик, в частности намагниченности насыщения, были проведены с помощью вибрационного магнетометра "LakeShore VSM 7400" с чувствительностью 10^{-6} Гс•см³.

На рисунках 1 и 2а приведены типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для изучаемых Co/Gd/Co образцов, измеренные с помощью магнитооптического Керр-магнетометра (Рис. 1) и вибрационного магнетометра (Рис. 2а). Петли гистерезиса были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В одном случае, направление H было параллельно ориентации магнитного поля, приложенного в процессе изготовления образцов (направление D1), а в другом случае – перпендикулярно D1 (направление D2). Все измерения проводились при комнатной температуре. В целом полученные данные позволили получить зависимость поля насыщения HS от толщины слоя гадолиния, t_{Gd} (Рис. 2б). Анализ полученных данных показал, что петли гистерезиса, измеренные вдоль D1 и D2 направлений, различаются (Рис. 1), что свидетельствует о наличии наведенной магнитной анизотропии (МА) с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной направлению магнитного поля, приложенного в процессе изготовления образцов. Согласно существующим данным [3], основным механизмом, обуславливающим наведенную МА, является парное упорядочение атомов. Петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном параллельно D2 направлению, для всех исследуемых образцов имеют наклонную форму. Форма петель гистерезиса, наблюдаемых в

магнитном поле, приложенном параллельно D1 направлению, зависит от t_{Gd} . В частности, образцы с $t_{Gd} < 2.0$ нм характеризуются практически прямоугольной петлей гистерезиса (Рис. 1а). В этом случае процессы перемагничивания осуществляются за счет необратимого роста зародыша перемагничивания и движения доменной границы. При $t_{Gd} > 2.0$ нм форма петель гистерезиса, измеренных в магнитном поле параллельном D1 направлению, отличается от прямоугольной. Это можно объяснить наличием ДС в образцах, перемагничивание которых обычно на начальном этапе осуществляется за счет смещения доменных границ, затем смещения доменных границ и вращения вектора намагниченности и завершается вращением вектора намагниченности. Полученная зависимость поля насыщения H_s от толщины Gd слоя, наблюдаемая для тонкопленочных Co/Gd/Co систем свидетельствует о влиянии t_{Gd} на магнитополевое поведение образцов (Рис. 2б).

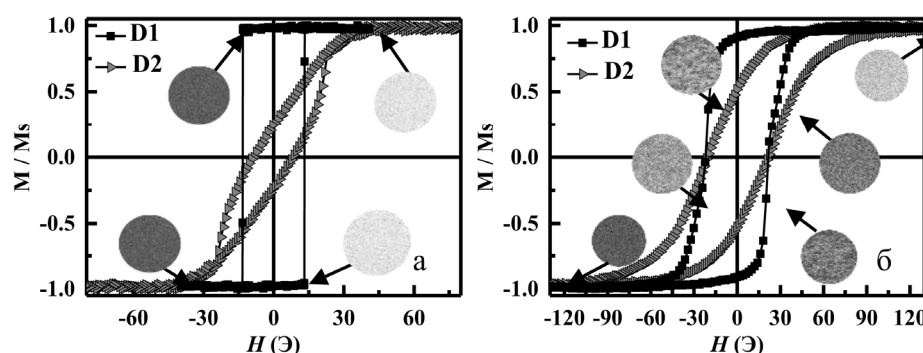


Рис.1. Петли гистерезиса и видоизменения ДС, измеренные при H , параллельном D1 и D2 направлению, с помощью магнитооптического Керр-магнетометра для Co/Gd/Co-тонкопленочных образцов с $t_{Gd} = 1.0$ нм (а) и 5.0 нм (б).

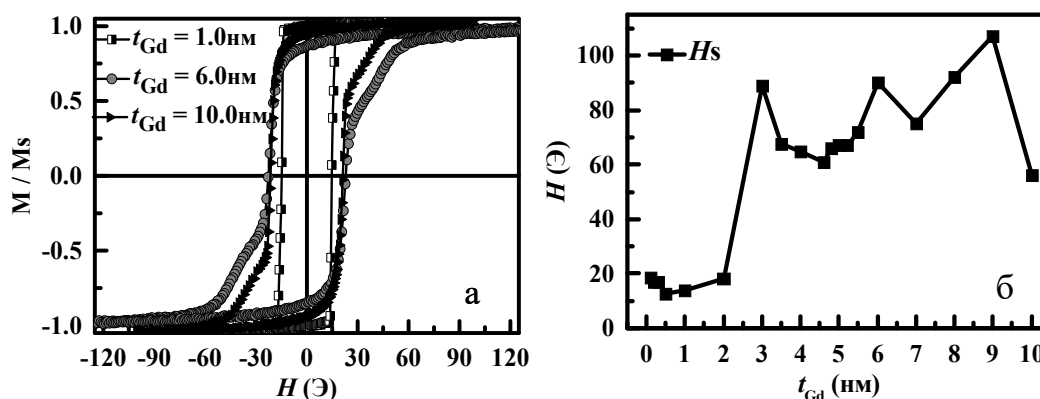


Рис.2. Петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Gd/Co образцов, измеренные с помощью вибрационного магнетометра с различной толщиной Gd слоя (а) и зависимость поля насыщения H_s от толщины Gd слоя (б).

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Свалову А.В. за помощь в проведении исследований, а также выражают благодарность к.ф.-м.н. Лепаловскому В.Н. за получение тонкопленочных образцов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-32-50020 «мол_нр».

Литература

1. Morishita T., Togami Y., Tsushima K. Magnetism and Structure of Compositionally Modulated Fe–Gd Thin Films // J. Phys. Soc. Jpn.– 1985. – V. 54. – p. 37-40.
2. Овчинников С.Г. Использование синхротронного излучения для исследования магнитных материалов // УФН.– 1999. – Т. 169(8). – с. 869-887.
3. Chikazumi S. Physics of Magnetism // New York–London–Sydney: John Willey&Sons. – 2001. – V. 1. – p. 1-554.

ПРОБЛЕМА БЕСКОНЕЧНОГО И КОНЕЧНОГО
В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ И
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБЪЕКТОВ

Хисматулин А. Е.

ТвГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: khismatulinalexeiievgenjevich@mail.ru

При получении информации о магнитных свойствах ферромагнетиков, а также процессов намагничивания и перемагничивания используются, как правило, объекты конечной формы, нахождение которых в магнитном поле измерительных систем заставляет учитывать свойства присущие как самому объекту исследования, так и средству измерения как реальному техническому устройству. К ним относятся коэффициент размагничивания и собственное поле размагничивания объекта исследования, зависимость их от намагниченности в процессе вышеуказанных исследований, равномерность намагничивания объектов исследования при их перемагничивании, структуры построения магнитных цепей измерительного устройства и т.п.

В настоящей работе рассмотрены два аспекта, проявляющие себя при реализации индукционно-непрерывного метода в разомкнутой магнитной цепи. Это неизменность чувствительности индукционных преобразователей при изменении размеров объекта исследования и геометрии межполюсного пространства измерительного устройства (вибрационного магнитометра) и зависимость собственного поля размагничивания объекта исследования от его намагниченности.

В первом случае был сформирован алгоритм оценки соответствия ЭДС индукции, возникающей в индукционных преобразователях, магнитному моменту сферического объекта исследования при изменении ширины межполюсного пространства от 10 до 30 мм и массы последнего от 6 до 130 мг (диаметра сферы от 1 до 3 мм соответственно). Учитывалась нелинейность зависимости диаметра объекта исследования от его массы (рис. 1 а). При этом использованы зависимости ЭДС индукции от расстояния между индукционным преобразователем и объектом исследования для выбранной ширины межполюсного пространства электромагнита (рис. 1 б, в)

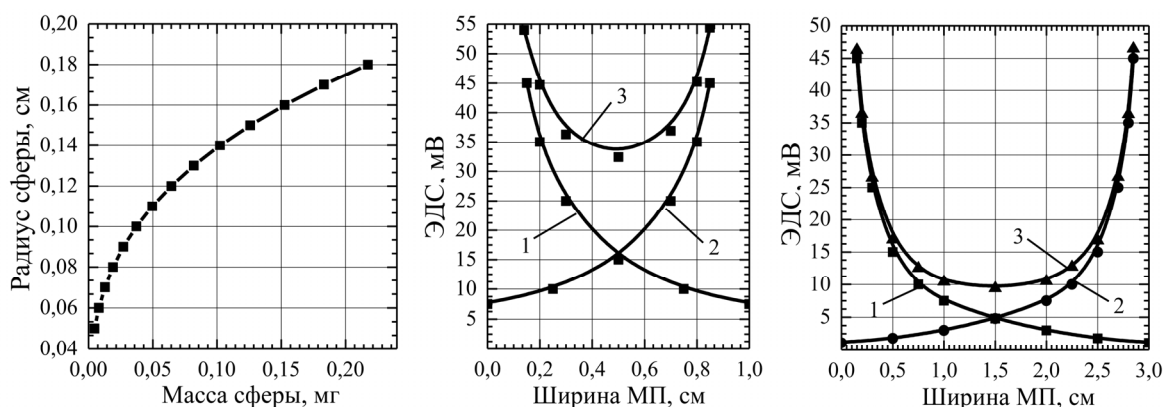


Рис. 1. Зависимость радиуса сферического образца Ni от его массы (а); зависимости ЭДС от ширины МП для левой (1) и правой (2) пар измерительных катушек и их суперпозиция (3) для ширины межполюсного пространства 10 (б) и 30 (в) мм.

Установлено, что вклад от нелинейности зависимости радиуса сферического образца от его массы не вносит заметного вклада в измеренное значение магнитного момента единицы массы (удельной намагниченности) объекта исследования. Основные трудности в получении интересующей нас информации представляют не только изменение

диаметра объекта исследования, но и изменение ширины межполюсного пространства источника магнитного поля. Изменение этих параметров в рассматриваемых пределах, как правило, приводит к отклонению измеренных значений магнитного параметра от 13,7 до 4,7% соответственно. Изменение диаметра исследуемого объекта от 2 до 3 мм отклонению измеренных значений от 8,5 до 1,5%. Это связано с тем, что постоянство чувствительности четырехобмоточных индукционных преобразователей вибрационного магнитометра некорректируемо и задается шириной межполюсного пространства электромагнита.

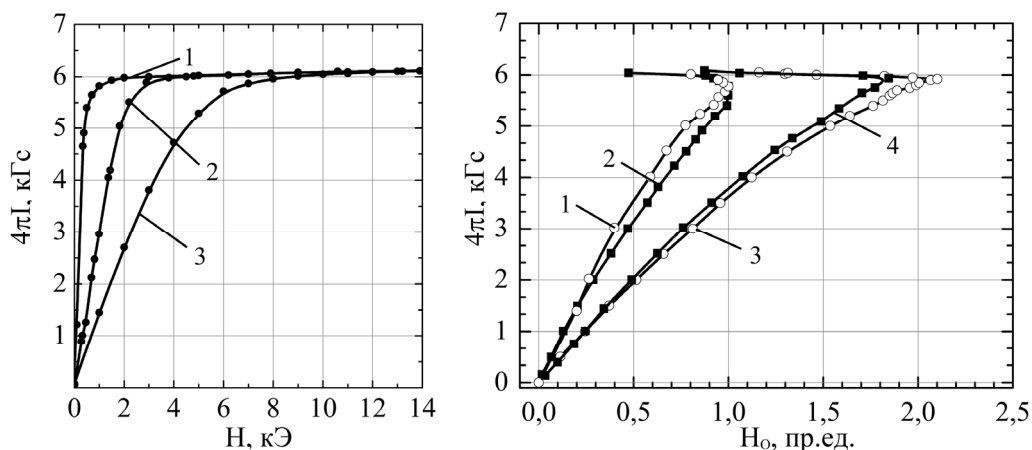


Рис. 2. Кривые намагничивания для тонкого диска (1), сферы (2) и призмы (3) из никеля (а); зависимости собственного поля размагничивания от намагниченности для никелевых сферы (1,2) и призмы (3,4) соответственно.

Зависимость собственного поля размагничивания объекта исследования от его намагниченности (рис. 2 б) с одной стороны позволяет перейти от магнитных свойств объекта исследования к аналогичным характеристикам материала. При анализе особенностей поведения ферромагнитного материала или объекта исследования, изготовленного из него, в магнитном поле при его намагничивании и перемагничивании рассматривались магнитная проницаемость вещества μ и тела $\mu_0[1, 2]$ соответственно.

Коэффициент размагничивания объекта исследования определяет форму кривой намагничивания (рис. 2 а (1-3)) или размагничивания. От его величины также зависит и значение магнитной проницаемости тела, отношения B/H_0 , ее зависимости от формы объекта исследования и величины перемагничивающего поля (намагниченности или индукции). Использование характеристики вещества и тела (объекта исследования) позволяет проанализировать и спрогнозировать реальные изменения магнитных свойств объекта исследования в процессе намагничивания постоянным магнитным полем. На рис. 2 б (1, 2 и 3, 4) показаны зависимости собственного поля размагничивания от намагниченности для никелевых сферы диаметром 3 мм и призмы $2,5 \times 4,5 \times 0,5$ мм, намагничиваемой вдоль короткого ребра (1 и 3 получены из кривых намагничивания, 2 и 4 рассчитаны и использованием зависимостей $\mu(4\pi I)$ и $\mu_0(4\pi I)$).

Литература

1. Аркадьев В.К., Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела // Журнал Русского физико-химического общества. Физический отдел. – 1914. – С. 22 – 42
2. А.Г. Пастушенков, А.Ю. Карпенков. Магнитное изображение или кажущееся изменение измеряемой величины в магнитных цепях с изменяющейся геометрией межполюсного пространства. УДК 621.318.12

МАГНИТОДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА
МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Савельев Д.В., Федулов Ф.А., Фетисов Л.Ю., Шабин П.А., Вьюник Д. А.

РТУ МИРЭА, физико-технологический институт. Москва, Россия

E-mail: misterlobzik@yandex.ru

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) представляют собой композиты, физические свойства которых изменяются под действием магнитного поля. Известно, что в материалах такого класса наблюдаются аномально большие магнитодеформации, превышающие 100 %, также возможно изменение диэлектрической проницаемости, модуля Юнга, магнитной проницаемости, эффект памяти формы образца [1-4]. Магнитоактивные эластомеры получили широкое применение в различных областях, таких как медицина, автомобильная промышленность и другие [2,3].

В работе исследованы магнитные и магнитодеформационные характеристики МАЭ, представляющие собой матрицу из полидиметилсилоксана, наполненную порошком карбонильного железа (BASF SE Carbonyl Iron Powder & Metal Systems, Ludwigshafen, Germany). Средний диаметр магнитных частиц составлял 4.5 мкм. В работе исследованы образцы с разной концентрацией магнитных частиц от 70% до 80% и одинаковым модулем Юнга, и образцы с одинаковой концентрацией магнитных частиц (75%) и разными модулями Юнга - 30кПа, 40кПа.

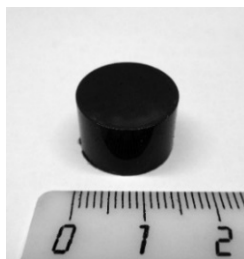


Рис. 2. Фотография МАЭ.

Магнитные свойства образцов с различным модулем Юнга были измерены при помощи вибрационного магнетометра LakeShore 7404 на кафедре магнетизма МГУ им. М. В. Ломоносова. Образцы с разными модулями Юнга обладали сильными ферромагнитными свойствами. Намагниченности насыщения были примерно одинаковыми и составляли $M_s \approx 167$ ед.СГС/г. Поле насыщения образцов составляло $H_s \approx 5.3$ кЭ. Образец с большим модулем Юнга имел большой угол наклона петли магнитного гистерезиса. Величина коэрцитивного поля обоих образцов составляла $H_c \approx 40$ Э.

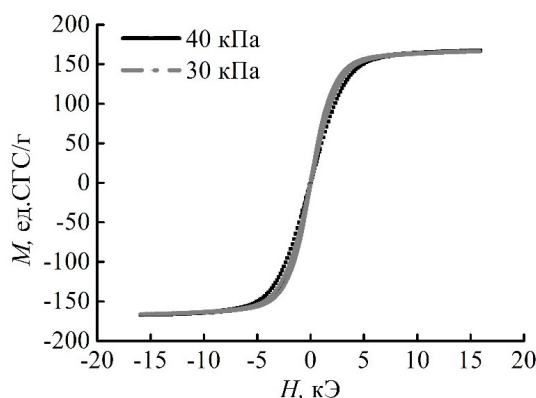


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса МАЭ.

Для измерения магнитодеформационных зависимостей к образцам прикладывали магнитное поле H в диапазоне от 0 до 5.3 кЭ. Композиты приклеивались одним концом к

полюсу электромагнита, а на свободный конец опирался рычаг. При деформации образца рычаг отклонялся и оказывал давление на микрометр. Деформация образцов с содержанием ферромагнитных частиц 70% и 75% начинается в полях $H_0 \approx 0.5$ кЭ. При этом, поле, в котором начинается деформация образца с 80% содержанием карбонильного железа, составляет $H_0 \approx 1$ кЭ. Значения магнитодеформации при максимальном поле 5.3 кЭ лежали в пределах 0.05-0.11 ppm (λ – относительное удлинение). Все измеренные образцы демонстрировали ярко выраженные гистерезисные зависимости деформации от магнитного поля. Значения полей, в которых начинается уменьшение магнитодеформации, для каждого материала сильно отличаются. Для исследованных МАЭ также наблюдалась большая остаточная деформация, значение которой менялось в широких пределах 0.008-0.012 ppm.

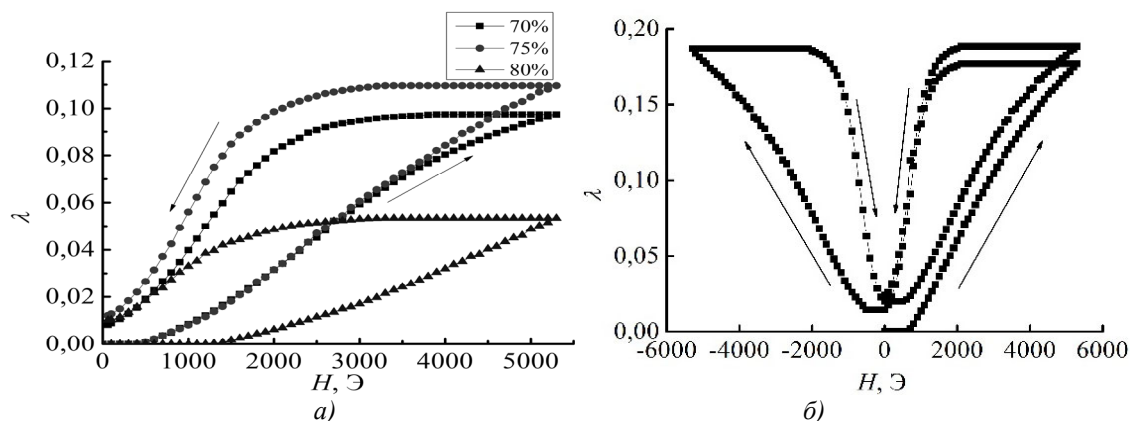


Рис. 4. а) Зависимость магнитодеформации от магнитного поля в зависимости от концентрации магнитных частиц, б) Зависимость магнитодеформации от магнитного поля для образца с модулем юнга 30 кПа.

В дальнейшем были проведены измерения магнитодеформационных свойств образцов с разными модулями Юнга. Большие значения как максимальной, так и остаточной магнитодеформации наблюдаются в образцах с меньшим модулем Юнга. Поля, в которых начинается деформация, примерно равны. Образцы, обладающие одинаковым модулем Юнга, но разной высотой демонстрировали разные характеристики: максимальную магнитоstriction, поля начала уменьшения деформаций и поля, в которых начинались деформации.

Таким образом, наибольшей величиной магнитодеформации обладают МАЭ с концентрацией магнитных частиц 75%. Уменьшение модуля Юнга матрицы позволяет увеличить максимальную магнитодеформацию. Увеличение размеров образца также приводит к увеличению его деформационных свойств.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований грант № 18-502-12037.

Авторы выражают благодарность Макаровой Л.А. за проведение исследований намагниченности образцов.

Литература

1. Belyaeva I.A., Kramarenko E.Y., Shamonin M. Magnetodielectric effect in magnetoactive elastomers: Transient response and hysteresis. // *Polymer*. 2017. Vol. 127. P. 119–128.
2. Galipeau E., Ponte Castañeda P. Giant field-induced strains in magnetoactive elastomer composites. // *Proc R Soc A*. – 2013. Vol. 469. P. 20130385.
3. Makarova L.A., Alekhina Y.A., Rusakova T.S., Perov N.S. Tunable Properties of Magnetoactive Elastomers for Biomedical Applications. // *Physics Procedia*. 2016. Vol. 82. P. 38–45.
4. Stepanov G. V., Borin D. Yu., Raikher Yu. L., Melenev P. V., Perov N. S. Motion of ferro-particles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2008. Vol. 20. P. 204121.

АМР ЭФФЕКТ В НАНОПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Шевцов В.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Датчики магнитного поля, основанные на анизотропном магниторезистивном (АМР) эффекте, нашли широкое применение в современной электротехнике [1]. Целью данной работы является развитие теории двумерного распределения векторов намагниченности в тонкопленочных магниточувствительных элементах, а также создание эффективного алгоритма расчёта АМР эффекта на основе данной теории и последующее сравнение с экспериментально полученными результатами.

В работе исследуется полоска из материала $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{Co}_{20}$ с одноосной анизотропией шириной $a = 10$ мкм длиной $l = 415$ мкм, толщиной $h = 25$ нм. ОЛН направлена вдоль длинного ребра, т.е. вдоль оси z . Внешнее магнитное поле \vec{H}_0 прикладывается перпендикулярно ОЛН вдоль координатной оси y , что приводит к отклонению вектора намагниченности \vec{M} от оси ОЛН на угол θ (рис. 1). При прохождении электрического тока вдоль полоски (вдоль оси z) происходит изменение сопротивления, пропорциональное $\cos^2 \theta$ (АМР эффект).

Физические параметры имели следующие значения: величина вектора намагниченности насыщения $M_s = 1050$ Гс, коэффициент МР-эффекта $\Delta\rho/\rho = 0.02$. Поле одноосной анизотропии $H_{an} = 2k/M_s = 15$ Э, где k – константа одноосной анизотропии. Константа обменного взаимодействия $A = 1.7 \cdot 10^{-11}$ Дж/м.

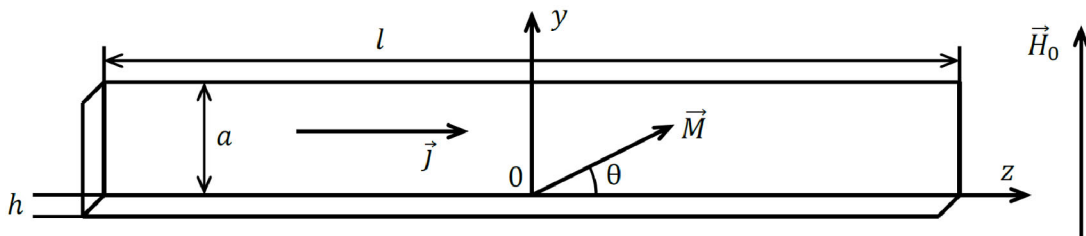


Рис. 5. Геометрические параметры полоски $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{Co}_{20}$.

При заданных параметрах при отклонении вектора намагниченности \vec{M} возникает магнитостатическое поле \vec{H}^m вдоль оси z , которое будет неоднородно по ширине полоски (вдоль координатной оси y), вследствие чего отклонение вектора намагниченности \vec{M} будет неоднородно по ширине полоски, т.е. $\theta = \theta(\vec{H}_0, y)$.

Для расчёта неоднородности распределения вектора намагниченности \vec{M} в полоске будем исходить из микромагнитных уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания, \vec{M} — вектор намагниченности, \vec{H}_{ef} — эффективное магнитное поле. В стационарном случае уравнение (1) принимает вид:

$$[\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) является интегро-дифференциальным уравнением, решение которого в общем случае представляет собой сложную математическую проблему [2].

Принимая во внимание геометрические размеры полоски, а именно тот факт, что длина полоски примерно в 40 раз больше ширины, можно пренебречь неоднородностью распределения на концах полоски и считать незначительным влияние на АМР эффект. Это приближение было количественно подтверждено результатами расчётов в популярном математическом пакете решения микромагнитных задач ООММФ посредством сравнения АМР эффекта с учетом неоднородности ячеек в области торцов полоски и без их учета.

На основе полученных результатов нами был разработан эффективный метод численного расчёта магнитной неоднородности в полоске. Суть метода сводится к разбиению полоски на крупные частицы, представляющие собой длинные узкие ячейки, в пределах которых вектор намагниченности направлен одинаково и близок к однородному распределению.

В этом случае нельзя заменить магнитный момент полоски на эффективный точечный диполь, как это делается в пакете ООММФ. Необходимо произвести расчёт магнитного поля, создаваемого вектором намагниченности \vec{M}_i бесконечной тонкой полоски (ячейки). Такой расчёт был произведен, а на его основе разработан численный метод расчёта равновесного неоднородного распределения вектора намагниченности \vec{M}_i в полоске. В этом методе уравнение (2) сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно $\sin \theta_i$, которую можно решить эффективными математическими методами.

Расчёты магнитной неоднородности в рассматриваемом образце с поперечным размером ячейки 100 нм выполняются на персональном компьютере за несколько минут. Аналогичные вычисления с помощью пакета ООММФ производились более суток. На рис. 2 представлены результаты расчёта по разработанной программе (○) в сравнении с расчетами по программе ООММФ (□) и экспериментальными результатами (●).

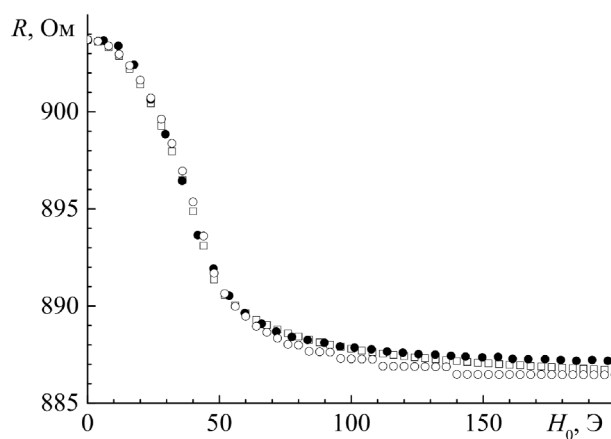


Рис. 6. Результаты сравнения расчётов и эксперимента.

Автор признателен профессору Касаткину С.И. (ИПУ РАН), а также Амеличеву В.В. и Костюку Д.В. (НПК «Технологический центр»), в сотрудничестве с которыми была выполнена данная работа.

Литература

1. Касаткин С.И., Васильева Н.П., Муравьев А.М. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе. М., 2005.
2. Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н. Нелинейная перестройка структуры доменных границ в тонкой пленке с одноосной плоскостной анизотропией // ФММ. 2014. Т. 115. № 11. С. 1226-1244.

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ ВАННЫ РАСПЛАВА ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ДУГОВОЙ СВАРКИ

Шурупов Д.Н.

СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: shurupoff.dm@yandex.ru

При изготовлении различных изделий из легированных сталей широко используется лазерная сварка, которая имеет ряд преимуществ, такие как бесконтактность и автоматизация. В идеале форма сварочного шва параллельна форме боковых стенок. При формировании сварного шва в процессе автоматизированной лазерно-дуговой сварки существует проблема вытекания расплавленного металла из области шва под действием собственной тяжести. Устранение данного негативного эффекта возможно за счет применения электромагнитной системы удержания расплава. Принцип действия электромагнитной системы основан на силе Лоренца, которая действует на вихревые токи, возбуждаемые в расплаве переменным магнитным полем. Поясняющий рисунок изображён на рис. 1 [1].

Основной задачей является создание в заданной точке пространства переменного магнитного поля на частоте около 1000 Гц и с магнитной индукцией около 100 мТл. Такие параметры позволят удержать на нужной траектории жидкую магнитную среду, которая образуется при лазерно-дуговой сварке [2].

В качестве такого устройства был выбран электромагнит с С-образным сердечником. Вид такого сердечника представлен на рис. 2.

Был создан опытный образец магнитной системы, в которой сердечник выполнен из лент аморфного сплава АМАГ-172. В проведённых нами исследованиях оказалось, что данный сплав лучше подходит для нашей задачи, нежели обычная сталь.

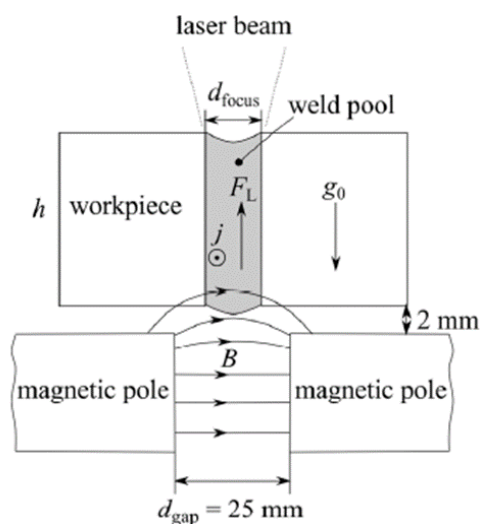


Рис. 1 Схема поддержки сварочной ванны на основе силы Лоренца.

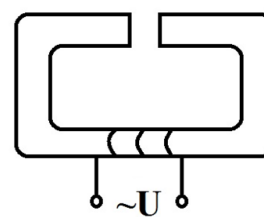


Рис. 2 Электромагнит с С-образным сердечником.

К настоящему моменту удалось добиться поля с магнитной индукцией в 17,86 мТл, что является недостаточным. Для достижения больших значений магнитной индукции в дальнейшем регулируя различные параметры, такие как частота, сила тока обмотки, размеры сердечника можно решить поставленную задачу. Зависимость магнитной индукции от подаваемого на катушку напряжения представлена на рис. 3.

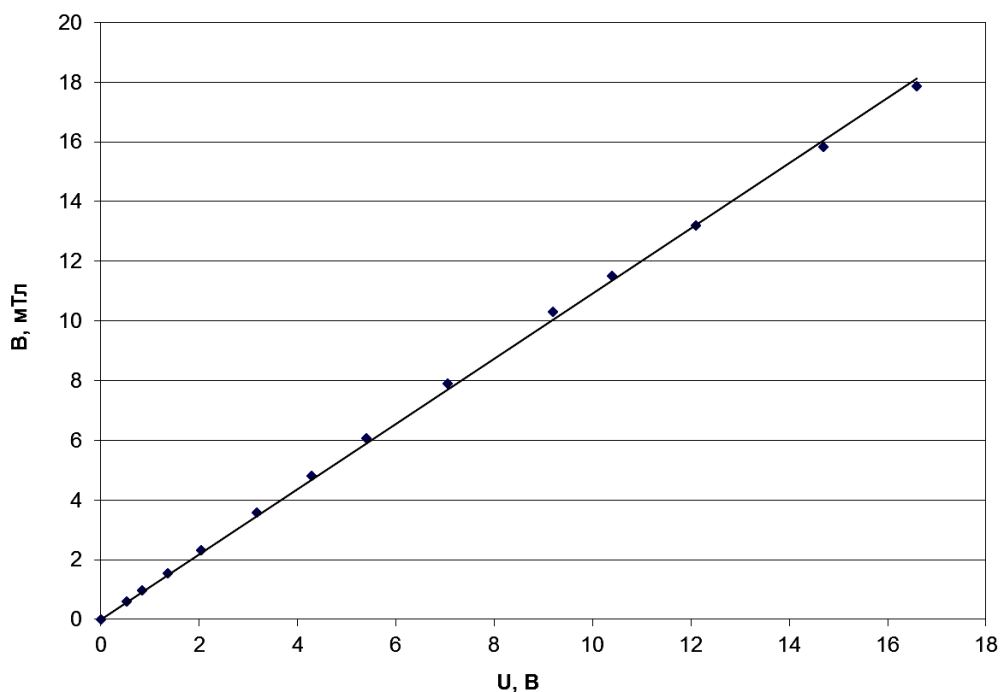


Рис. 3. Зависимость магнитной индукции от подаваемого напряжения на обмотке катушки.

Литература

1. Bachmann M., Gumenyuk A., Rethemeier M. Welding with high-power lasers: trends and developments // *Physics Procedia* 2016, №83. p. 15-25.
2. Fritzsche A., Avilov V., Gumenyuk A., Hilgenberg K., Rethmeier M. High power laser beam welding of thick-walled ferromagnetic steels with electromagnetic weld pool support // *Physics Procedia* 2016, №83. p. 362-372.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Шустов В.О.

НИУ «МЭИ», институт радиотехники и электроники, Москва, Россия
E-mail: shustvad95@yandex.ru

Принцип работы спин-волновых устройств базируются на переносе спина электрона – собственного магнитного момента. В этом заключается и ее принципиальное отличие от полупроводниковой электроники, которая основана на переносе заряда носителей электрического тока. В настоящее время активно исследуются спин-волновые устройства типа «тяжелый металл-ферромагнетик» и «тяжелый металл-антиферромагнетик» [1] без использования внешнего магнитного поля. За счет прямого спинового эффекта Холла в таких системах можно реализовать генерацию спиновых волн в магнитном материале, а за счет обратного спинового эффекта Холла можно осуществить детектирование, то есть реализовать приемо-передающую систему. На рис.1 приведен один из вариантов структуры. В качестве тяжелого металла может использоваться платина (Pt), а в качестве антиферромагнетика — гематит ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$).

В работе проведен анализ и расчет таких структур. Найдены рабочие и регулировочные характеристики.

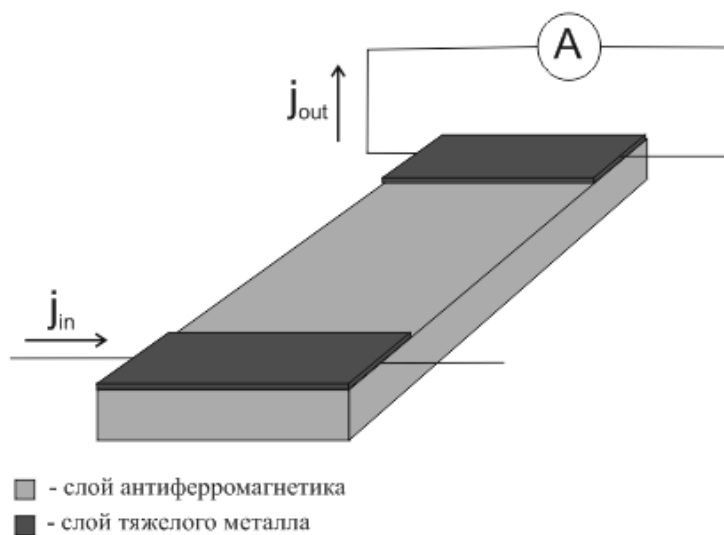


Рис. 1. Волновод спиновых волн на основе структуры «антиферромагнетик-тяжелый металл».

Литература

1. R. Lebrun, A. Ross, S.A. Bender, A. Quaiumzadeh, L. Baldrati, J. Cramer, A. Brataas, R.A. Duine & M. Kläui. Tunable long-distance spin transport in a crystalline antiferromagnetic iron oxide. Nature. 2018. Vol. 561. P. 222–225.

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Магнитоплазмонный кристалл на основе пермаллоя в качестве высокочувствительного сенсора магнитного поля	750
Перова Н.Н., Мурзин Д.В., Беляев В.К.	
Прибор для измерения слабых сигналов в магнитооптических исследованиях	751
Белов И.А.	
Аномальный эффект Холла в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-In с добавлением бора	753
Блинов М.И.	
Магнитные свойства нового кирального 2D магнетика теллулата марганца-олова	754
Бухтеев К., Налбандян В., Евстигнеева М., Комлева Е., Стрельцов С., Курбаков А., Кучугура М., Зверева Е.	
Магнитооптические свойства несимметричных плазмонных структур	755
Васкан А.Б.	
Предельные возможности магниторезистивных датчиков	756
Виноградов Б.М.	
Магнитооптические эффекты в диэлектрических наноструктурированных пленках феррита-граната ...	757
Воронов А.А.	
Исследование искажений формы колебаний доменных границ В переменном магнитном поле в тонких слоях ферритов-гранатов	758
Высокова Е.В., Мехоношин Д.С., Памятных Л.А.	
Магнитоэлектрический эффект в слоистой структуре пьезоэлектрик-магнитострикционный волоконный композит	759
Вьюник Д.А., Капустин В.Г., Савельев Д.В., Фетисов Л.Ю., Чашин Д.В., Шабин П.А.	
Динамика намагниченности в многослойных структурах TbCo/FeCo под действием фемтосекундного оптического возбуждения	761
Гапонов М.С., Ильин Н.А., Брехов К.А.	
Азимутальные особенности амплитуды лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в анизотропных магнитных плёнках	762
Геревенков П.И., Шелухин Л.А., Филатов Я.А.	
Исследование влияния отжига на магнитооптические свойства нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$	764
Данилов Г.Е.	
Ab initio study of ferromagnetism in V-doped ZnSnAs_2	765
Jafarova V.N.	
Исследование процессов перемагничивания поверхности ферромагнетиков на основе изображений доменной структуры в магнитном поле	767
Дунаева Г.Г., Ракунов П.А.	
Исследование ядерной магнитной релаксации n-гексана в модифицированном катионами Al_{13} (Al-pillared) монтмориллоните	768
Егорова А.С.	
Магнитные свойства соединений $\text{HoCo}_{5-x}\text{Ga}_x$	769
Жарковский А.Б.	
Температурные зависимости полей магнитокристаллической анизотропии в монокристаллах сплавов $\text{Tb}_{0.2}\text{Gd}_{0.8}$ и $\text{Tb}_{0.1}\text{Gd}_{0.9}$	771
Звонов А.И., Кошкидько Ю.С., Цвик Я., Смаржевская А.И.	
Влияние кластеров вторичной фазы на температурные зависимости намагниченности тонких пленок Ge:Mn	773
Зиборов Г.Г.	
Магнитные метаматериалы в однородном поле	775
Иванов П.А.	
Форс-анализ для микропроводов из сплава на основе Fe	776
Колесникова В.Г.	

Исследование особенностей процессов перемагничивания ансамблей аморфных микропроводов.....	777
Комлев А.С.	
Электронно-транспортные и магнитные свойства сплавов системы Co_2YSi ($Y=\text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni}$)	778
Коренистов П.С., Семянникова А.А., Перевозчикова Ю.А.	778
Влияние высокотемпературной обработки на микро- и доменную структуру квазибинарного соединения $\text{Sm}(\text{Co,Ni,Fe})_5$	779
Коробейничева О.И.	
Магнитная доменная структура композиций материалов на основе редкоземельных и 3-d переходных металлов.....	781
Косолапов Н.А.	
Переключение бистабильных магнитных состояний сплава $(\text{NdSmDy})(\text{FeCo})$ Вблизи спин-переориентационного перехода.....	781
Костюченко С. А., Дмитриев А. И., Филатов А. А.	
Исследование влияния кислорода на магнетизм и стабильность нанопроводов Co на ступенчатой поверхности $\text{Pt}(111)$	782
Кошелев Я.С., Бажанов Д.И.	
Разработка системы энергоснабжения на основе подповерхностных электромагнитных генераторов ...	783
Кротович Н. Ю.	
Динамика зарождения и коллапса магнитных микронеоднородностей под действием электрического поля в пленках ферритов гранатов	784
Куликова Д.П.	
Синтез наностержней Fe-Ni со структурой L1_0 методом топотактических реакций.....	786
Куриченко В.Л.	
Использование результатов решения задачи спин-зависящего электронного транспорта в однодоменном приближении для построения диаграмм стабильности МТП – структур	787
Лифатова Д.А., Ведяев А.В., Рыжанова Н.В., Котельникова О.А., Стрелков Н.В.	
Новый метод обработки дисперсии волн на основе исследования распределения наночастиц в ферромагнитной жидкости.....	788
Логунов С.Э., Рудь В.Ю.	
Ближний и дальний порядок в новом двумерном магнетике NaMnSbO_4 с квадратной решеткой спинов 790	
Лозицкий А.А., Васильчикова Т.М., Налбандян В.Б., Шукаев И.Л ² , Евстигнеева М.А ² , Зверева Е.А ¹	
Магнитоэлектрические эффекты в магнитных эластомерах и мультиферроиках на их основе.....	790
Макарьян Р.А., Алехина Ю.А.	
Магнитокалорический эффект в гидриде $\text{Dy}_2\text{Fe}_{10}\text{Al}_7\text{-H}$ вблизи температуры магнитной компенсации ..	792
Макуренкова А.А.	
Зависимость плазмонного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра на поверхности магнитоплазмонных кристаллов от толщины ферромагнитного слоя.....	794
Мурзин Д.В., Беляев В.К.	
О цилиндрической симметрии магнитной анизотропии никелевых нано-, микродисков	796
Назарова З.И., Назаров А.Н.	
Спиновые волны в конечноразмерных дискретных волноводах.....	798
Осокин С.А.	
Спиновые волны в двойной цепочке магнитных частиц.....	799
Пикалов А.М.	
Особенности применения наноматериалов для минимизации влияния высокоэнергетических заряженных частиц	800
Полетаев Д.А., Соколенко Б.В.	
Магнитные свойства людвигитов Mn_2CuVO_5 и $\text{Mn}_{2.25}\text{Co}_{0.75}\text{VO}_5$	801
Попов Д.В.	
Скрытый магнитный порядок в двумерных фрустрированных треугольных магнетиках A_2MnTeO_6 ($\text{A} = \text{Na, Li, Ag, Tl}$)	
Раганян Г.В., Налбандян В.Б., Евстигнеева М.А. Вавилова Е.Л., Анисимова Е.Е., Курбаков А.И., Кучугура М.Д., Зверева Е.А.	

Исследование магнитокалорического эффекта литых и быстрозакаленных образцов соединения NiCo_2	803
Ракунов П.А., Дунаева Г.Г.	
Влияние упругих деформаций на значение критического тока в ВТСП-лентах.....	805
Резников Я.Г.	
Исследование влияния электрического тока на процесс фазообразования в диффузионной зоне реакционного тигля Fe-Sn	806
Рисунков А.В., Комаровский Н.Ю., Богембаев Н.Р.	
Визуализация доменной структуры феррит-гранатовых плёнок методом магнитного коллоида в РЭМ	807
Ростова Т.В.	
Исследование износостойкости магнитоожидкостных подшипников.....	808
Самедова З.А.	
Учёт конечных размеров метаатомов при расчете локальной магнитной проницаемости метаповерхности	809
Сацкий А.В.	
Влияние гофрирования интерфейсной границы на магнитоэлектрическое взаимодействие слоя кобальта с керамикой ЦТС.....	810
Серокурова А.И., Букжелева Т.А.	
Магнитно-силовая микроскопия доменной структуры соединений $\text{Y}_2(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{17}$ с разными типами магнитокристаллической анизотропии	812
Синкевич А.И.	
Особенности магнитной восприимчивости магнитных коллоидов, находящихся в пористых средах.....	813
Сирунян В.А., Гладких Д.В.	
Исследование магнитного фазового перехода в наночастицах DyF_3	816
Спиридонова А.В.	
Оптическая генерация распространяющихся пакетов магнитоэлектрических волн в тонких пленках галфенола	817
Филатов Я.А., Геревенков П.И., Л.А. Шелухин Л.А.	
Магнитные свойства тонкопленочных систем на основе кобальта с промежуточным слоем гадолиния	819
Харламова А.М., Шалыгина Е.Е., Ефремова С.Л.	
Проблема бесконечного и конечного в исследованиях процессов намагничивания и перемагничивания ферромагнитных объектов	821
Хисматулин А. Е.	
Магнитодеформационные свойства магнитоактивных эластомеров	823
Савельев Д.В., Федулов Ф.А., Фетисов Л.Ю., Шабин П.А., Вьюник Д. А.	
АМР эффект в нанопленках с неоднородным распределением намагниченности	825
Шевцов В.С.	
Система электромагнитного удержания ванны расплава для лазерно-дуговой сварки	827
Шурупов Д.Н.	
Возбуждение и детектирование сверхвысокочастотных колебаний на основе спинового эффекта Холла	828
Шустов В.О.	