

Уфимский университет науки и технологий  
Институт проблем сверхпластичности металлов РАН  
Евразийский научно-образовательный центр  
Республики Башкортостан  
Институт радиотехники и электроники имени  
В. А. Котельникова РАН  
Челябинский государственный университет  
Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН

**ДНИ КАЛОРИКИ  
В БАШКОРТОСТАНЕ:  
функциональные материалы  
и их приложения**

**Сборник тезисов  
Пятого научного семинара**

**16–20 сентября 2024 года  
с. Новоабзаково, Башкортостан, Россия**

Челябинск  
Издательство Челябинского государственного университета  
2024

УДК 620  
ББК ЖЗ  
Д548

## **Организационный комитет семинара**

### *Сопредседатели*

И. Ф. Шарафуллин, Уфа, Россия  
В. Г. Шавров, Москва, Россия  
С. В. Таскаев, Челябинск, Россия  
А. М. Алиев, Махачкала, Россия

### *Секретарь*

И. И. Мусабиров, Уфа, Россия

## **Программный комитет семинара**

Е. Г. Екомасов, Уфа, Россия; Р. М. Вахитов, Уфа, Россия;  
В. В. Коледов, Москва, Россия; А. П. Каманцев, Москва, Россия;  
В. Д. Бучельников, Челябинск, Россия; В. В. Ховайло, Москва, Россия;  
И. В. Бычков, Челябинск, Россия; В. В. Соколовский, Челябинск, Россия;  
М. А. Загребин, Челябинск, Россия; А. А. Амиров, Махачкала, Россия;  
А. Г. Гамзатов, Махачкала, Россия; А. В. Маширов, Москва, Россия

## **Локальный комитет семинара**

М. Х. Балапанов, Уфа, Россия; Р. Ю. Гайфуллин, Уфа, Россия;  
Ф. К. Закирьянов, Уфа, Россия; Д. К. Кабанов, Уфа, Россия;  
К. К. Кирилюк, Уфа, Россия; А. Г. Нугуманов, Уфа, Россия;  
А. Р. Юлдашева, Уфа, Россия; А. И. Самигуллина, Уфа, Россия

Ответственный за выпуск М. А. Загребин

Д548 **Дни калористики в Башкортостане: функциональные материалы и их приложения** : сб. тез. Пятого научного семинара (16–20 сентября 2024 г., с. Новоабзаково, Башкортостан, Россия). Челябинск : Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2024. 162 с.  
ISBN 978-5-7271-1997-6

Тезисы охватывают исследования калорических и multifunctional материалов и их приложения и включают направления, связанные с экспериментальным исследованием новых функциональных материалов с гигантскими калорическими и связанными с ними эффектами, а также с теоретическими исследованиями и численным моделированием перспективных мультикалорических и multifunctional материалов.

Результаты, представленные в сборнике, могут быть использованы в системе обучения и переподготовки кадров. Адресовано научным работникам, аспирантам и студентам физических и математических факультетов.

УДК 620(082)  
ББК ЖЗя431

ISBN 978-5-7271-1997-6

© Челябинский государственный университет, 2024

# Рабочие параметры прототипа магнитокалорической однокаскадной криогенной рефрижераторной установки

А. В. Маширов<sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>, И. И. Мусабилов<sup>2</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия

*a.v.mashirov@mail.ru*

<sup>2</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

*irekmusabirov@mail.ru*

При реализации циклов охлаждения в криогенной области температур (менее 120 К) необходимо применение тепловых ключей: жидкостных, газовых или механических. Их применение довольно специфично, так, например, для реализации жидких или газовых тепловых ключей требуется гелий или азот в качестве теплоносителя, что влечет за собой использование сосудов под давлением с высоким давлением. В связи с этим нами были исследованы механические тепловые ключи, которые работают в вакууме и имеют наивысший коэффициент переключения [1].

Нами экспериментально изучаются параметры работы криогенного механического теплового ключа, в котором контактную пару составляют магнитокалорическое тело  $GdNi_2$  в виде диска и медный теплопринимающий элемент в виде цилиндра. Используется термоинтерфейс в виде фольги индия. Механический тепловой ключ работает в температурном интервале 8–122 К при различных температурных напорах до 10 К между элементами контактной пары. Производится измерение времени переходного процесса — установлении температурного равновесия между элементами контактной пары. Для построения реальных холодильных циклов параметры криогенных тепловых ключей определяют холодопроизводительность [2]. В геометрических и механических условиях криомагнитной системы 10 Тл для прототипа магнитокалорической однокаскадной криогенной рефрижераторной установки частично реализуется холодильный цикл с рабочим телом  $GdNi_2$  с температурой Кюри  $T_c = 75$  К. Исходя из конструктивных особенностей криомагнитной системы 10 Тл, на основе которой

создается прототип, рассматривается цикл Брайтона, который состоит из двух магнитокалорических адиабат и двух изополевых кривых теплообмена с горячим и холодным теплообменниками.

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 20-79-10197 II, <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>.*

[1] K. Klinar et al., *Advanced electronic materials* 7(3), 2000623 (2021).

[2] A.V.Mashirov et al., *Refrigeration Science and Technology*, P. 90–95 (2018).

## **Спиновые волны и фазовые переходы в фрустрированной ферромагнитной плёнке с анизотропией типа «лёгкая плоскость»**

А. И. Самигулина<sup>1</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>1</sup>, Н. Т. Диеп<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, г. Уфа, Россия

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique Théorique et Modélisation, CY Cergy-Paris

Université, CNRS, Cergy-Pontoise, 95302, France

*angelasamig2002@gmail.com*

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект № 20-79-10197 II, <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>.

Изучение магнитных свойств материалов является перспективным направлением в физике конденсированного состояния, разрабатываются и открываются возможности для создания более компактных, энергоэффективных и скоростных устройств хранения данных.

В данной работе с использованием метода функции Грина и метода расщепления уравнений методом Боголюбова-Тябликова аналитически рассчитывается спектр спиновых волн и намагниченность слоёв в зависимости от температуры, а также рассматривается влияние внешнего магнитного поля и других характеристик на гелимагнитную тонкую плёнку со спинами Гейзенберга в узлах простой кубической решетки.

Гелимагнитный порядок возникает в результате конкуренции ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий. Для формирования объемной спиральной структуры используется ферромагнитное взаимодействие между ближайшими соседними спинами в плоскости ( $xz$ ) и антиферромагнитное взаимодействие между

следующими ближайшими соседями вдоль оси  $Y$ . Внешнее магнитное поле направляется вдоль оси  $y$ . Угол поворота между двумя ближайшими соседями в соседних плоскостях обозначается  $\theta$ .

Полный гамильтониан системы выглядит следующим образом:

$$H = -J_1 \sum_{i,j} \vec{S}_i \Delta \vec{S}_j - J_2 \sum_{i,i'} \vec{S}_i \Delta \vec{S}_{i'} - \sum_{i,j} I_{i,j} \Delta \vec{S}_i^x \Delta \vec{S}_j^y - g\mu_B h \sum_i \vec{S}_i^y \quad (1)$$

где первое слагаемое в гамильтониане описывает ферромагнитное взаимодействие между ближайшими соседними спинами, второе слагаемое — антиферромагнитное взаимодействие между следующими ближайшими соседними спинами вдоль оси  $y$ , третье слагаемое — анизотропное взаимодействие, четвёртое слагаемое — взаимодействие со внешним магнитным полем.

Когда напряжённость внешнего магнитного поля  $h = 0$ , зависимость энергетического спектра от проекций волнового вектора  $E(k_y)$  начинается с минимума энергии при  $k_y \rightarrow 0$ , и в дальнейшем по мере возрастания проекции волнового вектора на ось координат может проявлять несколько минимумов. Включение магнитного поля, величиной  $h = 0.5$ , приводит к расщеплению энергетических уровней, и при  $k_y \rightarrow 0$  наблюдается широкая щель в спектре, что говорит о невозможности возникновения элементарных возбуждений ширины щели равна  $E_{max}(k_y = 0) = 0.349$  (рис. 1 а).

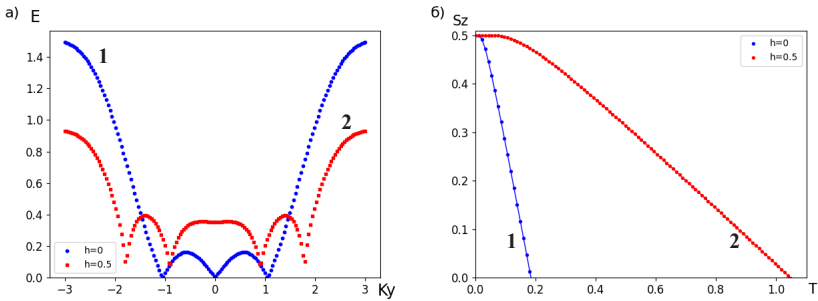


Рис. 1. а) Зависимость энергии от волнового вектора  $k_y$ , в случае  $\theta = \frac{\pi}{3}$ ,  $k_z = k_x = 0$ ,  $J_1 = 2$ ,  $J_2 = -1$ ,  $S^z = 0.5$  без внешнего магнитного поля  $h = 0$  (1 — синий цвет), с включенным магнитным полем  $h = 0.5$  и  $g\mu_B = 1$  (2 — красный цвет); б) Зависимость намагниченности от температуры без магнитного поля в случае  $\theta = \frac{\pi}{3}$ ,  $k_z = k_x = 0$ ,  $J_1 = 2$ ,  $J_2 = -1$ ,  $S^z = 0.5$  без магнитного поля  $h = 0.0$  и анизотропией  $I = 0.4$  (1 — синий цвет), с включенным магнитным полем  $h = 0.5$  и анизотропия  $I = 0.1$  (2 — красный цвет).



Как видно из графика аналитической зависимости намагниченности от температуры (рис.1 б) при воздействии внешнего магнитного поля  $h = 0.5$  на систему, критическая температура, при которой намагниченность обратится в ноль, имеет значение  $T_k = 1.047$ . Магнитное поле оказывает существенное влияние на термодинамические свойства плёнки.

Намагниченность быстрее убывает и достигает своего критического значения  $T_k = 0.183$  в системе без воздействия внешнего магнитного поля, в случае влияния магнитного поля намагниченность сохраняется ненулевой до температур —  $T_k = 1.123$ .

*Работа выполнена в рамках государственного задания соглашение № 075-03-2024-123/1 от 15.02.2024 тема № 324-21.*

[1] Н.Т. Diep, Physical Review. В. **40**, 741 (1989).

[2] I.F. Sharafullin, Н.Т. Diep, Symmetry **12**, 26 (2019).

## **Вихреподобные магнитные структуры в перфорированных двухслойных плёнках**

Р. Р. Нугуманов<sup>1</sup>, Е. Б. Магадеев<sup>1</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>1</sup>

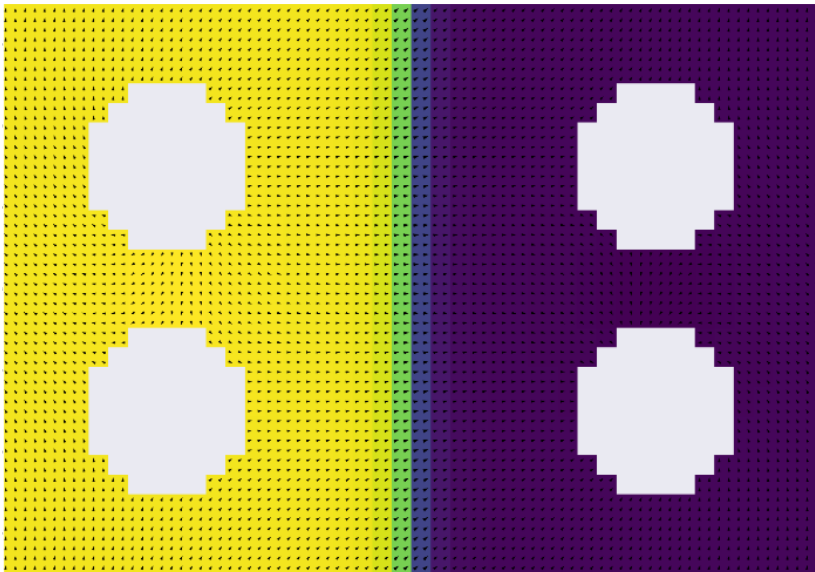
<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

*ratmir.nugumanov.99@mail.ru*

В последние годы значительное число работ в области магнитных явлений посвящено изучению топологически защищённых объектов (скирмионов, бимеронов и т.д. [1]). Объекты такого типа формируются, как правило, лишь в материалах, параметры которых удовлетворяют вполне определённым соотношениям, причем зачастую эти требования оказываются весьма трудновыполнимыми в случае однородных магнитных плёнок [2]. Одним из возможных выходов из этой ситуации является создание многослойных образцов, обладающих эмерджентными свойствами [3].

В [4] было показано, что непосредственно в области двух близкорасположенных отверстий магнитной плёнки могут локализоваться уединённые вихреподобные неоднородности при условии, что материал образца обладает сильной одноосной анизотропией типа «лёгкая плоскость». Причём данное условие может быть выполнено как за счёт кристаллической анизотропии (например, в  $\text{NdCo}_5$  [5]), так и исключительно за счёт анизотропии формы в плёнках пермаллоя [6].

В настоящей работе изучается возможность замены плёнок с легкоплоскостной анизотропией на двухслойные плёнки, в которых при определённых условиях может возникать нетривиальная эффективная анизотропия, обуславливающая появление новых направлений лёгкого намагничивания. В частности, показано, что в этом случае формирующиеся магнитные структуры имеют схожий тип с вихреподобными неоднородностями, изученными в [4-6], однако обладают дополнительной степенью свободы (вектор намагниченности направлен «вверх» или «вниз» относительно пленки; в то же время при сильной



*Рис. 1. Топологически защищённые структуры в плёнке с четырьмя отверстиями.*



лёгкоплоскостной анизотропии вектор намагниченности вообще не покидает плоскость плёнки). Это открывает перспективы для дальнейшего повышения плотности записи информации на магнитных носителях.

В качестве образца была рассмотрена тонкая двухслойная ферромагнитная плёнка с четырьмя одинаковыми отверстиями. Решение задачи осуществлялось с использованием пакета микромагнитного моделирования OOMMF [7]. В процессе расчёта распределения намагниченности было подтверждено появление эффективной анизотропии, которая не соответствует ни типу «лёгкая ось», ни типу «лёгкая плоскость». Также было показано, что между областями образца, в которых отличается знак компоненты  $m_z$ , образуется доменная граница особого типа. При этом вокруг каждого отверстия могут образовываться вихри, имеющие разные топологические заряды. Например, на рис. 1 с левым верхним и правым нижним отверстиями связан заряд  $+1$ , с левым нижним и правым верхним  $-1$ . В данном случае доменная граница образуется посередине плёнки. Жёлтым цветом (слева) на рис. 1 обозначено отклонение вектора намагниченности от плоскости под углом  $\alpha_1 \approx 45^\circ$ , а фиолетовым (справа) — под углом  $\alpha_2 \approx -45^\circ$ .

*Работа выполнена в рамках государственного задания, соглашение № 075-03-2024-123/1 от 15.02.2024, тема № 324-21.*

[1] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, M. Kläui. J. Appl. Phys. 124, 240901 (2018).

[2] R. Mansell, J. Huhtasalo, M. Ameziane, S. van Dijken, S. J. Appl. Phys. 134, 243901 (2023).

[3] B. Huang, M.A. McGuire, A.F. May, D. Xiao, P. Jarillo-Herrero, X. Xu, Nat. Mat. 19, 1276 (2020).

[4] E.B. Magadeev, R.M. Vakhitov. JETP Letters. 115, 123 (2022).

[5] E.B. Magadeev, R.M. Vakhitov, R.R. Kanbekov. J. Phys.: Condens. Matter. 35, 015802 (2023).

[6] E.B. Magadeev, R.M. Vakhitov, R.R. Kanbekov. Europhys. Lett. 142, 26001 (2023).

[7] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF User's Guide, version 2.0a3. National Institute of Standard and Technology: Gaithersburg, MD, USA, 2021; Websites: <https://math.nist.gov/oommf/doc/userguide20a3/userguide/>





# Электросопротивление и метамагнитный фазовый переход в бинарном полуметаллическом соединении $Mn_5Si_3$

А. С. Кузнецов<sup>1</sup>, А. В. Маширов<sup>1</sup>, И. И. Мусабилов<sup>2</sup>, В. И. Митюк<sup>3</sup>,  
А. В. Кошелев<sup>4</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *kuznetsovalserg@gmail.com*

<sup>2</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия *irekmusabirov@mail.ru*

<sup>3</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь. *vmitsiuk@gmail.com*

<sup>4</sup> Институт экспериментальной минералогии РАН, Черноголовка, Россия

Непрерывно продолжающийся интерес исследователей к системам материалов и сплавов на основе  $3d$ -элементов, которые претерпевают магнитные и магнитоструктурные фазовые переходы (ФП) 1-го рода, обусловлен сочетанием их многофункциональных свойств важных как с научной, так и практической точки зрения. Исследование таких ФП, позволяет установить механизмы формирования магнитного упорядочения и закономерности поведения системы в критической области [1].

Особый интерес представляют материалы, в которых магнитные и магнитоструктурные ФП проявляются при криогенных температурах. В частности, соединения с антиферромагнитным (АФМ) упорядочением, ввиду их потенциально возможного применения в спинтронных устройствах [2] или же в технологии твердотельного магнитного охлаждения [3]. Яркими примерами таких соединений являются семейства бинарных или композитных полуметаллических сплавов на основе Mn, например:  $Mn_3Z$  ( $Z = Si, Ir, Ga, Sn, Ge$ ) [4], Mn-Cr-Sb [5], Mn-Cu-Sb [6] и отдельно, соединение  $Mn_5Si_3$ . Установлено [7-9], что в соединении  $Mn_5Si_3$  реализуются два последовательных ФП при понижении температуры: магнитоструктурный ФП из парамагнитной (ПМ) фазы в коллинеарную антиферромагнитную (АФ2) вблизи температуры 99 К и метамагнитоструктурный ФП

из коллинеарной АФ2-фазы в неколлинеарную антиферромагнитную фазу (АФ1) вблизи температуры 66 К. В представленной работе, проведены исследования транспортных и магнитокалорических свойств образцов соединения  $Mn_5Si_3$  при криогенных температурах в диапазоне магнитных полей до 2 Тл и различных внешних условиях измерений.

Измерение теплоёмкости  $C_p(T)$  было выполнено на универсальной установке для измерения физических свойств PPMS-9T Quantum Design в диапазоне температур от 10 К до 200 К без приложения внешнего магнитного поля в режиме охлаждения.

Измерения электросопротивления в соединении  $Mn_5Si_3$  выполнялись четырёхточечным методом при различных протоколах измерений и внешних условиях:

- статическим способом при непрерывном нагреве образца с последующим охлаждением без поля и в низком магнитном поле 15 мТл в режимах ZFC – FC в диапазоне температур от 15 К до 300 К;

- экстракционным способом, путём перемещения вставки с держателем образца в область магнитного поля в процессе последовательного нагрева в диапазоне температур от 35 К до 90 К в магнитных полях 90 мТл и 2 Тл.

Исследование магнитокалорических свойств соединения  $Mn_5Si_3$ , осуществлялось одновременно с измерением величины электросопротивления прямым экстракционным способом [10] в адиабатических условиях. Измерения проводились в холодном окне сверхпроводящей криомагнитной системы в магнитных полях до 2 Тл в диапазоне температур от 25 К до 110 К. Таким образом, при перемещении вставки в область магнитного поля можно было регистрировать изменение как величины удельного электросопротивления  $\Delta\rho$ , так и величины адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$  в одинаковых термодинамических условиях.

По результатам измерений теплоёмкости  $C_p$ , намагничённости  $M$  и удельного электросопротивления  $\rho$  определены характерные температуры магнитных фазовых переходов  $T_{N1}$  и  $T_{N2}$ . Показано, что поведение кривых  $\rho(T)$  отличается в зависимости от условий и протокола проведения измерений. Используя данные измерений  $\rho(T)$ ,  $M(T)$  и  $M(H)$  в области ФП из АФ1  $\rightarrow$  АФ2 и АФ2  $\rightarrow$  ПМ,

построена магнитная фазовая  $H, T$  — диаграмма образца. Определен количественный критерий полевого распределения энтропии  $n$ , значение которого  $n > 2$  подтверждает тип и существование фазового перехода 1-го рода при температуре  $T_{NI}$ .

*Исследование выполнено за счёт средств гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197 П, <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>)*

- [1] A. M. Tishin, Y. I. Spichkin // Institute of Phys. Publ., Bristol, 476 p. (2003);
- [2] MacDonald A. H., Tsoi M. // Phil. Trans. R. Soc. A. 369, 3098 (2011);
- [3] Numazawaa T., Kamiya K. et al.// Supercond. and Cryogenics. 15, 1 (2013);
- [4] Doerra M., Bœuf J. et al. // Physica B. 346–347, 137–14 (2004);
- [5] Caron L., Miao X. F. et al. // Appl. Phys. Lett. 103, 112404 (2013)
- [6] Mitsiuk, V.I. et al.// J. Commun. Technol. Electron. 68, 431–435 (2023)
- [7] O. Tegus, E. Bruck, L. Zhang et al. // Physica B 319, 174–192 (2002);
- [8] R. F. Luccas et. al. // J. Magn. Magn. Mater. 489, 2578–2581 (2019);
- [9] D.M. de Almeida et al. // J. Magn. Magn. Mater. 321, 165451 (2009)
- [10] Kuznetsov, A.S. et al. // Phys. Metals. Metallogr. 123, 397 (2022)

## **Тонкоплёночные фоторезистивные структуры на основе многофункциональных полимерных соединений**

Р. Б. Салихов, Т. Т. Юмалин

Уфимский Университет Науки и Технологий, Уфа, Россия  
[salikhovrb@yandex.ru](mailto:salikhovrb@yandex.ru)

В последнее время растёт интерес к флуоресцентным и фотопроводящим свойствам органических полупроводников, особенно к тонкоплёночным структурам на основе полианилина (ПАНИ) и его производных. В данном исследовании изучаются

оптоэлектронные свойства нового полимера — поли-2-(1-метилбут-2-ен-1-ил) анилина, синтезированного с использованием различных легирующих и окисляющих агентов. Основная цель работы — анализ флуоресценции и фотопроводимости тонких плёнок, изготовленных из этих материалов, с акцентом на их потенциальное применение в оптоэлектронных устройствах.

Мономер 2-(1-метилбут-2-ен-1-ил) анилин был полимеризован с использованием различных окислителей и кислот, что позволило получить восемь различных образцов полимеров. Флуоресцентные спектры возбуждения и эмиссии показали, что оптимальная длина волны возбуждения составляет 300 нм. Интенсивность люминесценции значительно варьировалась в зависимости от условий синтеза с наивысшим квантовым выходом, наблюдаемым для образцов, синтезированных с использованием  $\text{FeCl}_3$ , особенно в  $\text{HNO}_3$ . Исследование подтвердило, что внедрение объёмных заместителей и изменение условий синтеза могут улучшить люминесцентные свойства [1–2].

Фоторезисторы были изготовлены с использованием тонких плёнок синтезированных полимеров. Фотопроводимость измерялась при УФ-освещении (350 нм), показывая квадратичную зависимость

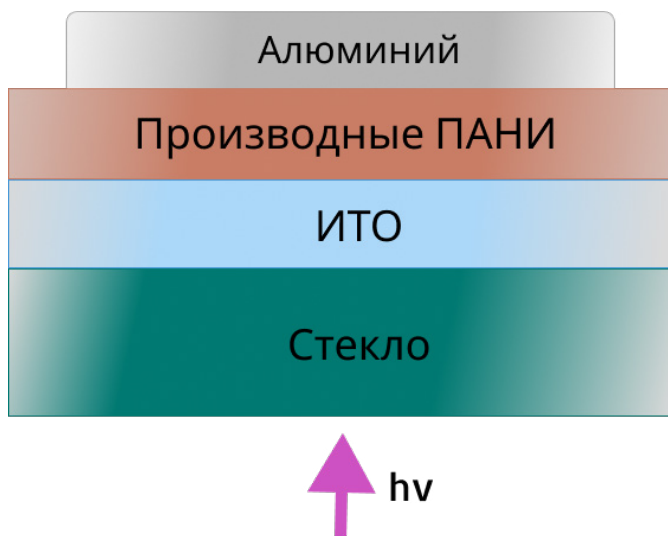


Рис. 1. Структура фоторезистора





Наилучшие результаты были достигнуты при использовании комбинации  $\text{FeCl}_3$  и  $\text{HNO}_3$  в качестве окислителей. Важно отметить, что флуоресцентные свойства полимера также зависели от условий синтеза, и наивысшие значения квантового выхода были получены при определенных, строго выдержанных параметрах. Исследование фотопроводимости продемонстрировало перспективные значения чувствительности, которые делают данный материал подходящим для практического применения, например, в оптоэлектронике.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания (приказ MN-8/1356 от 09/20/2021).*

[1] A.N. Andriianova, D.E. Gribko, I.S. Petrov, I.N. Mullagaliev, A.F. Sattarova, R.B. Salikhov, A.G. Mustafin. *New J Chem.* 45 (14), 6356 (2021).

[2] E.L. Aleksandrova. *Photosensitive polymer semiconductors. Semicond.* 38, 1115–1159 (2004).

[3] R.B. Salikhov, A.G. Mustafin, I.N. Mullagaliev, T.R. Salikhov, A.N. Andriianova, L.R. Latypova, I.F. Sharafullin. *Mater.* 15 (1), 228 (2022).

[4] R.K. Pal, J.J. Krishna, A.K. Agnihotri, C.P. Singh, S. Yadav, A. Kumar. *Chalcogenide Lett.* 6, 29 (2009).

[5] A. R. Tuktarov, R. B. Salikhov, A. A. Khuzin, N. R. Popod'ko, I. N. Safargalin, I. N. Mullagaliev, U. M. Dzhemilev. *RSC adv.* 9 (13), 7505–7508. (2019).

[6] L. A. Frolova, A. A. Rezvanova, B. S. Lukyanov, N. A. Sanina, P. A. Troshina, S. M. Aldoshina. *J. Mater. Chem. C.* 3, 11675–11680 (2015).



# Влияние индиевого термоинтерфейса на процесс теплопередачи в механическом тепловом ключе для магнитного охлаждения

К. А. Колесов<sup>1</sup>, А. В. Маширов<sup>1</sup>, А. С. Кузнецов<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>,  
В. Г. Шавров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия. [kolesovkka@mail.ru](mailto:kolesovkka@mail.ru)

В работе исследуется процесс теплообмена в механическом тепловом ключе в условиях приближенных к магнитному охлаждению [1]. Механический тепловой выключатель [2] состоит из контактной пары медных цилиндров или дисков. В качестве термоинтерфейса используется индиевая фольга толщиной 100 мкм.

В данной работе оценено время теплопередачи между элементами теплового ключа при начальной разнице температур 3, 5, 10 К. Исследования проводились в криостате в диапазоне температур от 15 до 300 К. Экспериментальные данные по изменению температуры механического теплового ключа позволили оценить количество тепла, которое необходимо отводить для поддержания

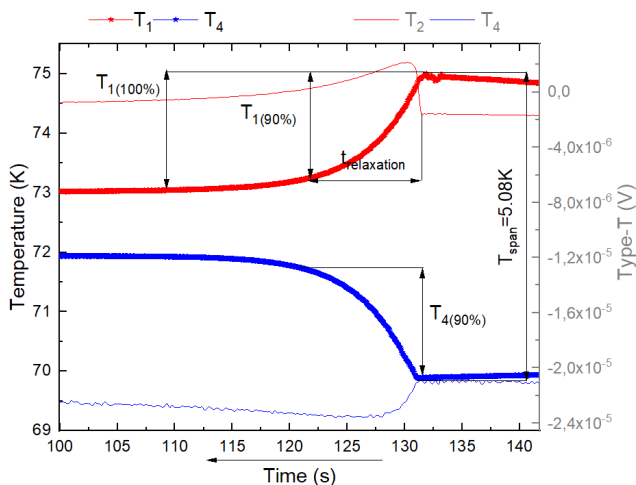


Рис. 1. Время наступления теплового равновесия







# Термолиз гидроантимонатов тербия

## $Tb_xH_{2-3x}Sb_2O_6 \cdot nH_2O$

### со структурой типа пирохлора

М. Н. Ульянов<sup>1</sup>, Л. Ю. Коваленко<sup>1</sup>, К. А. Агеев<sup>1</sup>,  
Ф. А. Ярошенко<sup>1</sup>, Ю. А. Лупицкая<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
*ageev.konstantin@internet.ru*

На сегодняшний день полисурьмяная кислота (ПСК) ( $Sb_2O_5 \cdot nH_2O$ , где  $2 < n < 6$ ) и соединения на ее основе являются перспективными ионообменными протонпроводящими материалами. Ионообменные и магнитные свойства, термолиз ПСК подробно изучались в работах [1–7].

В настоящей работе приводятся результаты исследований состава и структуры фаз, образующихся при термолизе гидроантимонатов тербия  $Tb_xH_{2-3x}Sb_2O_6 \cdot nH_2O$ , и определение температурных интервалов их устойчивости.

Термические исследования  $Tb_xH_{2-3x}Sb_2O_6 \cdot nH_2O$  проводились с помощью синхронного термоанализатора Netzsch STA 449F5

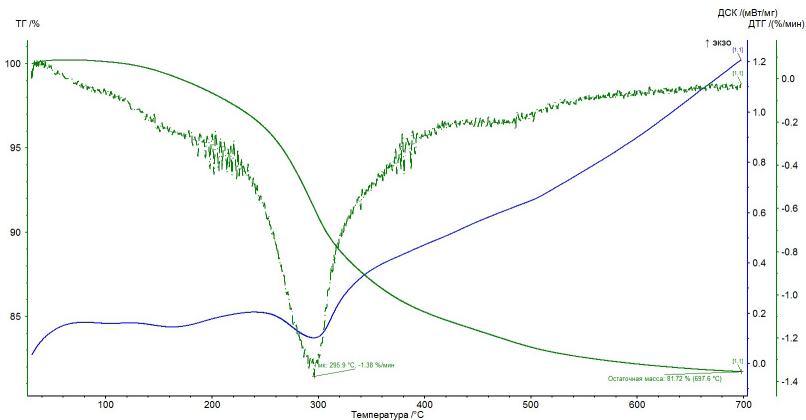


Рис. 1. Температурные зависимости изменения массы (ТГ) и скорости изменения массы (ДТТ) соединения  $Tb_{0.67}Sb_2O_6 \cdot nH_2O$



# Вихреподобные образования в неоднородных ферромагнитных плёнках

Р. М. Вахитов<sup>1</sup>, Г. Ф. Ильясова<sup>1</sup>, Р. В. Солонецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
*galiya.siraeva2014@yandex.ru*

За последние 15 лет, после обнаружения существования в плёнках MnSi магнитных скирмионов, лавинообразно возросли масштабы исследований их свойств, влияния на них различных факторов, магнитных материалов, в которых они стабилизируются, и т. д. Такой интерес вызван топологической защищённостью, высокой подвижностью, необычными спин-электронными свойствами, что делает их перспективными в разработке различных устройств спинтроники, а также в искусственных нейронных сетях [1].

Как правило, подавляющая часть исследований, касающихся магнитных скирмионов, велась в киральных магнетиках [2]. Однако, из-за наличия в них взаимодействия Дзялошинского-Мория (DMI), в силу разных причин возникли трудности с устойчивостью скирмионных состояний в них. Поэтому появился новый тренд по поиску некиральных магнитных материалов (отсутствует DMI), в которых могут возникнуть устойчивые состояния скирмионов. Как оказалось, такими материалами могут являться ферромагнитные плёнки с пространственно модулированной одноосной анизотропией.

Как правило, в подавляющем большинстве подобных работ под термином «магнитный скирмион», понималась вихреподобная неоднородность, в которой единичный вектор намагниченности  $\mathbf{m} = \mathbf{m}(r)$  изменяет своё направление на  $180^\circ$  при перемещении в радиальном направлении от центра ( $r = 0$ ) до периферии ( $r = \infty$ ) плёнки ( $\pi$ -скирмион). В то же время, задолго до обнаружения магнитных скирмионов, в работе [3] теоретически было предсказано, что в одноосных ферромагнитных пленках с DMI, возможно существование скирмионов с более сложной структурой, так называемые  $k\ell$ -скирмионы ( $k \in 1, 2, 3, \dots$ ), в которых «закрутка» вектора  $\mathbf{m}$  происходит на угол, кратный  $180^\circ$ . В последние скирмионы такого типа были обнаружены в работе [4],



в области дефекта с учетом энергии магнитных неоднородностей, позволяет найти распределение намагниченности  $m$  кт-скирмионов (рис.1) в области колумнарного дефекта и определить его характеристики: характерные размеры магнитной неоднородности и её энергию.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение тонкоплёночных, наноструктурированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001))*

[1] А. С. Самардак, А. Г. Колесников, А. В. Давыденко, М. Е. Стеблый, А. В. Огнев, ФММ. Т. 123, № 3, С. 260–283 (2022).  
[2] A. Bogdanov, A. Hubert, J. Magn. Mater. 138, P. 255–269 (1994)  
[3] A. Bogdanov, A. Hubert, J. Magn. Mater. 195, 182 (1999).  
[4] J. Jiang, Y. Wu, L. Kong, Y. Wang, J. Li, Y. Xiong, J. Tang, Acta Materialia, 215, 117084 (2021).

## Магнитокалорические свойства гидроантимонатов тербия

М. Н. Ульянов<sup>1</sup>, Ф. А. Ярошенко<sup>1</sup>, Ю. А. Лупицкая<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
max-39@yandex.ru

В последние годы наблюдается значительный рост интереса к сжижению водорода и других промышленных газов с применением технологии магнитного охлаждения [1]. В первую очередь, интерес к зелёному водороду вызван тем, что произведённый из возобновляемых источников энергии, он является одним из самых экологически чистых видов топлива, в идеале не выделяющим углерод и не загрязняющим атмосферу [2]. Несмотря на обилие различных материалов, поиск оптимального, перспективного для технологии магнитного охлаждения, в том числе при криогенных температурах, соединения продолжается. Поэтому целью



# Нелинейная динамика связанных магнитных вихрей с разным значением полярности в трёхслойных СТНО

Е. Г. Екомасов, Г. И. Антонов, Р. А. Фасхутдинов, В. С. Кудашев

Уфимский университет науки и технологии, Уфа, Россия

*EkomasovEG@gmail.com*

В настоящее время одним из наиболее перспективных устройств спинтроники является спин-трансферный наноосциллятор (СТНО) [1]. Обычно, СТНО представляет собой мультислойный наностолбик, состоящий из двух магнитных слоёв разной толщины, разделённых немагнитным слоем. В магнитных слоях реализуется, как основное состояние, магнитный вихрь. В настоящее время существует много работ, в которых изучаются вихревые СТНО (см., например, [1]). Показано, что в системе с двумя магнитостатически взаимодействующими магнитными вихрями, их динамика сильно отличается от случая одновихревого СТНО.

Исследуемые в данной работе СТНО имеют два магнитных слоя из пермаллоя (содержащие магнитные вихри), разделённые немагнитной прослойкой меди. С помощью аналитических и численных методов изучена нелинейная динамика двух магнитостатически связанных магнитных вихрей под действием спин-поляризованного электрического тока. Численный расчёт динамики магнитостатически связанных вихрей проводился с использованием пакета программ для микромагнитного моделирования SpinPM.

Было рассмотрено влияние спин-поляризованного тока с различными значениями силы тока на динамику вихрей в СТНО малого диаметра 120 нм. Найдены виды движения вихрей, реализуемые в данной системе, определены значения критических токов, при которых происходит изменения типа движения с одного на другое. Построены графики зависимости частоты и радиусов окружностей стационарного движения ядер магнитных вихрей от плотности спин-поляризованного тока. Проведено сравнение динамики антипараллельной конфигурации системы с параллельной, результаты для которой взяты из работы [2]. Обнаружено,





Прямым методом были исследованы одиночные и мультикалорические эффекты в образце сплава  $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$  под действием магнитного поля, одноосного растяжения и их комбинации. Обнаружено, что для одиночных случаев наблюдается обратный калорический эффект с максимумами  $\Delta T_{\text{AD}}^{\text{МКЭ}} = \sim -3 \text{ К}$  (1 Тл) при 330 К в случае МКЭ и  $\Delta T_{\text{AD}}^{\text{ЭлКЭ}} = -0,5 \text{ К}$  (104 МПа), при 328 К в случае ЭлКЭ.

Обнаружено, что комбинация внешних полей приводит к наблюдению синергетического эффекта при котором максимум  $\Delta T_{\text{AD}}^{\text{мультиКЭ}} = \sim -3,5 \text{ К}$  при 330 К, когда приложено магнитное поле 1 Тл и растягивающее напряжение 104 МПа, что превышает аналогичные значения для одиночных калорических эффектов. Показано, что распределение механических напряжений в образце  $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$  с геометрией в форме пластины с отверстиями имеет неоднородный характер, что должно быть учтено при измерениях калорических эффектов с использованием растяжений через отверстия.

*Работа выполнена в рамках государственного задания  
№ FMSW-2022-0006*

## Влияние электрического поля на структуру и свойства доменных границ в одноосных плёнках

А. Р. Ибрагимова<sup>1</sup>, Р. М. Вахитов<sup>1</sup>, Р. В. Солонецкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
*lina.ibragimova.0103@mail.ru*

В настоящее время ведутся интенсивные исследования магнито-электрических явлений в мультиферроиках, к которым относятся и плёнки ферритов-гранатов [1]. В них было обнаружено явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [2]. Для объяснения наблюдаемого эффекта были предложены два возможных механизма: флексомагнито-электрический механизм, обусловленный наличием неоднородного



в  $180^\circ$  ДГ переходит на асимптотическое поведение значительно (на порядок) превышает значения этих полей с аналогичным поведением, которое имеет место в случае  $\mathcal{E}\parallel\mathcal{Oz}$ . Последнее означает, что флексомагнитоэлектрический эффект (ФМЭ) при действии поля  $\mathcal{E}$  вдоль оси  $\mathcal{Ox}$  проявляется значительно слабее, чем в случае  $\mathcal{E}\parallel\mathcal{Oz}$ .

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

- [1] А. П. Пятаков, А. С. Сергеев, Е. П. Николаева, Т. Б. Косых, А. В. Николаев, А. К. Звездин УФН, **185** (10),1088 (2015).
- [2] M. Fiebig, T. Lottermoser, D. Meier, M. Trassin Nat. Rev. Mater. **1**,16046 (2016).
- [3]. N. A. Spaldin, R. Ramesh Nature Materials **18** (3),212 (2019).
- [4]. X. Liang, H. Chen, N. X. Sun **9** (4), 041114 (2021).
- [5]. Р. М. Вахитов, Р. В. Солонецкий, А. Р. Низямова ФММ,**124** (1), 6 (2023).
- [6] Р. М. Вахитов, З. В. Гареева, Р. В. Солонецкий, Ф. А. Мажитова ФТТ, **61** (6), 112 (2019).

## **Динамика доменной границы в мультислойных ферромагнитных структурах с учётом возбуждения локализованных магнитных колебаний**

Д. К. Кабанов<sup>1</sup>, Е. Г. Екомасов<sup>1</sup>, А. Д. Хасанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уфимский Университет Науки и Технологий, Уфа, Россия

*danya.kabanov.95@mail.ru*

*EkomasovEG@gmail.com*

*alexnew22052002@gmail.com*

Достижения в области нанотехнологий и методов измерения статики и динамики намагниченности позволяют вернуться к ранним оптическим и магнитным исследованиям динамики доменных



этой критической скорости возрастает. Результаты проведённых исследований можно использовать для нахождения эффективной коэрцитивной силы многослойных ферромагнитных материалов. Очевидно, что эффект усиления «коллективного влияния» тонких слоев, являющихся «потенциальными ямами» для доменной границы, с увеличением их числа будет и дальше приводить к появлению новых физических эффектов и сценариев динамики ДГ [1]. Также была изучена генерация локализованных на тонких магнитных слоях магнитных неоднородностей и их излучение в таких мультислойных структурах.

[1] Д. К. Кабанов, К. Ю. Самсонов, В. Н. Назаров, Е. Г. Екомасов, ФТТ 65, 558, (2023).

## Нуклеация и переключение скирмионов под действием упругих деформаций и магнитного поля

А. Г. Нугуманов<sup>1</sup>, А. Р. Юлдашева<sup>1</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория дизайна новых материалов, Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
*aidar.nugumanov@gmail.com*

Магнитные скирмионы (рис. 1.) — топологически устойчивые спиновые структуры, которые могут существовать в магнитных материалах при некоторой комбинации конкурирующих взаимодействий, таких как обмен, анизотропия, взаимодействие Дзялошинского-Мория (ДМ), магнитоэлектрическое взаимодействие и т. д. [1]. При этом, в классических решёточных моделях магнитных материалов принято рассматривать «замороженные» кристаллические решётки для упрощения вычислений с помощью учета симметрии. Однако, взаимодействия обменного типа, как правило, зависят от расстояния между спинами и геометрии кристалла [2]. В данной работе мы рассматриваем модель, в которой узлы ферромагнитной пленки с треугольной симметрией связаны с ближайшими



притягивает узлы при  $|\vec{d}_{ij}| > 1$ , отталкивает при  $|\vec{d}_{ij}| < 1$  и обращается в нуль при равновесном расстоянии  $|\vec{d}_{ij}| = 1$ .

В рамках данной работы мы проведем моделирование влияния упругих деформаций кристаллической решетки, описанной формулой (1) на зарождение, уничтожение и переключение скирмионов в присутствии внешнего магнитного поля.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 24-29-00702).*

[1] A. G. Nugumanov, I. F. Sharafullin, M. Kh. Kharrasov. Skyrmion phases in ground state of magnetoelectric bilayer induced by planar Dzyaloshinskii-Moriya interaction // Letters on Materials. — 2023. — V. 13. — № 4. — pp. 317–322.

[2] Sahbi E. H., Fumitake K., Satoshi H., Hiroshi K., Gildas D., Tetsuya U., Hung T. D. The stability of 3D skyrmions under mechanical stress studied via Monte Carlo calculations // Results in Physics. — 2022. — V. 38. — p. 105578.

## Закономерности проявления эластокалорического эффекта в сплавах NiFeGa(B), полученных методом направленной кристаллизации

Е. Ю. Панченко, А. Б. Тохметова, И. Д. Курлевская,  
А. С. Ефтифеева, Э. И. Янушоните, Н. Ю. Суриков,  
Е. Е. Тимофеева

Национальный исследовательский Томский государственный  
университет, Томск, Россия  
[panchenko@mail.tsu.ru](mailto:panchenko@mail.tsu.ru)

В настоящей работе проведены систематические исследования эластокалорического эффекта (ЭКЭ) и его циклической стабильности при действии сжимающей нагрузки в поликристаллах сплавов Ni<sub>54</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub> и (Ni<sub>54</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub> (ат.%), испытывающих L2<sub>1</sub>–10M/14M–L1<sub>0</sub> мартенситные превращения.





В-третьих, одним из факторов эффективности исследуемых сплавов для применения в твердотельных охладительных системах является отношение величины адиабатического охлаждения  $\Delta T_{ad}$  к критическим напряжениям образования мартенсита для начала прямого МП  $\sigma_{Ms}$  ( $\Delta T_{ad}/\sigma_{Ms}$ ). Благодаря минимизации деформирующих напряжений  $\sigma_{Ms}$ , уменьшаются необходимые размеры, мощность деформирующего устройства и потери энергии в рабочем цикле нагрузка/разгрузка, что способствует увеличению эффективности использования ЭКЭ. Сплавы NiFeGa(B), полученные методом направленной кристаллизации, демонстрируют в 1,5–2,0 раза более высокие значения  $\Delta T_{ad}/\sigma_{Ms} = 66–68$  К/ГПа по сравнению с поликристаллами NiFeGa(B), полученными методом дуговой плавки  $\Delta T_{ad}/\sigma_{Ms} = 32–42$  К/ГПа.

В-четвертых, сплавы  $(Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27})_{99,7}B_{0,3}$ , полученные методом направленной кристаллизации с последующим отжигом при 1273 К, 0,5 ч., демонстрируют стабильные значения величины ЭКЭ 5,4 К и параметров сверхэластичности в циклах нагрузка/разгрузка до 500 циклов без появления макроскопических трещин по границам зёрен и необратимой деформации в рабочем цикле. Повысить циклическую стабильность ЭКЭ и параметров сверхэластичности в поликристаллических сплавах NiFeGa(B) удалось за счёт формирования острой текстуры, упрочнения границ зёрен при микролегировании бором и выделения пластичных частиц  $\gamma$ -фазы при термической обработке, что приводит к снижению градиента напряжений вблизи границ зёрен при развитии мартенситных превращений под нагрузкой и предотвращает появление макроскопических трещин при циклических испытаниях.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00150, <https://rscf.ru/project/23-19-00150/>.*

[1] E. Y. Panchenko, E. I. Yanushonite, A. S. Eftifeeva, et al. *Metals* **12** (8), 1398 (2022)

[2] A. S. Eftifeeva, E. Y. Panchenko, E. I. Yanushonite, et al. *Mater. Sci. Eng., A* **855**, 143855 (2022).

[3] F. Xiao, M. Jin, J. Liu, X. Jin. *Acta Mater.* **96**, 292 (2015).

# Микроактюатор на основе сплава $Ti_2NiCu$ с обратимой геликаидальной деформацией

А. Опейеми<sup>1</sup>, А. Иржак<sup>1, 2</sup>, В. Коледов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИТУ МИСИС, Москва, Россия

<sup>2</sup> ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия

<sup>3</sup> ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва Россия

airzhak@iptm.ru

Сплавы с памятью формы (СПФ) — это тип интеллектуальных материалов, которые способны сохранять свою первоначальную форму даже при воздействии изменений температуры, механического напряжения или магнитных полей. СПФ широко используются в различных областях техники благодаря своим исключительным свойствам и широкому спектру применения. Эти сплавы не только биосовместимы, обладают высоким соотношением силы к весу, но и легки, что делает их очень востребованными.

В данной работе экспериментально исследуется обратимая геликоидальная деформация сплава с памятью формы.

Актуальность исследования связана с необходимостью создания новых типов микроактюаторов для манипулирования микро- и нано-объектами.

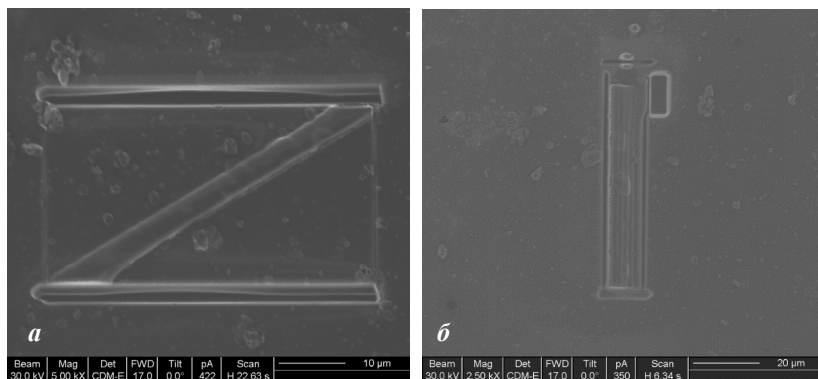


Рис. 1. Внешний вид микроактюаторов:  
а — первого типа; б — второго типа

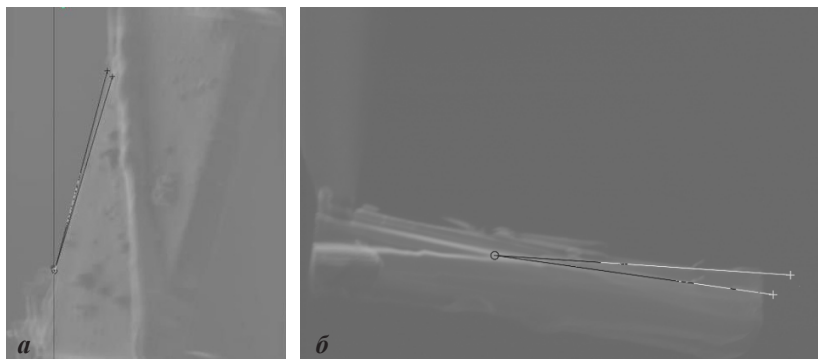


Рис. 2. Наложение изображения до и после нагрева для микроактюатора первого (а) и второго типа (б)

Для получения геликоидальной деформации в СПФ реализовано две схемы композитных актюаторов на основе двуслойного композита [1]. В первом случае слой упругого металла осажден на микропластину СПФ по диагонали, а во втором — ступенями вдоль всей микропластины СПФ.

При изготовлении образца и его испытаниях в основном использовалось оборудование сфокусированного ионного луча (ФИП).

Для обоих типов микроактюаторов наблюдается деформация кручения порядка  $1,8^\circ$  для первого типа и  $4^\circ$  для второго.

Таким образом доказана возможность создания микроактюаторов с обратимой геликоидальной деформацией на основе СПФ.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 22-19-00783  
<https://rscf.ru/project/22-19-00783/>.*

[1] Irzhak, A. V. The shape memory effect in nanoscale composites based on  $Ti_2NiCu$  alloy / A. V. Irzhak, N. Y. Tabachkova, D. A. Dikan et al. // 2016 IEEE International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale (3MNANO). — IEEE, 2016. — pp. 105–108.



# Эластокалорический эффект в поликристаллах сплава $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ , легированных бором

И. Д. Курлевская, А. Б. Тохметова, Е. Ю. Панченко

Национальный исследовательский Томский государственный  
университет, Томск, Россия  
*kurl.irina@yandex.ru*

Повышение пластичности и циклической стабильности функциональных свойств поликристаллов сплавов Гейслера является актуальной задачей в связи с разработкой материалов для твёрдотельного охлаждения. Снизить хрупкость поликристаллических материалов возможно за счёт управления зеренной структурой: путём микролегирования бором либо формирования текстуры в материале вдоль благоприятного направления [1, 2]. Таким образом, целью работы является исследование влияния текстуры на эластокалорический эффект (ЭКЭ) в легированных бором поликристаллах  $\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6$ .

Поликристаллы сплава  $(\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6)_{99,7}\text{B}_{0,3}$  (ат. %) были получены методом дуговой плавки и методом направленной кристаллизации с использованием метода Бриджмена. Содержание бора 0,3 ат. % выбрано на основании анализа литературных данных [1, 3]. Поликристаллы исследовали после плавки, без дополнительных обработок.

В поликристаллах, полученных методом направленной кристаллизации, формируется преимущественная ориентация зёрен вдоль направления кристаллизации, которое соответствует направлению вблизи  $\langle 001 \rangle$  в  $\text{B2/L2}_1$ -аустените, что установлено на сплавах  $\text{NiFeGa(B)}$ . Характеристические температуры мартенситных превращений (МП) в поликристаллах  $(\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6)_{99,7}\text{B}_{0,3}$ , полученных методом дуговой плавки и направленной кристаллизации, близки: температура начала прямого МП  $M_s = 257 \text{ K}$  и  $M_s = 250 \text{ K}$  соответственно.

Для исследований ЭКЭ в циклах нагрузка/разгрузка с заданной деформацией 4 % была выбрана комнатная температура  $T = 300 \text{ K}$ , находящаяся вблизи начала температурного интервала

сверхэластичности (СЭ). Для выяснения циклической стабильности ЭКЭ исследование проводилось в 500 циклах. На поликристаллах, полученных методом дуговой плавки, в первом цикле наблюдается необратимая деформация  $\epsilon_{\text{необр}}$  величиной 0,8 %, тогда как в текстурированных поликристаллах  $\epsilon_{\text{необр}}$  не превышает 0,4 %. В первом случае в течение 500 циклов происходит сильная деградация кривой СЭ, исчезает плато мартенситного перехода, при этом величина адиабатического охлаждения  $\Delta T_{\text{ad}}$  снижается с 3,7 К до 3,3 К к 100 циклу, оставаясь неизменной до 500 цикла. Во втором случае зависимость  $\sigma(\epsilon)$  в течение 500 циклов более стабильна, величина  $\Delta T_{\text{ad}} = 6$  К остаётся неизменной в течение всех 500 циклов. После циклических испытаний целостность образцов сохранена.

Высокая циклическая стабильность ЭКЭ достигается за счёт сочетания ряда факторов. В результате микролегирования бором происходит упрочнение границ зёрен при выделении частиц вторичных фаз, что приводит к снижению зернограничного растрескивания. Формирование текстуры способствует повышению совместности деформации между соседними зёрнами и улучшению механических свойств сплава. В результате объёмная доля материала, испытывающего МП, вызванного приложением нагрузки, повышается и способствует получению большей величины снижения температуры при проявлении ЭКЭ. Так, в текстурированных поликристаллах полученная величина  $\Delta T_{\text{ad}}$  составляет 65 % от теоретической величины (9,2 К), тогда как в поликристаллах, полученных методом дуговой плавки, реализуется лишь 38 % теоретического ресурса (8,7 К).

Важным параметром для практического применения является коэффициент эффективности COP, определяемый как отношение полезной энергии, которую образец поглощает из окружающей среды, к величине энергии, рассеянной в термодинамическом цикле:

$$\text{COP} = \frac{C_p \Delta T_{\text{ad}}}{\frac{1}{\rho} \oint \sigma d\epsilon},$$

где  $\rho$  — плотность материала,  $C_p$  — удельная теплоемкость [4]. Для стабильной кривой СЭ в текстурированных поликристаллах получен  $\text{COP} = 24$ , что близко к максимальным значениям эффективности на  $[001]_{\text{L}_{21}}$ -монокристаллах NiFeGa [5].

Таким образом, установлено, что формирование текстуры в поликристаллах сплава  $(\text{Ni}_{49}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{27}\text{Co}_6)_{99,7}\text{B}_{0,3}$  способствует получению стабильного ЭКЭ величиной 6 К в течение 500 циклов при комнатной температуре, что делает данные поликристаллы перспективными для применения в твердотельном охлаждении.

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-19-00150, <https://rscf.ru/project/23-19-00150/>.*

[1] Z. Yang, D. Y. Cong, X. M. Sun, et al., *Acta Mater.* **127**, 33–42 (2017).

[2] G. Zhang, H. Wang, Z. Li, et al., *Scripta Mater.* **234**, 115584 (2023).

[3] Е. Ю. Панченко, А. Б. Тохметова, И. Д. Курлевская, и др., *Изв. вузов. Физика* **67**, 5–14 (2024).

[4] Tusek, K. Engelbrecht, L. Mañosa, et al., *Shap. Mem. Superelasticity* **2**, 317–329 (2016).

[5] A. Eftifeeva, E. Panchenko, E. Yanushonite, et al., *Mater. Sci. Eng., A* **855**, 143855 (2022).

## Влияние микроструктурного дефекта на локализацию скирмионов в магнитных плёнках

Д. И. Абдрахманов<sup>1</sup>, К. Дж. Нурматов<sup>2</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Джизакский государственный педагогический институт им. А. Кадыри, Джизак, Узбекистан

<sup>1</sup>[dron.boiko@mail.ru](mailto:dron.boiko@mail.ru)

<sup>2</sup>[mrkamol1986@gmail.com](mailto:mrkamol1986@gmail.com)

<sup>1\*</sup>[sharafullinif@yandex.ru](mailto:sharafullinif@yandex.ru)

Скирмионы в тонколеночных магнитных плёнках и гетероструктурах представляют собой топологически устойчивые вихревые спиновые конфигурации, которые обладают ненулевым топологическим зарядом и могут быть стабилизированы с помощью, например, фрустраций, взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), внешнего поля [1–4]. Активно ведутся исследования о влиянии

обменно-редуцированного дефекта обменной связи на фазы скирмионов под воздействием внешних полей, таких как приложенное напряжение, внешнее магнитное поле для применений в устройствах спинтроники [5–7].

В данной работе рассматривается условие образования и локализации скирмионов на магнитном слое, которые стабилизируются ферромагнитным обменом, взаимодействием Дзялошинского-Мория, внешним магнитным полем и микроструктурным дефектом типа «отверстие». Магнитный бислой, исследуемый в данной работе, состоит из двух ферромагнитных слоев на треугольной решетке: в первом слое скирмионные фазы стабилизируются ферромагнитным обменом, ВДМ и внешним магнитным полем, а второй слой является дополнительным — ферромагнитным слоем без ВДМ, с помощью которого можно регулировать локальное образование скирмионной фазы, с помощью введения структурного дефекта. Две подсистемы взаимодействуют между собой межслойным ферромагнитным обменом. Полная энергия такой плёнки на треугольной решётке определяется выражением

$$H = -\sum_{i,j} J_{i,j}^m \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{i,j} \vec{D}_{i,j} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \sum_{i,j} J_{i,j}^{int} \vec{S}_k \cdot \vec{S}_{k+1} - \sum_i \vec{H}^o \cdot \vec{S}_i$$

Здесь мы предполагаем, что  $J_{i,j}^m > 0$  характеризует ферромагнитное взаимодействие между  $i$ -м спином и его ближайшими соседями в плоскости решётки. Второй член выражения характеризует энергию ВДМ, где  $\vec{D}_{i,j} = -\vec{D}_{i,j}, |\vec{D}_{i,j}| = D$  это вектор Дзялошинского-Мория. Третий член выражения определяет ферромагнитное обменное взаимодействие  $J_{i,j}^{int} > 0$  между двумя ближайшими спинами первой подсистемы  $\vec{S}_k$  и второй подсистемы  $\vec{S}_{k+1}$  на границе раздела. Последний член выражения определяет зеемановскую энергию,  $\vec{H}^o$  — напряженность внешнего магнитного поля, направленную перпендикулярно плоскости слоя.

Определив энергию системы, мы вносим в решетку дефект. Рассматриваемый нами дефект изменяет обменную энергию следующим образом:

$$J_{i,j}^m = \frac{J_0}{2} \left( 1 + \tanh \left( \frac{K_{i,j} - \frac{D_{def}}{2}}{\vartheta} \right) \right), K_{i,j} = \left| \frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} - \vec{r}_q \right|$$





# Исследование быстродействия микроинструмента для обработки нанообъектов резанием

С. Р. Романов<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, А. И. Карцев<sup>2</sup>, А. В. Прокунин<sup>1</sup>,  
Е. Д. Русаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия  
*romanov\_sr@bk.ru*

<sup>2</sup> Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы,  
Москва, Россия

В современной нанотехнологии поставлена задача манипулирования и обработки индивидуальных объектов, таких как нанотрубки, нанопровода и др. Нанопинцеты с эффектом памяти формы (ЭПФ) позволяют захватывать, удерживать реальные объекты, например, УНТ. Предложены другие наноинструменты, например, нанопила, предназначенная для обработки нанообъектов резанием, на основе быстроколеблющегося заостренного биметаллического микроактюатора (рис. 1) [1]. На сегодняшний день рекорд по быстродействию для актюаторов с ЭПФ составляет 3 кГц [2].

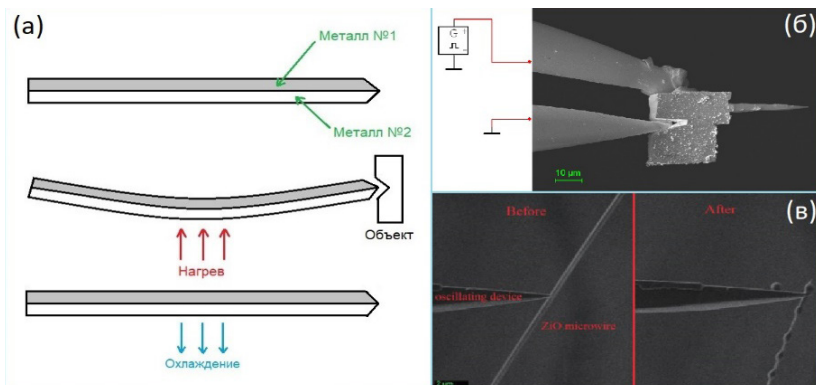


Рис. 1. Обратимая изгибная деформация биметаллического композита (а). Общий вид нанопилы на основе биметаллического композита с ЭПФ в камере электронного микроскопа со схемой подключения к импульсному источнику тока (б). Попытка распилить нанопроволоку ZnO (в) [1]

Цель работы: методом численного моделирования исследовать достижимую частоту механических колебаний композитного актюатора, которые возбуждаются тепловыми импульсами для применений при разработке механических наноинструментов.

Возбуждение свободных механических колебаний композитного актюатора на основе теплового расширения возможно периодическими импульсами и кратковременным одиночным тепловым импульсом (рис. 2 а). Максимальная амплитуда достигается, когда длительность импульса равна половине периода собственной частоты механических колебаний (рис 2 б). Когда амплитуда колебаний уменьшится в два раза, можно повторно подать импульс.

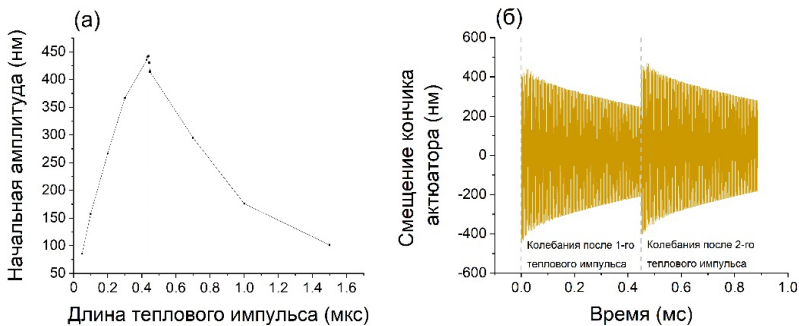


Рис. 2. Свободные механические колебания композитного актюатора длиной 50 мкм на основе теплового расширения: определение оптимальной длительности возбуждающего теплового импульса (а), высокочастотные колебания с максимальной начальной амплитудой (б)

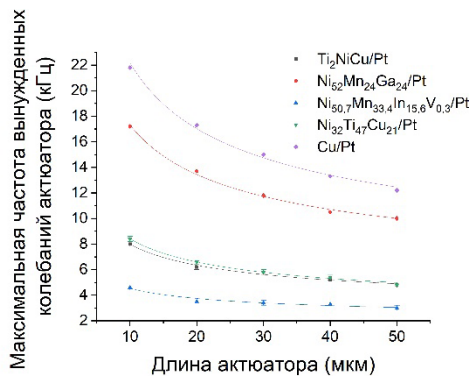


Рис. 3. Зависимость максимальной частоты вынужденных механических колебаний актюатора нанопилы, сделанного из различных материалов, от его длины. Кривые на графике — аппроксимация расчетных данных

Это позволит восстановить амплитуду примерно до первоначального уровня. Между импульсами должно быть целое число периодов собственных колебаний. Данный режим позволяет достичь частоты колебаний микроактюатора порядка  $10^6$ – $10^7$  Гц.

Рассчитана также максимальная частота вынужденных механических колебаний, возбуждаемых периодическими импульсами композитного актюатора нанопилы, имеющего различную длину и сделанного из различных материалов (рис 3).

В работе получены следующие основные результаты. Предложено два режима термического возбуждения колебаний композитного актюатора: режим вынужденных колебаний с помощью периодических электрических импульсов и режим свободных колебаний, возбуждаемых короткими тепловыми импульсами с большой скважностью.

Наибольшая частота вынужденных колебаний актюатора составляет 22 кГц, а свободных — 26 МГц при его длине 10 мкм.

*Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00783 <https://rscf.ru/project/22-19-00783/>).*

[1] A. Prokunin, R. Sergei, A. Irzhak, P. Lega, P. Alexander, V. Koledov, A. Orlov, IEEE, 137–140 (2023).

[2] C. R. Knick, D. J. Sharar, A.A. Wilson, G. L. Smith, C. J. Morris, H. A. Bruck. Journal of Micromechanics and Microengineering. **В** 29, 075005 (2019).



# Влияние химического давления на барокалорическую эффективность комплексных фторидов и оксифторидов

Богданов Е. В.<sup>1,2</sup>, Горев М. В.<sup>1,3</sup>, Флёров И. Н.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН — обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт инженерных систем и энергетики, Красноярский государственный аграрный университет, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия  
*evbogdanov@iph.krasn.ru*

Изучение влияния химического давления на характер разупорядочения структурных элементов, в том числе претерпевающих структурные фазовые переходы, представляет значительный интерес в связи с возможностью разработки способов целенаправленного управления электро-, магнито- и барокалорической эффективностью материалов [1-3].

Барокалорический эффект (БКЭ), связанный с обратимым изменением энтропии  $\Delta S_{\text{ВСЕ}}$  твёрдого тела под действием гидростатического давления, считается универсальным.

Действительно, в соответствии с соотношением Максвелла  $\Delta S_{\text{ВСЕ}} = - \int (\partial V / \partial T)_p \cdot dp$ , барокалорический эффект в значительной степени определяется тепловым расширением твёрдого тела и, следовательно, может быть реализовано в системах любой физической природы. Очевидно, что БКЭ наиболее ярко проявляется вблизи фазовых переходов, где производная  $(\partial V / \partial T)_p$  претерпевает аномальное изменение.

Многочисленные исследования сложных фторидов и оксифторидов с общими химическими формулами  $A^+_3M^{3+}F_6$ ,  $A^+_2M^{4+}F_6$ ,  $A^+_3M^{4+}OF_5$ ,  $A^+_2M^{6+}O_2F_4$  и др. показали, что эти материалы часто претерпевают переходы порядок-беспорядок и демонстрируют высокую чувствительность к воздействию внутреннего (химического) и внешнего (гидростатического) давлений.

Сказанное в полной мере относится к гексафторидам  $A_3MF_7 \equiv A^+_3[MF_6]F$ . Высокотемпературная кубическая фаза  $Pm-3m$  ( $Z = 1$ ) которых, предложенная в качестве исходной для семейства кристаллов  $A_3MF_7$  ( $M$ : Sn, Ti, Ge, Si) и экспериментально наблюдаемая при атмосферном давлении в  $(NH_4)_3SnF_7$ , характеризуется значительным ориентационным разупорядочением структурных элементов. Октаэдрические анионы  $[MF_6]^{2-}$  и тетраэдрические катионы  $[NH_4]^+$  имеют несколько эквивалентных ориентаций, что обусловлено высокой симметрией их кристаллографических позиций.

Благодаря достаточно большой величине изменения энтропии при фазовом переходе  $Pm-3m \leftrightarrow Pa-3$ , его высокой чувствительности к гидростатическому давлению, а также малой величине температурного гистерезиса фториды  $(NH_4)_3SnF_7$  и  $(NH_4)_3TiF_7$  демонстрируют достойные внимания БКЭ [4]. При этом максимум БКЭ характеризуется относительно высокой температурой в  $(NH_4)_3SnF_7$ , а в случае  $(NH_4)_3TiF_7$  достаточно высоким начальным давлением  $p > 0,41$  ГПа.

В этой связи привлекательным выглядит кристалл  $(NH_4)_3WO_2F_5 \equiv (NH_4)_3[WO_2F_4]F$ , структура которого образована заменой двух фторсодержащих лигандов на кислород в рассмотренных выше фторидах. Оксифторид  $(NH_4)_3WO_2F_5$  претерпевает прямой переход между двумя кубическими фазами  $Pm-3m \leftrightarrow Pa-3$  вблизи комнатной температуры и при атмосферном давлении.

В настоящей работе изучены теплоемкость, тепловое расширение, проницаемость и влияние гидростатического давления на температуру и энтропию фазового перехода в  $(NH_4)_3WO_2F_5$ . Проанализирована барокалорическая эффективность оксифторида в сравнении с параметрами, характерными для вышеупомянутых родственных фторидов.

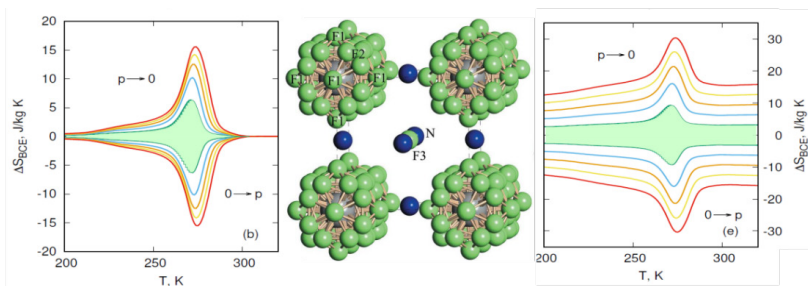


Рис. 1. Барокалорическая эффективность и структура  $(NH_4)_3WO_2F_5$

Анализ комплекса экспериментальных данных по тепловым свойствам (изменение полной энтропии, чувствительность к высокому давлению и малый температурный гистерезис) показал, что при низком давлении  $p < 0,25$  ГПа  $(\text{NH}_4)_3\text{WO}_2\text{F}_5$  характеризуется значительными величинами БКЭ и их высокой обратимостью при циклическом изменении давления/температуры.

Таким образом, исследование  $(\text{NH}_4)_3\text{WO}_2\text{F}_5$ , полученного в результате анионного замещения в  $(\text{NH}_4)_3\text{SnF}_7/(\text{NH}_4)_3\text{TiF}_7$ , показало, что химическое давление является эффективным инструментом для улучшения/изменения барокалорических параметров в материалах, претерпевающих структурные фазовые переходы типа порядок-беспорядок.

*Исследование выполнено за счет гранта Российской научного фонда № 23-22-00115, <https://rscf.ru/project/23-22-00115/>*

- [1] P. Lloveras, J.-L. Tamarit, MRS Energy & Sustainability, 8 (2021) 3–15,  
[2] M. Gorev, E. Bogdanov, I. Flerov, J. Phys. D **50**, (2017) 384002  
[3] I. N. Flerov, E. V. Bogdanov, M. V. Gorev, Barocaloric effects in the solid-state. Materials and methods, ed. P. Lloveras, IOP Publishing, 4 (2023) 1-23.  
[4] I. N. Flerov, M. V. Gorev, et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 57 (2024) 175301.



# Усиление магнитных и магнитокалорических свойств тонких плёнок упорядоченного сплава $\text{Fe}_{60}\text{Al}_{40}$ , облучаемых быстрыми тяжелыми ионами

И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Н. И. Полушкин<sup>1</sup>, В. А. Скуратов<sup>2</sup>,  
Г. В. Курляндская<sup>3</sup>, Е. В. Кудюков<sup>3</sup>,  
А. А. Фраерман<sup>1</sup>, М. В. Сапожников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия  
[nip@ipmras.ru](mailto:nip@ipmras.ru)

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия  
[skuratov@jinr.ru](mailto:skuratov@jinr.ru)

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия  
[galinakurlyandskaya@urfu.ru](mailto:galinakurlyandskaya@urfu.ru)

Исследуются формирование и свойства наноструктурированных магнитных материалов, представляющих собой ферромагнитные (ФМ) включения в парамагнитной (ПМ), на хорошо намагничиваемой матрице. Показано, что такие структуры образуются за счёт локального химического разупорядочения вдоль ионных треков в тонкоплёночных сплавах  $\text{Fe}_{0,6}\text{Al}_{0,4}$ , облученных ионами ксенона при энергии 160 МэВ. Необлученная матрица, полученная термическим отжигом свежеприготовленного сплава, имеет поведение, подобное парамагнетику (без гистерезиса и остаточной намагниченности) при комнатной температуре.

Интересно, что на температурной зависимости изменения магнитной энтропии  $\Delta S$  у облученных образцов наблюдается резкий пик при температуре примерно 320 К. Появление этого максимума можно объяснить межфазным обменным взаимодействием в сформированных структурах, которое влияет на намагниченность ПМ-подобной матрицы вблизи температуры Кюри. На рис. 1 иллюстрируется концепция усиления МКЭ в ПМ матрице [1] с ненулевой температурой Кюри за счет внедрения ФМ включений, намагниченность которых влияет на магнитные моменты в ПМ матрице за счёт обмена на границах раздела между матрицей и включениями. Приложенное слабое (не более нескольких килоэрстед) магнитное поле  $H$  может ориентировать все магнитные моменты





# Микроструктура и свойства нестехиометрического сплава Гейслера системы Ni-Mn-In

А. А. Кузнецов<sup>1</sup>, Е. И. Кузнецова<sup>2</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>,  
И. И. Мусабилов<sup>3</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*kuznetsov.dmitry89@gmail.com*

<sup>2</sup> ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*dk1964@yandex.ru*

<sup>3</sup> МРЦ по направлению «Нанотехнологии», Научный парк,

Санкт-Петербургский Государственный Университет,

Санкт-Петербург, Россия

*danilov1denis@gmail.com*

Экспериментально исследованы микроструктуры, фазовые преобразования (ФП) и связанные с ФП функциональные свойства в сплаве Гейслера номинального состава  $Ni_{46}Mn_{41}In_{13}$ , перспективного для создания микро- и нано-инструментов на основе эффектов памяти формы.

Синтезированы образцы сплавов Гейслера номинального состава  $Ni_{46}Mn_{41}In_{13}$  и произведены термообработки: гомогенизационный отжиг с закалкой или естественным охлаждением с печью. Определена степень химической и структурной однородности образцов.

Исследованы ФП в объёмных образцах магнитными и термическими методами, рентгеновской дифракцией. Исследованы фазовые переходы и микроструктуры аустенита и мартенсита в фольгах (толщиной до 150 нм) сплава  $Ni_{46}Mn_{41}In_{13}$  методами электронной микроскопии. Выявлен характер зависимости свойств фазовых превращений от размеров исследуемого образца. Изучены функциональные свойства: эффект памяти формы в микро- и макромасштабах образцов и магнитокалорический эффект.

*Работа выполнена за счёт средств гранта РФФ  
проект № 22-19-00783, <https://rscf.ru/project/22-19-00783/>*



месяцев после синтеза самопроизвольно переходит из гексагональной фазы в ГЦК-фазу. Для ГЦК-фазы размеры областей когерентного рассеяния (ОКР), определенные по уширению дифракционных линий, варьируют от  $\sim 25$  нм при комнатной температуре до  $\sim 110$  нм при  $500\text{ }^\circ\text{C}$ . На DSC-кривых наблюдаются аномалии при температурах  $108\text{ }^\circ\text{C}$  и  $436\text{ }^\circ\text{C}$ , соответствующие эндотермическим обратимым переходам, без изменения типа кристаллической решетки.

Мы полагаем, что эти аномалии связаны с перераспределением катионов меди и натрия по возможным кристаллографическим позициям. Из-за малости размеров ОКР исследуемое соединение представляет интерес как материал для термоэлектрических устройств.

## **Эффект Холла в магнитокалорических сплавах Гейслера на основе системы Ni-Mn-Sb, легированных алюминием**

С. М. Емельянова, Е. Б. Марченкова, В. В. Марченков

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия  
*emelyanova@imp.uran.ru*  
*march@imp.uran.ru*  
*elenemerch@imp.uran.ru*



Согласно многочисленным экспериментальным данным, между температурами фазовых превращений (ТФП) и числом валентных электронов на один атом  $e/a$  существует монотонная зависимость: по мере роста последнего происходит также и возрастание данных температур [1]. Однако, следует отметить, что соотношения  $e/a$  недостаточно для описания поведения температур фазовых превращений в четырёхкомпонентных сплавах Гейслера [2]. Ещё одним параметром, тесно связанным с температурами мартенситного



# Исследование структуры и стабильности В-С кластеров

М. А. Федяева<sup>1,2</sup>, С. В. Лепешкин<sup>1,2,3</sup>, А. Р. Оганов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий (Сколтех), Москва, Россия  
[a.oganov@skoltech.ru](mailto:a.oganov@skoltech.ru)

<sup>2</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского  
Российской академии наук (ГЕОХИ РАН), Москва, Россия  
[femaal.femaal3@yandex.ru](mailto:femaal.femaal3@yandex.ru)

<sup>3</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
(ФИАН), Москва, Россия. [s.lepeshkin@skoltech.ru](mailto:s.lepeshkin@skoltech.ru)

Знание основных атомных конфигураций и стабильности кластеров  $B_n C_m$  даёт представления о структурных основах и объясняет широкий спектр фактов о таких интересных объектах, как бор-углеродные и бор-азотные нанокластеры, наноплёнки, нанотрубки, кристаллы, которые могут использоваться в качестве наносенсоров для газов  $H_2$  и  $N_2$ , в качестве квантовых точек, термоэлектрических преобразователей энергии, подложек для катализа и т.д.

С использованием эволюционного алгоритма USPEX [1] и ab initio расчётов в данной работе были предсказаны оптимальные атомные структуры бор-углеродных и бор-азотных кластеров  $B_n C_m$  ( $n, m = 0 - 12$ ) и  $B_n N_m$  ( $n, m = 0 - 10$ ) в широком диапазоне составов.

В данной работе была исследована стабильность кластеров с помощью следующих критериев: разница энергий второго порядка по составу ( $\Delta^2 E$ ), энергия фрагментации ( $E_{frag}$ ). На основе этих критериев были построены карты, демонстрирующие наличие «островов» стабильности, соответствующих наиболее устойчивым «магическим» кластерам. Для каждого из кластеров была проверена мультиплетность 1–4 и найдена наиболее вероятная. На основе полученных данных была построена карта магнитных моментов для кластеров. Также были определены значения НОМО-LUMO щелей для каждого из кластеров, которые могут быть в дальнейшем использованы для расчётов оптических свойств. Также в данной работе была проведена геометрическая классификация кластеров.

На основе полученных данных были определены кластеры, которые могут служить строительными блоками, а также промежуточными структурами в химических реакциях синтеза наноразмерных В-С и В-N образований.

*Работа была поддержана Российским научным фондом (грант № 19-72-30043).*

[1] S. J. Lu, B8C10: A C2v planar polycyclic structure bridged by the central strong CC bond and strengthened by the aromaticity. *Chemical Physics Letters*, **801**, p.139715 (2022).

## Магнитные свойства и магнитокалорический эффект соединений $R((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$ , где R = Gd, Ho, Er

М. И. Князев, М. С. Аникин, Е. Н. Тарасов, А. С. Султанов,  
В. В. Говорина, М. А. Сёмкин, А. В. Зинин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия  
[maksim.anikin@urfu.ru](mailto:maksim.anikin@urfu.ru)

Квазибинарные фазы Лавеса являются одними из перспективных магнитокалорических материалов для магнитного охлаждения [1]. В соединениях  $R(Co-Fe)_2$ , где R = Dy, Ho, Er наблюдаются платоподобные температурные зависимости параметров магнитокалорического эффекта (МКЭ), таких как изотермическое изменение магнитной части энтропии ( $\Delta S_m$ ) и адиабатическое изменение температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) [2]. Платоподобные температурные зависимости параметров МКЭ являются суперпозицией максимумов  $\Delta S_m$  при температуре Кюри ( $T_C$ ) и низкотемпературных максимумов (НТМ)  $\Delta S_m$ , последний возникает в результате восстановления внешним магнитным полем магнитного момента элемента R, частично разупорядоченного из-за слабого межподрешеточного обменного взаимодействия 4f–3d [3]. Наличие НТМ в значительной мере повышает область температур, в которой материал может быть использован.

В работе [4] было показано, что частичная замена элемента R на Y в  $R(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$  приводит к уменьшению энергии 4f–3d обменного взаимодействия и соответствующим увеличением отклика R магнитной подрешётки на приложенное магнитное поле в области температур соответствующих НТМ. При этом наблюдается снижение значений  $\Delta S_m$  в районе  $T_C$ , что объясняется ферромагнитной структурой данных соединений и отрицательным вкладом в МКЭ от 3d подрешётки. Поэтому, с целью уменьшения отрицательного вклада в МКЭ от 3d подрешётки и ослабления энергии 4f–3d обменного взаимодействия, в данной работе были изучены соединения  $R((\text{Co}_{1-y}\text{Ni}_y)_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$  ( $R = \text{Gd}, \text{Ho}, \text{Er}$ ), где Co замещался на более слабый в магнитном отношении Ni.

Установлено, что для всех исследуемых соединений с увеличением содержания Ni (y) происходит уменьшение параметра кристаллической решетки (a) в соответствии с ионными радиусами кобальта и никеля.

Температура магнитного упорядочения  $T_C$  образцов уменьшается с увеличением концентрации Ni, учитывая его магнитное состояние в этих соединениях — «слабый» ферромагнетик.

Низкотемпературный максимум, присущий этим соединениям фаз Лавеса, увеличивается с ростом содержания Ni, как показано

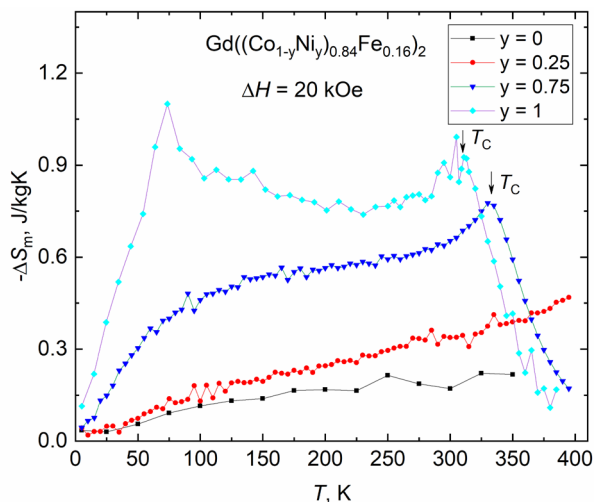


Рис. 1. Зависимости  $\Delta S_m(T)$  при  $\Delta H = 20 \text{ kOe}$  для  $\text{Gd}((\text{Co}_{1-y}\text{Ni}_y)_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$





**Магнитокалорика закалённых  
образцов  $Mn_{0.89}Cr_{0.1}Ni_xGe$   
в рамках модели размытых структурных  
переходов 1-го рода ( $P6_3/mmc$ ) $\leftrightarrow$ ( $Pnma$ )**

О. Е. Ковалев<sup>1</sup>, В. И. Вальков<sup>1</sup>, А. В. Головчан<sup>1</sup>,  
И. Ф. Грибанов<sup>1</sup>, В. И. Митюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,  
Донецк, Россия  
*valkov09@gmail.com*

<sup>2</sup>Научно-производственный центр НАН Беларуси по материаловедению,  
Минск, Беларусь

Установлено, что магнитоструктурные диаграммы и магнитокалорические особенности образцов системы  $Mn_{1-x}Cr_xNi_xGe$  обладают существенными различиями в зависимости от их термической предыстории.

Так, в образце  $NiMn_{0.89}Cr_{0.11}Ge$ , отожжённом после сплавления при 850 °С в течение 100 h, размытый структурный переход 1-го рода  $PMhex(P6_3/mmc)\leftrightarrow PMorth(Pnma)$  отделён от изоструктурного магнитного перехода 2-го рода  $PMorth(Pnma)$ – $HMorth(Pnma)$  из парамагнитного (PM) орторомбического состояния  $PMorth(Pnma)$  в гелимагнитное (HM) состояние  $HMorth(Pnma)$ . Магнитокалорический эффект (МКЭ) в форме изменения изотермической энтропии  $\Delta S^M(T)_{\Delta H}$  в этом случае не превышает 1.5 J/kg·K в диапазоне магнитных полей  $\Delta H = 9.7$  kOe. Закалённый от 850 °С в воду при комнатной температуре образец кардинально изменяет свои свойства. Структурный и магнитный переходы объединяются в единый размытый магнитоструктурный переход 1-го рода  $PMhex(P6_3/mmc)\leftrightarrow HM, PMorth(Pnma)$ , вблизи которого МКЭ возрастает до 5 J/kg·K для  $\Delta S^M(T)_{\Delta H}$  при  $\Delta H = 9.7$  kOe.

Предполагается, что закалка связана с замораживанием определенной конфигурации атомов с более низкими значениями температур лабильности конкурирующих орторомбической и гексагональной фаз. Допускается, что для некоторых конфигураций происходит не только сближение, но и слияние структурного



Представление о соотношении модельных и экспериментальных результатов дает рис.1. На рисунке совмещены экспериментальные и теоретические зависимости магнитных и магнитокалорических характеристик для отожженного и закаленного образцов  $\text{NiMn}_{0.89}\text{Cr}_{0.11}\text{Ge}$ .

*Работа выполнена в рамках государственного задания.*

[1]. В. И. Вальков, И. Ф. Грибанов, Е. П. Андрейченко, О. Е. Ковалев, В. И. Митюк ФТТ 65, 1758 (2023).

[2]. В. И. Вальков, А. В. Головчан, И. Ф. Грибанов, О. Е. Ковалев, В. И. Митюк ФТТ, 66, 988 (2024)

## Магнитокалорические свойства высокоэнтропийного сплава $\text{GdTbDyHoEr}$ : сплав, быстрозакалённые ленты, порошки

А. В. Свалов<sup>1</sup>, Д. С. Незнахин<sup>1</sup>, А. В. Архипов<sup>1</sup>, С. В. Андреев<sup>1</sup>,  
А. С. Русалина<sup>1</sup>, А. А. Пасынкова<sup>1,2</sup>, Г. В. Курляндская<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия  
[andrey.svalov@urfu.ru](mailto:andrey.svalov@urfu.ru)

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

Рабочее тело магнитного рефрижератора в виде ленты или порошка имеет преимущество с точки зрения более эффективного теплообмена с окружающей средой. Однако, известно, что приготовление лент, фольг и порошков из тяжёлых редкоземельных металлов сопровождается ухудшением параметров, характеризующих магнитокалорический эффект в данных материалах, в сравнении с объёмными образцами [1-3].

Сплав  $\text{GdTbDyHoEr}$  был приготовлен индукционным плавлением в атмосфере аргона исходных металлических компонентов, взятых в равных долях. Быстрозакалённые ленты того же состава были получены методом спиннингования, а порошок —



# Коаксиальные иглы как основа для управления микро- и наноустройствами с эффектом памяти формы

А. В. Прокунин<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, А. П. Орлов<sup>1</sup>,  
В. А. Лузанов<sup>1</sup>, И. И. Мусабилов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*prokunin.av@phystech.edu*

<sup>2</sup>Институт Проблем Сверхпластичности Металлов РАН, Уфа, Россия

Современные исследования в области нанотехнологий предъявляют высокие требования к точности и функциональности инструментов, используемых для манипулирования и исследования наноразмерных объектов. В докладе рассматривается разработка и создание коаксиальных игл, предназначенных для термической активации микро- и наноустройств с эффектом памяти формы (ЭПФ).

Разработанная коаксиальная игла представляет собой многослойную структуру. В основе конструкции лежит вольфрамовая игла с диаметром 0,5 мм, затачиваемая методом электрохимическо-

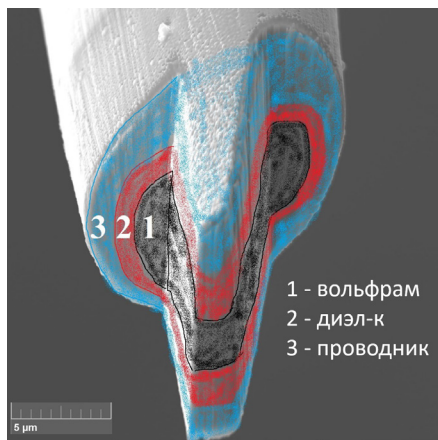


Рис. 1. Сечение коаксиальной вольфрамовой иглы в СЭМ

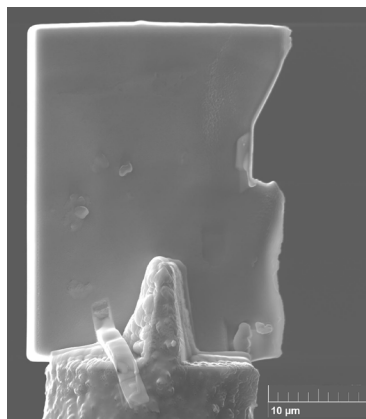


Рис. 2. Заготовка нанопинцета из сплава с ЭПФ Ti<sub>2</sub>NiCu на кончике иглы



# Формирование в сплавах системы Ni-Mn-Ga микроструктуры, обеспечивающей повышенную термостабильность механические свойств

И. И. Мусабинов<sup>1</sup>, Р. Ю. Гайфулин<sup>1</sup>, К. К. Кирилук<sup>2</sup>,  
Д. Д. Афоничев<sup>1</sup>, М. И. Нагимов<sup>1</sup>, В.С. Калашников<sup>3</sup>,  
А. М. Алиев<sup>4</sup>, С. В. Таскаев<sup>5</sup>, Р. Р. Мулюков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

<sup>2</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>5</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*irekmusabirov@mail.ru*

Сплавы Гейслера демонстрируют набор таких уникальных функциональных эффектов, как магнитоуправляемая память формы, магнитокалорический эффект, эластокалорический эффект и др. Однако применение материалов на практике невозможно из-за высокой хрупкости сплавов, особенно в области демонстрации эффектов — в области мартенситного превращения. Стоит отметить, что наблюдаемые величины функциональных эффектов в поликристаллических сплавах достаточны для их практического применения.

Авторами работы разрабатывается деформационный метод повышения функциональной стабильности свойств сплавов Гейслера системы Ni-Mn-Ga. В эксперименте использованы три группы сплавов: легированных кремнием, легированных медью и без легирования. Методом всесторонней изотермическойковки при температурах 600 °С–700 °С во всех группах материалов сформирована микроструктура типа «ожерелье», в которой исходные крупные зерна размером около 200 мкм окружены прослойкой мелкозернистой структуры. В такой структуре исходные крупные зёрна служат источником функционального эффекта, а прослойка выполняет роль стока внутренних напряжений, вызванных мартенситным превращением. Ранее было показано, что такой тип структуры в сплаве системы Ni-Mn-Ga-Si обеспечивает двукратный рост



усталостной прочности и пятикратный рост циклической прочности. Исследование магнитокалорического эффекта показывает его незначительное снижение на 10–20% в деформированном состоянии. Однако ввиду кратного роста механических свойств снижение эффекта не является критическим для рассмотрения материала для практических применений.

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.*

## Современные термоэлектрические преобразователи и термокинетическая ЭДС в лентах с эффектом памяти формы

А. П. Каманцев<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. [kamam4@gmail.com](mailto:kamam4@gmail.com)

Теоретически эффект Зеебека мог бы стать идеальным способом отбора лишней тепловой энергии, но возникло серьёзное препятствие. Материал такого термоэлектрического преобразователя должен обладать противоречивыми свойствами: плохо проводить тепло, чтобы поддерживать разницу температур на концах, но при этом хорошо проводить электричество, однако для большинства веществ свойства теплопроводности и электропроводности сильно связаны. Таким, почти взаимоисключающим требованиям, могла бы удовлетворить тонкая мембрана, покрытая вертикальными наностержнями длиной не более нескольких микрометров (рис 1). В качестве подложки исследователи выбрали пластину Si, а наностержни изготовили из GaN.

Взаимодействие между фононами, движущимися в Si слое, и фононами в наностержнях затрудняет прохождение тепла через материал. Это мешает ему прогреваться по всей длине и, соответственно, увеличивает разницу температур между концами.

Исследования показали, что благодаря наностержням теплопроводность кремниевой подложки снизилась на 21 % без уменьшения его электрической проводимости [1].

Известно, что термокинетическая ЭДС возникает в однородных материалах при движении зоны температурного воздействия вдоль проводника, при этом обязательным условием возникновения такого рода ЭДС является реализация фазового превращения (ФП) в локальной зоне температурного воздействия. Такое явление может наблюдаться в сплавах с эффектом памяти формы (ЭПФ) при термоупругом ФП [2].

Исследования, приведенные в данной работе, показали, что наведение термокинетической ЭДС в тонких (40 мкм) кристаллических лентах сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  возможно при перемещении зоны нагрева вдоль ленты. Предварительный отжиг исходной аморфной ленты (шириной 1,5 мм, длиной 60 см) производился электрическим током величиной 2А в течение 10 мин. Термокинетическая ЭДС инициируется в ленте в результате возникновения разности потенциалов на участках с прямым и обратным ФП, возникающими при движении высокотемпературной локальной зоны нагрева вдоль ленты (рис. 2а).

Явление возникновения устойчивой во времени термокинетической ЭДС порядка  $V = \pm 40$  мкВ наблюдается при локальном нагреве до температуры  $\sim 100$  °С (что выше температуры обратного ФП) и перемещении зоны нагрева вдоль ленты  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  (рис. 2б). При этом знак термокинетической ЭДС меняется в зависимости от направления перемещения зоны нагрева.

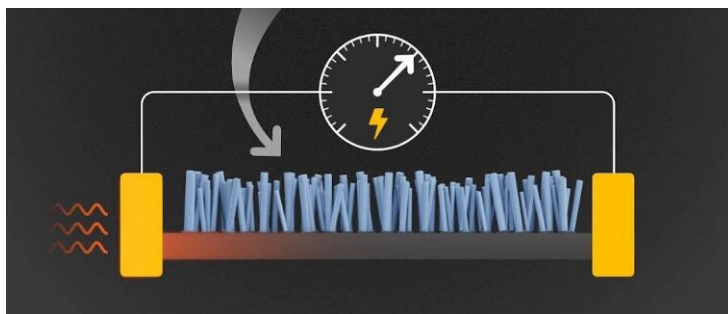
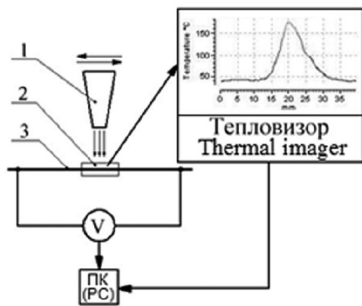


Рис. 1. Иллюстрация наностержней, используемых в новой конструкции для эффективного преобразования тепловой энергии в электрическую [1].





(a)



(b)

Рис. 2. (a) Схема измерительного комплекса: 1 — нагреватель; 2 — область нагрева; 3 — образец.  
(b) Снимок эксперимента с помощью тепловизора Flir E50.

Исследования термокинетической ЭДС, несомненно, позволят более полно понять процессы, происходящие при тепловом воздействии на сплавы с ЭПФ при термоупругих ФП, и могут найти практическое применение при неразрушающем контроле физико-механических свойств этих сплавов и в качестве источников электроэнергии.

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-007.*

[1] Spann B. T. et al. // *Advanced Materials*. — 2023. — V. 35. — №. 26. — P. 2209779.

[2] Рубаник В. В. // *Доклады Национальной академии наук Беларуси*. — 2018. — Т. 62. — №. 2. — С. 250–256.



# Исследование электронной структуры, магнитных и калорических свойств сплавов $\text{FeRhPb}_{1-x}\text{Sn}_x$

О. О. Павлухина, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*pavluhinaoo@mail.ru*

Уникальные свойства сплавов Гейслера делают их перспективным для использования в различных областях в качестве термоэлектриков, сплавов с эффектом памяти формы, в устройствах спинтроники и т.д. [1-2]. Одним из наиболее перспективных направлений применения сплавов Гейслера является спинтоника, так как ряд сплавов демонстрирует полуметаллическое поведение. В данной работе были рассчитаны магнитные, калорические свойства и электронная структура сплавов  $\text{FeRhPb}_{1-x}\text{Sn}_x$  ( $x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ ) с использованием пакета VASP. Сплавы полу-Гейслера имеют кубическую структуру ( $\text{Cl}_b$ ) и могут находиться в трёх возможных конфигурациях — фазы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . Обменные интегралы были рассчитаны программным пакетом SPR-KKR.

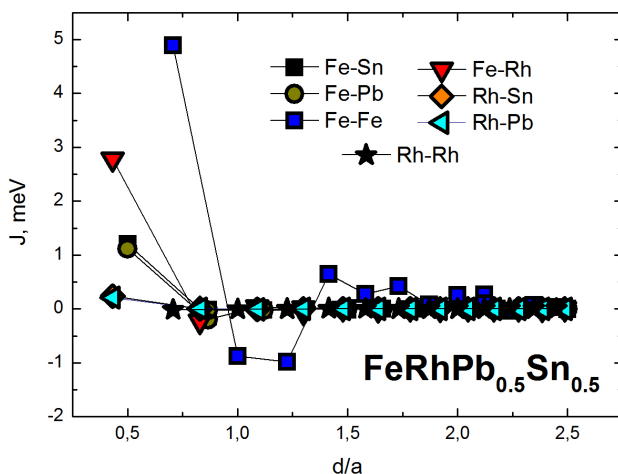


Рис. 1. Зависимость обменных интегралов  $J_{ij}$  от межатомного расстояния для энергетически выгодной  $\gamma$  фазы сплава  $\text{FeRhPb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ .

Показано, что для всех сплавов энергетически выгодна  $\gamma$  фаза. На рис. 1 изображены зависимости обменных интегралов от межатомного расстояния для одного из исследуемых сплавов  $\text{FeRhPb}_{0,5}\text{Sn}_{0,5}$ . В работе были вычислены температуры Кюри для всех исследуемых сплавов с применением теории среднего поля. Получено, что температуры Кюри для всех исследованных сплавов лежат выше комнатных.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-20032).*

[1] S. Anand S., M. Wood et al., *Joule*, **3**, 1226 (2019).

[2] S. Fabbri, G. Porcari et al., *Entropy*, **16**, 220 (2014).

## **Влияние модифицирующих добавок в составе флюса на структуру и свойства металла сварного шва**

Ю. А. Лупицкая<sup>1</sup>, А. И. Голованова<sup>1</sup>, С. И. Саунина<sup>1</sup>, М. Н. Ульянов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
*lupitskaya@gmail.com*

Несмотря на большое количество модификаторов, предлагаемых на мировом рынке, синтез наноразмерных модифицирующих добавок на основе тугоплавких дисперсных частиц, смачиваемых расплавом и равномерно распределённых в металлической матрице, и вместе с тем проблема получения стабильных результатов при модифицировании конструкционных материалов привлекают внимание многих исследователей. Механохимия может значительно упростить путь к достижению желаемого результата. Так, при высокоэнергетической обработке материала в мельницах планетарного типа происходит не только его измельчение, но и активация. Кроме того, порошковые частицы могут быть дополнительно покрыты необходимым материалом для получения модификаторов, которые хорошо взаимодействуют с расплавами.

Изучение влияния наноразмерных порошковых модификаторов неорганических материалов, синтезируемых различными способами, на процессы охлаждения металла, получение мелкодисперсной структуры, повышение механических свойств сталей и сплавов представляют собой актуальную научно-прикладную задачу.

В настоящей работе показана эффективность применения нано- и макроразмерных частиц тугоплавких элементов в составе сварочного флюса для модифицирования сварного шва. В качестве модификаторов использовали дисперсные включения карбидов титана, вольфрама [1] и циркония.

Установлено, что формирование структуры металла шва начинается с процессов зарождения и роста дендритной фазы в расплавленном металле сварочной ванны. Растущие дендриты накапливают тугоплавкие включения на границах «плавленное-твёрдое» в расплаве. Уменьшение размеров включений приводит к увеличению соотношения между количеством частиц на их поверхности и в объеме, соответственно, к увеличению энергии взаимодействия частиц с расплавом, что способствует повышению их эффективности в качестве модификаторов. Показано, что добавление в стальную расплав тугоплавких частиц размером 3–30 мкм приводит к образованию на их поверхности кластерных оболочек толщиной до 30–60 мкм. Это подтверждается снижением показателя вязкости расплава.

[1] Н. П. Алешин, М. В. Григорьева, Н. В. Коберник, Р. С. Михеев, ХВЭ. 52, 426 (2018).



# Влияние сильной пластической деформации на магнитные свойства эрбия и гольмия

М. А. Оршулевич,<sup>1</sup> М. В. Утарбекова<sup>1</sup>, С. В. Таскаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*shchichko.marina.csu@gmail.com*

*mariya-fks@mail.ru*

*s.v.taskaev@gmail.com*

Магнитные свойства редкоземельных металлов очень разнообразны и являются предметом интереса исследований в современной науке [1]. Благодаря экранированной электронами проводимости  $4-f$  оболочке, эти металлы обладают сложной магнитной структурой и уникальными магнитными свойствами, которые, благодаря косвенному РККИ-взаимодействию, могут быть существенно модифицированы под воздействием интенсивной пластической деформации. Эрбий и гольмий относятся к тяжёлым редкоземельным металлам и интересны тем, что обладают высокими значениями магнитной анизотропии.

Исследуемые в работе образцы чистых металлов Er и Ho (99.98 ат. %) были пластически деформированы с помощью метода кручения под давлением 6 ГПа при комнатной температуре. Полное количество оборотов бойков для каждого из образцов равнялось пяти. Диаметр бойков составлял 10 мм. Магнитные измерения проводились в диапазоне температур 5–300 К с помощью вибрационного магнитометра Physical Property Measurement System Quantum Design (PPMS) в магнитных полях до 14 Тл.

Изучены полевые зависимости намагниченности  $M(H)$  для недеформированных (as cast) и деформированных кручением под высоким давлением (НТД) образцов при температуре 15 К (рис. 1) и температурные зависимости намагниченности для недеформированных и деформированных кручением под высоким давлением образцов, измеренных при нагреве в различных магнитных полях от 0,05 до 14 Тл (рис. 2).

Исследования полевых зависимостей намагниченности показали, что большие изменения намагниченности наблюдаются

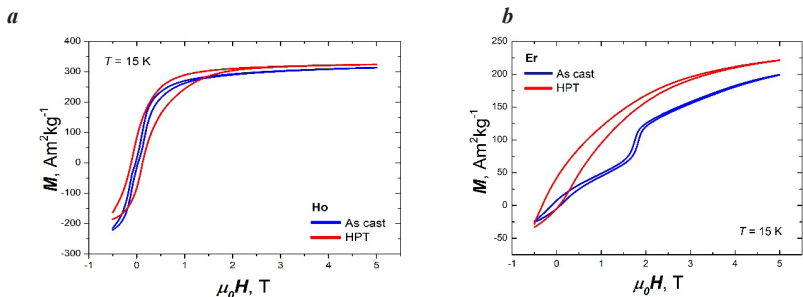


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности  $M(H)$  для недеформированных (*as cast*) и деформированных кручением под высоким давлением (HPT) образцов при температуре 15 К

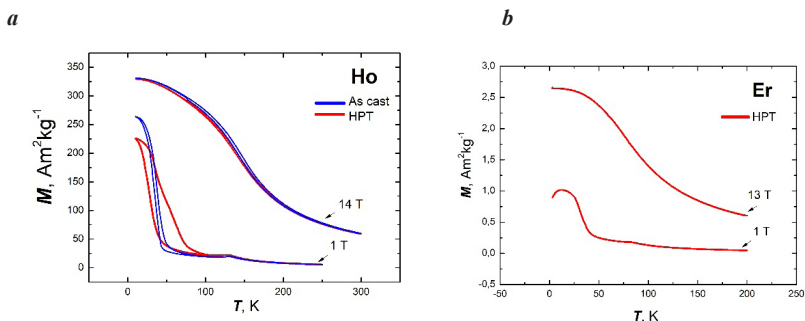


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности для недеформированных (*as cast*) и деформированных кручением под высоким давлением (HPT) образцов измеренных при нагреве в различных магнитных полях от 1 до 14 Тл.

в монокристаллах Ho, когда магнитное поле прикладывается вдоль гексагональной оси с кристаллической решетки. Эти изменения вызваны метамагнитным фазовым переходом, что согласуется с литературными данными [2].

Измерение температурных зависимостей намагниченности (рис. 2 а) для недеформированного и деформированного кручением под высоким давлением Ho, демонстрирует резкое изменение намагниченности при изменении температуры и магнитного поля в этих образцах, что делает его подходящей кандидатурой для использования в технологии магнитного сжижения природных газов, в том числе для сжижения водорода.

Полевые зависимости намагниченности эрбия (рис. 1 b) показали, что гистерезис, связанный с метамагнитным переходом, в





# Устройство на основе сплава с ЭПФ для контролируемой деформации 1D и 2D наночастиц

А. Лазарева<sup>1</sup>, М. Чичков<sup>1</sup>, А. Иржак<sup>1,2</sup>, В. Коледов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИТУ МИСИС, Москва, Россия

<sup>2</sup> ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия

*airzhak@iptm.ru*

<sup>3</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

В данной работе представлено устройство на основе сплава  $Ti_2NiCu$  с эффектом памяти формы, предназначенное для управляемой деформации наноструктур одно- и двумерных наночастиц, применимое для сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. Приведены конструкция устройства и этапы его изготовления.

В настоящее время широкое распространение получают одно- и двумерные структуры: вискеры, нановолокна, плёнки, мембраны, которые интересны ввиду изменений структуры вследствие деформаций [1]. Речь идет о так называемых «умных материалах».

В образце аморфной быстрозакалённой ленты  $Ti_2NiCu$  длиной 10 см, шириной 1,5 мм и толщиной 40 мкм при помощи лазерного луча были сделаны микроотверстия. Лазерная обработка проводилась в атмосфере аргона во избежание появления трещин

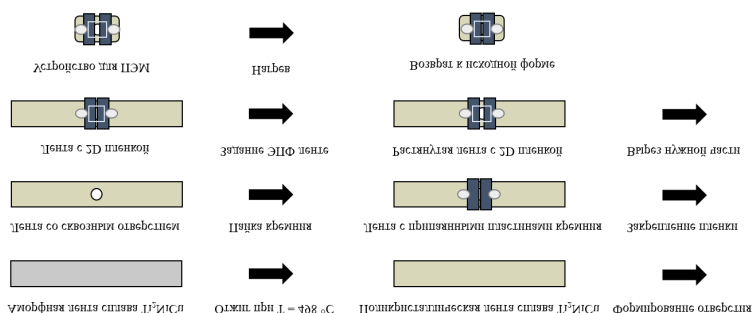


Рис. 1. Схема создания устройства на основе никелида титана для деформации 1D/2D наночастиц



# Скирмионы в магнитоэлектрических сверхрешётках ферромагнетик/сегнетоэлектрик

А. Р. Латыпова, И. Ф. Шарафуллин

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
latypovai@uust.ru

Изучение топологических спиновых структур (скирмионов), также известных как наноразмерные спиновые вихри, является важным для разработки новых технологий в качестве потенциальных носителей информации в спинтронике и вычислительных устройствах.

В данной работе рассматривается гетероструктура ферромагнетик/сегнетоэлектрик (ФМ/СЭ), где спины в ферромагнитной пленке и векторы поляризации в сегнетоэлектрической пленке расположены на узлах простой кубической решетки.

Полный гамильтониан исследуемой системы задается в виде

$$H = H_m + H_f + H_{mf}; \quad (1)$$

$$H_m = -\sum_{i,j} J_{ij}^m S_i \cdot S_j - \sum_{i,l} J_{il}^{2m} S_i \cdot S_l - \sum_{i,k} J_{ik}^\perp S_i \cdot S_k - \sum_i H \cdot S_i; \quad (2)$$

$$H_f = -\sum_{i,j} J_{ij}^f \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j - \sum_{i,j} J_{im}^{2f} P_i \cdot P_j; \quad (3)$$

$$H_{mf} = -\sum_{i,j,k} J_{ijk}^{mf} \vec{D}_{i,j} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] = -\sum_{i,j,k} J_{i,j,k}^{mf} e_{i,j,k} \vec{P}_k \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j], \quad (4)$$

где  $J_{ij}^m > 0$  — ферромагнитное взаимодействие между соседними спинами внутри ферромагнитной пленки;  $S_i$  — спин  $i$ -го узла решетки;  $J_{il}^{2m} < 0$  — антиферромагнитное взаимодействие между следующими за ближайшими соседями в плоскости пленки;  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси  $z$ ;  $J_{ik}^\perp$  — антиферромагнитное взаимодействие между спинами в соседних ферромагнитных пленках;  $S_k$  — спин в соседнем слое,



Результаты моделирования говорят о том, что при сильном межслойном взаимодействии в магнитной пленке устанавливается сильный магнитный порядок, который подавляется температурными флуктуациями при  $T = 0,35$  в относительных единицах, система испытывает ФП второго рода. При слабом межслойном взаимодействии в магнитной пленке устанавливается неколлинеарный магнитный порядок, который подавляется температурными флуктуациями при  $T = 0,35$  и при  $T = 0,7$ .

[1] Sharafullin, I. F.; Kharrasov, M.K.; Diep, H. T. Dzyaloshinskii-Moriya interaction in magnetoferroelectric superlattices: Spin waves and skyrmions. *Phys. Rev. B* **2019**, *99*, 214420 (2019).

[2] Bogdanov, A.N.; Yablonskii, D. Thermodynamically stable vortices in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets. *Z. Eksp. Teor. Fiz* **1989**, *95*, 178.

[3] Diep, H. T. *Frustrated Spin Systems*; World Scientific: Singapore, 2013; 648p.

## Электрокалорический эффект в сегнетоэлектрике кислого селената аммония

В. С. Бондарев<sup>1,2</sup>, Е. А. Михалева<sup>1</sup>, В. Д. Фокина<sup>1</sup>, С. В. Бондарева<sup>3</sup>

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

*katerina@iph.krasn.ru*

<sup>2</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*vbondarev@yandex.ru*

<sup>3</sup> Институт космических и информационных технологий, Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*sonya.bondarewaa@gmail.com*

В связи с быстрым развитием микро/нанoeлектроники, современных информационных технологий на основе искусственного интеллекта, микрочип устройств охлаждения, криогенной



следования ЭКЭ в кристалле  $\text{NH}_4\text{HSeO}_4$ . С этой целью были проведены экспериментальные исследования теплоемкости, диэлектрической проницаемости, в том числе под электрическим полем. Впервые выполнены прямые измерения интенсивного ЭКЭ в кристалле селената аммония. Анализ полевых зависимостей теплоемкости  $C_p(T, E)$  и восприимчивости температуры фазового перехода к внешнему электрическому полю использовался для вычисления интенсивного и экстенсивного ЭКЭ. Показано, что рассматриваемый кристалл является перспективным для применений в малогабаритных твердотельных охлаждающих устройствах.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10014, Красноярского краевого фонда науки, <https://rscf.ru/project/23-22-10014/>*

- [1] M. Valant. Progress in Materials Science **57**, 980–1009, (2012).
- [2] L. Mañosa, A. Planes. Advanced Materials **29**, 1603607, (2017).
- [3] I. P. Aleksandrova, O. V. Rozanov, A. A. Sukhovskiy, Y. N. Moskvich. Phys. Lett. A., V. **95**, No 6. — P. 339–342, (1983).
- [4] V. S. Bondarev, E. A. Mikhaleva, M. V. Gorev, M. S. Molokeev, E. V. Bogdanov, A. V. Cherepakhin, I. N. Flerov. Solid State Sciences, **148**, 107440, (2024)
- [5] К. С. Александров, А. И. Круглик, С. В. Мисюль, В. А. Симонов. Кристаллография, т. **25**, с. 1142, (1980).

## Влияние тепловых флуктуаций на устойчивость вихреподобных неоднородностей

Р. Р. Канбеков<sup>1</sup>, Е. Б. Магадеев<sup>1</sup>, Р. М. Вахитов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
[raooshan2017@gmail.ru](mailto:raooshan2017@gmail.ru)

Одним из очевидных требований к функционированию большинства устройств микроэлектроники является возможность их



эксплуатации при комнатных температурах. В то же время рассматриваемые в качестве основы для создания таких устройств вихреподобные магнитные неоднородности, которые могут наблюдаться в ферромагнитной пленке с сильной одноосной анизотропией типа «легкая плоскость» при наличии в ней пары близкорасположенных отверстий [1], являются, как правило, метастабильными и могут, вообще говоря, разрушаться под воздействием тепловых флуктуаций. Тем самым переход к практическому применению топологически защищенных структур невозможен без предварительного изучения вопроса их устойчивости при различных температурах.

В качестве модели вихреподобной неоднородности в работе рассматривалась замкнутая линейная цепочка, состоящая из  $n$  спинов (рис. 1). Для изучения возможных трансформаций состояний цепочек под воздействием тепловых флуктуаций был использован метод Метрополиса [2]. На рис. 2 показаны графики зависимости энергии  $E$  от времени  $t$  для систем с различными начальными значениями топологического заряда  $k$ . Температура  $T = 0,01$  здесь выражена в условных единицах.

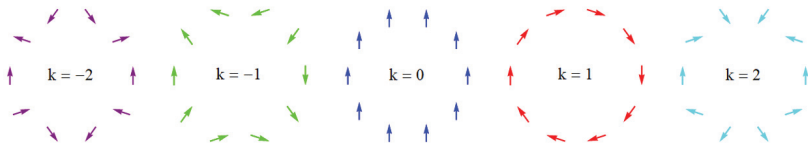


Рис. 1. Стабильные и метастабильные состояния цепочки спинов

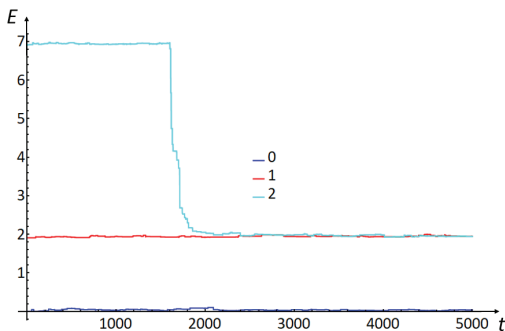


Рис. 2. Зависимость энергии  $E$  цепочки от времени  $t$  для систем с различными начальными значениями топологического заряда  $k = 0, 1, 2$  при  $T = 0,01$

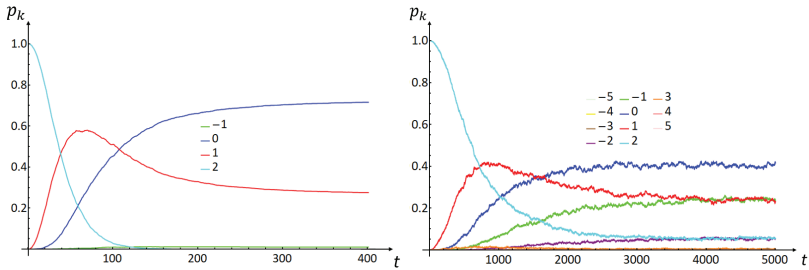


Рис. 3. Графики зависимости долей  $p_k$  от  $t$  при  $k_0 = 2$ . Слева показан случай  $T = 0, 1, n = 10$ ; справа –  $T = 0, 5, n = 50$ . Разным цветом отвечают различные значения топологического заряда  $k$

Также были исследованы сценарии разрушения топологически защищенных структур. На рис. 3 показана зависимость от времени  $t$  доли  $p_k$  цепочек в ансамбле, находящихся в состоянии с заданным значением  $k$ . Примечательно, что при относительно низких температурах доминирующим сценарием разрушения метастабильного состояния является последовательное изменение его топологического заряда на 1 в сторону состояний с меньшей энергией. При больших значениях времени  $t$  в ансамбле преобладают цепочки, находящиеся в однородном состоянии  $k = 0$ . Кроме того, несмотря на отсутствие явных предпосылок, отдельные структуры переходят в состояние с  $k = -1$ . Механизм данного явления становится ясен из поведения ансамблей при более высоких температурах: в этом случае структуры могут перестраиваться в состояния с более высокой энергией, из чего становится очевидно, что распределение по топологиям структур, долгое время находившихся под воздействием тепловых флуктуаций, определяется статистическим распределением, которое зависит не от самой топологии, а от энергий соответствующих состояний (в частности, по этой причине значения  $p_k$  оказываются одинаковыми для равных значений  $|k|$ ).

*Работа выполнена в рамках государственного задания, соглашение № 075-03-2024-123/1 от 15.02.2024, тема № 324-21.*

[1] Магадеев, Е. Б., Вахитов, Р. М., Канбеков, Р. Р. ЖЭТФ. 162, 3 (2022).

[2] Прудников, В. В. Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования: учебное пособие / В. В. Прудников, А. Н. Вакилов, П. В. Прудников. — Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — ISBN 978-5-9221-0961-1.

## Динамика параметра порядка в точке фазового перехода второго рода

М. С. Быбик<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>,  
Д. Д. Кузнецов<sup>1</sup>, Д. А. Суслов<sup>1</sup>, Ю. М. Баулин<sup>1</sup>, Н. Э. Абдулкадирова<sup>2</sup>,  
В. Д. Бучельников<sup>3</sup>, В. В. Соколовский<sup>3</sup>, Н. D. Nguyen<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*bybik.m.s@gmail.com*

<sup>2</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*nnurizhat@mail.ru*

<sup>3</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
*buche@csu.ru*

<sup>4</sup> Институт материаловедения Вьетнамской академии наук и технологий, Ханой, Вьетнам

В последние годы резко возрос интерес к изучению калорических эффектов в твердых телах, в частности магнитокалорического эффекта (МКЭ) в ферромагнетиках и электрокалорического эффекта (ЭКЭ) в сегнетоэлектриках. Оба этих эффекта максимальны в точке фазового перехода (ФП) 2-го рода — в точке Кюри. Недавно был обнаружен эффект снижения («коллапса») МКЭ при увеличении частоты переменного магнитного поля до 10–100 Гц в ряде материалов, например, в сплавах Гейслера, который пока не нашел объяснения [1]. Это увеличило сомнение в принципиальной возможности достижения ранее предсказанного, так называемого «мегакалорического эффекта», то есть создания твердотельных холодильников с МКЭ с очень высокой удельной охлаждающей мощностью ( $>10^6$  Вт/кг) за счет высокой ( $f > 10^3$  Гц) частоты рабочих циклов.

Релаксация параметра порядка в точке ФП второго рода рассмотрена в [2]. Уравнение Ландау — Халатникова (УЛХ) (1) связывает линейной зависимостью, с коэффициентом  $\gamma_{\text{ЛХ}}$ , скорость релаксации параметра порядка  $M$  при ФП 2-го рода с эффективным полем. Сделаем оценки:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma(\beta M^3 - H(t)); \quad M = m e^{-i\omega t}; \quad H = h e^{-i\omega t};$$

при  $\omega = 2\pi f > \gamma\beta^{1/3}h^{2/3}$ ;  $\mu(f) \frac{m}{h} = \frac{\gamma}{i\omega}$ ;  $|Z(f)| \sim \text{const}$ .

Здесь  $\mu$  — магнитная восприимчивость магнетика,  $|Z(f)|$  — модуль реактивного сопротивления катушки. Таким образом, линеаризованное УЛХ дает в пределе слабых полей и высоких частот:  $\mu \sim f^{-1}$  и  $|Z(f)| \sim \text{const}$ .

Цель настоящей работы — предложить экспериментальный метод и проверить справедливость УЛХ в точке Кюри на конкретном примере — частотной зависимости слабополевой магнитной восприимчивости образца никель-цинкового феррита 2000 НН в форме кольца.

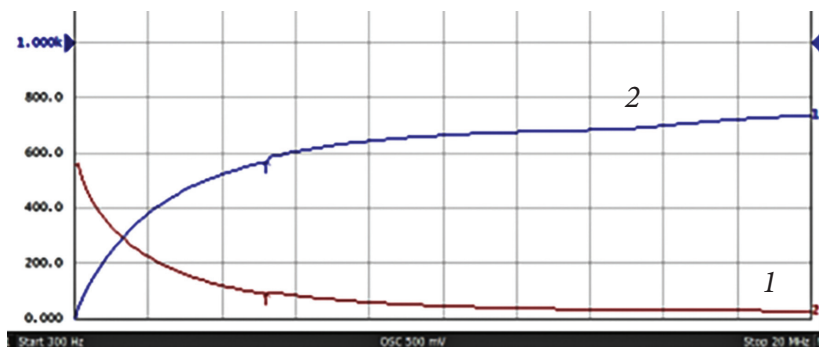


Рис. 1. Динамика магнитных свойств образца никель-цинкового феррита 2000 НН в форме кольца вблизи  $T_c = 100$  °С. Кривая 1 — зависимость индуктивности катушки от частоты. Кривая 2 — зависимость  $|Z(f)|$  катушки от частоты

На рис. 1 показаны экспериментальные частотные зависимости индуктивности  $L$  и модуля реактивного сопротивления катушки  $|Z(f)|$ , намотанной на кольцо из феррита 2000 НН. Никель-цинковый феррит 2000 НН выбран для исследования вследствие его высокочастотных свойств и удобной для эксперимента температуры Кюри. Получены следующие результаты:

1. Предварительные измерения  $\mu(T, f)$  показали, что в феррите 2000 НН, при  $T = T_c \approx 100$  °С, в диапазоне частот 2–20 МГц приближенно выполняется  $\mu \sim f^{-1}$ , что отвечает  $|Z(f)| \sim \text{const}$ . Это качественно согласуется с приближенным решением линеаризованного УЛХ.

2. Получена экспериментальная оценка для феррита 2000 НН —  $\gamma_{\text{ЛХ}} \approx 1,8 \cdot 10^9$  Гц. Возникает вопрос о вычислении  $\gamma_{\text{ЛХ}}$  из первых принципов.

3. Очевидное несовпадение  $\gamma_{\text{ЛХ}}$  на несколько порядков с частотами «коллапса» МКЭ, наблюдавшимися в [1], указывает на то, что «коллапс» в сплавах Гейслера обусловлен другими физическими механизмами релаксации. В то же время поиск высокочастотных материалов с ФП 2-го рода и высоким МКЭ реален и в принципе не исключено достижение «мегакалорического эффекта».

Дальнейшая экспериментальная проверка справедливости УЛХ должна быть направлена на исследование других материалов с МКЭ и ЭКЭ, а также на изучение нелинейного отклика ферромагнетиков и сегнетоэлектриков вблизи  $T_c$ , при сильных полях и высоких частотах.

*Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-19-00783.*

[1] А. М. Aliev, et al., Journal of Alloys and Compounds **676**, 601 (2016).

[2] Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, ДАН СССР **96**, 469 (1954).

## **Термочувствительный композит, активируемый магнитокалорическим эффектом для контролируемого высвобождения доксорубина**

А. А. Амиров

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,  
Москва, Россия  
*amiroff\_a@mail.ru*

Среди класса материалов, известных как «умные», термочувствительные полимеры являются одними из перспективных, которые могут быть использованы при разработке новых «умных» композитов для биомедицинских применений. Концепт основан на идее создания композита, состоящего из материала с «гигантским» магнитокалорическим эффектом (МКЭ) и термочувствительного полимера, и управления состоянием термочувствитель-

ного полимера через МКЭ, что было доказано с помощью in-situ экспериментов в магнитном поле [1].

В настоящей работе в качестве магнитного компонента был использован сплав  $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$  (FeRh) с «гигантским» отрицательным МКЭ в области физиологических температур 35–40 °С и низкой цитотоксичностью. Композит PNIPAM/FeRh был изготовлен методом литья путем нанесения раствора полимера PNIPAM на подложку FeRh с использованием техники ракедельного ножа. В качестве альтернативного способа оптимизации функциональных свойств смарт-композита была предложена модификация поверхности FeRh путем создания на ее поверхности периодических структур, подобных лункам, в которые загружается лекарственное средство, которое, в свою очередь, покрывается слоем термочувствительного полимера.

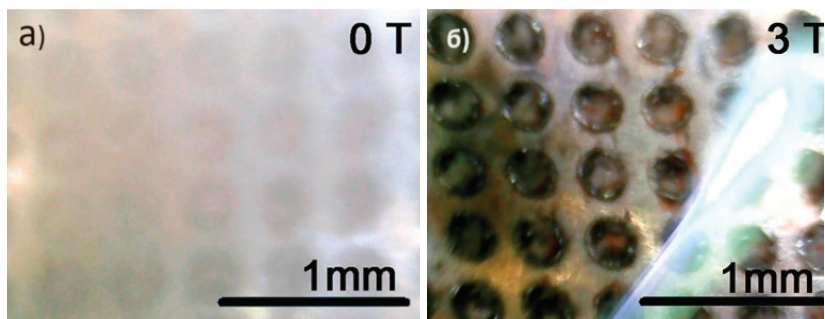


Рис. 1. Скриншоты с камеры до (а) и после (б) включения магнитного поля 3 Тл с поверхности образца PNIPAM/DOX/FeRh

С помощью специальной экспериментальной установки, использованной в работе [1], была продемонстрирована возможность управления свойствами термочувствительного полимера PNIPAM путем приложения магнитного поля напряженностью до 8 Тл. Было показано, что фазовый переход при ~32 °С из сморщенного дегидратированного состояния в набухшее гидратированное и наоборот может быть вызван включением (выключением) магнитного поля из-за охлаждения (нагрева) подложки FeRh в результате МКЭ в FeRh. Аналогичные эксперименты, проведенные с использованием противоопухолевого препарата доксорубицина, загруженного в лунки, и магнитного поля 3 Тл, показали осуществимость этой

идеи (рис. 1). Биологические тестовые эксперименты были проведены с использованием мышинных мезенхимальных стволовых клеток (МСК) на 3-м пассаже, полученных от 13-дневных эмбрионов мышей-гибридов B10GFP/Balb/c, несущих зеленый флуоресцентный белок (GFP). МТТ-анализ показал, что скаффолд PNIPAM/FeRh в образцах не оказывает цитотоксического действия, не вызывает гибели их клеток и снижения пролиферативной активности. Первичные мышинные эмбриональные фибробласты культивировали на том же образце PNIPAM/FeRh, который использовался в качестве основы, и исследовали процессы их пролиферации через 24, 48 и 72 часа. Морфологический анализ показывает, что подложка PNIPAM/FeRh обеспечивает хорошую клеточную адгезию, распространение клеток и активную пролиферацию в течение 72 часов наблюдения (рис. 2) [2].

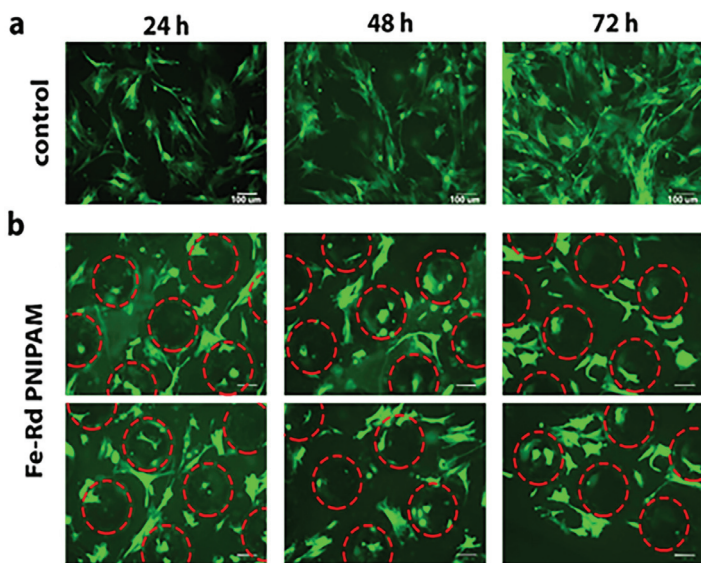


Рис. 2. Морфология клеток первичных эмбриональных фибробластов мышцы GFP, выращенных на поверхности PNIPAM/FeRh после 24, 48 и 72 часов совместного культивирования. Красными линиями обозначены зоны расположения лунок для лучшей идентификации клеток, расположенных непосредственно в лунках

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-19-00782).

[1] A. Amirov, Materials Letters 304(11), 130626 (2021)

[2] arXiv preprint arXiv:2406.08696

## Мультикалорики: от фундаментальных основ до практических приложений

А. А. Амиров

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,  
Москва, Россия

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*amiroff\_a@mail.ru*

Термины «мультикалорический эффект» и «мультикалорики» являются относительно новыми и объединяют явления и материалы, связанные с сосуществованием в них известных калорических эффектов под действием внешних сил различной природы (магнитного поля, электрическое поле, механическое воздействие). Мультикалорические материалы на сегодняшний день находятся в фокусе внимания исследователей в качестве перспективной основы для улучшения эффективности известных твердотельных систем охлаждения, работающих на одиночных калорических эффектах. Особый интерес с фундаментальной точки зрения представляют перекрестные эффекты, наблюдаемые при комбинационном воздействии внешних полей, а также природа взаимосвязи магнитных, электрических, теплофизических свойств и структуры при таких воздействиях.

Мультикалорический эффект, обратимое изменение температуры (энтропии) вещества в адиабатических (изотермических) условиях при воздействии двух или более внешних полей (магнитного, электрического и механического напряжения) [1]. Одновременное или последовательное наблюдение двух или более калорических эффектов называют мультикалорическими эффектами. Каждому виду калорического эффекта соответствует определенное внешнее поле или воздействие. Так, внешним полем для магнитокало-





ность управления температурой фазового перехода и гистерезисом магнитной компоненты композита через механическое воздействие пьезоэлектрической компоненты при подаче на нее электрического напряжения.

В настоящее время в экспериментальных исследованиях мультикалорических эффектов можно выделить следующие тенденции: а) поиск, получение и исследование новых композитных структур (смесевых (керамических, полимерных), цилиндрических, слоистых (двух или мультислойных)), состоящих из компонентов с исходными высокими значениями калорических эффектов, магнитострикционных и пьезоэлектрических параметров в области комнатных температур; б) развитие и совершенствование экспериментальных методик одновременного приложения постоянных и циклических внешних полей (магнитного, электрического и механического) в «природных» мультикалориках.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-19-00782).*

[1] Амиров А. А., Мультикалорический эффект // Научно-образовательный портал «Большая российская энциклопедия» –2023.

## Об аномальном поведении магнитокалорического эффекта в диспрозии в переменных магнитных полях

А. М. Алиев, А. Н. Ханов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
[lowtemp@mail.ru](mailto:lowtemp@mail.ru)

Фазовые переходы в редкоземельных металлах подробно исследованы [1], тем не менее интерес к исследованию различных особенностей физических свойств этих материалов не ослабевает. Исследование магнитокалорического эффекта является эффективным

методом изучения магнитных фазовых переходов, поэтому применяется и для уточнения богатой фазовой диаграммы тяжелых редкоземельных элементов [2]. Особенно эффективным с точки зрения исследования фазовых переходов являются измерения МКЭ в слабых магнитных полях. Также существенно уточнить природу магнитных фазовых переходов можно с помощью исследования магнитокалорического эффекта в переменных магнитных полях [3].

В диспрозии наблюдаются два фазовых перехода — при температуре 178 К образец из высокотемпературного парамагнитного состояния переходит в антиферромагнитное состояние, а при температуре 85 К наблюдается переход в ферромагнитное состояние. В данной работе мы представляем результаты исследования адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$  в переменных магнитных полях частотой до 30 Гц, при амплитуде изменения поля 0,62 и 1,2 Тл, а также в магнитном поле амплитудой 1.8 Тл и частотой до 0.6 Гц в поликристаллическом образце диспрозия. Поведение  $\Delta T_{ad}$  в поле 1.8 Тл при малых частотах изменения температуры соответствует литературным данным оценки МКЭ в постоянных магнитных полях или измеренным при разовых циклах приложения магнитного поля [4]. На кривой температурной зависимости  $\Delta T_{ad}$  наблюдаются два пика, при температурах 171 и 123 К (рис. 1).

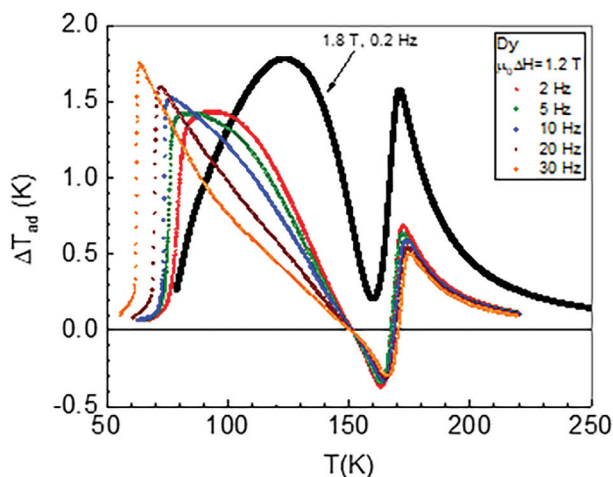


Рис. 1. Адиабатическое изменение температуры в диспрозии в переменных магнитных полях



В переменных магнитных полях большей частоты картина поведения МКЭ существенно меняется. В области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик (около 170 К) наблюдается небольшое уменьшения величины  $\Delta T_{ad}$  с ростом частоты поля. В области перехода в ферромагнитное состояние уже при частоте 2 Гц кривая  $\Delta T_{ad}(T)$  в поле 1,2 Тл смещается в сторону низких температур так, что низкотемпературная часть кривой оказывается за кривой  $\Delta T_{ad}(T)$  в поле 1,8 Тл при частоте 0,2 Гц и максимум  $\Delta T_{ad}$  наблюдается уже при температуре 95 К. С ростом частоты, смещение пика  $\Delta T_{ad}(T)$  в сторону низких температур продолжается, достигая температуры 70 К при частоте 30 Гц. С ростом частоты, одновременно со смещением температуры пика МКЭ в сторону низких температур, наблюдается также рост величины  $\Delta T_{ad}$ . Такое же смещение температуры максимума  $\Delta T_{ad}(T)$  наблюдается в переменных магнитных полях амплитудой 0,62 Тл. При частоте 2 Гц максимум эффекта наблюдается при температуре 85 К, а при частоте 30 Гц — при температуре 70 К. При этом, в отличие от поведения в поле 1,2 Тл, величина  $\Delta T_{ad}$  существенно уменьшается с ростом частоты поля.

Измерения магнитосопротивления в переменном магнитном поле подтверждают результаты измерений МКЭ — в области фазового перехода АФМ-ФМ при частоте поля 2 Гц появляется аномалия, которая с ростом частоты магнитного поля смещается в сторону низких температур.

Полученные результаты можно интерпретировать как уменьшение температуры Кюри в переменных магнитных полях. Переменное магнитное поле приводит к нестационарному состоянию, в котором ослабляется магнитное взаимодействие, фактически вызывая переход в антиферромагнитное состояние. Для установления точного механизма наблюдаемой картины смещения температуры максимума МКЭ с ростом частоты магнитного поля в диспрозии требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования.

С практической точки зрения эти результаты могут представлять интерес как для технологии магнитного охлаждения, так и в других областях. Полученные результаты показывают, что в определенных магнитных системах возможна ситуация, когда посредством повышения частоты магнитного поля можно увеличить величину



адиабатического изменения температуры, а также смещать температуру максимума эффекта или изменять температуру магнитного фазового перехода.

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№ 24-12-00362).*

[1] К. П. Белов, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, Успехи физических наук **82**, 449, 1964

[2] А. С. Андреевко, К. П. Белов и др. Успехи физических наук **158**, 553, 1989

[3] А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов, З. З. Алисултанов, Phys Rev B, в печати.

[4] A. S. Chernyshov, A. O. Tsokol et al., Phys Rev B71, 184410, 2005.

## Структурные особенности закаленных соединений $Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$ , оказывающие влияние на их магнитокалорические свойства

Н. Ю. Нырков, О. Е. Ковалев, В. И. Вальков, А. В. Головчан,  
И. Ф. Грибанов, Р. А. Сафонов

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия  
[nekit.diver@gmail.com](mailto:nekit.diver@gmail.com)

Исследование быстро закаленных образцов  $Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$  показало совмещение разделенных магнитного и структурного переходов в единый размытый магнитоструктурный переход 1-го рода  $PM_{\text{hex}}(P6_3/mmc) \leftrightarrow NM_{\text{orth}}(Pnma)$  и возрастание магнитокалорического эффекта (МКЭ). Диапазон температур перехода из парамагнитного гексагонального состояния ( $PM_{\text{hex}}(P6_3/mmc)$ ) в гелимагнитное орторомбическое состояние ( $NM_{\text{orth}}(Pnma)$ ) определяет степень размытости перехода 1-го рода и область наибольшего значения МКЭ.

В работе представлены результаты исследований двух образцов состава  $Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$ , которые готовились независимо друг от друга. Навески исходных материалов были двукратно переплав-

лены индукционным способом в запаянной откачанной кварцевой ампуле, затем отжигались в печи в вакуумной среде при температуре 850 °С в течение 110 ч и медленно охлаждались вместе с печью. Элементный анализ полученных образцов (табл. 1) показывает, что их состав практически не отличается.

Таблица 1

Элементный анализ отожженных образцов  $Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$

Образец № 1							
$Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$ , двойной переплав + отжиг при 850 С° 110 ч + охлаждение с печью							
Element	Atomic, %						
	1	2	3	4	5	6	среднее
Ge Ka	32,32	32,33	34,06	32,61	32,65	32,32	32,71
Ni Ka	33,24	33,05	32,31	33,45	34,68	34,60	33,55
Mn Ka	29,92	30,36	29,46	29,82	29,01	29,69	29,71
Cr Ka	4,52	4,27	4,17	4,12	3,65	3,40	4,02
Totals	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	

Образец № 2							
$Mn_{0,89}Cr_{0,11}NiGe$ , отожженный образец № 1042							
Element	Atomic, %						
	1	2	3	4	5	6	среднее
Ge Ka	36,63	32,68	32,69	31,82	33,74	33,788	33,56
Ni Ka	31,60	33,53	33,57	33,09	33,76	33,263	33,13
Mn Ka	27,99	29,78	30,03	30,42	28,29	28,54	29,17
Cr Ka	3,79	4,02	3,70	4,67	4,21	4,409	4,13
Totals	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	

Далее часть полученного материала снова запаивалась в кварцевую ампулу и после нагрева до температуры 850 °С быстро охлаждадалась перемещением в емкость с холодной водой.

Для отожженных образцов магнитные и структурные переходы разделены более чем на 100 К.

Для закаленных образцов с совмещенными магнитным и структурным переходами температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  были измерены на магнитных весах маятникового типа в диапазоне полей от 1,5 до 9,7 кОе. Из полученных данных на основе соотношений Максвелла были вычислены значения изменения изотермической энтропии  $\Delta S$  в диапазоне изменения поля

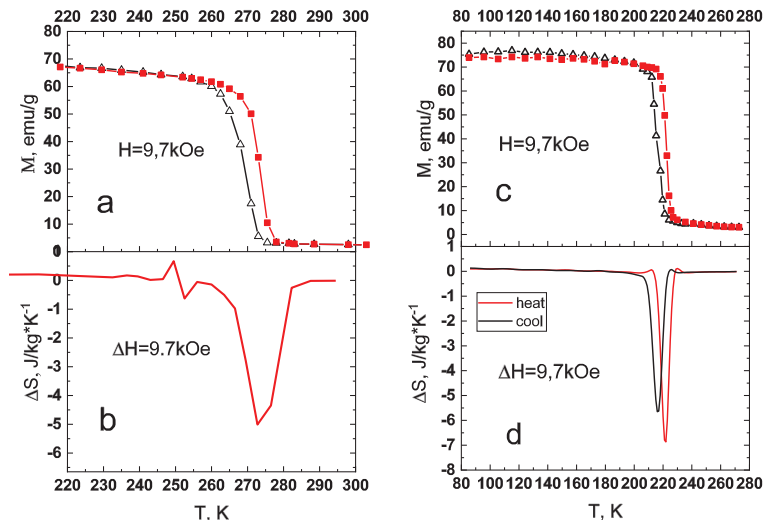


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности  $M$  и изменений изотермических энтропий для закаленных образцов № 1 (a, b) и № 2 (c, d)

$\Delta H = 9,7$  кОе. Результаты расчетов (линии) и измерений (символы) представлены на рис. 1.

Можно заметить, что для двух образцов, полученных одинаковым способом и имеющих сходный состав, существенно отличаются магнитные характеристики. В закаленном образце № 2 более чем на 50 градусов смещен магнитоструктурный переход в область более низких температур в сравнении с закаленным образцом № 1. Также в образце № 2 переход более «резкий», что соответственно влечет за собой увеличение значения  $\Delta S$ .

Полученные результаты анализируются в рамках теории размытых структурных переходов [1] с использованием ряда дополнительных предположений и допущений.

Допускается, что столь значительные изменения магнитных характеристик связаны с двумя факторами. Первый — это незначительные отличия в элементном составе исходных образцов (табл. 1). Второй исходит из предположения, что сам процесс закалки связанный с замораживанием высокотемпературных метастабильных структурных конфигураций, может давать неэквивалентные конечные результаты даже для образцов одинакового состава вследствие

флуктуаций исходных вариантов замораживаемых структурных конфигураций при начальной температуре закалки (850 °С). Данный вопрос требует дальнейшего подробного исследования.

*Работа выполнена в рамках государственного задания.*

[1] В. И. Вальков, А. В. Головчан, И. Ф. Грибанов, О. Е. Ковалев, В. И. Митюк ФТТ, 66, 988 (2024)

## Гиперболические магнитоплазмонные метаповерхности для модуляции света видимого диапазона

Д. А. Кузьмин<sup>1</sup>, И. В. Бычков<sup>1</sup>, М. О. Усик<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

<sup>2</sup> ИРЭ РАН, Москва, Россия

*kuzminda89@gmail.com*

С тех пор как начались исследования в области активной магнитоплазмоники в гибридных структурах металл—ферромагнетик, было продемонстрировано множество плазмонно-усиленных магнитооптических эффектов. Включение магнитоактивных материалов в плазмонные структуры приводит к различным магнитоплазмонным эффектам. Одним из эффектов является изменение волнового числа поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которое зависит от направления намагниченности, то есть  $k_{spp}(\pm B) = k_{spp}^0 \pm \Delta k_{spp}(B)$ . Ранее в гибридных многослойных структурах металл—ферромагнетик было показано, что малая модуляция, накапливаясь на большом расстоянии распространения, может приводить к заметным значениям глубины модуляции магнитоплазмонного сигнала  $2|\Delta k_{spp}(B)|d \sim 0,02$  для расстояния распространения ППП  $d = 22$  мкм.

В настоящей работе исследованы спектральные зависимости магнитной модуляции ППП, распространяющихся в простейшей



реализации гиперболической плазмонной метаповерхности (ГПМ), состоящей из массива металлических (золотых) полос, отделенных друг от друга воздушной прослойкой. Такая метаповерхность находится на подложке из магнитного диэлектрика (например, BiG). Чтобы оценить оптимальные экспериментальные условия для максимизации производительности магнитоплазмонных модуляторов, адекватным параметром представляется величина FoM =  $(\text{Re}[\Delta k]^2 + \text{Im}[\Delta k]^2)^{1/2} \times L_{spp}$ , где  $L_{spp}$  — длина затухания ППП (при которой интенсивность ППП затухает в  $e$  раз). В случае гиперболической магнитоплазмоники максимальная FoM может наблюдаться при распространении ППП вдоль металлических полос.

Для метаповерхностей Au, так и для Ag уменьшение ширины металлических полос приводит к критическому изменению как  $\text{Re}[\Delta k]$ , так и  $\text{Im}[\Delta k]$ , особенно на коротких волнах  $\lambda < 800$  нм, но лидирующее влияние на FoM оказывает  $\text{Re}[\Delta k]$ . Можно также заключить, что для метаповерхности из серебра FoM может быть примерно в шесть раз больше, чем для метаповерхности из золота. Этот эффект обусловлен главным образом разницей в длине распространения ППП для метаповерхностей на основе золота и серебра.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФ, проект № 22-19-00355.*

# Пространственно локализованные нелинейные колебания в цепочке магнитных наночастиц

Д. А. Кузьмин<sup>1</sup>, И. В. Бычков<sup>1</sup>, Е. Г. Екомасов<sup>2</sup>, В. Г. Шавров<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

<sup>2</sup> УУНиТ, Уфа, Россия

<sup>3</sup> ИРЭ РАН, Москва, Россия

kuzminda89@gmail.com

Свойствам периодических массивов магнитных наночастиц уделяется внимание достаточно долгое время [1–4]. Помимо их потенциальной прикладной пользы, эти массивы представляют удобную платформу для изучения различных нелинейных магнитных волновых явлений [5–7]. Ангармоническая локализация колебаний в решетках занимает особое место среди других нелинейных волновых явлений. Дискретные бризеры (ДБ) [8–10] представляют собой периодические во времени и пространственно локализованные возбуждения. В отличие от своих континуальных аналогов, которые обычно существуют только в интегрируемых системах, ДБ могут существовать в дискретных средах, которые не обязательно описываются интегрируемыми уравнениями. Ранее существование ДБ было предсказано теоретически для цепочек магнитных наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием [11]. Однако в расчетах предполагалось отсутствие диссипации, а также не учтено наличие размагничивающих полей в наночастицах с конечными размерами. Настоящая работа посвящена исследованию возможности и условий существования ДБ в цепочке магнитных наночастиц с учетом указанных особенностей.

Каждая частица представляет собой эллипсоид с полуосями  $a$ ,  $b$  и  $c$ . Предполагается, что размеры частиц и температурный режим позволяют считать частицы однодоменными с однородным распределением намагниченности. Моделирование динамики намагниченности в такой цепочке наночастиц проведено в рамках численного решения уравнения Ландау — Лифшица с учетом диссипативного члена в форме Гильберта:



Увеличение размерности системы (2D-решетки магнитных наночастиц) открывает возможности для существования нелинейных состояний, связанные с разнообразием симметрии решеток и возможностью существования топологически защищенных состояний в таких системах.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФИ, проект № 22-19-00355.*

- [1] P. C. Waterman, N. E. Pedersen, J. Appl. Phys. **59**, 2609 (1986).
- [2] P. Vavassori et al., J. Appl. Phys. **88**, 999 (2000).
- [3] А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **136**, 87 (2009).
- [4] С. А. Дзян, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **143**, 1131 (2013).
- [5] T. Shinjo et al., Science **289**, 930 (2000).
- [6]. М. Pardavi-Horvath, G. S. Makeeva, O. A. Golovanov, IEEE Trans. Magn. **44**, 3067 (2008).
- [7] S. Ishizaka, K. Nakamura, J. Magn. Magn. Mater. **210**, 15 (2000).
- [8] A. A. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **30**, 150 (1970).
- [9] S. Flach, A. V. Gorbach, Phys. Rep. **467**, 1 (2008).
- [10] С. В. Дмитриев и др. УФН **186**, 471 (2016).
- [11] R. L. Pylypchuk, Y. Zolotaryuk, Low Temp. Phys. **41**, 733 (2015).

## **Моделирование распределения магнитного поля вблизи сверхпроводящего цилиндра**

И. В. Бычков<sup>1</sup>, И. В. Мальцев<sup>1</sup>, Д. А. Кузьмин<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

<sup>2</sup> ИРЭ РАН, Москва, Россия

*bychkov@csu.ru*

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) — это материалы, которые имеют большие перспективы для использования в различных областях науки и техники. Они вызывают большой интерес благодаря своей способности проводить токи высокой плот-



Вне сверхпроводника можно применить закон Ома в обычной форме:  $E_\varphi = \rho J_\varphi$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление непроводящей среды. На границе сверхпроводника и немагнитной области задается условие непрерывности нормальной компоненты вектора магнитной индукции.

Решение системы уравнений проводилось численно. Рассчитаны распределение индукции магнитного поля вблизи ВТСП цилиндрической формы. Показано, что поле медленно убывает с течением времени как  $B \sim t^{1/2}$ . Максимального значения поле достигает в центре цилиндра.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФИ, проект № 20-19-00745 П, <https://rscf.ru/project/23-19-45040/>.*

[1] B. M. Smolyak, G. V. Ermakov, M. S. Zakharov, J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 325 (2011).

[2] B. M. Smolyak, M. S. Zakharov, Supercond. Sci. Technol. **25**, 125019(2012).

[3] M. S. Zakharov, B. M. Smolyak, J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 619 (2015).

# Тепловые машины на основе фазовых переходов при плазменном разряде

С. В. фон Гратовски<sup>1\*</sup>, В. В. Колецов<sup>1</sup>, А. Я. Брагинский<sup>2</sup>,  
А. Н. Прокунин<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>, А. Ваулинская<sup>3</sup>, Song Wang<sup>4</sup>,  
Junge Liang<sup>5</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Южный федеральный университет (ЮФУ), Институт физики, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. Баумана, Москва, Россия

<sup>4</sup>Harbin Institute of Technology, Harbin, China.

<sup>5</sup>Department of Electronic Engineering, Engineering Research Center of Technology Applications. Jiangnan University, Wuxi, China.

*svetlana.gratowski@yandex.ru*

Одной из наиболее важных и нерешенных проблем современной калорики является создание устройств для нагревания и охлаждения, а также тепловых машин с высоким коэффициентом эффективности процесса (КЭП) и КПД, близким к идеальному обратимому циклу Карно. Научные работы по созданию таких тепловых машин идут по многим направлениям. Несколько особняком стоят работы, связанные с рассмотрением плазмы и плазменных разрядов, в которых помимо электрических возникают тепловые и механические эффекты [1]. При этом атмосферные явления рассматриваются с точки зрения возникновения теплового цикла, близкого к циклу Карно. Так, в [2] атмосферное явление торнадо рассматривается как тепловая машина с воздухом в качестве рабочего тела. В этой работе показано, что в торнадо преобразование тепловой энергии в кинетическую происходит в цикле, аналогичном циклу Карно. В данной работе в качестве теплой машины с высоким КПД предлагается рассматривать систему, состоящую из двух вольфрамовых микроиглолок, разделенных воздушным промежутком. К вольфрамовым микроиглолкам подводится напряжение 400–1000 В. Расстояние между вольфрамовыми микроиглолками является переменным и устанавливается с помощью нанопозиционера в диапазоне 1–50 мкм. При определенном значении приложенного к иглам электрического напряжения в воздушном пространстве

между ними возникает плазменный разряд. Напряжение, при котором возникает пробой и образуется плазма, зависит от расстояния между микроиглками. В момент пробоя на вольт-амперной характеристике появляется область отрицательного дифференциального сопротивления. При определенных условиях в описанной системе возникают также механические колебания микроигл. Возникновение плазменного разряда в воздухе как обратимый фазовый переход (ФП) в воздухе, согласно представлениям [3]. А именно, при этом ФП происходит нарушение сплошности воздуха, который и представляет собой рабочее тело рассматриваемой тепловой машины. В процессе данного ФП восстанавливается градиентная симметрия уравнений состояния тензорного поля дилатации и исчезает упругость. После прекращения плазменного разряда сплошность воздуха восстанавливается, то есть ФП является обратимым.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 22-19-00783.*

[1] Настоящий, А. Ф. (1964). Физика плазменных термоэлементов. Теплофизика высоких температур, 2(6), 927–944.

[2] А. П. Синкевич, О. А., Маслов, С. А., & Гусейн-заде, Н. Г. (2017). Электрические разряды и их роль в генерации вихрей. Физика плазмы, 43(2), 203.

[3] A. Y. Braginsky Explosion as a phase transition due to the change of the gradient symmetry of the distortion tensor. DOI: 10.21203/rs.3.rs-216069/v1. [https://assets-eu.researchsquare.com/files/rs-216069/v1\\_covered.pdf?c=1631856403](https://assets-eu.researchsquare.com/files/rs-216069/v1_covered.pdf?c=1631856403)



# Динамика свойств сплава Гейслера $\text{Ni}_{50,5}\text{Mn}_{33,4}\text{In}_{5,6}\text{V}_{0,5}$ вблизи фазовых превращений

Д. А. Карпунин<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>,  
И. И. Мусабилов<sup>2</sup>, Р. Ю. Гайфуллин<sup>2</sup>, А. М. Алиев<sup>3</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>3</sup>,  
Н. Э. Абдулкадирова<sup>3</sup>, С. В. Таскаев<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

<sup>3</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>4</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*Interceptor1986@mail.ru*

Изучение материалов в неустойчивом состоянии вблизи фазового перехода (ФП) осложнено отсутствием стандартных методов изучения термодинамических параметров вещества в динамике, непосредственно в процессе ФП. Анализ современной литературы показывает, что кинетика процессов при ФП исследована слабо. Разработка новых методов изучения кинетики ФП открывает возможности для прикладного использования новых функциональных материалов с ФП в технологии сенсоров и актюаторов, приборостроении, при создании твердотельных холодильников и тепловых насосов для альтернативной энергетики и др.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое изучение временных зависимостей магнитокалорического эффекта (МКЭ) и намагниченности в нестационарных магнитных полях величиной  $\sim 1$  Тл в сплаве Гейслера  $\text{Ni}_{50,5}\text{Mn}_{33,4}\text{In}_{5,6}\text{V}_{0,5}$ .

Для экспериментального исследования кинетики МКЭ в переменных полях —  $\Delta T(T, H, f)$  использована методика, описанная в [1]. Для исследования кинетики намагниченности вблизи магнитного ФП —  $M(T, H, t)$  в импульсных полях была создана оригинальная установка, включающая блок генерации прямоугольного импульса магнитного поля переменной длительности от 10 мкс до 1 с и быстродействующий датчик Холла и термopара, а также блок термостатирования образца и управления. Источник поля — импульсный электромагнит. Датчик Холла расположен на торце

образца. Датчик и усилитель имеют широкую частотную полосу измерения (0–10<sup>5</sup> Гц). Выбранный в качестве образца сплав Гейслера Ni<sub>50,5</sub>Mn<sub>33,4</sub>In<sub>15,6</sub>V<sub>0,5</sub>, согласно данным ДСК и магнитометрии, имеет два связанных ФП: точку Кюри при  $T_C = 290,5$  К и метамгнитоструктурный ФП с характерными температурами  $M_s = 261$  К,  $M_f = 250$  К,  $A_s = 258$  К,  $A_f = 268$  К (рис. 1, а). Измерения динамики МКЭ при воздействии переменного магнитного поля с амплитудами  $H = 0,62$  и  $1,2$  Тл показали, что МКЭ спадает с увеличением частоты от 1 до 30 Гц более чем в 1,5 раза (рис. 1, б).

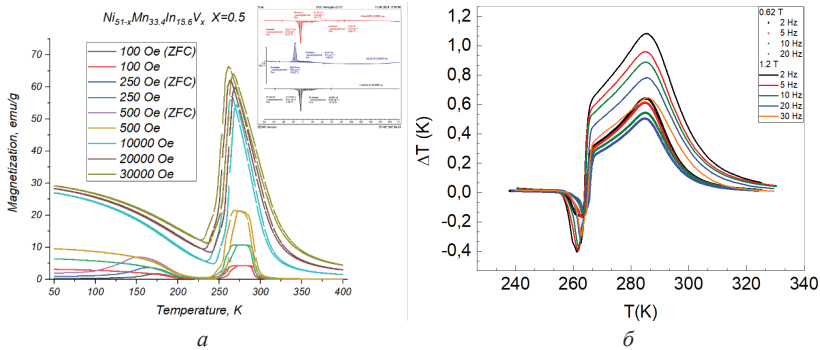


Рис. 1: а)  $M(T)$ , ДСК; б) МКЭ в  $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$  при  $H = 0,6$  и  $1,2$  Тл,  $F = 1-30$  Гц

Временные зависимости  $M(H, t)$ , полученные по новой методике в поле  $0,18$  Тл, не выявили заметной зависимости намагниченности от времени в диапазоне  $t > 10$  мс (рис. 2). Можно заметить

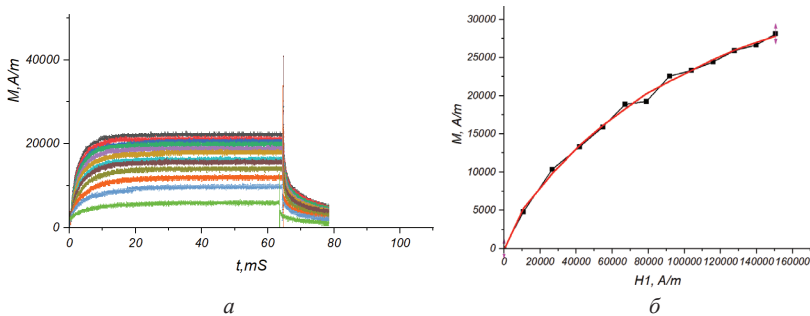


Рис. 2. Графики зависимостей намагниченности от приложенного внешнего магнитного поля: а) временная зависимость намагниченности образца  $M(H, t)$ ; б) зависимость  $M(H)$

на рис. 1, б, что эффект зависимости МКЭ от времени сильнее в более высоком поле 1,2 Тл, чем в 0,62 Тл. Дальнейшие усовершенствования динамической магнитометрической системы будут направлены на расширение диапазона прикладываемых магнитных полей до 1 Тл с временным разрешением порядка единиц миллисекунд.

*Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 20-19-00745-П, <https://rscf.ru/project/23-19-45040/>).*

[1] Aliev A. M., et al., J. Al. Com.676, 601–605 (2016).

## **Постоянные магниты для магнитокалорических охлаждающих систем на основе высокотемпературных сверхпроводников**

В. В. Коледов<sup>1</sup>, Д. А. Суслов<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>, А. П. Каманцев<sup>1</sup>,  
А. В. Маширов<sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>, И. В. Бычков<sup>2</sup>, Д. А. Кузьмин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
[victor\\_koledov@mail.ru](mailto:victor_koledov@mail.ru)

Магнитокалорический эффект (МКЭ) в твердых телах привлекает внимание в качестве основы новой технологии охлаждения в промышленности и в быту. По сравнению с традиционными охлаждающими агентами, такими, как газы и фреоны, материалы с МКЭ обещают существенное повышение термодинамической эффективности процесса охлаждения, но имеют сравнительно малое изменение температуры на один цикл охлаждения из-за того, что постоянные магниты (ПМ) обеспечивают поле не более 2 Тл.

Доклад посвящен проблеме создания ПМ на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), обеспечивающих при поддержании температуры ниже критической точки сверхпроводя-

щего перехода, длительную непрерывную работу, подобно традиционным ПМ, но существенно более высокие магнитные поля. Дан обзор работ по проблеме создания ПМ на ВТСП. Например, в работе [1] создан ПМ из двух стопок лент на основе ВТСП YBaCuO (рис. 1), который обеспечивает в зазоре захват поля до 7 Тл. Наблюдается линейная зависимость захваченного поля в зависимости от температуры ПМ (рис. 2). К недостаткам ПМ на ВТСП относится нестабильность захваченного поля со временем, так называемый «крип», который сильно зависит от температуры (рис. 3). По-видимому наибольшая из опубликованных в литературе величин магнитного поля, захваченного ПМ на основе ВТСП, составляет более 17 Тл в зазоре 1,35 мм при температуре  $T = 8$  К [2].

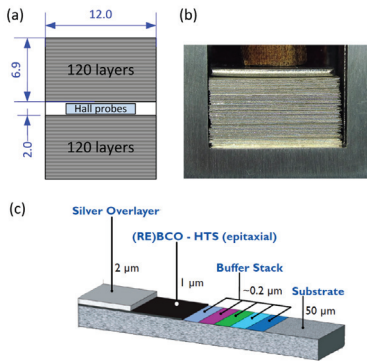


Рис. 1: а) схема стопки лент YBCO, использованной для захвата поля; б) 120 квадратных слоев ленты сжаты в стопку; в) компоненты ленты ВТСП шириной 12 мм [1]

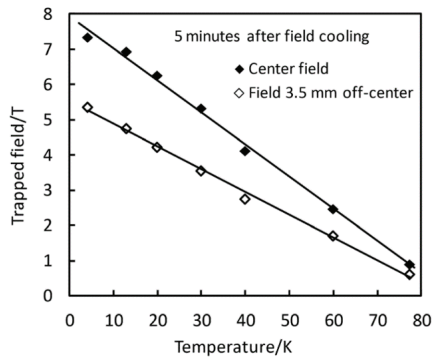


Рис. 2. Поле, захваченное между двумя 120-слойными пакетами ВТСП лент при различных температурах: ■ — поле в центре ПМ; □ — поле на периферии ПМ [1]

В настоящей работе предложена альтернативная конфигурация ПМ на основе стопки лент ВТСП (рис. 4), которая оптимально отвечает перспективной схеме твердотельного криогенного магнитного холодильника [3]. Расчет дает для индукции  $B_{max}$  в центре цилиндрического соленоида из ВТСП при  $T = 77$  К:

$$B_{max} = \frac{n\mu_0 IR^2}{2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{1}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} dx = \frac{n\mu_0 IL}{\sqrt{4R^2 + L^2}} = 3 \text{ Тл,}$$

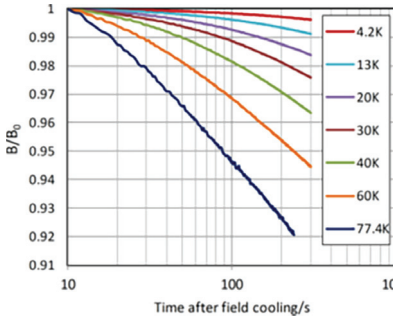


Рис. 3. Крит захваченного магнитного поля в ПМ из ВТСП сильно зависит от температуры [1]

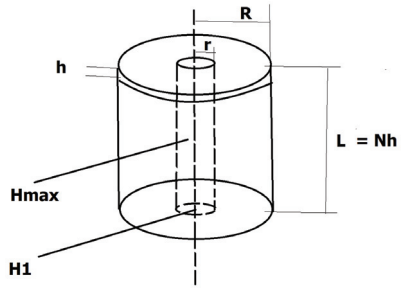


Рис. 4. Конфигурация ПМ на ВТСП, в форме цилиндрического соленоида

где  $n = \frac{N}{L} = \frac{1}{h}, L \gg 2R.$

В докладе рассмотрены вопросы конструирования цилиндрической системы ПМ на основе ленты ВТСП производства «Супер-Окс» шириной 12 мм с критическим током в собственном поле при  $T = 77 \text{ К} - 500 \text{ А}$ . Представлены результаты теоретического и экспериментального изучения величины захваченного поля, в процессе охлаждения в поле с последующим снижением поля для единичных колец и стопок колец из ВТСП. Рассмотрены вопросы температурной зависимости захваченного магнитного поля и его временной стабильности. Сделаны предложения по реализации на основе ПМ из ВТСП практических схем твердотельного криогенного магнитного рефрижератора [3].

*Исследование выполнено при поддержке РФФ, проект № 20-19-00745 П.*

- [1] A. Pate, V. I. Nizhankovskii et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 102601 (2013).
- [2] Patel, A., Baskys, A., et al. Supercond.Sc.Technol, **31**(9), 09LT01 (2018).
- [3] D. A. Suslov, et al. Chel. Phys. Math. Journ. **5**, 612 (2020).

# Деградация магнитокалорического эффекта в сплавах $\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}(\text{H}_\delta)$ в циклических магнитных полях

Н. Э. Абдулкадирова<sup>1</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>1</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, F. Hu<sup>2</sup>, J. Wang<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*nnurizhat@mail.ru*

<sup>2</sup> Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics Chinese Academy of Sciences, Beijing, P. R. China

Существует множество требований к материалам, которые будут использоваться в технологии магнитного охлаждения: основное из них заключается в том, что материал должен обладать гигантским значением магнитокалорического эффекта (МКЭ) в области комнатных температур. Однако созданные к настоящему времени прототипы магнитных холодильных машин работают на сравнительно низких частотах 0,1–20 Гц. Следовательно, вышеописанные требования должны быть дополнены, а именно, МКЭ должен быть гигантским и стабильным при длительном воздействии циклического магнитного поля и слабо зависеть от частоты изменения магнитного поля. Поэтому одной из основных проблем, сдерживающих начало массового производства магнитных холодильников, является отсутствие экспериментальной базы для изучения свойств магнитных материалов в условиях длительного циклического воздействия магнитного поля. Кроме того, подобные исследования представляют большой интерес с фундаментальной точки зрения.

В данной работе представлены результаты прямых исследований влияния частоты (до 20 Гц) магнитного поля 0,62 Тл и долговременного воздействия циклических магнитных полей (0,62 и 1,8 Тл) на величину и стабильность адиабатического изменения температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) в сплавах  $\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}-\text{H}_\delta$  ( $x = 0; 0,2; 0,3$ ) с богатым содержанием железа. Показано, что все исследуемые композиции имеют сильную частотную зависимость  $\Delta T_{ad}$  в магнитном поле 0,62 Тл. В циклическом магнитном поле 1,8 Тл изучена деградация  $\Delta T_{ad}$  при долговременном воздействии циклических полей (более 1000 циклов включения/выключения магнитного поля)

для композиций  $\text{La}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}$  и  $\text{La}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}\text{H}_8$ . Результаты показали, что в поле 1,8 Тл после 1044 циклов величина  $\Delta T_{ad}$  незначительно ухудшается на  $\delta T = 0,13$  и  $0,57$  К для  $\text{La}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}$  и  $\text{La}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Fe}_{13,7}\text{Si}_{1,3}\text{H}_8$  соответственно, а максимум  $\Delta T_{ad}$  равен 5,6 К и 4,3 К при  $H = 1,8$  Тл. Выключение поля на 30 минут, а также перегрев и охлаждение образца не привели к восстановлению эффекта. Это указывает на долговременные релаксационные процессы в этих образцах.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-43-00156, <https://rscf.ru/project/24-43-00156/>.*

## Стабилизация адиабатического изменения температуры в сплаве $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$ в циклических магнитных полях

А. Г. Гамзатов<sup>1</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, К. Qiao<sup>2</sup>, F. Hu<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup> Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, IOP, CAS, Beijing, China

gamzatov\_adler@mail.ru

Представлены результаты прямых измерений адиабатического изменения температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) для сплава  $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$  в циклических магнитных полях (ЦМП) 1,2 ( $cf =$  до 30 Гц), 1,8 ( $cf = 0,2$  Гц) и 8 Тл. Также представлены результаты исследования термоциклирования и влияние долговременного воздействия циклических магнитных полей на стабильность величины  $\Delta T_{ad}$ . В отличие от ранее приведенных данных для системы FeRh [1], для исследуемого сплава  $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$  термоциклирование в ЦМП 1,8 Тл приводит к стабилизации эффекта практически без признаков деградации (рис. 1, а), при этом наблюдается небольшое смещение  $T_C$  в сторону низких температур.

Показано, что увеличение частоты ЦМП от 1 до 30 Гц также сопровождается небольшим сдвигом  $T_C$  в сторону низких температур

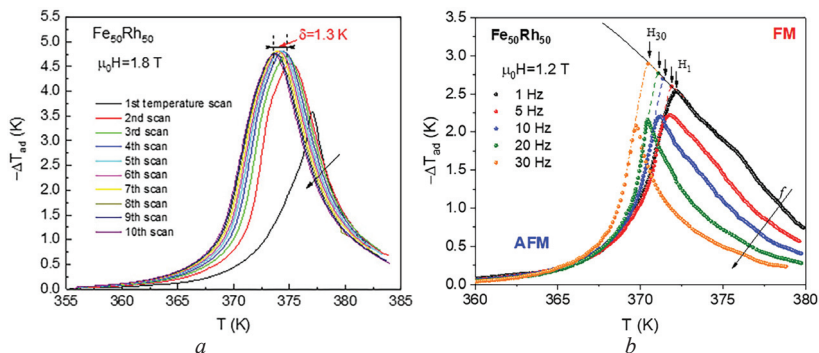


Рис. 1: а) термоциклирование  $\Delta T_a(T)$  в магнитном поле 1,8 Тл;  
 б) температурная зависимость  $\Delta T_{ad}$  при разных частотах в поле 1,2 Тл

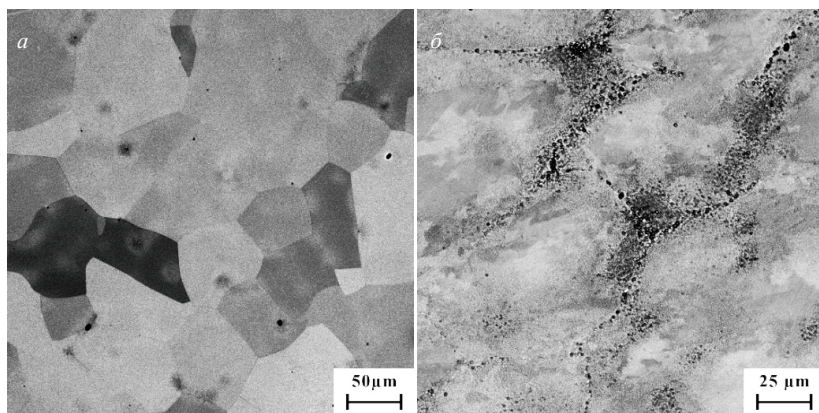
(рис. 1, б). Это смещение приводит к эффекту увеличения  $\Delta T_{ad}$ , то есть при  $T < T_C$  значение  $\Delta T_{ad}$  увеличивается с увеличением частоты ЦМП. При  $T = 370,4$  К наблюдается частотно-независимый интервал до 10 Гц для  $\Delta T_{ad}$ . Большая величина МКЭ и частотная стабильность величины  $\Delta T_{ad}$  в ЦМП делает сплав  $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$  перспективным с точки зрения применения в технологии магнитного охлаждения.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-43-00156, <https://rscf.ru/project/24-43-00156/>*

[1] A. M. Aliev, A. B. Batdalov, et al., Appl. Phys. Lett. **109**, 202407 (2016).







*Рис. 1. Микроструктура сплава в различных состояниях*

новлено, что микроструктура сплава в обоих состояниях является гетерогенной, хотя послековки наблюдается некоторое изменение формы и размеров зерен. В литом состоянии были выявлены вторичные фазы, обогащенные кремнием. В результатековки наблюдается увеличение доли вторичных фаз, что вызвано выделением кремния из матричной фазы.

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.*



# Взаимосвязь электросопротивления и изменения магнитной энтропии в сплавах $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11,9}\text{Si}_{1,1}$

А. Г. Гамзатов<sup>1</sup>, М. А. Алиева<sup>1,2</sup>, Ф. Ну<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*gamzatov\_adler@mail.ru*

<sup>2</sup>Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия  
*totalfailure@mail.ru*

<sup>3</sup>Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, P. R. China

В последние годы сильнокоррелированные электронные системы ряда перспективных магнитных материалов (манганиты, сплавы Гейслера, интерметаллические соединения) благодаря обнаруженным в них различным эффектам (эффект магнитосопротивления, магнитокалорический эффект, эффект памяти формы) показали высокую востребованность в различных технологических решениях. Кроме того, данные объекты представляют большой интерес с точки зрения фундаментальной физики, потому что в них наблюдается тесная связь между электронной, магнитной и решеточной подсистемами. Это означает, что параметры, характеризующие состояние одной из подсистем, будут коррелировать с параметрами двух других. Любое внешнее воздействие, приводящее к изменению магнитного состояния системы вблизи температуры магнитного фазового перехода, приводит к изменению параметров, описывающих эти подсистемы [1].

В данной работе исследуется связь между изменением сопротивления в магнитном поле ( $\Delta\rho = \rho_H - \rho_0$ ) и изменением магнитной энтропии ( $\Delta S_M$ ) в магнитных полях до 4 Тл вблизи  $T_C$  в сплавах  $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11,9}\text{Si}_{1,1}$  ( $x = 0,04; 0,06$ ) [2]. На рис. 1, а приведены температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  при  $H=0$  и 4 Тл. Магнитное поле 4 Тл приводит к смещению температуры ферромагнитного упорядочения в сторону высоких температур с 274 до 294 К для образца  $x = 0,06$  и с 243 до 265 К для образца  $x=0,04$ . Такое смещение приводит к положительному эффекту магнитосопротивления.

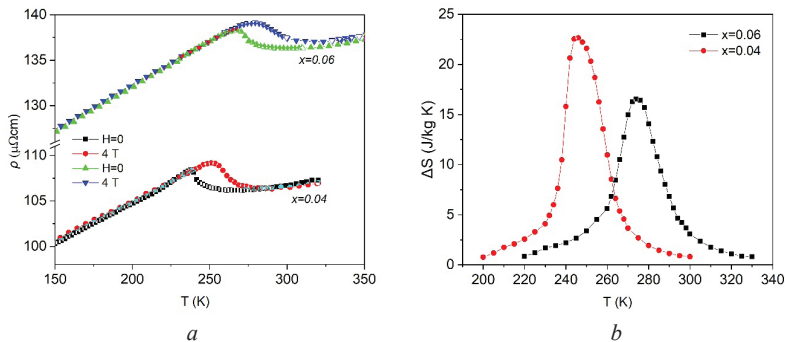


Рис. 1: а) зависимости  $\rho(T)$  при  $H = 0$  и 4 Тл, для  $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11.9}\text{Si}_{1.1}$  ( $x = 0,04; 0,06$ ); б)  $\Delta S_M(T)$  для  $x = 0,04, 0,06$  при  $H = 4$  Тл

На рис. 1, б приведены температурные зависимости изменения магнитной энтропии  $\Delta S$  в поле 4 Тл для системы  $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11.9}\text{Si}_{1.1}$ . Величина  $\Delta S_M$  уменьшается с увеличением концентрации Co, что хорошо коррелирует с ослаблением магнитообъемного эффекта в этих сплавах [2].

Вопрос взаимосвязи удельного сопротивления с изменениями энтропии вблизи магнитных фазовых переходов для ряда магнитных материалов обсуждается в работах [1; 3–6], где приводятся эмпирические выражения, которые по данным электросопротивления позволяют оценить изменение магнитной энтропии.

На рис. 2 приведены зависимости  $\Delta S$  от  $\Delta\rho$  в магнитном поле 4 Тл для образцов  $x = 0,04, 0,06$  при  $T > T_C$  и  $T < T_C$ . Как

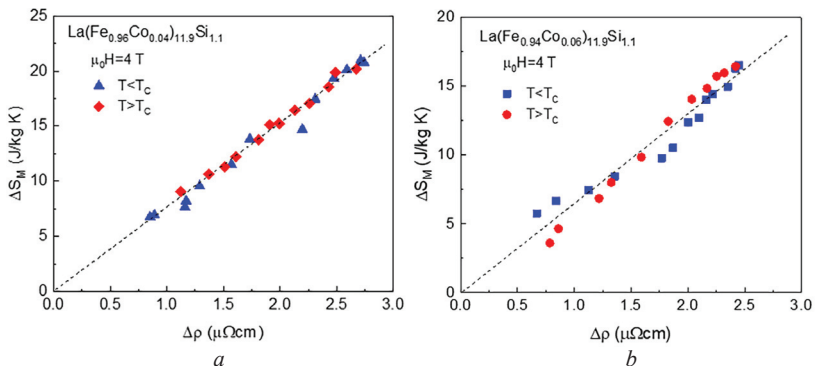


Рис. 2. Зависимости  $\Delta S_M$  от  $\Delta\rho$  в поле 4 Тл при  $T < T_C$  и  $T > T_C$  а) для  $\text{La}(\text{Fe}_{0.96}\text{Co}_{0.04})_{11.9}\text{Si}_{1.1}$  и б)  $\text{La}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06})_{11.9}\text{Si}_{1.1}$

видим, наблюдается линейная связь между изменением магнитной энтропии и изменением электросопротивления для системы  $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11,9}\text{Si}_{1,1}$ . Простая линейная связь между изменением магнитной энтропии и удельного сопротивления с температурно независимым коэффициентом пропорциональности предсказывается теоретическими исследованиями, основанными на моделях  $s$ - $d$ -обмена [5] и модели двойного обмена [6].

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-43-00156, <https://rscf.ru/project/24-43-00156/>*

- [1] A. G. Gamzatov, et al., JMMM **513**, 167209 (2020).
- [2] F.-X. Hu, et al., Chinese Physics **14**, 2329 (2005).
- [3] R. Rawat I. Das, J. Phys.: Cond. Matter **13**, L379 (2001).
- [4] N. Sakamoto, T. Kyōmen, S. Tsubouchi, M. Itoh, Physical Review B **69**, 092401 (2004).
- [5] T. Kasuya, Prog. Theor. Phys. **16**, 58 (1956).
- [6] K. Kubo, N. Ohata, Journal of the Physical Society of Japan **33**, 21 (1972).

## Исследование влияния частоты циклического магнитного поля на величину и стабильность прямого и обратного магнитокалорического эффекта в сплаве $\text{Ni}_{36,5}\text{Co}_{13,5}\text{Mn}_{35}\text{Ti}_{15}$

А. Т. Кадырбардыев<sup>1</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>1</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, К. Qiao<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
<sup>2</sup>School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, PR China  
[anvar.kadirbardeev@gmail.com](mailto:anvar.kadirbardeev@gmail.com)

Сплавы Гейслера привлекают большое внимание благодаря своим богатым физическим свойствам и возможности управлять их свойствами путем легирования исходных компонент. Сплав Ni—Mn—Ti

является одним из наиболее интересных составов. Благодаря отличным механическим свойствам он обладает превосходным эластокалорическим эффектом, однако величина магнитокалорического эффекта (МКЭ) относительно невелика по сравнению со сплавами Ni—Mn—Ga и Ni—Mn—In [1]. Wei и др. [2] показали, что легирование кобальтом сплава  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Ti}_{15}$  может изменить магнетизм аустенита с антиферромагнитного на ферромагнитное состояние и тем самым улучшить магнитокалорические характеристики.

Известно, что в охлаждающих устройствах на основе магнитокалорического эффекта материал рабочего тела будет подвергаться долговременному циклическому воздействию магнитного поля, поэтому нужно определять магнитокалорические свойства материалов не только в условиях квазистатического изменения магнитного поля, а в первую очередь в динамическом режиме, когда на магнитокалорический материал воздействует циклическое магнитное поле. Скорость развертки поля или частота циклического долговременно воздействующего магнитного поля влияет на магнитные и теплофизические параметры материалов, которые нужно учесть при проектировании устройств магнитного охлаждения. Недавние исследования [3–6] влияния частоты циклического магнитного поля на величину прямого и обратного МКЭ в сплавах Гейслера показали сложную картину частотной стабильности МКЭ. В частности, было показано, что стабильность МКЭ в циклических магнитных полях зависит от обратимости МСФП в исследуемых магнитных полях [5]. Также было показано, что сосуществование фаз мартенсит+аустенит тоже влияет на стабильность эффекта [6].

В данной работе приводятся результаты прямых исследований адиабатического изменения температуры в сплаве  $\text{Ni}_{36,5}\text{Co}_{13,5}\text{Mn}_{35}\text{Ti}_{15}$  в циклических магнитных полях 1,8 Тл ( $c f = 0,2$  Гц), 0,62 и 1,2 Тл с частотой до 10 Гц.

На рис. 1, а приводятся результаты прямых измерений температурной зависимости адиабатического изменения температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) в режиме нагрева для поликристаллического сплава Гейслера  $\text{Ni}_{36,5}\text{Co}_{13,5}\text{Mn}_{35}\text{Ti}_{15}$  в магнитном поле 1,2 Тл при частотах 2, 5 и 10 Гц. Как видно из рис. 1, а в сплаве наблюдается два фазовых перехода (ФП): магнитоструктурный ФП мартенсит—аустенит при температуре  $T_M = 314$  К с отрицательным значением  $\Delta T_{ad} = -0,4$  К и магнитный ФП из ферромагнитной аустенитной



# Фазовые превращения и магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера семейства $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$

В. Г. Шавров<sup>1</sup>, Д. А. Карпунин<sup>1</sup>, Д. Д. Кузнецов<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>,  
В. В. Коледов<sup>1</sup>, Ю. С. Кошкидько<sup>1</sup>, Э. Т. Дильмиева<sup>1</sup>, С. Р. Романов<sup>1</sup>,  
И. И. Мусабиров<sup>2</sup>, Р. Ю. Гайфуллин<sup>2</sup>, А. М. Алиев<sup>3</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>3</sup>,  
Н. З. Абдулкадирова<sup>3</sup>, В. С. Калашников<sup>1</sup>, А. В. Несолонов<sup>1</sup>,  
С. В. фон Гратовски<sup>1</sup>, С. В. Таскаев<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

<sup>3</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>4</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*shavrov32@mail.ru*

В настоящее время очень важное место в науке и технике занимают создание и изучение новых функциональных материалов. Одними из широко исследуемых функциональных материалов являются интерметаллические сплавы Гейслера с фазовыми переходами (ФП), которые обуславливают полезные функциональные свойства. Например, термоупругий мартенситный структурный ФП, сопровождаемый эффектом памяти формы (ЭПФ), и магнитные ФП, сопровождаемые прямым и обратным магнитокалорическим эффектом (МКЭ).

Целью настоящей работы является изучение структуры и магнитных свойств взаимодействующих ФП, а также функциональных свойств: ЭПФ и МКЭ в переменном сильном магнитном поле в сплавах Гейслера семейства  $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ , где  $x = 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1$ , в зависимости от  $x$ .

Были проведены исследования ФП методом ДСК, измерения намагниченности  $M$  от температуры  $T$  и внешнего поля  $H$  и МКЭ (рис. 1–4).

Получены следующие основные результаты:

1. Исследования с помощью СЭМ, ДСК и магнитометрии выявили во всех исследованных образцах сплавов Гейслера



$Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$  наличие магнитного ФП типа точки Кюри и метамагнитоструктурного перехода (ММСП) первого рода, который сопровождается резким снижением намагниченности в низкотемпературной мартенситной фазе (рис. 1). Температура магнитного ФП слабо зависит от  $x$ , температура ММСП снижается при увеличении  $x$ . Магнитный ФП, как и ММСП, сопровождается небольшим гистерезисом по температуре.

2. Температура ММСП весьма чувствительна к магнитному полю. Для образца  $Ni_{50}Mn_{33,4}In_{15,6}V_1$  чувствительность составляет 5 К/Т. (рис. 2).

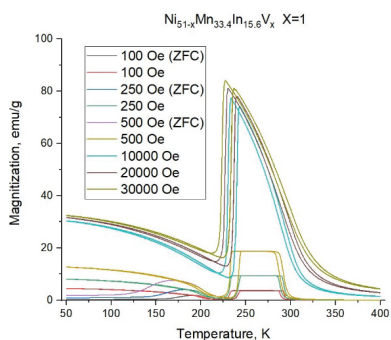


Рис. 1. Температурные графики зависимости намагниченности при разных магнитных полях в сплаве  $Ni_{50}Mn_{33,4}In_{15,6}V_1$

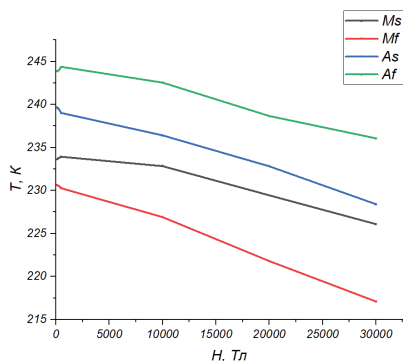


Рис. 2. Зависимость характерных температур магнитоструктурного ФП от поля для  $Ni_{50}Mn_{33,4}In_{15,6}V_1$

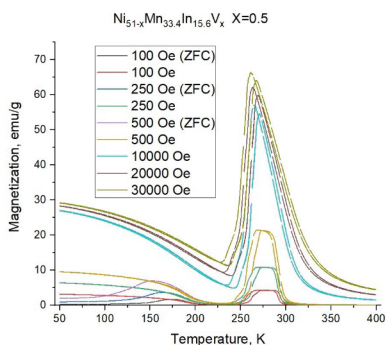


Рис. 3. Температурные графики зависимости намагниченности при разных магнитных полях в сплаве  $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$

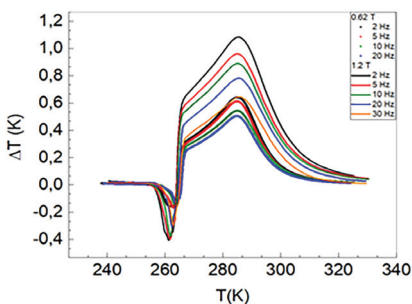


Рис. 4. Температурные зависимости МКЭ в  $Ni_{49,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$  при  $H = 0,62$  и  $1,2$  Тл при частотах  $f = 2 \dots 30$  Гц

3. При  $x = 0$  имеет место слияние температур магнитного ФП и ММСП. При  $x = 0,5$  температуры ФП близки к комнатной температуре (рис. 3).

4. Прямые измерения МКЭ в переменных магнитных полях 0,62 и 1,2 Тл по методике [1] показали наличие прямого МКЭ в точке магнитного ФП и обратного МКЭ в точке ММСП. Наблюдается сильное снижение МКЭ («коллапс») при увеличении частоты переменного магнитного поля от 1 до 30 Гц как вблизи магнитного ФП, так и вблизи ММСП.

5. Измерения зависимости изгибной деформации от нагрузки и температуры показали, что все сплавы демонстрируют ЭПФ вблизи ММСП. Можно сделать вывод, что вследствие сочетания высокой чувствительности ММСП к полю и ЭПФ, данное семейство сплавов перспективно для создания магнитоуправляемых актюаторов.

*Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 20-19-00745-П, <https://rscf.ru/project/23-19-45040/>)*

[1] Aliev A. M., et al., J. Al. Com.676, 601–605 (2016).

## Влияниековки на микроструктуру сплава



Р. Ю. Гайфулин<sup>1</sup>, И. С. Савушкин<sup>2</sup>, К. К. Кирилук<sup>2</sup>, Д. Д. Афоничев<sup>1</sup>,  
М. И. Нагимов<sup>1</sup>, И. И. Мусабинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия  
[gaifullin\\_1998@bk.ru](mailto:gaifullin_1998@bk.ru)

<sup>2</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

Сплавы Гейслера на основе системы Ni—Mn привлекают широкое внимание исследователей благодаря наличию ферромагнитного эффекта памяти формы (ФЭПФ) [1], магнитокалорического эффекта (МКЭ) [2], эластокалорического эффекта (ЭКЭ) [3] и др. Наиболее актуальным является магнитокалорический эффект как





можно взаимодействием между двумя и более ФП, происходящими в одном кристалле. Цель работы — поиск теоретических подходов к решению этих задач в рамках феноменологической теории. Для этого предлагается нахождение констант в написании свободной энергии по параметрам порядка, а также используя метод разложения Ландау и уравнение Ландау — Халатникова рассчитать уравнения состояния и скорости релаксации параметров порядка на примерах магнитоструктурного ФП 1-го рода и точки Кюри 2-го рода.

В работе в качестве примера использовался поликристаллический сплав Гейслера  $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$  [2]. Для этого сплава точка Кюри  $T_C = 291$  К, а также температуры начала и конца соответственно прямого и обратного метамагнитоструктурного перехода  $M_s = 261$  К,  $M_f = 250$  К,  $A_s = 258$  К,  $A_f = 268$  К.

Для изучения термодинамических свойств образцов при ФП первого и второго рода, благодаря их близости, авторы использовали разложение функции свободной энергии Гельмгольца  $F$  методом Ландау с параметрами порядка  $M$  — намагниченность и  $\varepsilon$  — деформация:

$$F(M, \varepsilon) = \frac{1}{2}a\varepsilon^2 + \frac{1}{3}b\varepsilon^3 + \frac{1}{4}c\varepsilon^4 + \frac{1}{2}\alpha M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 + \frac{1}{2}B_0\varepsilon^2 M^2 + \frac{1}{2}B_a\varepsilon M^2 - MH, \quad (1)$$

где  $a_0$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — упругие модули ( $a = a_0(T - T_s)$ );  $\alpha_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  — магнитные модули ( $\alpha_0 = \alpha_0(T - T_C)$ );  $N$  — фактор размагничивания;  $B$  и  $B_a$  — коэффициенты объемной и анизотропной магнитоstrictionии;  $H$  — внешнее поле;  $T$  — текущая температура;  $T_s$  и  $T_C$  — температуры структурного фазового перехода и точки Кюри.

Для получения термических уравнений состояния воспользуемся условием  $\frac{dF}{d\eta} = 0$ , где  $\eta$  — параметр порядка:

$$\begin{cases} a_0(T - T_C)\varepsilon + b\varepsilon^2 + c\varepsilon^3 + B_0\varepsilon M^2 + \frac{1}{2}B_a M^2 = 0; \\ \alpha_0(T - T_M)M + \beta M^3 + NM + B_0\varepsilon^2 M + B_a\varepsilon M = H. \end{cases} \quad (2)$$

Решение полученной системы уравнений возможно, если будут найдены все коэффициенты. Значения магнитоstrictionионных

коэффициентов можно найти в литературе [3]. Для нахождения остальных коэффициентов авторами предложены оригинальные методики, прошедшие апробацию на других сплавах.

Поставленная задача по изучению кинетики ФП решается с помощью уравнения Ландау — Халатникова [4]:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\gamma \left( \frac{dF}{d\eta} \right). \quad (3)$$

Подставив (1) в (3), получим

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon}{dt} = -\gamma_1 \left( a\varepsilon + b\varepsilon^2 + c\varepsilon^3 + B_0\varepsilon M^2 + \frac{1}{2} B_a M^2 \right); \\ \frac{dM}{dt} = -\gamma_2 \left( \alpha M + \beta M^3 + NM + B_0\varepsilon^2 M + B_a \varepsilon M - H \right) \end{cases} \quad (4)$$

Коэффициенты  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в системе уравнений (4) имеют размерность  $[\gamma] = \frac{1}{c}$  и имеют физический смысл характерных скоростей изменения параметров порядка. Они должны быть определены по результатам сравнения с экспериментом.

Нахождение коэффициентов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  должно привести к полному описанию изменения скорости параметра порядка со временем при изменении внешних полей и температуры.

*Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00783. <https://rscf.ru/project/22-19-00783/>)*

[1] Zheng G. et al., Materials.16, С. 5725 (2023).

[2] [1] A.M. Aliev, et al., Journal of Alloys and Compounds **676**, 601 (2016).

[3] Buchelnikov V. D., et al., JMMM. 300, С. 459-461 (2006).

[4] Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, ДАН СССР 96, 469 (1954).

# Магнитоструктурный переход и магнитокалорический эффект сплавов Гейслера в высоких магнитных полях

Ю. С. Кошкидько<sup>1,2</sup>, А. П. Каманцев<sup>2</sup>, Э. Т. Дильмиева<sup>2</sup>,  
И. И. Мусабилов<sup>3</sup>, С. Salazar Mejia<sup>4</sup>, J. Cwikl<sup>4</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>5</sup>,  
В. В. Коледов<sup>2</sup>, В. Г. Шавров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав, Польша

y.koshkidko@intibs.pl

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

<sup>4</sup> Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, 01328 Dresden, Germany

<sup>5</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

В настоящее время наиболее перспективными для технологии магнитного охлаждения считаются магнитокалорические материалы, в которых наблюдаются магнитоструктурные фазовые переходы первого рода. К таким магнитокалорическим материалам можно отнести сплавы Гейслера.

Все сплавы Гейслера с метамагнитными переходами можно разделить на два типа. К первому типу относятся сплавы, в которых приложение магнитного поля индуцирует переход от слабомагнитного аустенита к ферромагнитному мартенситу. В этом случае наблюдается обратный магнитокалорический эффект (МКЭ). Ко второму типу относятся сплавы, в которых приложение магнитного поля индуцирует переход от слабомагнитного мартенсита к ферромагнитному аустениту. В этом случае наблюдается прямой МКЭ.

В настоящее время в литературе существует множество исследований МКЭ сплавов Гейслера. МКЭ сплавов Гейслера изучался как прямыми, так и косвенными методами, однако наиболее надежные данные были получены путем измерения изменения температуры при адиабатическом намагничивании.

Для исследования магнитоструктурного перехода и МКЭ сплавов Гейслера в высоких магнитных полях нами разработан ком-

плексных подход. Этот подход включает в себя метод прямого измерения МКЭ и *in situ* исследования магнитоструктурного перехода в стационарных магнитных полях до 14 Тл. Также нами разработан магнитометр для одновременного измерения намагниченности и температуры образца в импульсных магнитных полях до 50 Тл.

В результате проведенных исследований были определены значения МКЭ для ряда сплавов Гейслера. Обнаружены характерные особенности МКЭ, которые проявляются при высоких магнитных полях в области магнитоструктурного перехода. Например: 1) насыщение величины адиабатического изменения температуры при высоких магнитных полях; 2) гигантский обратимый магнитокалорический эффект в области магнитоструктурного перехода; 3) рост величины адиабатического изменения температуры с уменьшением разницы между температурой Кюри и температурой магнитоструктурного перехода и др.

*Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 20-19-00745 П, <https://rscf.ru/project/23-19-45040/>.*

## Прогнозирование механических характеристик сплавов Гейслера с помощью технологий машинного обучения

А. М. Моисеев, В. В. Соколовский, Д. Р. Байгутлин

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
[odou@csu.ru](mailto:odou@csu.ru)

Многие области наук о материалах сталкиваются с задачей оптимизации свойств, зависящих от множества взаимосвязанных переменных, что усложняет исследование из-за большого числа возможных составов. Традиционные методы часто являются трудоемкими, и в последнее время машинное обучение стало мощным инструментом в материаловедении, позволяющим анализировать большие объемы данных для выявления скрытых связей. Так, мето-





# Термоэлектрические свойства двойного полуплыва Гейслера $Ti_2MnNiSi_2$

М. В. Матюнина, Д. Р. Байгутлин, М. А. Загребин, В. В. Соколовский,  
В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
*matunins.fam@mail.ru*

Проведено исследование структурных, электронных и термоэлектрических свойств двойного полуплыва Гейслера  $Ti_2MnNiSi_2$  в зависимости от степени структурного беспорядка. Исследование выполнено при помощи теории функционала плотности, реализованного в программном пакете VASP [1; 2] с учетом обменно-корреляционных взаимодействий в приближении обобщенного градиента в формулировке PBE [3]. Расчет термоэлектрических характеристик при конечных температурах был выполнен с использованием квазиклассической теории Больцмана при помощи программного пакета BoltzTrap2 [4]. Постоянная времени релаксации составляла  $\tau = 10^{-14}$  с. Оценка решеточной части теплопроводности проводилась по уравнению Слака [5]:

$$\kappa_L(\Theta_D, \gamma) = \frac{0,849 \cdot 5,720 \cdot 10^7}{2(1 - 0,514\gamma^{-1} + 0,228\gamma^{-2})} \frac{M\Theta_D V^{1/3}}{\gamma^2 n^{2/3} T},$$

где  $n$  — число атомов в элементарной ячейке;  $V$  — объем на атом элементарной ячейки;  $M$  — средняя молярная масса на атом;  $\gamma$  — параметр Грюнайна;  $\Theta_D$  — температура Дебая;  $T$  — температура.

Расчетная ячейка исследуемого двойного полуплыва Гейслера  $Ti_2MnNiSi_2$  моделировалась на базе объемцентрированной тетрагональной структуры  $I-42d$  (№ 122) со следующим расположением атомов:  $8d$  (0,25, 0,25, 0,625) — Ti, (0,75, 0,25, 0,625) — Si,  $4b$  (0, 0, 0,5) — Ni и  $4a$  (0,5, 0,5, 0,5) — Mn. Структурный беспорядок задавался случайным распределением атомов Mn и Ni на позициях  $4b$  и  $4a$ . При рассмотрении учитывалось только ферромагнитное упорядочение (ФМ).

В качестве параметра, при помощи которого проводилась оценка влияния распределения атомов Mn и Ni, выбрано отношение длин

связи  $l_{\text{Ti-Ni}}/l_{\text{Ti-Mn}}$ , рассчитанное на основании среднего арифметического значения. Показано, что внесение беспорядка в кристаллическую структуру *I-42d* сплава  $\text{Ti}_2\text{MnNiSi}_2$  приводит к изменению соотношения длин связей  $l_{\text{Ti-Ni}}/l_{\text{Ti-Mn}}$ . В упорядоченной структуре соотношение  $l_{\text{Ti-Ni}}/l_{\text{Ti-Mn}} = 1,0141$  обеспечивает полный магнитный момент  $2,998 \mu_B/\text{ф.е.}$ , близкий к целочисленному. Данная конфигурация является почти полуметаллической со степенью поляризации 95 %.

Эффективность термоэлектрического материала характеризуется безразмерным коэффициентом добротности  $ZT = S^2 T \sigma k^{-1}$ , где  $S$  — коэффициент Зеебека;  $\sigma$  — электропроводность материала;  $T$  — абсолютная температура;  $k$  — теплопроводность, включающая в себя решеточную  $k_L$  и электронную  $k_e$  составляющие. На рис. 1 представлена температурная зависимость термоэлектрической добротности  $ZT$  и значения полной теплопроводности ( $k_L + k_e$ ) с оптимальной концентрацией электронных носителей  $n = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  в минимуме зоны сплава  $\text{Ti}_2\text{MnNiSi}_2$  для различных конфигураций. Анализ приведенных зависимостей показывает, что максимальное значение  $ZT$ , равное 0,38, может быть достигнуто только в упорядоченном сплаве ( $l_{\text{Ti-Ni}}/l_{\text{Ti-Mn}} = 1,0141$ ) при температуре 700 К при его

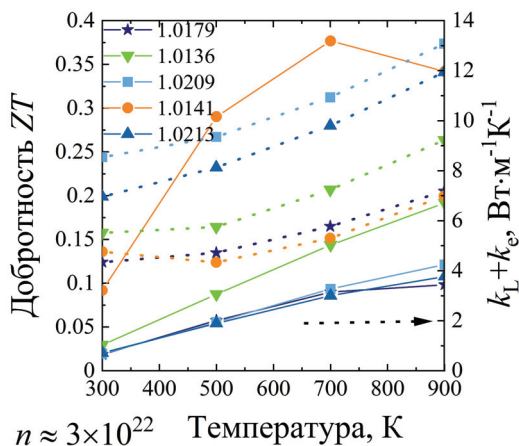


Рис. 1. Температурная зависимость термоэлектрической добротности  $ZT$  и полной теплопроводности ( $k_L + k_e$ ) с оптимальными концентрациями электронных  $n$  примесных носителей в конфигурациях с различным соотношением  $l_{\text{Ti-Ni}}/l_{\text{Ti-Mn}}$  кристаллической структуры *I-42d* сплава  $\text{Ti}_2\text{MnNiSi}_2$

допировании электронами. Данная конфигурация является почти полуметаллом, и вклад электронной теплопроводности  $k_e$  в полную теплопроводность с повышением температуры меньше, относительно других рассматриваемых конфигураций, которые являются металлами.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 22-12-20032.*

[1] G. Kresse, J. Furthmüller. Phys. Rev. B. 54. 11169–11186 (1996).  
[2] G. Kresse, D. Joubert. Phys. Rev. B. V. 59. 1758 (1999).  
[3] J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Phys. Rev. Let. 77. 3865–3868 (1996).  
[4] G. K. Madsen, J. Carrete, M. J. Verstraete. Comput. Phys. Commun. 231. 140–145 (2018).  
[5] Sofi S. A., Gupta D. C. Int. J. Energy. Res. 45 (3). 4652–4668 (2021).

## Время холодильных циклов криогенных магнитных рефрижераторов

О. В. Белова<sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>2</sup>, А. В. Маширов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

*ovbelova@yandex.ru*

<sup>2</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*a.v.mashirov@mail.ru*



Работа криогенных магнитных рефрижераторов в температурном диапазоне 1–120 К подразумевает непрерывное действие, в отличие, например, от магнитных рефрижераторов ультранизких температур <0,3 К [1]. В свою очередь, первые можно разделить на рефрижераторы со стационарными процессами, где рабочее тело перемещается от холодных элементов установки к теплым непрерывно (температура в каждой точке рефрижераторного агрегата неизменна), и рефрижераторы с нестационарными процесса-



# Функциональные свойства холодокатаных быстрозакаленных лент из сплава TiNiCu с памятью формы

К. А. Бородако<sup>1,2</sup>, Н. Н. Бондарев<sup>1,2</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, А. В. Шеляков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (Московский инженерно-физический институт), Москва, Россия  
*borodako\_kir@mail.ru*

ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ И МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ (МЭМС), ПРИМЕНЯЕМЫХ В СОВРЕМЕННЫХ ОБЛАСТЯХ НАУКИ И ТЕХНИКИ, АКТУАЛЬНО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ (ЭПФ) [1; 2]. ДЛЯ ЭТИХ ПРИМЕНЕНИЙ НЕОБХОДИМЫ ТОНКОМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С ЭПФ. СРЕДИ НИХ ОДНИМ ИЗ НАИБОЛЕЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЯВЛЯЕТСЯ СПЛАВ  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  (ат.%) [3] БЛАГОДАРЯ ТОМУ, ЧТО ОН МОЖЕТ БЫТЬ ПОЛУЧЕН В ВИДЕ ОДНОРОДНОЙ ТОНКОЙ ЛЕНТЫ В АМОРФНОМ ФАЗОВОМ СОСТОЯНИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА СВЕРХБЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ ИЗ РАСПЛАВА [4], А ПОСЛЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПРОЯВЛЯЕТ ЯРКО ВЫРАЖЕННЫЙ ЭПФ [5]. НА ОСНОВЕ БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ЛЕНТ ИЗГОТОВЛЕН РЯД МИКРОУСТРОЙСТВ [6], ОДНАКО ТОЛЩИНА ТАКИХ ЛЕНТ ЛЕЖИТ В ДИАПАЗОНЕ ОТ 30 ДО 60 МКМ, В ТО ВРЕМЯ КАК ДЛЯ МНОГИХ МИКРО- И НАНОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ НЕОБХОДИМО ЗНАЧИТЕЛЬНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ ЕЕ ВЕЛИЧИНЫ. ОДНИМ ИЗ СПОСОБОВ УМЕНЬШЕНИЯ ТОЛЩИНЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ И СПЛАВАХ ЯВЛЯЕТСЯ ДЕФОРМАЦИОННАЯ ПРОКАТКА [7]. В НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЕ ИЗУЧЕНО ВЛИЯНИЕ ХОЛОДНОЙ ПРОКАТКИ НА СВОЙСТВА БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ЛЕНТ ИЗ СПЛАВА  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ , В ПЕРВУЮ ОЧЕРЕДЬ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ И ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ.

В качестве объекта исследования была выбрана тонкая лента из сплава  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  толщиной 30 мкм и шириной 1,73 мм, изготовленная в аморфном состоянии методом сверхбыстрой закалки из расплава.

Для уменьшения толщины ленты проводилась холодная прокатка в аморфном состоянии с разным усилием на валках. С помо-



Была рассчитана для свободной стороны исходной ленты средняя шероховатость  $R_a = 503,2$  nm, для контактной —  $R_a = 751,5$  nm. После прокатки средняя шероховатость контактной стороны снизилась до 181,7 nm.  $R_a$  для свободной стороны также значительно снизилась до 348 nm. Такое уменьшение шероховатости может существенно улучшить качество изготавливаемых из данной ленты микро- и нанообразцов.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-19-00783.*

[1] M. Mehrpouya, H. Cheraghi Bidsorkhi, *Micro Nanosyst.* **8(2)**, 79–91 (2016).

[2] M. Karami, X. Chen, *Mater. Today Adv.* **10**, 100141 (2021).

[3] Y. Liu, *Mater. Sci. Eng.: A* **354**, 286–291 (2020).

[4] V. Shelyakov, O. N. Sevryukov, N. N. Sitnikov, K. A. Borodako, I. A. Khabibullina, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1686**, 012056 (2020).

[5] A. V. Shelyakov, N. N. Sitnikov, K. A. Borodako, I. A. Khabibullina, A. A. Dyadechko, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1758**, 012036 (2021).

[6] A. Shelyakov, N. Sitnikov, K. Borodako, V. Koledov, I. Khabibullina, S. von Gratowski, *J. Micro-Bio. Robot.* **16**, 43–51 (2020).

[7] W. L. Roberts, New York: Routledge **1st ed**, 190–196 (1978).





# Анизотропия магнитных свойств одиночных ВТСП-композитов и стопок ВТСП-лент с различными углами распределения линий магнитного поля

С. В. Веселова<sup>1,2</sup>, И. В. Мартиросян<sup>1,2</sup>, Р. Г. Батулин<sup>2</sup>, П. М. Ерыков<sup>1</sup>,  
С. В. Покровский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
Москва, Россия

*i@svveselova.ru*

<sup>2</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Для создания как сверхпроводящих магнитов захваченного потока, так и для бесконтактных магнитных подшипников в современной технике всё чаще используются высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты второго поколения на основе RE-BCO, где RE — это редкоземельный металл.

Вариативность конструкций таких систем заключается в различных видах намотки лент или укладке ВТСП-лент. В процессе эксплуатации в магнитном поле возникают гистерезисные потери, которые зависят от угла ориентации ВТСП-ленты относительно линий магнитного поля [1–3]. Данная тема нуждается в исследовании для дальнейшего конструирования и оптимизации магнитных установок. Так как намотка лент производится под определенными углами, в готовой системе ориентация магнитного поля относительно оси сверхпроводящего слоя меняется.

В ходе нашего исследования был проведен ряд экспериментов по измерению остаточного магнитного поля как для одиночного образца композитной ленты, так и для стопки лент. Все измерения проводились на установке PPMS-9 углами наклона образца относительно магнитного поля в диапазоне от 0 до 90 градусов в полях от –8 до 8 Тл. Температура измерений составляла 5, 10, 20, 30, 50, 65 и 78 К.

По результатам исследования был проведен сравнительный анализ потерь намагниченности одиночной ленты и стопки лент. На рис. 1 представлены графики намагниченности при температу-

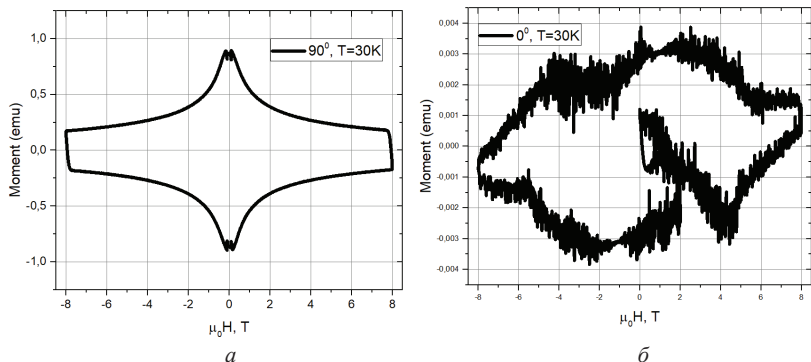


Рис. 1. Графики намагниченности одиночной ВТСП-композиита с различными углами ориентации магнитного поля при температуре 30К:  
 а) угол поворота 90 градусов; б) угол поворота 0 градусов

ре 30 К для ориентации поля параллельно и перпендикулярно оси образца для одиночного образца.

Амплитуда и форма кривых намагничивания ВТСП-лент зависят от направления магнитного поля. Анализ намагниченности одиночных лент показывает, что при низких температурах для ориентации поля, параллельного плоскости композита, помимо малых абсолютных значений, наблюдается сильная зашумленность кривых намагниченности. Этот эффект может быть связан с сильным пиннингом вихрей Абрикосова на плоскостях  $\text{Cu—O}$  в сверхпроводнике, а также поверхностным пиннингом ВТСП-слоя, что приводит к развитию термомагнитных неустойчивостей.

В докладе приводятся результаты эксперимента и предлагается модель для анализа кривой намагниченности композитных ВТСП-лент при различных углах наклона относительно магнитного поля.

*Исследование выполнено в рамках выполнения гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>.*

[1] I. V. Martirosyan, I. K. Mikhailova, S. V. Pokrovskii, *et al. Phys. Atom. Nuclei* **85**, 1691–1700 (2022)

[2] K Yagotintsev *et al* 2020 *Supercond. Sci. Technol.* **33** 085009

[3] K. Choi, J. Han, J.-K. Lee and W. -S. Kim, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **33** (2023)

# Магнитокалорический эффект в переменных магнитных полях

А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*lowtemp@mail.ru*

На основе явления магнитокалорического эффекта можно создавать твердотельные магнитные холодильные машины. Хладагентом таких машин будут служить магнитокалорические материалы. Соответственно, с прикладной точки зрения, магнитокалорические материалы должны обладать определенными свойствами. Основными такими свойствами являются большие величины магнитокалорического эффекта ( $\Delta T_{ad}$  и  $\Delta S_M$ ) в области требуемых температур (для бытовых холодильников это комнатные температуры). Принимая во внимание, что в этих машинах магнитокалорический материал будет подвергаться воздействию переменного магнитного поля, требования к свойствам нужно уточнить: большие величины МКЭ должны наблюдаться в переменных магнитных полях и должны быть стабильными в долговременно приложенных переменных магнитных полях. Также для повышения эффективности и мощности холодильников необходимо, чтобы в материале не наблюдалась сильная зависимость величины адиабатического изменения температуры от частоты магнитного поля. До недавнего времени исследования магнитокалорического эффекта проводились или в постоянных магнитных полях, или при разовых циклах включения магнитного поля. Необходимость проведения исследований МКЭ в переменных магнитных полях привела к созданию различных методов измерения МКЭ в переменных полях, и в последнее время активно проводятся соответствующие исследования.

В настоящей работе проводится обзор современных методов измерения МКЭ в переменных полях, обсуждаются особенности проведения измерений МКЭ в переменных магнитных полях в материалах с фазовыми переходами первого рода, приводится обзор работ по исследованию МКЭ в переменных магнитных полях в различных материалах.

*Исследование выполнено при поддержке госзадания FMSW-2022-0006.*

# Баро- и пьезокалорические эффекты при последовательных фазовых переходах в $(\text{NH}_4)_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$

Е. А. Михалева<sup>1</sup>, В. С. Бондарев<sup>1,2</sup>, М. В. Горев<sup>1,2</sup>, М. С. Молокеев<sup>1,2</sup>,  
Е. В. Богданов<sup>1,3</sup>, А. И. Зайцев<sup>1,2</sup>, И. Н. Флёров<sup>1</sup>

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

*katerina@iph.krasn.ru*

<sup>2</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Институт инженерных систем и энергетики, Красноярский государственный аграрный университет, Красноярск, Россия

Калорические эффекты (КЭ) различной физической природы — одно из популярных направлений современных научных исследований.

В последнее десятилетие постоянно растет число публикаций, посвященных КЭ в твердых телах, в том числе в ферроидных материалах; обсуждаются вопросы, не только связанные с разработкой вариантов практического применения КЭ, но и относящиеся к поиску путей их оптимизации, в частности за счет целенаправленного воздействия на физические свойства, определяющие параметры этих эффектов.

Суть КЭ заключается в обратимых изменениях энтропии или температуры термодинамической системы под воздействием сопряженного внешнего поля в изотермических или адиабатических условиях. Среди всех материалов, подходящих для реализации значительных КЭ, наиболее перспективными являются материалы, испытывающие фазовые переходы, в частности ферроидной и мультиферроидной природы.

Настоящая работа посвящена изучению КЭ в  $(\text{NH}_4)_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$ , испытывающим последовательность фазовых переходов, в том числе в суперионное состояние. Проведены экспериментальные исследования теплоемкости, энтропии, скрытой теплоты, линейного теплового расширения, чувствительности к гидростатическому давлению. На основе анализа фазовых диаграмм температура—

давление и энтропия—температура определены основные параметры баро- и пьезокалорических эффектов и установлена степень их зависимости от размерного фактора: объемный монокристалл → мелкозернистая керамика.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10014, Красноярского краевого фонда науки, <https://rscf.ru/project/23-22-10014/>*

## **Фазовые превращения в магнитном поле в ферритах-гранатах — перспективных высокочастотных магнитокалорических материалах**

Δ. А. Суслов<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>, Δ. А. Карпухин<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>,  
В. Г. Шавров<sup>1</sup>, А. В. Маширов<sup>1</sup>, П. М. Ветошко<sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>,  
В. И. Шеглов<sup>1</sup>, С. В. фон Гратовски<sup>1</sup>, J. Vaasambuu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия

<sup>2</sup>Institute of Physics and Technology Mongolian Academy of Sciences, Ulaan-  
baatar, Mongolia

[victor\\_koledov@mail.ru](mailto:victor_koledov@mail.ru)

Среди функциональных материалов с фазовыми переходами (ФП) в последнее время привлекают значительное внимание диэлектрические материалы, способные проявлять МКЭ на высоких частотах переменного магнитного поля и которые, как предполагают, могут осуществлять термодинамические циклы с очень высокой частотой и удельной мощностью [1]. Наиболее перспективными из них являются редкоземельные ферриты-гранаты. Привлекают внимание составы, демонстрирующие взаимодействующие ФП, в частности точку Кюри 2-го рода (обуславливает прямой МКЭ) и спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) 1-го рода (обратный МКЭ), который есть следствие существования

и взаимодействия в их решетке нескольких магнитных подрешеток (рис. 1) [2]. Недавно была обнаружена новая, ранее предсказанная, так называемая скошенная фаза (рис. 2) [3]. Однако вид этой диаграммы (рис. 2, а) не объяснен теоретически.

Цель данной работы — предложить физическую модель для описания фазовой диаграммы (рис. 2) в координатах температура—поле ( $T-H$ ).

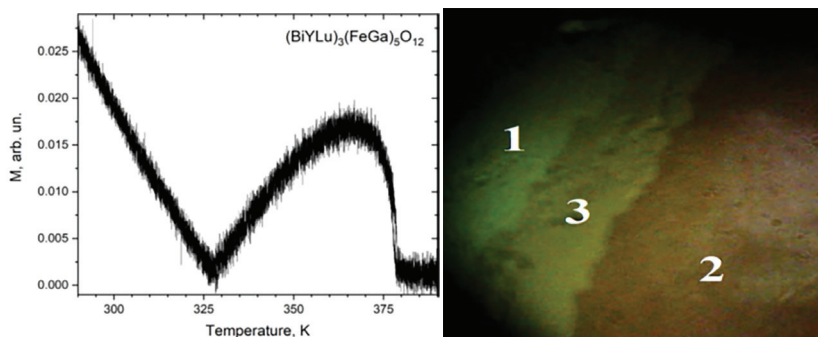


Рис. 1. Магнитные ФП в пленке феррита-граната  $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ : а) магнитные ФП: точка Кюри при 380 К и СПФП при 326 К; б) магнитооптическая микрофотография: обнаружение скошенной фазы вблизи СПФП в пленке феррита-граната  $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ . 1 и 2 — коллинейрные фазы в градиенте температуры, 3 — скошенная фаза [3]

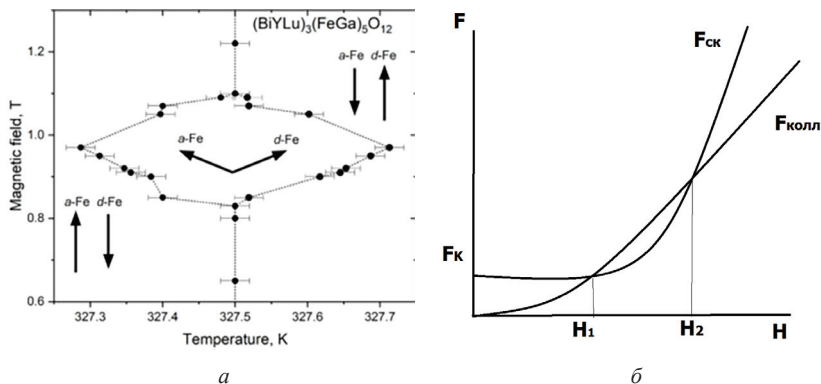


Рис. 2. Фазовая диаграмма вблизи СПФП в пленке феррита-граната  $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ : а) фазовая диаграмма существования неколлинейрной скошенной фазы в координатах  $T-H$  [3]; б) физическая модель ССФП: коллинейрная скошенная фаза, график зависимости свободной энергии фаз в зависимости от поля

Представим свободную энергию  $F$  феррита-граната вблизи ССФП в виде:  $F = F_K + F_{\text{обм}} + F_H$ , где  $F_H$  — зеемановская энергия;  $F_K$  — энергия анизотропии, она проявляется в скошенной фазе,  $F_{\text{обм}}$  — обменная энергия, которая в скошенной фазе связана с квадратом углового отклонения векторов намагниченности  $M$  подрешеток, а в коллинеарной фазе вычисляется с помощью разложения Ландау свободной энергии по  $M$  в точке Кюри  $T_C$ :

$$F_{\text{колл}} = \frac{\alpha_0 (T_0 - T)}{2} M^2 + \frac{\beta}{4} M^4 - MH(t),$$

здесь  $\alpha$  и  $\beta$  — модули 2-го и 4-го порядка. Поскольку магнитная восприимчивость коллинеарной фазы равна при малых  $H$ :

$$\frac{\partial M(T, 0)}{\partial H} = \frac{1}{4\alpha_0 (T - T_0)},$$

а при более сильных полях с учетом члена 4-го порядка имеем  $M \sim \frac{H^{1/3}}{\beta^{1/3}}$ . Получаем, что для коллинеарной

фазы энергия  $F_{\text{колл}} \sim H^2$  при малых полях и возрастает с полем как  $H^{4/3}$  при больших  $H$ . Энергия скошенной фазы  $F_{\text{ск}}$  возрастает как  $H^2$ , но имеет добавочный положительный член  $F_K$ , связанный с анизотропией. Соотношение энергий  $F_{\text{ск}}(H)$  и  $F_{\text{колл}}(H)$  представлено на рис. 2, б. Точки пересечения этих кривых при  $H_1$  и  $H_2$  — это переходы коллинеарная—скошенная—коллинеарная фазы. Таким образом, область существования скошенной фазы:  $H_1 < H < H_2$  ограничена сверху по полю вследствие взаимодействия ФП:  $T_C$  и СПФП.

*Работа выполнена в рамках госзадания, тема № FFWZ-2024-0007.*

[1] Aliev A. M., et al., J. Al. Com.676, 601–605 (2016).

[2] Zvezdin A.K.; Matveev V. M. Sov. Phys. JETP, **35**, 140–145 (1971).

[3] Suslov D. A., Shavrov V. G. et al. Crystals, **13**(9), 1297, (2023).

# Тепловые характеристики композитов металл—графен

Е. А. Корзникова<sup>1,2,3</sup>, А. М. Казаков<sup>1,4</sup>, Г. Ф. Корзникова<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Академия наук Республики Башкортостан, Уфа, Россия

<sup>3</sup>Политехнический институт (филиал) СВФУ в г. Мирном, Мирный, Россия

*elena.a.korznikova@gmail.com*

<sup>4</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

|||||

Композиты металл—графен стали перспективными материалами благодаря своей исключительной теплопроводности, которая имеет решающее значение для эффективного управления теплом в термокалорических устройствах. Недавние исследования показали, что оптимизация ориентации и распределения графена в металлических матрицах может привести к существенному увеличению теплопроводности. Например, выравнивание графеновых хлопьев в металлической матрице значительно улучшает теплопроводные свойства, способствуя эффективной фононной проводимости и повышая общую тепловую эффективность композита [1; 2].

Кроме того, были разработаны методы межфазной инженерии для улучшения теплопроводности границ раздела металл—графен. Применяя химическую функционализацию и обработку поверхности, исследователи добились улучшения теплопереноса через эти границы, что необходимо для максимального повышения эффективности охлаждения в термокалорических приложениях [1; 4].

Инновационные методы изготовления, такие как холодное распыление и моделирование молекулярной динамики, также внесли свой вклад в понимание и оптимизацию этих композитов. Эти методы позволяют точно контролировать микроструктуру, что дает возможность получать композиты с заданными тепловыми свойствами, которые могут быть адаптированы для конкретных термокалорических применений [2; 5].

Интеграция графена в металлические матрицы не только повышает теплопроводность, но и улучшает механические свойства, что





# Влияние атомного упорядочения на магнитные характеристики и фазовую стабильность сплавов Гейслера $\text{Fe}_2\text{CoZ}$ ( $Z = \text{Al}, \text{Ga}, \text{In}, \text{Si}, \text{Ge}, \text{Sn}$ )

А. В. Новокрещенов, В. В. Соколовский

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
mavarleyne.chelgu@ya.ru

Ферромагнитные сплавы Гейслера представляют большой научный интерес в качестве постоянных магнитов, так как обладают высокими показателями магнитных характеристик [1] и более низкой удельной стоимостью по сравнению с используемыми на данный момент редкоземельными соединениями, такими как  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  или  $\text{SmCo}_5$  [2].

Цель данной работы — исследование магнитных свойств и фазовой стабильности группы сплавов Гейслера  $\text{Fe}_2\text{CoZ}$  ( $Z = \text{Al}, \text{Ga}, \text{In}, \text{Si}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) в пяти структурных упорядочениях ( $L2_1$ , XA,  $T^C$ ,  $T^P$ ,  $T^\#$ ). Исследование проведено в рамках ТФП (Теория функционала плотности) с помощью программно-вычислительного пакета VASP (Vienna Ab-initio Simulation Package). В ходе исследования определен комплекс параметров, отвечающих за фазовую стабильность и магнитные характеристики исследуемых соединений. В качестве

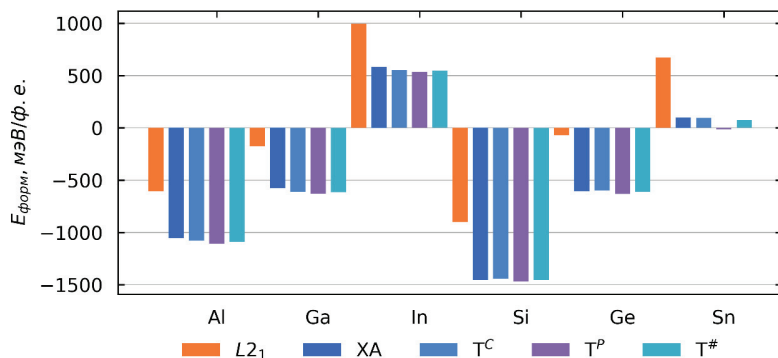


Рис. 1. Распределение энергий формирования

примера на рис. 1 приведено распределение энергий формирования, определенных как разница между энергией основного состояния кристалла целиком и суммы энергий основного состояния атомов по отдельности.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 075-00187-24-00).*

[1] Y-I Matsushita et al. 2017 J. Phys. D: Appl. Phys. **50**095002.

[2] Y. He et al., Adv. Funct. Mater. 2022, **32**, 2107513.

## Структурные, магнитные и электронные свойства четверного сплава Гейслера FeMnVAI

К. Р. Ерагер, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
eragerk@rambler.ru

В последние годы исследования в области спинтроники и связанных с ней материалов стали одним из наиболее интересных и перспективных направлений в физике магнитных явлений, материаловедении и физике конденсированного состояния. С недавнего времени, после открытия полуметалличности в составе NiMnSb [1], сплавы Гейслера востребованы в устройствах спинтроники. Четверные соединения Гейслера  $XX'YZ$  ( $X$ ,  $X'$  и  $Y$  — переходные металлы, а  $Z$  — элемент основной группы) играют важную роль в исследовательской области благодаря своим выдающимся физическим характеристикам, таким как низкое энергопотребление, стабильные полуметаллические и транспортные свойства.

В данной работе расчеты выполнены в рамках теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP [2; 3] в приближении функционала SCAN [4], который, как считается, повышает точность вычислений электронных свойств композиций. Кристаллические структуры были построены на базе 16-атомной

элементарной ячейки с ферро- и ферромагнитным упорядочением магнитных моментов. Геометрическая оптимизация проводилась в рамках ионной релаксации с изменением позиций атомов, формы и объема ячейки. Интегрирование зоны Бриллюэна проводилось на  $\Gamma$ -центрированной  $k$ -сетке с плотностью  $\sim 5500$  точек на атом обратной решетки. Энергия обрезания плоских волн составляла 470 эВ, а параметр сходимости составлял  $10^{-7}$  эВ/атом.

По полученным данным, рассматриваемый сплав обладает отрицательной энергией формирования, что указывает на стабильность к распаду на составные элементы и механическую устойчивость. Значение магнитного момента предсказывается целочисленным, что удовлетворяет правилу Слейтера — Полинга и является первым критерием полуметалличности соединения. Что касается структурных свойств, стоит отметить, что кристаллическая решетка является кубической со степенью тетрагональности  $c/a = 1$ . Результаты расчетов электронных свойств подтверждают полуметаллическую природу данной кристаллической структуры, демонстрируя энергетическую щель в канале «спин вниз». Степень спиновой поляризации составляет 100 %, что также указывает на полуметалличность. Зонная структура, приведенная на рис. 1, подтверждает полученные результаты и демонстрирует энергетическую щель в «спин вниз» канале  $\sim 0,77$  эВ на уровне Ферми, а также имеет металлическое поведение в канале «спин вверх», что соответствует полуметаллу  $I_B$  типа по классификации [5]. Также нами были рассчитаны зависимости энергии и магнитного момента от параметра решетки рассматриваемого сплава. Из полученных данных следует, что для структуры характерно наличие двух минимумов:

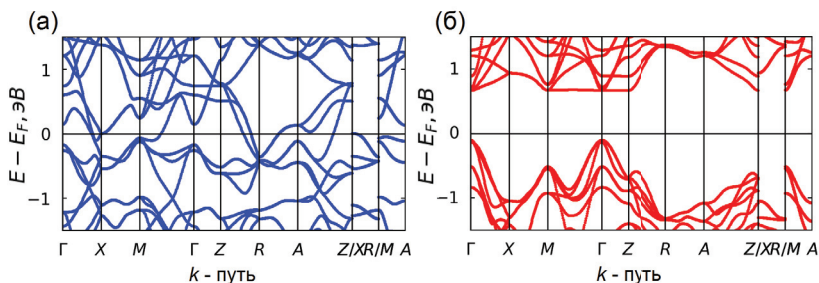


Рис. 1. Зонная структура кристаллической решетки сплава FeMnVAI: а) область «спин вверх»; б) область «спин вниз»

глобального (низкомагнитное состояние, LMS) при параметре решетки  $a = 5,69 \text{ \AA}$  и локального (высокомагнитное состояние, HMS) при параметре решетки  $a = 5,92 \text{ \AA}$  с энергетической разницей между ними  $\sim 46,09 \text{ мэВ/атом}$ . Так как минимум с меньшим магнитным моментом соответствует полуметаллическому состоянию, а минимум с высоким магнитным моментом — металлическому, это можно использовать для разработки настраиваемых спинтронных устройств с переключаемым поведением полуметалл—металл, и возможностью их дальнейшего применения в качестве спиновых фильтров, датчиков, переключателей и логических вентиляей.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 22-12-20032.*

[1] De Groot R. A., Mueller F. M., van Engen P. G., Buschow K. H. J. // Phys. Rev. Lett. V. **50**, 2024 (1983).

[2] Kresse G., Furthmüller J. // Phys. Rev. B. V. **54**, 11169 (1996).

[3] Kresse G., Joubert D. // Phys. Rev. B. V. **59**, 1758 (1999).

[4] Sun J., Ruzsinszky A., Perdew J. P. // Phys. Rev. B. V. **115**, 036402 (2015).

[5] Felser C., Fecher G. H., Balke B. // Angew. Chem. Int. Ed. V. **46**, 668 (2007).

## Неоднородное растяжение углеродных нанопружин

А. В. Савин<sup>1</sup>, С. В. Дмитриев<sup>2</sup>, Е. А. Корзникова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия  
[dmitriev.sergey.v@gmail.com](mailto:dmitriev.sergey.v@gmail.com)

<sup>2</sup> Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия  
[dmitriev.sergey.v@gmail.com](mailto:dmitriev.sergey.v@gmail.com)

<sup>3</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
[elena.a.korznikova@gmail.com](mailto:elena.a.korznikova@gmail.com)

Хиральные структуры можно обнаружить на всех пространственных масштабах, от нанометра до макроскопических. Хираль-

ный объект не может быть совмещен со своим зеркальным отражением с помощью операций вращения и переноса. Хорошо известны хиральные молекулы ДНК, которые демонстрируют неоднородную деформацию при растяжении, разбиваясь на домены с сильно и слабо растянутыми фрагментами. Это явление получило свое объяснение в работе [1], где было показано, что отдельный структурный элемент молекулы демонстрирует невыпуклую зависимость потенциальной энергии от деформации.

В представленной работе проведено атомистическое моделирование хиральных углеродных молекул при растяжении [2]. Рассмотрены два типа молекул: гелицен в форме геликоида и *l*-кекулен в форме спиральной графеновой наноленты. Молекулы демонстрируют большие обратимые деформации до 200–500 %. Показано, что некоторые молекулы растягиваются неоднородно, так что в определенном диапазоне относительного удлинения наблюдаются домены с малой и большой деформацией растяжения. Более того, в этом диапазоне удлинений растяжение происходит при постоянном растягивающем усилии. Такое поведение объясняется, как и для молекул ДНК, тем, что потенциальная энергия однородно растянутых молекул как функция удлинения является невыпуклой. Когда ограничение на однородное растяжение не накладывается, система следует касательной к невыпуклой кривой. Представленные результаты демонстрируют возможность создания графеновых нанопружин, которые деформируются в широком диапазоне деформаций при постоянном растягивающем усилии.

*Работа поддержана РФФ, проект № 24-11-00139.*

[1] A. V. Savin, I. P. Kikot, M. A. Mazo, A. V. Onufriev, Two-phase stretching of molecular chains, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110**, 2816–2821 (2013).

[2] A. V. Savin, S. V. Dmitriev, Inhomogeneous elastic stretching of carbon nanosprings, Comp. Mater. Sci. **244**, 113254 (2024).

# Кристаллогеометрический анализ планарных сверхструктурных дефектов в сплавах Гейслера

С. В. Дмитриев<sup>1</sup>, Е. А. Корзникова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия  
*dmitriev.sergey.v@gmail.com*

<sup>2</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
*elena.a.korznikova@gmail.com*

Среди тройных сплавов особое место занимает семейство сплавов Гейслера, которые обычно определяются как тройные интерметаллидные соединения стехиометрического состава  $X_2YZ$  со сверхструктурой  $L2_1$  на основе ОЦК-решетки. На физико-механические свойства сплавов Гейслера большое влияние оказывают планарные сверхструктурные дефекты (ПСД). Используя аналитические подходы, разработанные в [1; 2], проведён анализ структуры и энергии ПСД в сплавах Гейслера. Использован подход, основанный на анализе трансляционной и точечной симметрии структуры сплава и суммировании парных межатомных связей, пересекаемых плоскостью дефекта.

Установлено, что сплавы Гейслера допускают только два типа ПСД, а именно консервативные и неконсервативные антифазные границы, получаемые смещением одного полукристалла относительно другого на вектор решетки, параллельный и непараллельный плоскости дефекта соответственно. Преобразования точечной симметрии не создают новых ПСД. Получены аналитические выражения для расчета энергии сублимации и энергии произвольного ПСД в предположении парных межатомных взаимодействий, пренебрегая тетрагональностью сплава и релаксацией атомов из-за разницы в атомных радиусах компонентов. Получено выражение для нахождения всех возможных плоскостей залегания консервативных антифазных границ. В любой плоскости может быть не более трех ПСД с разной энергией.

Представленные результаты полезны для анализа систем скольжения и классификации возможных ПСД в упорядоченных сплавах

Гейслера. Разработанный подход применим к любому упорядоченному сплаву.

*Работа поддержана РФФ, проект № 24-11-00139.*

[1] A. R. Khalikov, M. D. Starostenkov, E. A. Korznikova, E. A. Sharapov, S. V. Dmitriev, Structure and energy of planar superstructure defects in  $X_2YZ$  Heusler alloys, *Intermetallics* **137**, 107276 (2021).

[2] A. R. Khalikov, E. A. Korznikova, A. A. Kudreyko, Y. V. Bebikhov, S. V. Dmitriev, Planar superstructure defects in ordered alloys with  $L1_0$  structure, *Metals and Materials International* **29**, 1712–1722 (2023).

## Моделирование динамики магнитокалорического эффекта в сплавах $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{12}Cu_1$ и $LaFe_{11.7}Si_{1.3}$ в рамках релаксационной модели

П. А. Игошев<sup>1</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
*igoshev\_pa@imp.uran.ru*

Теория Ландау широко и успешно применяется для описания магнитных свойств магнитных материалов, демонстрирующих значительный магнитокалорический эффект. Однако эффекты гистерезиса, а также динамический отклик магнитных материалов до сих пор не получили должного объяснения. В настоящей работе рассматривается динамическое расширение теории Ландау для исследования релаксации намагниченности  $m(t)$  в переменном магнитном на основании релаксационного уравнения  $dm/dt = -\Gamma \partial F / \partial m$  [1], где  $F(m, h)$  — функционал свободной энергии, а также обобщения этого уравнения:  $A d^2m/dt^2 + dm/dt = -\Gamma \partial F / \partial m$ , где  $A$  — коэффициент пропорциональный эффективной «массе» фазовых границ.



Предполагается, что внешнее магнитное поле имеет участки линейного роста, а также синусоидальную зависимость.

Теория применяется для вычисления характеристик магнитокалорического эффекта, в частности изменения энтропии  $\Delta S(t) = S_h(t) - S_0$  как функции времени, где  $S_0$  — энтропия образца в отсутствие магнитного поля;  $S_h(t)$  — энтропия образца в магнитном поле в момент времени  $t$ .

Обсуждаются применения теории к сплавам  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12}\text{Cu}_1$  и  $\text{LaFe}_{11,7}\text{Si}_{1,3}$ .

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-43-00156, <https://rscf.ru/project/24-43-00156/>.*

[1] R. M. Costa et al, J. Phys. D: Appl. Phys. 56 155001 (2023).

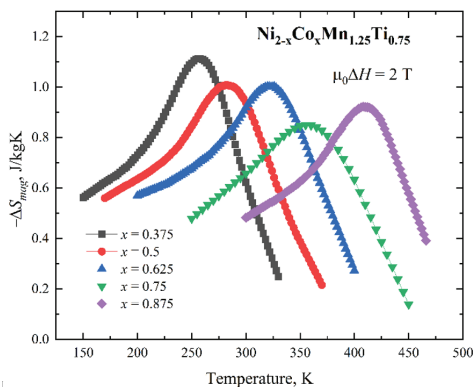
## Магнитокалорический эффект в сплавах $\text{Ni}_{2-x}\text{Co}_x\text{Mn}_{1,25}\text{Ti}_{0,75}$ , претерпевающих фазовый переход 2-го рода

В. В. Соколовский, М. В. Матюнина, Р. Р. Гарипов,  
В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
vsokolovsky84@mail.ru

В данной работе исследовано влияние добавки Co на магнитные и магнитокалорические свойства сплавов Гейслера  $\text{Ni}_{2-x}\text{Co}_x\text{Mn}_{1,25}\text{Ti}_{0,75}$  с магнитным фазовым переходом 2-го рода в рамках моделирования с помощью теории функционала плотности и метода Монте-Карло (МК). Показано, что основным магнитным состоянием в кубической аустенитной фазе является ферромагнитное упорядочение. Увеличение концентрации Co приводит к уменьшению значения равновесного параметра решетки и усилению ферромагнитного обменного взаимодействия между Mn, Ni и Co. Как следствие, наблюдается рост температуры Кюри  $c \approx 250$  до 395 К при изменении содержания Co в интервале  $0,375 \leq x \leq 0,875$ .

С помощью набора обменных интегралов и гамильтониана Гейзенберга методом МК промоделировано температурное поведение намагниченности и магнитокалорического эффекта (МКЭ) ( $\Delta S_{mag}$ ) при изменении магнитного поля от 0 до 2 Тл (рис. 1).



Температурные зависимости  $\Delta S_{mag}$  для серии сплавов  $Ni_{2-x}Co_xMn_{1.25}Ti_{0.75}$  при изменении магнитного поля от 0 до 2 Тл

Для каждого из составов величина  $\Delta S_{mag}$  близка к 1 Дж/кг·К, наибольший эффект (1,11 Дж/кг·К) наблюдается для состава  $Ni_{1.625}Co_{0.375}Mn_{1.25}Ti_{0.75}$  при температуре  $\approx 255$  К, тогда как в  $Ni_{1.5}Co_{0.5}Mn_{1.25}Ti_{0.75}$  и  $Ni_{1.375}Co_{0.625}Mn_{1.25}Ti_{0.75}$  МКЭ величиной 1,05 Дж/кг·К проявляется в окрестностях комнатной температуры.

В целом представленные результаты качественно и количественно воспроизводят экспериментальные данные для сплавов Ni—Co—Mn—Ti, близких по составу [1].

*Работа выполнена при поддержке фонда РФФ № 24-12-20016.*

[1] F. Zhang et al., J. Alloys Compd. **906**, 164337 (2022).

# Термоэлектрические свойства сплавов Гейслера $X_2\text{CsBi}$ ( $X = \text{Li}, \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}$ ) как перспектива для использования в устройствах охлаждения на основе эффекта Пельтье

В. Д. Бучельников<sup>1</sup>, В. В. Соколовский<sup>1,2</sup>, М. В. Матюнина<sup>1</sup>,  
А. А. Ененко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия  
*buche@csu.ru*

<sup>2</sup> НИТУ «МИСиС», Москва, Россия  
*vsokolovsky84@mail.ru*

В данной работе исследованы термоэлектрические свойства сплавов Гейслера  $X_2\text{CsBi}$  ( $X = \text{Li}, \text{Na}, \text{K}$  и  $\text{Rb}$ ) с помощью программного пакета AICON2, который использует теорию функционала плотности, интегрированную в программный пакет VASP для вычисления электронных свойств и программу PHONOPY для вычисления фоновых свойств. Расчеты проведены с помощью функционала SCAN. Для всех исследуемых соединений получены низкие значения решеточной теплопроводности  $\lambda_{lat}$ , которые практически во всем температурном диапазоне принимают низкие значения, меньшие чем 1 Вт/м·К. Для  $\text{Li}_2\text{CsBi}$ ,  $\text{Na}_2\text{CsBi}$ ,  $\text{K}_2\text{CsBi}$ , и  $\text{Rb}_2\text{CsBi}$  значения  $\lambda_{lat}$  при комнатной температуре составляют 1,12, 0,25, 0,32 и 0,21 Вт/м·К соответственно. Показано, что термоэлектрическая добротность  $ZT$  при комнатной температуре составляет 0,21, 0,28 и 0,72 для  $\text{Li}_2\text{CsBi}$ ,  $\text{Na}_2\text{CsBi}$  и  $\text{Rb}_2\text{CsBi}$  при соответствующем легировании носителями  $p$ -типа (дырки). Для  $\text{K}_2\text{CsBi}$   $ZT$  при комнатной температуре равна 0,14 при легировании сплава электронами ( $n$ -типа). Большие значения термоэлектрической эффективности делают эти сплавы перспективными материалами для термоэлектрических приложений при комнатных температурах. Различие термоэлектрической добротности данных сплавов при легировании носителями  $n$ - и  $p$ -типа может быть использовано при создании охлаждающих устройств на основе эффекта Пельтье.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 22-12-20032.*

## Содержание

<i>Маширов А. В., Колесов К. А., Мусабилов И. И., Шавров В. Г.</i> Рабочие параметры прототипа магнитокалорической однокаскадной криогенной рефрижераторной установки . . . . .	3
<i>Самигуллина А. И., Шарафуллин И. Ф., Дьер Н. Т.</i> Спиновые волны и фазовые переходы в фрустрированной ферромагнитной плёнке с анизотропией типа «лёгкая плоскость» . . . . .	4
<i>Нугуманов Р. Р., Магадеев Е. Б., Шарафуллин И. Ф.</i> Вихреподобные магнитные структуры в перфорированных двухслойных плёнках . . . . .	6
<i>Кузнецов А. С., Маширов А. В., Мусабилов И. И., Митюк В. И., Кошелев А. В., Колесов К. А., Коледов В. В., Шавров В. Г.</i> Электросопротивление и метамагнитный фазовый переход в бинарном полуметаллическом соединении $Mn_5Si_3$ . . . . .	9
<i>Салихов Р. Б., Юмалин Т. Т.</i> Тонкопленочные фоторезистивные структуры на основе многофункциональных полимерных соединений . . . . .	11
<i>Колесов К. А., Маширов А. В., Кузнецов А. С., Коледов В. В., Шавров В. Г.</i> Влияние индиевого термоинтерфейса на процесс теплопередачи в механическом тепловом ключе для магнитного охлаждения . . . . .	15
<i>Филиппов М. А., Вахитов Р. В., Ахметова А. А., Солонецкий Р. В.</i> Устойчивые состояния вихреподобных неоднородностей в ультратонких плёнках с пространственно модулированными параметрами . . . . .	16
<i>Ульянов М. Н., Коваленко Л. Ю., Агеев К. А., Ярошенко Ф. А., Луницкая Ю. А.</i> Термолиз гидроантимонатов тербия $Tb_xH_{2-3x}Sb_2O_6 \cdot nH_2O$ со структурой типа пирохлора . . . . .	18
<i>Вахитов Р. М., Ильясова Г. Ф., Солонецкий Р. В.</i> Вихреподобные образования в неоднородных ферромагнитных плёнках	20
<i>Ульянов М. Н., Ярошенко Ф. А., Луницкая Ю. А.</i> Магнитокалорические свойства гидроантимонатов тербия . . . . .	22
<i>Екомасов Е. Г., Антонов Г. И., Фасхутдинов Р. А., Кудашев В. С.</i> Нелинейная динамика связанных магнитных вихрей с разным значением полярности в трехслойных СТНО . . . . .	24
<i>Юсупов Д. М., Амиров А. А., Каманцев А. П., Алиев А. М., Комлев А. С., Колющенко М. А.</i> Мультикалорический эффект в $Fe_{48}Rh_{52}$ . . . . .	25

<i>Ибрагимова А. Р., Вахитов Р. М., Солонецкий Р. В.</i> Влияние электрического поля на структуру и свойства доменных границ в одноосных плёнках . . . . .	26
<i>Кабанов Д. К., Екомасов Е. Г., Хасанов А. Д.</i> Динамика доменной границы в мультислойных ферромагнитных структурах с учётом возбуждения локализованных магнитных колебаний . . . . .	28
<i>Нугуманов А. Г., Юлдашева А. Р., Шарафуллин И. Ф.</i> Нуклеация и переключение скирмионов под действием упругих деформаций и магнитного поля . . . . .	30
<i>Панченко Е. Ю., Тохметова А. Б., Курлевская И. Д., Ефтифеева А. С., Янушоните Э. И., Суриков Н. Ю., Тимофеева Е. Е.</i> Закономерности проявления эластокалорического эффекта в сплавах NiFeGa(B), полученных методом направленной кристаллизации . . . . .	32
<i>Опейми А., Иржак А., Коледов В.</i> Микроактуатор на основе сплава $Ti_2NiCu$ с обратимой геликаидальной деформацией . . . . .	35
<i>Курлевская И. Д., Тохметова А. Б., Панченко Е. Ю.</i> Эластокалорический эффект в поликристаллах сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ , легированных бором . . . . .	37
<i>Абдрахманов Д. И., Нурматов К. Дж., Шарафуллин И. Ф.</i> Влияние микроструктурного дефекта на локализацию скирмионов в магнитных плёнках . . . . .	39
<i>Романов С. Р., Коледов В. В., Карцев А. И., Прокунин А. В., Русаков Е. Д.</i> Исследование быстрого действия микроинструмента для обработки нанообъектов резанием . . . . .	42
<i>Богданов Е. В., Горев М. В., Флёров И. Н.</i> Влияние химического давления на барокалорическую эффективность комплексных фторидов и оксифторидов . . . . .	45
<i>Пашенькин И. Ю., Полушкин Н. И., Скуратов В. А., Курляндская Г. В., Кудюков Е. В., Фраерман А. А., Сапожников М. В.</i> Усиление магнитных и магнитокалорических свойств тонких плёнок упорядоченного сплава $Fe_{60}Al_{40}$ , облучаемых быстрыми тяжёлыми ионами . . . . .	48
<i>Кузнецов Д. Д., Кузнецова Е. И., Коледов В. В., Мусабилов И. И., Шавров В. Г.</i> Микроструктура и свойства нестехиометрического сплава Гейслера системы Ni-Mn-In . . . . .	50
<i>Альмухаметов Р. Ф., Давлетишина А. Д., Астанин В. В., Ахметгалиев Б. М.</i> Структурные особенности сульфида $Cu_3NaS_2$ . . . . .	51

<b>Емельянова С. М., Марченкова Е. Б., Марченков В. В.</b> Эффект Холла в магнитокалорических сплавах Гейслера на основе системы Ni-Mn-Sb, легированных алюминием . . . . .	52
<b>Федяева М. А., Лепешкин С. В., Оганов А. Р.</b> Исследование структуры и стабильности В-С кластеров. . . . .	54
<b>Князев М. И., Аникин М. С., Тарасов Е. Н., Султанов А. С., Говорина В. В., Сёмкин М. А., Зинин А. В.</b> Магнитные свойства и магнитокалорический эффект соединений $R((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$ , где R = Gd, Ho, Er . . . . .	55
<b>Ковалев О. Е., Вальков В. И., Головчан А. В., Грибанов И. Ф., Митюк В. И.</b> Магнитокалорика закалённых образцов $Mn_{0.89}Cr_{0.1}NiGe$ в рамках модели размытых структурных переходов 1-го рода ( $P6_3/mmc$ ) $\leftrightarrow$ ( $Pnma$ ) . . . . .	58
<b>Свалов А. В., Незнахин Д. С., Архипов А. В., Андреев С. В., Русалина А. С., Пасынкова А. А., Курляндская Г. В.</b> Магнитокалорические свойства высокоэнтропийного сплава GdTbDyHoEr: сплав, быстросокалённые ленты, порошки . . . . .	60
<b>Прокунин А. В., Коледов В. В., Орлов А. П., Лузанов В. А., Мусабилов И. И.</b> Коаксиальные иглы как основа для управления микро- и наноустройствами с эффектом памяти формы . . . . .	62
<b>Мусабилов И. И., Гайфуллин Р. Ю., Кирилук К. К., Афоничев Д. Д., Нагимов М. И., Калашиников В. С., Алиев А. М., Таскаев С. В., Мулюков Р. Р.</b> Формирование в сплавах системы Ni-Mn-Ga микроструктуры, обеспечивающей повышенную термостабильность механические свойств . . . . .	64
<b>Каманцев А. П., Морозов Е. В.</b> Современные термоэлектрические преобразователи и термокинетическая ЭДС в лентах с эффектом памяти формы . . . . .	65
<b>Павлухина О. О., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</b> Исследование электронной структуры, магнитных и калорических свойств сплавов $FeRhPb_{1-x}Sn_x$ . . . . .	68
<b>Луницкая Ю. А., Голованова А. И., Саунина С. И., Ульянов М. Н.</b> Влияние модифицирующих добавок в составе флюса на структуру и свойства металла сварного шва . . . . .	69
<b>Оризулевич М. А., Утарбекова М. В., Таскаев С. В.</b> Влияние сильной пластической деформации на магнитные свойства эрбия и гольмия . . . . .	71
<b>Лазарева А., Чичков М., Иржак А., Коледов В.</b> Устройство на основе сплава с ЭПФ для контролируемой деформации 1 и 2D наночастиц . . . . .	74



**Карпухин Д. А., Морозов Е. В., Коледов В. В., Шавров В. Г., Мусабилов И. И., Гайфуллин Р. Ю., Алиев А. М., Гамзатов А. Г., Абдулкадирова Н. З., Таскаев С. В.**

Динамика свойств сплава Гейслера  $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{5,6}V_{0,5}$  вблизи фазовых превращений. . . . . 105

**Коледов В. В., Суслов Д. А., Шавров В. Г., Каманцев А. П., Маширов А. В., Колесов К. А., Бычков И. В., Кузьмин Д. А.**

Постоянные магниты для магнитокалорических охлаждающих систем на основе высокотемпературных сверхпроводников . . . . . 107

**Абдулкадирова Н. З., Гамзатов А. Г., Алиев А. М., Ф. Ну, J. Wang**

Деградация магнитокалорического эффекта в сплавах  $La_{1-x}Pr_xFe_{13,7}Si_{1,3}(H_0)$  в циклических магнитных полях . . . . . 110

**Гамзатов А. Г., Алиев А. М., К. Qiao, F. Ну**

Стабилизация адиабатического изменения температуры в сплаве  $Fe_{50}Rh_{50}$  в циклических магнитных полях . . . . . 111

**Кирилюк К. К., Афоничев Д. Д., Галеев Р. М., Гайфуллин Р. Ю., Мусабилов И. И.**

Исследование микроструктуры сплава Гейслера  $Ni_{56,4}Mn_{14,8}Ga_{25,7}Si_{3,1}$  в различных структурных состояниях . . . . . 113

**Гамзатов А. Г., Алиева М. Д., F. Ну**

Взаимосвязь электросопротивления и изменения магнитной энтропии в сплавах  $La(Fe_{1-x}Co_x)_{11,9}Si_{1,1}$  . . . . . 115

**Кадырбардыев А. Т., Гамзатов А. Г., Алиев А. М., К. Qiao**

Исследование влияния частоты циклического магнитного поля на величину и стабильность прямого и обратного магнитокалорического эффекта в сплаве  $Ni_{36,5}Co_{13,5}Mn_{35}Ti_{15}$  . . . . . 117

**Шавров В. Г., Карпухин Д. А., Кузнецов Д. Д., Морозов Е. В., Коледов В. В., Кошкидько Ю. С., Дильмиева Э. Т., Романов С. Р., Мусабилов И. И., Гайфуллин Р. Ю., Алиев А. М., Гамзатов А. Г., Абдулкадирова Н. З.,**

**Калашиников В. С., Несоленов А. В., фон Граатовски С. В., Таскаев С. В.**

Фазовые превращения и магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера семейства  $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$  . . . . . 120

**Гайфуллин Р. Ю., Савушкин И. С., Кирилюк К. К., Афоничев Д. Д., Нагимов М. И., Мусабилов И. И.**

Влияниековки на микроструктуру сплава  $Ni_{48}Mn_{38}In_{14}$  . . . . . 122

**Морозов Е. В., Карпухин Д. А., Коледов В. В., Шавров В. Г., Алиев А. М., Гамзатов А. Г.**

Теоретический подход к изучению кинетики фазовых переходов в сплавах семейства Гейслера вида  $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$  вблизи фазовых превращений . . . . . 124



<i>Кошкидько Ю. С., Каманцев А. П., Дильмиева Э. Т., Мусабиров И. И., С. Salazar Mejia, J. Swik, Гамзатов А. Г., Коледов В. В., Шавров В. Г.</i> Магнитоструктурный переход и магнитокалорический эффект сплавов Гейслера в высоких магнитных полях . . . . .	127
<i>Моисеев Д. М., Соколовский В. В., Байгутлин Д. Р.</i> Прогнозирование механических характеристик сплавов Гейслера с помощью технологий машинного обучения . . . . .	128
<i>Матюнина М. В., Байгутлин Д. Р., Загрербин М. А., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</i> Термоэлектрические свойства двойного полусплава Гейслера $Ti_2MnNiSi_2$ . . . . .	130
<i>Белова О. В., Колесов К. А., Маширов А. В.</i> Время холодильных циклов криогенных магнитных рефрижераторов	132
<i>Бородако К. А., Бондарев Н. Н., Коледов В. В., Шеляков А. В.</i> Функциональные свойства холоднокатаных быстрозакаленных лент из сплава $TiNiCu$ с памятью формы . . . . .	134
<i>Веселова С. В., Мартиросян И. В., Батулин Р. Г., Ерыков П. М., Покровский С. В.</i> Анизотропия магнитных свойств одиночных ВТСП-композигов и стопок ВТСП-лент с различными углами распределения линий магнитного поля. . . . .	137
<i>Алиев А. М., Гамзатов А. Г.</i> Магнитокалорический эффект в переменных магнитных полях . . . . .	139
<i>Михалева Е. А., Бондарев В. С., Горев М. В., Молокеев М. С., Богданов Е. В., Зайцев А. И., Флёров И. Н.</i> Баро- и пьезокалорические эффекты при последовательных фазовых переходах в $(NH_4)_3H(SO_4)_2$ . . . . .	140
<i>Суслов Д. А., Морозов Е. В., Карпунин Д. А., Коледов В. В., Шавров В. Г., Маширов А. В., Ветошко П. М., Колесов К. А., Щеглов В. И., фон Гратовски С. В., Vaasambui J.</i> Фазовые превращения в магнитном поле в ферритах-гранатах — перспективных высокочастотных магнитокалорических материалах . .	141
<i>Корзникова Е. А., Казаков А. М., Корзникова Г. Ф.</i> Тепловые характеристики композитов металл—графен . . . . .	144
<i>Новокрещенов Д. В., Соколовский В. В.</i> Влияние атомного упорядочения на магнитные характеристики и фазовую стабильность сплавов Гейслера $Fe_2CoZ$ ( $Z = Al, Ga, In, Si, Ge, Sn$ ) . . . . .	146

<i>Ерагер К. Р., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</i> Структурные, магнитные и электронные свойства четверного сплава Гейслера FeMnVA1. . . . .	147
<i>Савин А. В., Дмитриев С. В., Корзникова Е. А.</i> Неоднородное растяжение углеродных нанопружин . . . . .	149
<i>Дмитриев С. В., Корзникова Е. А.</i> Кристаллогеометрический анализ планарных сверхструктурных дефектов в сплавах Гейслера . . . . .	151
<i>Игошев П. А., Гамзатов А. Г.</i> Моделирование динамики магнитокалорического эффекта в сплавах $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{12}Cu_1$ и $LaFe_{11.7}Si_{1.3}$ в рамках релаксационной модели . . . . .	152
<i>Соколовский В. В., Матюнина М. В., Гарипов Р. Р., Бучельников В. Д.</i> Магнитокалорический эффект в сплавах $Ni_{2-x}Co_xMn_{1.25}Ti_{0.75}$ , претерпевающих фазовый переход 2-го рода . . . . .	153
<i>Бучельников В. Д., Соколовский В. В., Матюнина М. В., Ененко А. А.</i> Термоэлектрические свойства сплавов Гейслера $X_2CsBi$ ( $X = Li, Na, K, Rb$ ) как перспектива для использования в устройствах охлаждения на основе эффекта Пельтье . . . . .	155

*Научное издание*

**ДНИ КАЛОРИКИ В БАШКОРТОСТАНЕ:  
функциональные материалы и их приложения**

*Сборник тезисов Пятого научного семинара  
16–20 сентября 2024 года  
с. Новоабзаково, Башкортостан, Россия*

Корректурa и вёрстка *М. В. Трифионовой, С. В. Ястребовой*  
Дизайнер обложки *Г. Т. Шабанов*

Подписано в печать 11.09.24. Формат 60×84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Усл. печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 8,0.  
Тираж 500 экз. Заказ 358

Челябинский государственный университет  
454001, Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129

Отпечатано в издательстве Челябинского государственного университета  
454021, Челябинск, ул. Молодогвардейцев, 57б