Челябинский государственный университет Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН Институт физики имени Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН

# ДНИ КАЛОРИКИ В ЧЕЛЯБИНСКЕ: функциональные материалы и их приложения

Сборник тезисов Шестого международного научного семинара

> 26–30 мая 2025 года Челябинск — Кыштым, Челябинская область, Россия

Челябинск Издательство Челябинского государственного университета 2025

#### Организационный комитет семинара

Сопредседатели С. В. Таскаев, Челябинск, Россия В. В. Коледов, Москва, Россия А. М. Алиев, Махачкала, Россия

#### Секретарь М. В. Матюнина, Челябинск, Россия

В. Д. Бучельников, Челябинск, Россия (зам. председателя);
А. Б. Батдалов, Махачкала, Россия; И. В. Бычков, Челябинск, Россия;
А. Г. Гамзатов, Махачкала, Россия; М. А. Загребин, Челябинск, Россия;
А. П. Каманцев, Москва, Россия; В. В. Марченков, Екатеринбург, Россия;
И. И. Мусабиров, Уфа, Россия; В. В. Соколовский, Челябинск, Россия;
В. В. Ховайло, Москва, Россия; И. Ф. Шарафуллин, Уфа, Россия

Ответственный за выпуск М. А. Загребин

Дни калорики в Челябинске: функциональные материалы и их Д548 приложения : сб. тез. Шестого междунар. науч. семинара (26–30 мая 2025 г., Челябинск — Кыштым, Челябинская область, Россия). Челябинск : Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2025. 119 с.

ISBN 978-5-7271-2069-9

Тезисы охватывают исследования калорических и мультифункциональных 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 мультифункциональных 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 Ж3я431

© Челябинский государственный

ISBN 978-5-7271-2069-9

 Челябинский государственный университет, 2025

#### Фазовые переходы и устойчивость скирмионной решётки в магнитных и магнитоэлектрических плёнках с дефектами

<u> Л. И. Абдрахманов</u><sup>1</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>2</sup>

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия <sup>1</sup>dron.boiko@mail.ru <sup>2</sup>sharafullinif@yandex.ru

Изучение неоднородных спиновых структур, таких как магнитные вихри или скирмионы в пленках с магнитным или ферроэлектричским дальним порядком или систем, сочетающих в себе оба типа упорядочения, стало центральным направлением физики конденсированного состояния [1; 2]. Разработка контролируемого метода зарождения топологически защищенных спиновых вихрей или фазы скирмиона является актуальной задачей спинтроники. Скирмионы и даже фаза решетки скирмиона могут зарождаться при наличии естественных дефектов материала, а дефекты также могут служить центром закрепления или пиннинга скирмионов [3–5].

В данной работе предложен метод локализации скирмионов в магнитоэлектрической пленке, которые стабилизируются ферромагнитным обменом, взаимодействием Дзялошинского — Мория, внешним магнитным полем, магнитоэлектрическим взаимодействием и немагнитным дефектом. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет следующий вид

$$H = H_{def} + H_{wd} + H_{int}$$

Здесь мы предполагаем, что  $H_{def}$  характеризует гамильтониан ферроэлектрической подсистемы со структурным дефектом,  $H_{wd}$  определяет основные взаимодействия ферромагнитной подсистемы,  $H_{int}$  определяет интерфейсное магнитоэлектрическое взаимодействие и вклад внешнего магнитного поля.

Наличие структурного дефекта в виде отверстия в первом ферроэлектрическом слое приводит к весьма интересному эффекту для второго монослоя, который имеет очевидные перспективы практического применения, поскольку решает актуальную задачу локализации скирмионов в определенных точках. Именно дефект позволяет локализовать скирмионы во втором слое в области непосредственно под дефектом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-29-00702)

[1] D. I. Khomskii, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 306, 1–8, (2006).

[2] Ge, Y., Rothörl, J., Brems, M. A., Kerber, N., Gruber, R., Dohi, T., & Virnau, P, Communications Physics, 6(1), 30, (2023).

[3] Fallon, K., Hughes, S., Zeissler, K., Legrand, W., Ajejas, F., Maccariello, D., ... & McVitie, S., 16(13), 1907450, (2020).

[4] Gong, X., Jing, K. Y., Lu, J., & Wang, X. R., Physical Review B, 105(9), 094437, (2022).

[5] Hanneken, C., Kubetzka, A., Von Bergmann, K., & Wiesendanger, R., New Journal of Physics, 18(5), 055009, (2016).

#### Прямые измерения адиабатического изменения температуры сплава La<sub>0.7</sub>Ce<sub>0.3</sub>Fe<sub>11.45</sub>Mn<sub>0.2</sub>Si<sub>1.35</sub> в циклических магнитных полях

<u>H. З. Абдулкадирова</u><sup>1</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>1</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, Y. Li<sup>2</sup>, J. Wang<sup>2</sup>, F. Hu<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, CAS, 100190, Beijing, China

Известно, что в магнитных холодильниках магнитный материал будет подвергаться длительному циклическому воздействию магнитного поля. Поэтому исследования МКЭ в циклических магнитных полях в последние годы представляют повышенный интерес. В настоящем исследовании представлены результаты прямых измерений адиабатического изменения температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) сплава La<sub>0.7</sub>Ce<sub>0.3</sub>Fe<sub>11.45</sub>Mn<sub>0.2</sub>Si<sub>1.35</sub> в циклических магнитных полях 1.8 Тл (с f = 0.2 Гц) и 1.2 Тл (с f = 1; 5; 10; 20 Гц). Результаты исследования

приведены на рис. 1. В магнитном поле 1.8 Тл максимальная величина  $\Delta T_{ad}$  составляет примерно ~3.8 К, а температурный гистерезис не превышает ~1 К. Прямые измерения МКЭ в поле 1.8 Тл проводились двумя методами: методом модуляции магнитного поля (красная линия на рис. 1, *b*) и классическим прямым методом в режиме постоянного циклирования с непрерывной регистрацией изменения сигнала и одновременным нагревом образца со скоростью 1.5 К/мин (синий фоновый график на рис. 1, *b*). Эти данные показывают хорошее согласие. В циклическом магнитном поле 1.2 Тл величина  $\Delta T_{ad}$  показывает хорошую стабильность с ростом частоты циклического магнитного поля. Уменьшение эффекта при увеличении частоты от 1 до 20 Гц составляет примерно ~8% (рис. 1, *c*). Долговременное воздействие циклического магнитного поля 1.2 Тл при частоте 10 Гц также показывает стабильность эффекта без признаков ухудшения эффекта вплоть до 100 тыс. циклов вкл./выкл.



Рис. 1: а) температурная зависимость намагниченности в поле 200 Эр в режиме нагрева и охлаждения; b) зависимость  $\Delta T_{ad}$  от T в поле 1.8 Tл; c) частотная зависимость  $\Delta T_{ad}$  от T в поле 1.2 Tл

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда, проект № 24-12-00156, https://rscf.ru/project/24-43-00156/.

5

#### Скейлинговый анализ адиабатического изменения температуры в переменных магнитных полях

А. М. Алиев

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

Скейлинговый анализ при изучении магнитных фазовых переходов позволяет установить ключевые закономерности, связанные с критическими явлениями. Скейлинговый анализ можно применить и при исследовании магнитокалорического эффекта.

Изменение энтропи<br/>и $\Delta S$ можно выразить через скейлинговую функцию

$$S(T,H) \sim |T - T_C|^{-\alpha} f\left(\frac{H}{|T - T_C|^{-\Delta}}\right),$$

где  $\Delta = \beta + \gamma$  — критический показатель, аf — универсальная функция.

Измеряя  $\Delta T$  или  $\Delta S$  при различных H и T, можно построить скейлинговые коллапсы (универсальные кривые МКЭ), которые могут подтверждать универсальность критических показателей для различных материалов, без непосредственного вычисления критических показателей. Скейлинговый анализ позволяет также экстраполировать данные, полученные в узком диапазоне H и T, на более широкие области, помогает выявить природу фазового перехода (например, второго рода) и оценить  $T_C$ ,  $\alpha$ . Скейлинговый анализ МКЭ — мощный инструмент для изучения критических явлений в магнитных материалах. Он связывает микроскопические взаимодействия с макроскопическими свойствами, что важно для разработки технологий магнитного охлаждения и понимания фундаментальной физики фазовых переходов.

В данной работе проведен скейлинговый анализ магнитокалорического эффекта (адиабатического изменения температуры) в различных классах материалов в слабых переменных магнитных полях. Показано, что построение универсальных кривых МКЭ позволяет

6

определить область температур и магнитных полей, в которых меняется механизм магнитокалорического эффекта.

Также предпринята попытка интерпретации универсальных кривых МКЭ, полученных для разных материалов при различных частотах изменения магнитного поля, но одной и той же амплитуды. Основной проблемой при построении универсальных кривых при различных частотах поля является правильное определение эквивалентных точек на кривых  $\Delta T$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-12-00362.

#### Прикладные аспекты магнитокалорических материалов для биомедицинских приложений

А. А. Амиров

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия amiroff\_a@mail.ru

Как известно, прикладной интерес к исследованию магнитных материалов с «гигантским» магнитокалорическим эффектом (МКЭ) в последние десятилетия связан в первую очередь с перспективой создания на их основе более эффективных твердотельных систем охлаждения. В данном контексте исследовательский тренд в поиске возможностей биомедицинских приложений магнитокалорических материалов является относительно новым.

Идея использования МКЭ для управления свойствами термочувствительных полимеров для контролируемого сброса лекарств была впервые предложена А. М. Тишиным, а концепт был впоследствии проверен экспериментально в магнитном поле до 8 Тл на примере композита, состоящего из слоя полимера поли(N-изопропилакриламид) (PNIPAM), нанесенного на подложку магнитокалорического материала Gd [1]. Возможность эффективного сброса противоопухолевого препарата доксорубицин на основе предложенного концепта была продемонстрирована на примере композита PNIPAM/FeRh, где в качестве подложки для полимера PNIPAM использовался сплав Fe<sub>49</sub>Rh<sub>51</sub>, на поверхности которого лазером были сформированы микроуглубления для загрузки лекарства [2].

Была предложена модель микрофлюидного биомедицинского устройства, работающего на основе МКЭ, где изменение температуры за счет МКЭ используется для управления смачиваемостью каналов, модифицированных термочувствительным полимером [3]. Представленный подход может быть использован для разработки новых типов микрофлюидных устройств для создания микрокапель различного типа, которые могут применяться в биомедицине и фармацевтике.

Одним из ключевых требований, предъявляемых к материалам для биомедицинских приложений, в случае их инвазивного применения, является их низкая биологическая токсичность. В литературе отсутствуют сведения о систематических исследованиях цитотоксичности магнитокалорических материалов. Конкретными требованиями, предъявляемыми к функциональным свойствам магнитокалорических материалов, являются:

– низкая цитотоксичность;

– нахождение рабочей температуры материала (температура магнитного фазового перехода) в диапазоне физиологических температур человека 30–40 °C;

– адиабатическое изменение температуры для МКЭ на единицу величины магнитной индукции не менее 3 К/Тл.

Если рассматривать магнитокалорические материалы в области физиологических температур для биомедицинских приложений, то большинство из них содержат в своем составе токсичные элементы. Тем не менее предварительные данные о низкой цитотоксичности микрочастиц сплавов на основе FeRh позволяют рассматривать их для биомедицинских приложений, хотя и требуют более детальных исследований.

Одним из свойств, характерных для магнитокалорических материалов, является резкое изменение намагниченности в области температуры магнитного фазового перехода (МФП) в узком диапазоне температур, что может быть применено для биомедицинских приложений. Идея использования магнитокалорических материалов с МФП I рода в области физиологических температур человека (~37 °C) в качестве меток с управляемым магнитным контрастом для задач магнитно-резонансной томографии (МРТ) была предложена в работе [4]. Предложенный концепт был проверен на сплавах FeRh и LaFeSi —материалах с прямым (АФМ–ФМ) и обратным (ФМ– ПМ) МФП I рода в области физиологических температур, где были продемонстрированы возможности управления МРТ контрастом с помощью магнитного поля до 4,7 Тл и температуры [4]. Такой подход может быть реализован для создания новых магнитных меток с функцией «автовключения», контраст от которых, например, может возрасти с увеличением температуры человека. Проблемой на пути создания таких меток является сохранение этих свойств в микро(нано)масштабе в случае микро(нано)частиц, которые актуальны для задач МРТ.

Таким образом, новым вызовом в поиске биомедицинских приложений магнитокалорических материалов является разработка технологии получения микро(нано)частиц биологически совместимых магнитных материалов с резким магнитным переходом в области физиологических температур и магнитокалорическими параметрами, близкими к объемным образцам.

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

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

[2] A. Amirov et. al, ACS Appl. Eng. Materials 3(2) 410 (2025)

[3] А. А. Амиров и др. Журнал радиоэлектроники 3 (2024)

[4] M. Barbic et. al., Magnetic Resonance in Medicine 81(4) 2238 (2019)

## Магнитные свойства и магнитокалорический эффект соединений R((Co<sub>1 - y</sub>Ni<sub>y</sub>)<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)<sub>2</sub> с тяжёлыми РЗМ

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

# Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия maksim.anikin@urfu.ru

При исследовании квазибинарных соединений  $R(Co-Fe)_2$  установлено, что при увеличении атомного номера элемента R от Gd

до Ег происходит трансформация формы температурной зависимости изотермического изменения магнитной части энтропии ( $\Delta S_{\rm m}$ ) от классического максимума в районе температуры Кюри ( $T_{\rm C}$ ) к платоподобной зависимости в широком диапазоне температур [1]. Платоподобные зависимости  $\Delta S_{\rm m}(T)$  являются суперпозицией максимумов  $\Delta S_{\rm m}$  при  $T_{\rm C}$  и низкотемпературных максимумов  $\Delta S_{\rm m}$  (HTM), расположенных при температурах значительно ниже  $T_{\rm C}$ . НТМ расширяет рабочий диапазон магнитного вклада в энтропию, разного для каждого конкретного соединения. НТМ обусловлен упорядочением внешним магнитным полем частично разупорядоченного, из-за слабого *R-3d* обменного взаимодействия, магнитного момента *R* подрешетки [2].

Известно, что сильные ферромагнитные металлы M = Fe, Co, Ni в редкоземельных фазах Лавеса RM<sub>2</sub> проявляют себя по-разному [3]. Магнитный момент Fe в соединениях типа RM<sub>2</sub> с тяжелыми редкоземельными металлами (P3M) составляет ~70% от магнитного момента чистого Fe, магнитный момент кобальта снижается в 2 раза, а никеля — в 4. В данной работе исследованы зависимости магнитных свойств и магнитокалорического эффекта квазибинарных соединений  $R((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$  от содержания Co и Ni в 3*d*-подрешетке, где R = Gd, Tb, Dy, Ho и Er.

Установлено, что все образцы принадлежат к гранецентрированной кубической Fd3m пространственной группе. При замещении

Со на Ni происходит уменьшение параметра кристаллической решетки а. С ростом содержания Ni(y) температура Кюри соединений сначала резко снижается, а потом уменьшается незначительно (рис. 1). При этом данная зависимость более ярко выражена для составов с Ег и слабее для составов с Gd. Это связано с резким ослаблением



Рис. 1. Зависимости  $T_{C}(y)$  для исследованных соединений  $R((Co_{1-y}Ni_{y})_{0.84}Fe_{0.16})_{2}$ 

обменного взаимодействия в 3*d*-подсистеме, которая определяет величину  $T_{\rm C}$  в данных соединениях [4].

При исследовании гистерезисных свойств образцов при T = 5 К в магнитном поле до 90 кЭ установлено, что образцы обладают значениями коэрцитивной силы ( $H_{\rm C}$ ) от 0.0 до 9.4 кЭ и остаточной намагниченности ( $\mu_r$ ) от 0.0 до 4.8  $\mu_{\rm B}$ .

Значения  $\Delta S_{\rm m}$  в окрестности НТМ увеличиваются при замещении Со на Ni и достигают максимальных значений в образцах  $R({\rm Ni}_{0.84}{\rm Fe}_{0.16})_2$  (рис. 2). При этом значения  $\Delta S_{\rm m}$  в окрестности  $T_{\rm C}$ 

сохраняются или увеличиваются, что связано с уменьшением отрицательного вклада в магнитокалорический эффект от 3*d*-подрешетки.

Рассчитанные значения коэффициента хладоемкости (q) для соединений с R = Gd, Dy, Но с некоторыми y превосходят аналогичную величину для металлического Gd. Значения ширины мак-



Рис. 2. Зависимости  $\Delta S_m(T)$  при  $\Delta H = 20$  kOe для исследованных соединений  $R(Ni_{0.84}Fe_{0.16})_2$ 

симума  $\Delta S_{\rm m}(T)$  на половине высоты максимума  $\Delta S_{\rm m}$  ( $\Delta T_{\rm FWHM}$ ) для всех исследованных образцов превосходят данный показатель для металлического Gd, при  $\Delta H = 20$  и 50 kOe.

Работа выполнена при поддержке Государственного контракта FEUZ 2023-0020 между УрФУ и Министерством высшего образования РФ.

[1] М. С. Аникин, Е. Н. Тарасов, Н. В. Кудреватых, А. А. Инишев, А. В. Зинин, Металловедение и терм. обработка металлов **758**(8), 36 (2018);

[2] E. Burzo, I. G. Pop, D. N. Kozlenko, J. Optoelectron. Adv. Mater. **12**(5), 1105 (2010);

[3] K. N. R. Taylor, Advances in Physics, 20(87), 551 (1971);

[4] E. Belorizky, M. A. Fremy, J. P. Gavigan, D. Givord, H. S. Li, J. Appl. Phys. 61, 3971 (1987).

# Коаксиальная система нагрева микромеханических устройств с эффектом памяти формы

<u>К. А. Бородако</u><sup>1, 2</sup>, К. А. Сурнина <sup>2</sup>, А. А. Михайлов <sup>2</sup>, И. В. Мартиросян <sup>2</sup>, Д. А. Александров <sup>2</sup>, А. В. Литвинов <sup>2</sup>, А. А. Иванов <sup>2</sup>, А. В. Шеляков <sup>2</sup>, В. В. Коледов <sup>1</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) borodako\_kir@mail.ru

Микромеханические устройства с эффектом памяти формы (ЭПФ) находят применение в микроэлектромеханических системах (МЭМС), биомедицинской и аэрокосмической технике [1; 2]. Одной из ключевых задач при их использовании является точный и эффективный нагрев активирующих элементов, обеспечивающий изменение формы материала. Традиционные методы нагрева, такие как джоулев нагрев через двухконтактную схему [3] или внешние тепловые воздействия [4], могут быть недостаточно эффективными из-за тепловых потерь, инерционности и сложности миниатюризации устройств нагрева.

Создание микроразмерной коаксиальной системы нагрева позволяет решить эти проблемы за счет компактной конструкции, обеспечивающей локализованный нагрев с высокой точностью и минимальными энергозатратами. Коаксиальная структура обеспечивает равномерное распределение тока, снижает паразитные индуктивности и улучшает теплоотвод, что критически важно для работы микромеханических устройств в условиях ограниченного пространства. Такой подход упрощает конструкцию и повышает ее надежность.

В программном пакете COMSOL Multiphysics смоделирована конфигурация коаксиальной системы нагрева, которая включает вольфрамовую иглу длиной 4 см и толщиной 500 мкм, последовательно покрытую слоем диэлектрика (SiO<sub>2</sub>) толщиной 100 нм и проводящим медным слоем такой же толщины. Конец иглы срезан для нанесения платинового покрытия методом ионно-стимулированного

12

осаждения для обеспечения электрического контакта между проводящим слоем и вольфрамовой сердцевиной, формируя тем самым замкнутую электрическую цепь. На рис. 1 представлена визуализация распределения температурных полей по поверхности коаксиальной системы нагрева при подаче напряжения 0,2 В. Показана эффективная локализация нагрева до 308 К на конце иглы, где размещается микромеханическое устройство с ЭПФ. Рассчитано, что при подаче напряжения 0,5 В температура конца коаксиального контакта достигает 500 К. Полученные данные подтверждают возможность точного



Рис. 1. Распределения температурных полей в коаксиальной системе нагрева

управления тепловым режимом микромеханического устройства с эффектом памяти формы.

Для нанесения диэлектрического слоя в виде пленок из оксидов меди или никеля использован метод импульсного лазерного напыления [5], включающий импульсный эксимерный лазер (KrF, 248 нм), вакуумную камеру, заполненную кислородом с системой подогрева подложки (до 800 °C), и вращающуюся мишень из меди или никеля. Для получения проводящего слоя использован метод магнетронного осаждения [6]. В качестве мишеней для нанесения проводящих слоев использовались электроды из меди, золота, платины или серебра, осаждаемых на стеклянные подложки в среде инертного газа (аргона). Образцы напылялись при рабочей мощности P = 60 Вт, расстояние между мишенью и подложкой составило 30 мм.

Контроль толщины пленок осуществлялся на атомно-силовом микроскопе NT-MDT в полуконтактном режиме. Размер области сканирования составил 100×100 мкм при разрешении 512×512 точек. Использовался кантилевер NSG01/TiN с жесткостью 1,45–15,1 Н/м и резонансной частотой 87–230 кГц. Показано, что полученные пленки имеют толщину в диапазоне от 100 нм до 1 мкм. Измерено электрическое сопротивление полученных пленок с помощью

четырехконтактного метода на основе схемы ван дер Пау [7], обеспечивающей минимальное воздействие на исследуемые образцы.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

[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] В. В. Коледов, А. В. Прокунин, В. Г. Шавров, П. В. Лега, А. В. Иржак, А. П. Орлов, Д. Д. Кузнецов, Патент РФ № 2790934 (2023).

[4] Q. Ding, J. Chen, W. Yan, K. Yan, A. Kyme, S. S. Cheng, IEEE/ASME Trans. Mechatron. **27(6)**, 5902–5913 (2022).

[6] A. I. Il'in, V. K. Egorov, A. A. Ivanov, Vacuum 231, 113737 (2025).

[5] G. K. Hubler, Comparison of Vacuum Deposition Techniques, N.Y.: Wiley (1994).

[7] F. S. Oliveira, R. B. Cipriano, F.T. da Silva, E. C. Romão, C.A.M. dos Santos, Sci. Rep. **10(1)**,16379 (2020).

## Исследование кристаллических структур и термоэлектрических свойств сплавов X<sub>2</sub>CsBi (X = Li, K, Na, Rb)

В. Д. Бучельников, В. В. Соколовский

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия *buche@csu.ru* 

Основная проблема применения термоэлектрических (ТЭ) материалов связана с их эффективностью. Коэффициент добротности ZT большинства ТЭ материалов при 300 К мал [1], например, ZT для монокристалла SnSe составляет 2,6 при T = 923 К [2] и уменьшается до 0,12 при 300 К. Путем приложения давления [3] к кристаллу SnSe добротность может быть увеличена до 1,2 при комнатных температурах.

Термоэлектрические характеристики полных и половинных сплавов Гейслера также рассматривались [4]. Было показано, что в половинных сплавах максимум *ZT* составляет около 1,5 в области высоких температур и очень мал при 300 К. Полные соединения Гейслера представляют значительный интерес для применения в термоэлектрике, однако их практическое использование ограничивается высокой решеточной теплопроводностью  $k_{\rm L}$ . Недавно были предсказаны новые полные сплавы Гейслера с содержанием щелочных металлов с низкой  $k_{\rm L}$  [5–7].

В рамках настоящей работы при помощи теории функционала плотности и программного кода BoltzTraP2 были исследованы кристаллические структуры и термоэлектрические свойства сплавов  $X_2$ CsBi (X = Li, K, Na, Rb). Найдено, что при T = 0 К эти сплавы механически и динамически стабильны в орторомбических *Pmmn* (X = Li, Na) и *Pnma* (X = K) и кубической *Fm-3m* (X = Rb) структурах. Динамическая стабильность структуры *Fm-3m* в сплавах  $X_2$ CsBi (X = Li, Na, K) сохраняется при температурах выше 0 К. При T = 300 К  $k_L$  рассматриваемых кристаллических структур может быть менее 1 Вт/мК. Эффективность *ZT* сплавов в равновесных кристаллических структурах может достигать значений больше 1 при комнатных температурах.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-00186-25-00.

- [1] L. Huang, et al. Thermal Sci. and Eng. Progress 45, 102064 (2023).
- [2] L.-D. Zhao, et al. Nature 508, 373 (2014).
- [3] J. Ma, et al.: Int. J. of Heat and Mass Transfer 221, 125063 (2024).
- [4] G. Rogl, P. F. Rogl: Crystals 13, 1152 (2023).
- [5] J. He, et al.: Phys. Rev. Letters 117, 046602 (2016).
- [6] Sh. Zeng, et al.: Int. J. of Heat and Mass Transfer 217, 124628 (2023).
- [7] Q. Guo, et al.: J. Appl. Phys. 136, 105102 (2024).

#### Устойчивые состояния kπ-скирмионов в неоднородных ферромагнитных плёнках

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

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

Магнитная запись данных — это надежная и проверенная временем технология, которая продолжает развиваться. Дальнейшее совершенствование этой технологии предполагает миниатюризацию структур до наноразмеров и пересмотр методов управления магнитными состояниями. Одним из наиболее перспективных путей развития в этой сфере является концепция трековой памяти, которая изначально рассматривала использование доменных стенок в магнитных нанопроводах для хранения информации. Для манипулирования доменными стенками применялся спин-поляризованный ток. Но этот метод требовал значительных энергозатрат и не обеспечивал достаточной стабильности магнитного состояния при воздействии внешних полей. Для преодоления этих недостатков был предложен альтернативный подход — использование скирмионов [1].

Скирмионы — это вихревые структуры намагниченности, отличающиеся ненулевым топологическим зарядом. Их устойчивость к тепловым флуктуациям обусловлена именно этим. Получить скирмионы можно в магнитных тонкопленочных структурах, где присутствует перпендикулярная магнитная анизотропия и взаимодействие Дзялошинского — Мория (киральные магнетики) [2]. Однако и здесь, в силу разных причин, возникли трудности с устойчивостью скирмионных состояний в них. Поэтому появился спрос на поиск некиральных магнитных материалов (отсутствует DMI), где возможно существование устойчивых состояний скирмионов. Как оказалось, такими материалами могут являться ферромагнитные пленки с пространственно модулированной одноосной анизотропией [3].

В бо́льшей части работ, посвященных изучению магнитных скирмионов, за скирмион принималась вихреподобная неоднородность, в которой единичный вектор намагниченности m = m(r) изменяет свое направление на 180° при перемещении в радиальном направлении от центра (r = 0) до периферии ( $r = \infty$ ) пленки ( $\pi$ -скирмион). Однако есть несколько работ, в которых показано существование скирмионов с более сложной структурой, так называемые  $k\pi$ -скирмионы ( $k \in 1, 2, 3...$ ) [4; 5].

В данной работе изучаются устойчивые состояния магнитных к $\pi$ -скирмионов, образующихся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках. В качестве модели дефекта рассматривается структурная неоднородность магнетика, в которой материальные параметры  $P = \{A, K_u, M_s\}$ , изменяются скачком в области дефекта, где A — обменный параметр,  $K_u$  — константа одноосной анизотропии,  $M_s$  — намагниченность насыщения. Численный анализ интегро-дифференциального уравнения Эйлера — Лагранжа, описывающего распределение намагниченности в области дефекта с учетом энергии магнитных неод-



Рис. 1. Диаграмма области устойчивости для π-скирмиона (красная линяя 1), 3π-скирмиона (синяя линия 2), 5π-скирмиона (зеленая линия 3) при следующих значениях материальных параметров Ku<sub>2</sub> = -2Ku<sub>1</sub>, A<sub>2</sub> = A<sub>1</sub>, Ms<sub>2</sub> = Ms<sub>1</sub>

нородностей, позволяет найти распределение намагниченности *m*  $k\pi$ -скирмионов в области колумнарного дефекта и определить его характеристики: характерные размеры магнитной неоднородности и ее энергию. Также была получена диаграмма устойчивых состояний вихреподобных неоднородностей в переменных  $Q-R_0$ , которая представлена на рис. 1. Здесь видно, что нижний порог устойчивости  $\pi$ -скирмионов относительно размеров дефекта начинается с  $R_0 \ge 2$ ,  $3\pi$ -скирмионов — с  $R_0 \ge 14$ , а  $5\pi$ -скирмионов — с  $R_0 \ge 25$ .

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

[1] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Science. Vol. 320, P. 190 (2008)

[2] A. Bogdanov, A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. 138, P. 255–269 (1994)

[3] Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий, ФТТ 61, 453 (2019)

[4] J. Jiang, Y. Wu, L. Kong, Y. Wang, J. Li, Y. Xiong, J. Tang, Acta Materialia, 215, 117084 (2021).

[5] J. Hagemeister, A. Siemens, L. Rózsa, E. Y. Vedmedenko and R. Wiesendanger Phys.Rev. B97, 174436 (2018)

#### Влияние внешних магнитных полей на скирмионы в ультратонких наномодифицированных ферромагнитных плёнках

Р. М. Вахитов, <u>М. А. Филиппов</u>

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия mikhail.filippov.99@mail.ru

Магнитные скирмионы представляют собой топологически защищенные вихреподобные неоднородности, устойчивость которых связана с асимметрией в распределении спинов. Они обладают рядом уникальных физических свойств (наномасштабные размеры, высокие скорости движения, возможность манипулирования ими с помощью электрического тока малой плотности и т. д.), что создает предпосылки их использования в устройствах памяти и логики нового поколения. Благодаря этому в последние годы их изучение представляет значительный исследовательский интерес [1].

Основным определяющим устойчивость магнитных скирмионов фактором является наличие взаимодействия Дзялошинского — Мория (ВДМ), объемного типа в киральных магнетиках или межфазного — в многослойных пленках. Но существуют альтернативные способы, позволяющие управлять устойчивостью при слабом ВДМ или даже при его отсутствии. Для этого используются методы зарождения и стабилизации, заключающиеся в использовании наномодифицированых пленок с пространственно модулированными параметрами [2; 3]. В работе [4] нами уже было проведено исследование взаимного влияния обоих стабилизирующих факторов (наличие межфазного ВДМ и дефекта типа «потенциальная яма») на устойчивость неелевских магнитных скирмионов.

Чтобы использовать скирмионы в роли ячейки памяти, необходима возможность управлять ими. Воздействуя внешним магнитным полем, можно реализовать процессы их зарождения, перемещения и аннигиляции. Поэтому целью данной работы является рассмотрение влияния дефекта типа «потенциальная яма» на поведение и стабильность скирмионов во внешнем магнитном поле.

Исследование возможных вихреподобных структур и их устойчивости было проведено методом микромагнитного моделирования

18

в пакете программ открытого доступа ООММF [5]. Рассматриваемая модель представляет собой диск конечных размеров с колумнарным дефектом в центре типа «потенциальная яма», в области которого константа анизотропии  $K_{u2} < 0$  (легкоплоскостная анизотропия), а вне дефекта  $K_{u1}>0$  (легкоосная анизотропия) при наличии в пленке изотропного межфазного ВДМ. Все остальные материальные параметры неизменны. На полученные ранее в [4] магнитные скирмионы (радиусы дефекта  $r_0 = (10 \div 60)$  нм, величина плоскостной анизотропии на дефекте  $K_{u2} = (-1; -3; -5) \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) налагалось внешнее магнитное поле, направленное против намагниченности кора скирмиона.

На рис. 1 показан график зависимости критической величины поля *H*<sub>cr</sub>, при котором скирмион разрушается, а диск становится однородно намагниченным, при разных значениях радиуса дефекта  $r_0$ . На графике видно, что начиная примерно с радиуса дефекта  $r_0 \approx 25$  нм критическое поле уничтожения скирмиона возрастает при увеличении глубины потенциальной ямы магнитной анизотропии. При этом графики возрастают быстрее при бо́льших значениях *К*<sub>и2</sub>.

Исходя из этого можно сделать вывод, что наличие де-



Рис. 1. График зависимости критического поля H<sub>cr</sub> уничтожения скирмиона от радиуса дефекта r<sub>0</sub>

фекта типа «потенциальная яма» оказывает существенное влияние на величину критического магнитного поля уничтожения скирмиона, которое направлено перпендикулярно плоскости пленки. Наблюдается зависимость увеличения величины  $H_{cr}$  при увеличении  $r_0$  и  $K_{u2}$ . Это можно интерпретировать как повышение потенциального барьера разрушения скирмионов, стабилизированных на подобном дефекте, что может иметь значение при конструировании скирмионных устройств памяти.

Работа выполнена в рамках государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (№ 075-03-2024-123/1 от 15.02.2024).

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

[2] M. V. Sapozhnikov et al., Appl. Phys. Lett. 109(4), 042406 (2016).

[3] R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov, Symmetry **14(3)**, 612 (2022).

[4] R. M. Vakhitov, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov, JPCM. 37, 5 (2024).

[5] M. J. Donahue, D. G. Porter OOMMF User's Guide, Version 1.0 Interagency Report — National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999).

#### Исследование условий устойчивости магнитных вихреподобных структур в наномодифицированных ферромагнитных плёнках

Р. М. Вахитов, М. А. Филиппов\*, А. А. Хакимуллина

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия mikhail.filippov.99@mail.ru

Магнитные скирмионы — топологически защищенные пространственно неоднородные спиновые структуры. Они обладают уникальными физическими свойствами: наномасштабные размеры, простота манипулирования с помощью электрического тока малой плотности и другие необычные спин-электронные свойства. Благодаря этому скирмионы являются многообещающими кандидатами в среднесрочной перспективе для использования в устройствах памяти нового поколения [1].

Для стабилизации скирмионов часто требуется наличие антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского — Мория (ВДМ), что ограничивает выбор материалов и повышает стоимость потенциальных устройств. Но существуют альтернативные способы, позволяющие получить устойчивые скирмионы при слабом DMI или даже в его отсутствии. Например, использование наномодифицированных пленок с пространственно модулированными параметрами [2; 3].

Целью же данной работы является исследование взаимного влияния обоих стабилизирующих факторов (наличие межфазного ВДМ и дефекта типа «потенциальная яма») на стабилизацию неелевских магнитных скирмионов [4]. Исследование структуры и свойств магнитных скирмионов проводилось методом микромагнитного моделирования в пакете программ ООММГ [5]. В качестве микромагнитной модели рассматривается диск радиуса r = (75, 150) нм и толщиной h = 1 нм с материальными параметрами, соответствующими многослойным пленкам типа Co/Pt. В центре диска находится колумнарный дефект типа «потенциальная яма» с радиусом  $r_0 = 30$  нм, на котором скачком уменьшается значение величины легкоосной магнитной анизотропии, т. е.  $K_{u1} > K_{u2}$  ( $K_{u1}$  — магнитная анизотропия вне дефекта,  $K_{u2}$  — магнитная анизотропия на дефекте). В ходе моделирования при двух разных радиусах дефекта изменялись константы ВДМ  $D = (1, 2, 3, 4) \cdot 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup>, магнитной анизотропии  $K_{u1} = (0,4, 0,6) \cdot 10^6$  Дж/м<sup>3</sup> и анализировались возможные численно стабильные структуры при уменьшении  $K_{u2}$  относительно  $K_{u1}$  в области дефекта. На рис. 1 представлены результаты моделирования  $D = 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> при и  $K_{u1} = 0.4 \cdot 10^6$  Дж/м<sup>3</sup>. Как видим, при внедрении дефекта получается численно стабилизировать неелевские магнитные скирмионы на обоих дисках. В отсутствии же дефекта диск остается однородно намагниченным.

В итоге можно сделать вывод, что при наличии дефекта типа «потенциальная яма» возможно численно стабилизировать магнитные скирмионы неелевского типа. К тому же наличие дефекта



Рис. 1. Стабильные состояния намагниченности дисков согласно моделированию: а-г — r = 75 нм, д-3 — r = 150 нм

положительно влияет на устойчивость магнитных скирмионов и увеличивает область материальных параметров для их стабилизации. Данные результаты могут быть полезны при проектировании устройств логики и памяти на основе одиночных скирмионов.

Работа выполнена в рамках государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (№ 075-03-2024-123/1 от 15.02.2024).

[1] K. K. Mishra, A. H. Lone, S. Srinivasan, H. Fariborzi, G. Setti, Magnetic skyrmion: from fundamental physics to pioneering applications, Appl. Phys. Rev., **12(1)**, 011315 (2025).

[2] M. V. Sapozhnikov et al., Appl. Phys. Lett. 109(4), 042406 (2016).

[3] R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov, Symmetry **14(3)**, 612 (2022).

[4] R. M. Vakhitov, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov, JPCM. 37, 5 (2024).

[5] M. J. Donahue, D. G. Porter OOMMF User's Guide, Version 1.0 Interagency Report — National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999).

#### 0°-градусные доменные границы в (111)-ориентированной плёнке ферритов-гранатов с флексомагнитоэлектрическим эффектом

<u>Р. М. Вахитов</u>, А. Р. Юмагузин, В. А. Демидова

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия vakhitovrm@yahoo.com

В последнее время повышенный интерес вызывают исследования магнитоэлектрических материалов, в которых был обнаружен ряд необычных свойств, позволяющих их использовать в различных устройствах спинтроники, в том числе связанных с энергосберегающими технологиями [1]. Одним из таких явлений, имеющих непосредственное отношение к системам записи и считывания информации, является флексомагнитоэлектрический (ФМЭ) эффект [2]. Он представляет собой явление смещения доменной границы (ДГ) в пленках ферритов-гранатов при действии на него неоднородного электрического поля. Интересной особенностью обнаруженного эффекта явилась зависимость характера его проявления от ориентации подложки, в частности в (111)-ориентированной пленке он не был зафиксирован, хотя в (011)- и (210)-пленках в той или иной степени ФМЭ-эффект проявился. Теоретический анализ влияния электрического поля на (111)-ориентированную пленку ферритов-гранатов с ФМЭ-взаимодействием [3] показал, что в окрестности 180° ДГ происходит разделение зарядов, но из-за симметрии магнитной подсистемы их распределение таково, что результирующее электрическое поле, создаваемое этими зарядами, практически заэкранировано. Однако приведенные расчеты проводились для случая, когда константа одноосной (K<sub>u</sub>) и кубической анизотропии (K<sub>1</sub>) принимают значения, при которых значение намагниченности плёнки М [[111] [3]. Поэтому представляет интерес исследование проявления ФМЭ эффекта в (111)-пленках при других значениях констант анизотропии, когда не реализуется магнитная фаза с М [[111]. В настоящей работе такие исследования проведены для случая  $\varkappa > 4/3, K_{\mu} > 0$  $(\varkappa = K_1 / K_u)$ , когда основным состоянием однородно намагниченной пластины является угловая фаза (ии v) [4]. В энергии магнитных неоднородностей в (111)-ориентированной пленке ферритов-гранатов учитываются наряду с обменным взаимодействием (характеризуемым параметром А), одноосной и кубической анизотропий и вклады размагничивающих полей в винтеровском приближении [5], а также ФМЭ-взаимодействия, плотность энергии которой имеет вид

$$w_{int} = \varepsilon M_s^2 \left[ \left( b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \sin^2 \varphi \right) \cos \theta \frac{d\varphi}{dy} + b_2 \sin \theta \sin \varphi \, \cos \varphi \frac{d\theta}{dy} \right],$$

где  $\theta$  и  $\phi$  — полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}, \mathbf{M}_s$  — намагниченность насыщения;  $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \phi, \cos \theta \cos \phi)$  — единичный вектор намагниченности. Здесь  $Oz \parallel [111]$ , Oy совпадает с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден;  $\varepsilon$  — напряженность электрического поля ( $\varepsilon \parallel Oz$ ),  $b_1$  и  $b_2$  — магнитоэлектрические постоянные.

Анализ уравнений Эйлера — Лагранжа, соответствующих энергии рассматриваемой пленки, показывает, что в области  $\varkappa > 4/3$ ,  $K_u > 0$  возникают решения наряду с 180° ДГ с наклоненным вектором **m** в доменах, также и 0° ДГ, в которой угол  $\theta$  представляет четную, а  $\varphi$  — нечетную функции. При этом угол разворота  $\Delta\theta$ , на кото-

23

рый изменяется вектор **m** в ДГ, равен  $\Delta \theta = 180^{\circ}$ . Соответственно, в окрестности ДГ возникают заряды, распределение которых представляет четную функцию. Интересной особенностью их распределения является зависимость суммарного заряда N (интегральная поляризация), от величины приведенного поля  $\lambda = \varepsilon p_0 / 2K_u$ , где

 $p_0 = M_S^2 \cdot \frac{b_1 + b_2}{\Delta_0}, \Delta_0 = \sqrt{A / K_u}$ . При возрастании  $\lambda$  она так же, как

в случае одноосных пленок, асимптотически стремится к своему предельному значению  $N_0 = 2\pi p_0$ , которое вдвое превышает аналогичное значение, полученное для одноосных пленок [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Дизайн новых материалов (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)**, 1077–1088 (2015).

[2] A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov and A. K. Zvezdin, Appl.Phys.Lett. **93**, 182510 (2008).

[3] R. M. Vakhitov, A. R. Yumaguzin and G. T. Gridneva, Phys. Scr. **98**, 125988 (2023).

[4] R. M. Vakhitov, R. M. Sabitov, Z. V. Gabbasova, Phys.Stat.Sol.(b) 168, K87 (1991)

[5] Р. М. Вахитов, З. В. Гареева, Р. В. Солонецкий, Ф. А. Мажитова, ФТТ. **61(6)**, 1120–112 (2019).

#### Исследование магнитных характеристик мультифиламентарных ВТСП-лент на основе REBCO

С. В. Веселова, Д. А. Абин, М. А. Осипов, С. В. Покровский

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия *i@svveselova.ru* 

В процессе работы в переменных магнитных полях в нефиламентированных ВТСП-лентах возникает движение вихрей Абрикосова, приводящее к диссипации энергии. Лазерная или механическая

сегментация на параллельные изолированные проводники позволяет снизить гистерезисные потери лент на перемагничивание за счет ограничения латерального движения вихрей при помощи создания физических барьеров. Кроме того, филаментирование локализует тепловыделение в случае квэнча. Каждый филамент окружен медным покрытием, что ускоряет отвод тепла и предотвращает перегрев всей ленты. В данной работе осуществлялся подбор параметров лазерной резки высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) лент второго поколения с целью определения условий формирования филаментной структуры. Получены образцы с различным количеством филаментов. Морфологический анализ поверхности выполнен с использованием профилометра посредством продольного сканирования, позволившего количественно оценить среднюю шероховатость  $(R_a)$  и среднюю глубину  $(R_z)$ . Образцы с оптимальной глубиной лазерной абляции (19±1 мкм), соответствующей 10 итерациям лазерного воздействия, были выбраны для воспроизводимого создания филаментированных структур. Магнитооптическая визуализация подтвердила пространственное разделение сверхпроводящего слоя на изолированные филаменты. Количественный анализ магнитных характеристик выполнен на установке MPMS-5 в температурном диапазоне 4.2–77.4 К при циклическом магнитном поле ±5 Тл. Получены гистерезисные кривые намагниченности, демонстрирующие зависимость потерь на перемагничивание от степени филаментации. При 4.2 К наблюдалось уменьшение гистерезисных потерь. При повышении температуры до 40 К эффект возникает в меньшей степени с дальнейшей деградацией при 77.4 К.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, https://rscf.ru/project/23-19-00394/.

[1] Lan, Tian, et al., *IEEE y* 33.6 (2023): 1–12.

[2] Skov-Hansen, P., Z. Han, and Jakob Ilsted Bech. *IEEE*, 9.2 (1999): 2617–2620.

#### Магнитокалорический эффект в сплаве Ni<sub>50</sub>Mn<sub>18.5</sub>Ga<sub>25</sub>Cu<sub>6.5</sub>, подвергнутом всесторонней изотермической ковке

<u>Р. Ю. Гайфуллин</u><sup>1</sup>, Р. М. Галеев<sup>1</sup>, М. И. Нагимов<sup>1</sup>, А. М. Алиев<sup>2</sup>, А. А. Мухучев<sup>2</sup>, А. Т. Кадырбардиев<sup>2</sup>, И. И. Мусабиров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия *gaifullin\_1998@bk.ru* 

<sup>2</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

Актуальность исследования сплавов Гейслера на базе системы Ni-Mn обусловлена наличием в них уникальных функциональных эффектов, таких как магнитокалорический эффект (МКЭ), магнитоуправляемые деформации, наблюдаемые в области комнатных температур, где реализуется мартенситное превращение. Магнитокалорический эффект вызывает всё возрастающий интерес из-за его потенциального применения в разработке высокоэффективной и экологически чистой технологии магнитного охлаждения при комнатной температуре. Перспектива применения сплавов с магнитоуправляемыми деформациями прежде всего связана с использованием их в качестве исполнительных элементов микроэлектромеханических систем. Однако, несмотря на высокие значения функциональных эффектов, сплавы пока не могут найти свое практическое применение. Этому препятствует их низкие эксплуатационные свойства. Мартенситное превращение, с одной стороны, является ключевым в проявлении функционального эффекта, с другой стороны, его многократное инициирование тепловыми, магнитными или упругими полями приводит к росту внутренних напряжений в материале и наконец его разрушению. Решением проблемы является трансформация структуры материала. Интуитивно понятно, что наиболее оптимальным решением будет создание двухкомпонентной структуры, в которой одна фаза будет выполнять функциональную роль, другая будет являться демпфером для снижения внутренних напряжений и будет препятствовать росту дефектов и разрушению материала. Ранее в работе [1] авторам удалось обнаружить такое сочетание структуры и термической стабильности мартенситного превращения в сплавах системы Ni-Mn-Ga-Si. Получение деформационно-термической обработкой (ДТО) в сплаве данной системы структуры «ожерелье» кратно повысило циклическую и усталостную прочность в материале и не привело к значительному снижению величины МКЭ.

В данной работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитокалорического эффекта сплава Ni<sub>50</sub>Mn<sub>18.5</sub>Ga<sub>25</sub>Cu<sub>6.5</sub>, подвергнутого ДТО методом всесторонней изотермической ковки (ВИК) при 700 °С и степени деформации e = 2,59.

В результате ДТО исходная микроструктура сплава, характеризующаяся крупными равноосными зернами, размеры которых составляют 300–400 µm, трансформируется в двухкомпонентную микроструктуру типа «ожерелье», в которой крупные зерна размером 200–300 µm окружены прослойкой мелкозернистой структуры с размерами зерен около 20–30 µm.

Анализ данных магнитокалорического эффекта показывает, что для сплава в исходном состоянии в процессе прямого мартенситного превращения, в магнитном поле 1,8 Тл, пиковое значение адиабатического изменения температуры составляет  $\Delta T_{ad} = 1,2$  К, а для образца сплава после ВИК  $\Delta T_{ad} = 1,37$  К. Результаты исследования долговременного воздействия циклического магнитного поля 1,8 Тл при частоте 2 Гц на величину  $\Delta T_{ad}$  показывают стабильность эффекта (без признаков деградации) вплоть до 800 циклов включения/ выключения во всех структурных состояниях.

#### Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.

[1] Musabirov I. I., Safarov I. M., Galeyev R. M., Afonichev D. D., Gaifullin R. Y., Kalashnikov V. S., Dilmieva E. T., Koledov V. V., Taskaev S. V., Mulyukov R. R. Trans. Indian. Inst. Met. **74**, 2481 (2021).

### Магнитное фазовое расслоение в сплаве La<sub>0.8</sub>Pr<sub>0.2</sub>Fe<sub>13.7</sub>Si<sub>1.3</sub>, индуцированное длительным воздействием циклических магнитных полей

<u>А. Г. Гамзатов</u><sup>1</sup>, Н. З. Абдулкадырова<sup>1</sup>, П. А. Игошев<sup>1,2</sup>, Д. М. Цымбаренко<sup>3</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>, Feng-xia Hu<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет, Москва, Россия

<sup>4</sup> State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, CAS, 100190, Beijing, China

В данной работе представлены результаты исследования влияния циклических магнитных полей различной интенсивности на свойства сплава La<sub>0.8</sub>Pr<sub>0.2</sub>Fe<sub>1.3.7</sub>Si<sub>1.3</sub>. В частности, представлены результаты исследования магнитных, магнитокалорических, теплофизических свойств и детального рентгеноструктурного анализа сплавов  $La_{0.8}Pr_{0.2}Fe_{13.7}Si_{1.3}$ — $H_{\delta}$  с повышенным содержанием железа (в исходном и гидрированном состоянии). Проведены прямые измерения адиабатического изменения температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) в циклических магнитных полях до 8 Тл. Измерена температурная зависимости теплоемкости при различных магнитных полях (0, 0.62 и 1.8 Тл). Обнаружено аномальное поведение теплоемкости в магнитном поле вблизи фазовых переходов. В частности, для образца La<sub>0.8</sub>Pr<sub>0.2</sub>Fe<sub>1.3.7</sub>Si<sub>1.3</sub> наблюдается аномальное увеличение скачка теплоемкости с ростом магнитного поля, что, по нашему мнению, связано с усилением магнитоупругого взаимодействия. Помимо основного пика теплоемкости, в области, очень близкой к  $T_{\rm C}$ , как в нулевом магнитном поле, так и в магнитных полях 0.62 и 1.8 Тл, наблюдаются дополнительные аномалии, которые являются результатом деградации образца в циклических магнитных полях при измерениях  $\Delta T_{ad}$ . Длительное воздействие циклических полей индуцирует метастабильные ферромагнитные состояния в образце La<sub>0.8</sub>Pr<sub>0.2</sub>Fe<sub>13.7</sub>Si<sub>1.3</sub>, которые устойчивы к термоциклированию и сохраняются после выключения магнитного поля. Эти аномалии отчетливо видны на температурной зависимости температуропроводности как расщепление основного минимума на несколько дополнительных минимумов, которые чувствительны к внешнему магнитному полю. Мы интерпретируем это как результат многофазного состояния (магнитного фазового разделения) с пространственно распределенными критическими температурами, вызванными циклическим магнитным полем.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 24-43-00156, https://rscf.ru/en/project/24-43-00156/).

#### Magnetogalvanic effect in metallic tetragonal antiferromagnets

Z. V. Gareeva<sup>1</sup>, A. I. Popov<sup>2</sup>, A. K. Zvezdin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Molecule and Crystal Physics, Ufa, Russia *zukhragzv@yandex.ru* 

<sup>2</sup> National Research University of Electronic Technology MIET, Moscow, Russia

aip\_2021@mail.ru

<sup>3</sup> Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

zvezdin@gmail.com

In recent years, metallic antiferromagnets have attracted significant attention due to their potential for spintronic applications. Among these, CuMnAs and Mn<sub>2</sub>Au are particularly notable for their high Néel temperatures (~480 K and ~1351 K, respectively), excellent conductivity, and demonstrated capability for current-induced switching of antiferromagnetic order [1; 2].

In this report, we consider a mechanism of spin dynamics in antiferromagnets based on general symmetry consideration. By employing group — theoretical analysis, we derive invariant combinations of magnetic and electric order parameters and demonstrate that the magnetoelectric effect is intrinsic to tetragonal antiferromagnets such as CuMnAs and Mn<sub>2</sub>Au

$$\Phi_{me} = g_1 L_z \left( M_x P_y + M_y P_x \right) + g_2 M_z \left( L_x P_y + L_y P_x \right) + g_3 P_z \left( L_y M_x + L_x M_y \right),$$
(1)

where  $L = M_1 - M_2$  is antiferromagnetic vector,  $M_1$ ,  $M_2$  are the Mn<sup>3+</sup> ions sublattice magnetizations, P is the magnetically induced electric polarization.

We show that the presence of the magnetoelectric invariant (1) naturally leads to electrically induced torques, including Neel spin orbit torque [3], which are crucial for understanding various aspects of current-driven spin dynamics.

Another key phenomenon we investigate is the magnetogalvanic effect, which arises in tetragonal antiferromagnets under the application of a time-varying magnetic field H(t). We explore the generation of electric currents in response to external magnetic fields, considering different field orientations and profiles to clarify the underlying mechanisms of current emergence and dynamic behaviour. By examining the electric response to alternating magnetic fields, we identify key features, including current stabilization and harmonic responses. These findings deepen our understanding of the interplay between symmetry, magnetization dynamics, and electric current generation in antiferromagnetic materials, offering new insights for the development of advanced spintronic technologies.

- [1] S. Reimers et al., Phys. Rev. Appl. 21, 064030 (2024).
- [2] V. Barthem, et al., Nat Commun. 4, 2892 (2013).

30

[3] J. Železný et al., Phys. Rev. Lett. 113, 157201 (2014).

#### Биоэнергетика растений: калорические эффекты и электрогенные процессы

<u>С. В. фон Гратовски</u><sup>1, а</sup>, В. В. Коледов<sup>1, 6</sup>, В. В. Тараканов<sup>2</sup>, Т. Э. Кулешова<sup>3</sup>

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

<sup>a</sup> svetlana.gratowski@yandex.ru, <sup>6</sup> victor\_koledov@mail.ru

<sup>2</sup> Западно-Сибирское отделение Института леса им. В. Н. Сукачева Сибирского отделения наук, Новосибирск, Россия

tarh012@mail.ru

<sup>3</sup> Агрофизический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия

www.piter.ru@bk.ru

Растения на нашей планете играют огромную роль в обеспечении кислородом, поддержании климата, сохранении почв, они являются основой пищевой цепочки и др. В цифрах глобальная биосферная значимость растительного покрова Земли отражается в том, что за год зеленые растения суши накапливают более 180 млрд т биомассы. Растения ведут прикрепленный образ жизни, этим обусловливаются многие их свойства. Растения живут в постоянно меняющейся природной среде и сталкиваются с большим количеством неблагоприятных факторов, которые ограничивают их развитие в каждой фазе их жизненного цикла и могут вызывать гибель. Выживание растений в основном зависит от их способности адаптироваться в изменяющейся среде.

Россия — страна с огромными северными территориями, страна рискованного земледелия, в которой одним из важнейших лимитирующих факторов всех фаз развития растений являются низкие температуры, особенно зимой. В научном растениеводстве изучению механизмов морозостойкости растений уделяется большое внимание [1–3]. В этих и многих других работах изучается создание тепла растениями в процессе термогенеза. Следует отметить, что направление всех этих работ связано с изучением различных экзотермических биохимических реакций, при которых  $\Delta H < 0$ , Q > 0, где H — термодинамический потенциал Гиббса, то есть величина, изменение

которой в ходе химической реакции равно изменению внутренней энергии системы; Q — выделяемая теплота. При этом механизме морозостойкости растение фактически «выгорает», так как использует свою внутреннюю энергию и свою массу для согревания.

В работе [4] выдвинута гипотеза, о том, что возможны другие механизмы, а именно физические механизмы морозостойкости растений. Кроме экзотермических реакций существуют и другие способы повысить температуру, а именно — физические калорические эффекты, к которым тесно примыкает электрогенез [5], и функционирование в режиме теплового насоса. Действительно, дерево с корнями по своей физиологической схеме очень похоже на тепловой насос для обогрева домов. При этом корни играют роль подземного контура теплообменника, передавая тепло из земли, где в зависимости от широты, даже холодной зимой, температура в среднем составляет +10...15 °С. При температуре воздуха –30 °С для идеальной тепловой машины коэффициент эффективности процесса (КЭП) составил бы  $Q/A = T/\Delta T > 600$ %. С учетом адаптивных возможностей растений к изменяющимся условиям окружающей среды, было бы странно, если бы деревья, выживающие в зонах очень холодных зим, не использовали бы этот столь эффективный механизм, который приводит к меньшему «сжиганию» массы дерева за счет экзотермических биохимических реакций. Таким образом, можно высказать рабочую гипотезу, что деревья могут являться тепловыми машинами нашей планеты.

С другой стороны, биоэлектрогенез растений — процесс выработки электрического тока за счет активизации окислительных процессов в корнеобитаемой среде, на основе которых можно реализовать биоэлектрохимические системы для получения альтернативной возобновляемой энергии [5]. В этом смысле биоэлектрогенез растений можно рассматривать как новый тип электрокалорических процессов.

Таким образом, в докладе представлен возможный новый класс природных калорических материалов — интактные растительные организмы.

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-0007.

[1] В. В. Турчанинова. Изучение термогенеза у растений при низкотемпературном стрессе : дис. ... канд. биол. наук. (2006). Иркутск.

32

[2] Y. Miao, et al. Integration of Mitoflash and Time-Series Transcriptomics Facilitates Energy Dynamics Tracking and Substrate Supply Analysis of Floral Thermogenesis in Lotus. Plant, Cell & Environment,, 48. Jg., Nr. 1, S. 893–906. (2025)-

[3] A. Zulfiqar, B. J. Azhar, et al. Molecular basis for thermogenesis and volatile production in the titan arum. PNAS nexus, 3(11), pgae492. (2024)

[4] С. В. фон Гратовски, В. В. Коледов, В. А. Драгавцев. Поиск признаков для обнаружения взаимодействия геноти-па и среды с помощью физических методов. 5 международная конференция «Физика-наукам о жизни». СПБ 2023.

[5] Т. Э. Кулешова, Н. Р. Галль, А. С. Галушко, О. Р. Удалова, В. Е. Вертебный, Г. Г. Панова. Растительно-микробный топливный элемент на примере салата при культивировании методом панопоники. Аграрный научный журнал, (1), 24–28. (2021)

#### Современные методы изучения магнитоструктурных фазовых переходов 1-го рода в сильных магнитных полях до 30 Тл и при низких температурах

<u>Э. Т. Дильмиева</u><sup>а</sup>, Ю. С. Кошкидько<sup>б</sup>

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

<sup>a</sup> kelvit@mail.ru, <sup>6</sup> yurec@mail.ru

Магнитоструктурные фазовые переходы (ФП) 1-го рода и сопутствующие эффекты — гигантское магнитосопротивление [1], магнитокалорический эффект (МКЭ) [2], магнитострикция [3] — остаются в центре внимания ученых последние десятилетия. За это время достигнут значительный прогресс, включая создание результативных прототипов на основе этих эффектов. Однако с фундаментальной точки зрения остаются сложности в изучении таких ФП. Например, в недавней работе [4] в сплаве Гейслера Ni<sub>2.16</sub>Mn<sub>0.84</sub>Ga показана необратимость МКЭ вблизи магнитоструктурного ФП. И согласно феноменологическому подходу теории ФП Ландау, предсказывается, что исчезновение термического гистерезиса ожидается под действием только сильных магнитных полей 30 Тл. Однако использование сильных магнитных полей порядка 30 Тл для экспериментальных работ остается дорогостоящей и малодоступной технологией. И также

33

необходимо подчеркнуть, что экспериментальные работы в сильных магнитных полях в первую очередь требуют разработки самих экспериментальных установок и соответствующих методик измерений. Поэтому в рамках данной работы мы представим к обсуждению две разработанные установки и соответствующие методики для изучения магнитоструктурных ФП 1-го рода в сильных магнитных полях до 30 Тл и в широком температурном диапазоне от 4.2 до 300 К. Первая установка — оптический микроскоп, позволяющий изучать эволюцию магнитоиндуцированного структурного перехода до 30 Тл и при низких температурах до 4.2 К. Данная методика имеет актуальность в рамках обсуждения необратимости МКЭ и конкуренцию вкладов в МКЭ. Вторая установка — измерения намагниченности и деформации образца в единых термодинамических условиях также в сильных полях до 30 Тл. Установка позволяет сфокусироваться в изучении взаимодействия вкладов магнитной и структурной подсистем в МКЭ.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

[1] X. M. Huang, et.al., JAC **889**, 161652 (2021).

[2] A. G. Gamzatov, et.al., Phys. Met. Metallgrp. 125, 12 (2024).

[3] Y. Zhang, et.al., JMMM 615, 72806 (2025).

[4] Yu. S. Koshkid'ko, et.al., JAC 904, 164051 (2022).

### Δоработка и применение пакета AICON2 Δля исследования магнитных полупроводниковых сплавов Гейслера

А. А. Ененко, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия *alexey.enenko@gmail.com* 

Работа посвящена исследованию термоэлектрических свойств четверных магнитных полупроводниковых сплавов Гейслера CoVScSi, FeCrScSi, FeCrYSi, FeVnbAl, FeVScSb, FeVYSb, MnCrScSb с помощью доработанного программного пакета AICON2.



AICON2 — программный пакет, предназначенный для быстрого и точного вычисления теплопроводности и транспортных свойств полупроводников на основании первопринципных вычислений [1; 2]. Данный программный пакет был доработан для обеспечения возможности работы с результатами спинполяризованных первопринципных вычислений.

Доработанный пакет применялся для оценки теплопроводности и транспортных свойств полупроводниковых четверных сплавов Гейслера, ранее предсказанных в [3].

Расчеты исходных данных первопринципных вычислений проводились с помощью VASP. В качестве обменно-корреляционных функционалов использовались функционалы PBEsol и SCAN.

По результатам вычислений определены зависимости фононной теплопроводности от температуры, а также зависимости ZT от температуры и концентрации носителей заряда. Показано, что для всех сплавов максимальное значение ZT происходит при доппировании донорными примесями.



Рис. 1. Максимальная термоэлектрическая добротность исследованных сплавов при T = 300 °K при допировании донорными примесями

[1] Tao Fan, Artem R. Oganov. Comput. Phys. Commun. 266, 108027 (2021)

[2] Tao Fan, Artem R. Oganov. Comput. Phys. Commun. 251, 107074 (2020)

[3] Yue Wang et.al. Comput. Mater. Sci. 150, 2018.

35

#### Фазовая стабильность, структурные и магнитные свойства сплавов Ni—Mn—Ti, легированных Со

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

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

Настоящая работа посвящена одному из важнейших и перспективных направлений современного материаловедения — исследованию мультикалорических твердотельных материалов. Эта тема приобрела значительную популярность в связи с растущей проблемой энергоэффективности. В частности, вопросы фазовой стабильности и устойчивости интерметаллических соединений представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес, поскольку они играют ключевую роль в синтезе гомогенных сплавов с улучшенными физико-механическими свойствами. Учитывая это, изучение тенденций распада гейслеровых сплавов Ni—Co—Mn—Ti на устойчивые компоненты является актуальной научной задачей.

Цель данной работы — проведение расчетов из первых принципов фазовой стабильности и устойчивости к сегрегации гейслеровых сплавов на основе  $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ti_{1-y}$  (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75 и y = 0, 0.25, 0.5, 0.75).

Расчеты выполнялись в рамках теории функционала плотности с использованием программного пакета VASP [1; 2] в приближении функционала PBE [3]. Кристаллическая структура аустенитной фазы задавалась 16-атомной кубической ячейкой пространственной группы симметрии № 225 с ферро- (FM) и ферримагнитным (FiM) упорядочением.

Результаты расчетов показали, что легирующий Со предпочитает занимать подрешетку Ni, причем атомы Со стремятся замещать ближайшие соседние атомы Ni. Установлено, что легирование Со способствует повышению стабильности кубической фазы по сравнению с тетрагональной фазой при шахматном упорядочении магнитных моментов. Результаты расчетов энергии распада указывают на возможную метастабильность всех рассматриваемых конфигураций, что означает возможность синтеза таких структур в нормальных условиях.
Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-00186-25-00.

[1] G. Kresse, J. Furthmüller, Phys. Rev. B 54, 11169 (1996).

[2] G. Kresse, D. Joubert, Phys. Rev. B 59, 1758 (1999).

[3] J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. 77, 3865 (1996).

## Магнитокалорический эффект сплавов Fe—*Me* (*Me* = AI, Ga): вычисления ab initio и моделирование Монте-Карло

<u>М. А. Загребин</u>, М. В. Матюнина, А. С. Сокол, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

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

В настоящее время научное сообщество сосредоточено на исследовании и разработке высокоэффективных материалов нового поколения. Железосодержащие многофункциональные соединения привлекают значительное внимание благодаря своим уникальным механическим, электрическим, магнитным и магнитострикционным характеристикам [1]. Добавление немагнитного галлия в структуру α-Fe существенно усиливает магнитострикцию по сравнению с чистым железом [2]. Это делает магнитострикционные сплавы Fe—Ga популярным объектом исследований последних двух десятилетий. Результаты исследований показывают, что сплавы Fe—Ga проявляют два выраженных пика магнитострикции насыщения при комнатной температуре:  $\lambda_{001} = 395 \cdot 10^{-6}$  и  $350 \cdot 10^{-6}$  для составов с содержанием  $x \approx 19$  ат.% и  $x \approx 27$  ат.% соответственно [1; 2]. Несмотря на двадцатилетние исследования, механизмы гигантской магнитострикции и фазовых превращений, происходящих при нагреве и охлаждении в сплавах Fe—Ga, остаются до конца не изученными. В связи с этим прогнозирование магнитных и структурных упорядочений, фазовых переходов, а также изучение сосуществующих равновесных и метастабильных фаз становятся значимыми фундаментальными проблемами современной физики конденсированного состояния и материаловедения.

Целью данной работы является расчет в рамках теории функционала плотности основного состояния и магнитных характеристик сплавов  $Fe_{75}Ga_{25}$  и  $Fe_{75}Al_{25}$ , а также оценка температуры Кюри и магнитокалорического эффекта в рамках микроскопического подхода моделированием методом Монте-Карло с учетом  $J_{ij}$ , полученных с помощью функций Ванье.

Все расчеты выполнены при помощи метода проекционных присоединенных волн (projector augmented wave, PAW), реализованного в программном пакете Vienna Ab initio simulation package (VASP) [3; 4]. Учет обменно-корреляционных эффектов был проведен для функционалов — GGA (обобщенное градиентное приближение) по схеме Пердью, Бурке и Эрнцерхофа (Perdew, Burke, Ernzerhof — PBE) [5] и SCAN (сильно ограниченный и соответствующим образом нормированный) meta-GGA [6]. Геометрическая оптимизация кристаллической структуры и расчеты магнитных свойств были выполнены для структур D0<sub>3</sub> и L1<sub>2</sub> с использованием суперъячейки, составленной из 32 атомов. После проведения геометрической оптимизации для каждой из исследуемых структур были рассчитаны максимально-локализованные функции Ванье в рамках программного пакета Wannier90 [7]. Непосредственно константы обменного взаимодействия были рассчитаны с помощью пакета TB2J python [8] в рамках метода функций Грина с локальным жестким вращением спина, рассматриваемым как возмущение [9]. Полученная зависимость множества J<sub>ii</sub> от расстояния между взаимодействующими атомами использовалась в качестве входных параметров в моделировании Монте-Карло для получения температурных зависимостей намагниченности, адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$ и изотермического изменения магнитной части энтропии  $\Delta S_{mag}$ .

## Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-20086, https://rscf.ru/project/24-22-20086/).

- [1] A. E. Clark et al., J. Appl. Phys. 93, 8621(2003).
- [2] I. S. Golovin et al., Phys. Metals Metallogr. 121, 851 (2020).
- [3] G. Kresse, J. Furthmuller, Phys. Rev. B. 54, 11169(1996).
- [4] G. Kresse, D. Joubert, Phys. Rev. B. 59, 1758(1999).
- [5] J. P. Perdew et al., Phys. Rev. Lett. 77, 3865 (1996).
- [6] J. Sun et al., Phys. Rev. Lett. 115, 036402 (2015).
- [7] G. Pizzi et al., J. Phys. Condens. Matter. 32, 165902 (2020).
- [8] X. He et al., Comput. Phys. Commun. 264, 107938 (2021).
- [9] G. H. Wannier, Phys. Rev. 52, 191 (1937).

## Δинамический магнитокалорический эффект в LaFe<sub>11.7</sub>Si<sub>1.3</sub>: эксперимент и теория

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

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

igoshev\_pa@imp.uran.ru

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

**Введение.** В последние годы исследования магнитокалорического эффекта (МКЭ) в переменном магнитном поле *H* в условиях, максимально приближенных к рабочим характеристикам магнитных холодильников с рабочими частотами 0.1–20 Гц, представляют особый интерес.

Недавние исследования показали, что для большинства магнитокалорических материалов величина адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$  уменьшается с ростом частоты f циклического магнитного поля, см., например, [1]. Кроме этого, наблюдается деградация МКЭ при долговременном воздействии циклических полей, что напрямую препятствует их практическому применению. Характер затухания МКЭ с увеличением f до сих пор не получил надлежащего теоретического описания. Изучение и понимание природы частотно-деградационных свойств магнитокалорических материалов позволят синтезировать новые магнитокалорические материалы с контролируемыми свойствами.

Теория Ландау широко и успешно применяется для описания равновесных свойств магнитных свойств магнитных материалов в окрестности критической точки для переходов второго рода, что может актуально применяться для демонстрирующих значительный магнитокалорический эффект. Однако для магнитных материалов, демонстрирующих фазовый переход первого рода, могут быть существенны формирование доменов, поверхностные эффекты и фазовое расслоение.

Описание динамического отклика на переменное магнитное поле с учетом эффектов гистерезиса до сих пор не получило надлежащего объяснения.

Соединение LaFe<sub>11.7</sub>Si<sub>1.3</sub> демонстрирует скачок намагниченности в поле  $T_{\rm C} = 180~{\rm K}$  и метамагнитный переход (MM) при температурах

 $T > T_{\rm C}$ . Также это соединение демонстрирует значительный скачок  $\Delta T_{ad} \sim 8$  К и  $\Delta S \sim 25$  Дж/(К · кг) в поле 2 Тл при увеличении температуры [2].

**Моделирование.** В настоящей работе рассматривается динамическое расширение теории Ландау для исследования релаксации намагниченности m(t) в переменном магнитном поле на основании релаксационного уравнения dm/dt =  $-\Gamma \partial F / \partial m$  [3], где

$$F(m, h) = F_0(T) + (1/2) A(T)m^2 + (1/4)B(T)m^4 + (1/6) C(T)m^6 - hm(1)$$

 функционал свободной энергии; Г — феноменологический коэффициент релаксации.



Рис. 1. Зависимость (а) намагниченности, (b) изменения энтропии как функция f t при различных Т. Сплошная линия — частота 0.1 Гц, пунктирная — частота 0.2 Гц. Параметры модели соответствуют [4]

Мы рассматриваем также обобщение этого уравнения на случай эффектов неоднородности:  $\mu d^2m/dt^2 + dm/dt = -\Gamma\partial F/\partial m$ , где  $\mu$  — коэффициент, пропорциональный эффективной «массе» фазовых границ, см. обсуждение в [4].

Подбор коэффициентов *A*, *B*, *C* выбирался так, чтобы обеспечить параметры метамагнитного фазового перехода первого рода близкими к экспериментальным для LaFe<sub>11.7</sub>Si<sub>1.3</sub>.

Численное моделирование показывает (см. рис. 1), что увеличение T приводит к изменению зависимости характера намагниченности и энтропии от времени: при низких T в переменном магнитном поле имеются колебания в окрестности равновесного значения намагниченности в ферромагнитной фазе. При промежуточных значениях T (соответствующих MM переходу) переменное магнитное поле вызывает дрейф намагниченности между локальными минимумами свободной энергии. Это обеспечивает удвоенную частоту пиков (как в парамагнитной фазе) и высокое значение амплитуды  $\Delta S$ . Дальнейшее увеличение температуры приводит к подавлению амплитуды  $\Delta S$ .

В докладе подробно обсуждается применение модели к описанию МКЭ в соединении LaFe<sub>11.7</sub>Si<sub>1.3</sub>.

Работа выполнена поддержана РНФ, проект № 24-43-00156.

[1] A. M. Aliev et al., Applied Physics Letters 109, 202407 (2016).

[2] S. Fujieda, A. Fujita, and K. Fukamichi, Applied Physics Letters 81, 1276 (2002).

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

[4] A. G. Gamzatov et al., Applied Physics Letters 125, 112401 (2024).

## О возможности создания генератора спиновых волн с помошью магнитных бризеров и многослойных ферромагнитных структур

<u>Л. К. Кабанов</u><sup>1</sup>, Е. Г. Екомасов<sup>2</sup>

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия <sup>1</sup> danya.kabanov.95@mail.ru <sup>2</sup> ekomasoveg@gmail.com

Современные экспериментальные возможности в области нанотехнологий и магнитных измерений стимулируют углубленное изучение динамики магнитных неоднородностей, особенно в мультислойных магнитных структурах, чья востребованность в различных приложениях неуклонно растет. Теоретический анализ одномерной динамики этих неоднородностей в ферромагнитных мультислоях, представляющих собой периодическую последовательность слоев различной толщины и с разными магнитными свойствами (в частности, анизотропией), показывает связь с задачей о взаимодействии солитонов уравнения синус-Гордона (УСГ) с примесями [1]. В [2] показано, что динамика доменных границ в мультислойных структурах может приводить к генерации устойчивых локализованных солитонов, являющихся источниками спиновых волн. В данной работе исследуется возможность создания генератора спиновых волн на основе магнитных бризеров, возбуждаемых в трехслойной ферромагнитной структуре. Установлено, что параметры слоев структуры напрямую влияют на характеристики генерируемых спиновых волн, позволяя контролировать их амплитуду и частоту. Особое внимание уделено применению метода авторезонанса с использованием слабого переменного магнитного поля для достижения управляемой генерации высокоамплитудных спиновых волн. Частота этих волн фиксирована и определяется как собственными свойствами магнитного бризера, так и частотой приложенного поля.

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

[1] М. А. Шамсутдинов, И. Ю. Ломакина, В. Н. Назаров, А. Т. Харисов, Д. М. Шамсутдинов. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные коле-

бания, волны и солитоны. Наука, М. (2009). 456 с;

[2] Екомасов, Е. Г., Назаров, В. Н., Самсонов, К. Ю., Муртазин, Р. Р. (2021). Возможность управления динамикой и структурой магнитного солитона в трехслойной ферромагнитной структуре. Письма в ЖТФ, 47(10). 2021, С. 15–18. DOI: 10.21883/PJTF.2021.10.50966.18718

## Влияние микроструктуры на величину и на стабильность адиабатического изменения температуры сплава Гейслера Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>

<u>А. Т. Калырбарлеев</u><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, China *anvar.kadirbardeev@gmail.com* 

В недавней работе [1] был обнаружен гигантский обратный МКЭ в сплаве Гейслера Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub> ( $\Delta T_{ad1} = -15$  К в магнитном поле 10 Тл). Добавление Ті приводит к увеличению прочностных характеристик, что повышает стабильность образцов при долговременном циклическом воздействии магнитных полей различной интенсивности.

В данной работе были исследованы температурные зависимости  $\Delta T_{ad}$  объёмных и ленточных образцов сплава Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub> в циклическом магнитном поле 1.8 Тл (с f = 0.2 Гц). На рис. 1, А приведены температурные зависимости  $\Delta T_{ad}$ , измеренные в режиме нагрева и охлаждения, а также данные для первого включения магнитного поля (красные точки). Величина максимума обратного МКЭ достигает  $\Delta T_{ad1} = -1.58$  К для первого цикла приложения магнитного поля (красные точки), при циклическом приложении магнитного поля величина МКЭ уменьшается до  $\Delta T_{ad} = -0.96$  К (красная линия). Второй и третий образец представляли собой тонкие ленты со скоростью закалки 20 и 40 м/с соответственно (рис. 1, В и С), величина  $\Delta T_{ad}$  для первого цикла в обеих лентах меняется слабо:  $\Delta T_{ad1} = -1.46$  К (20 м/с) и  $\Delta T_{ad1} = -1.55$  К (40 м/с),



но в циклическом магнитном поле обратный МКЭ сильно уменьшается ( $\Delta T_{ad}$  = -0.42 К (20 м/с) и  $\Delta T_{ad}$  = -0.43 К (40 м/с).

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 24-43-00156, https://rscf.ru/en/project/ 24-43-00156/).

[1] B. Benedikt, et. al., Acta Materialia 282, 120460 (2025).



## Магнитокалорический эффект для применений в космосе

<u>А. П. Каманцев</u><sup>1</sup>, А. А. Амиров<sup>2</sup>, О. О. Павлухина<sup>3</sup>, В. В. Соколовский<sup>3</sup>

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

kaman4@gmail.com

<sup>2</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
<sup>3</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

Основной проблемой современных систем отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха (OBKB) космических аппаратов является их зависимость от токсичных хладагентов. В активной системе терморегулирования на МКС (рис. 1) содержится примерно 544 кг безводного жидкого аммиака. При таких количествах это вещество может легко сделать МКС непригодной для жизни в случае ЧС [1]. Электроэнергия в космических аппаратах также является



Рис. 1. Активные системы терморегулирования МКС перекачивают жидкости по замкнутым контурам: красные — внешние с жидко-аммиачным теплоносителем, синие — с водяным теплоносителем умеренной температуры, голубые — водяные низкотемпературные, фиолетовые — внутреннего охлаждения с жидкостью «Триол», зелёные — внешнего охлаждения с полиметилсилоксаном. Красный контур вдоль главной оси станции обеспечивает охлаждение солнечных панелей

ограниченным ресурсом, зависящим от сбора солнечной энергии, ее накопления в батареях и баланса критически важных действующих систем жизнеобеспечения. Помимо проблем с энергоэффективностью и токсичностью, существуют высокие энергетические и финансовые потери при подъеме массы на низкую околоземную орбиту. Решение описанных выше проблем кроется в использовании магнитокалорического эффекта (МКЭ) как основы для систем ОВКВ. Внедрение технологий охлаждения с помощью МКЭ в космосе не только удалит токсичные вещества из космических аппаратов, но и сделает эту технологию более популярной на Земле.

Известно, что с поверхности тела и из легких одного человека в общем за сутки выделяется ~1,5 л воды, которую в условиях МКС необходимо собирать для дальнейшего использования в системах жизнеобеспечения. Наиболее простой способ — это конденсация влаги на поверхности твердого тела с температурой ниже точки росы  $T_{\rm P}$ . Для приблизительного расчета  $T_{\rm P}$  существует простая формула, дающая погрешность ±1,0 °С при относительной влажности в объемных долях  $\phi > 0,5$ :

$$T_{\rm P} \approx T - 20(1 - \varphi), \tag{1}$$

так что при температуре на борту T = 25 °C и  $\varphi = 0.7$  оценка дает  $T_{\rm p} = 19$  °C. Соответственно, для создания осушителя воздуха на основе МКЭ необходимо, чтобы материал рабочего тела при 23–28 °C в разумных магнитных полях до 20 кЭ проявлял МКЭ по крайней мере  $\Delta T = -7$  °C при приложении или же снятии поля и состоял бы из нетоксичных элементов.

Рекордным в поле 20 кЭ является  $\Delta T = -13$  °C в Fe<sub>49</sub>Rh<sub>51</sub> при T = 32 °C [2], в котором, очевидно, необходимо понизить рабочую температуру на ~10 °C. Добавки Pd позволяют получить материалы с требуемыми свойствами: Fe<sub>49.7</sub>Rh<sub>47.4</sub>Pd<sub>2.9</sub> [3], Fe<sub>50</sub>Rh<sub>40</sub>Pd<sub>10</sub> [4], однако снижение МКЭ при циклическом воздействии поля является проблемой таких сплавов [5].

Существует большой выбор материалов из нетоксичных элементов с прямым МКЭ (т. е. которые охлаждаются при размагничивании) при комнатной температуре [6], однако из подходящих по величине эффекта можно выделить только систему LaFe<sub>13-x</sub>Si<sub>x</sub>, в которой рабочая температура гибко настраивается соотношением элементов или допированием. Например,  $\Delta T = 6.9$  °C в поле 20 кЭ в La(Fe<sub>0.89</sub>Si<sub>0.11</sub>)<sub>13</sub>H<sub>1.3</sub> при T = 18 °C [7]. Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-0007.

[1] Macatangay A. V., et al. // SAE Technical Paper Series. 2007. P. 2007–01–3186. DOI: 10.4271/2007-01-3186

[2] Annaorazov M. P., et al. // Cryogenics. 1992. V. 32, № 10. P. 867–872.

[3] Komlev A. S., et al. // J. Alloy. Comp. 2022. V. 898. P. 163092.

[4] Joshi R. et al. // Journal of Applied Physics. 2023. V. 133. P. 173904.

[5] Aliev A. M., Gamzatov A. G. // Physics of Metals and Metallography. 2024. V. 125, № 14. P. 1901–1926.

[6] Franco V., et al. // Progr. Mater. Sci. 2018. V. 93. P. 112–232.

[7] Fujita A., et al. // Physical Review B. 2003. V. 67, № 10. P. 104416.

### Структурные преврашения углеродного материала в процессе графитации

И. П. Карих, В. А. Тюменцев, А. Г. Фазлитдинова

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия *ivan\_karix@mail.ru* 

Конечные свойства получаемых искусственных графитированных материалов определяются во многом закономерностями структурных преобразований в процессе термообработки. Считается, что в процессе графитации изменение межплоскостного расстояния  $d_{002}$  происходит монотонно. Однако в ряде работ отмечается, что углеродный материал гетерогенен, в зависимости от условий термообработки формируются метастабильные состояния, которым соответствуют фиксированные значения межплоскостного расстояния  $d_{002}^1 = 3,35$  Å,  $d_{002}^2 = 3,37$  Å,  $d_{002}^3 = 3,40$  Å,  $d_{002}^4 = 3,425$  Å,  $d_{002}^5 = 3,44$  Å [1–4]. Поэтому установление закономерностей структурных преобразований углеродного материала в процессе графитации представляет научный и практический интерес.

В работе методом рентгеноструктурного анализа изучена тонкая структура образцов игольчатого нефтяного кокса (связующее каменноугольный пек), прошедших высокотемпературную изотермическую обработку в течение трех часов (скорость подъема до заданной температуры 300 °С/ч) в интервале от 1 500 до 2 100 °С. Новые данные о структуре материалов получены путем анализа профилей

асимметричных максимумов (002) графита с помощью программного пакета OriginPro разложением на минимальное количество симметричных пиков, описываемых функцией Войта.

Показано, что углеродный материал на исследованных этапах перехода в графит неоднороден по дисперсному и фазовому составу (табл. 1). По мере повышения температуры обработки в материале формируются фазы, размеры областей когерентного рассеяния  $L_{002}$  которых увеличиваются. При этом межплоскостное расстояние  $d_{002}$  ступенчато приближается к таковому у естественного графита  $d_{002} = 3,354$  Å.

Таблица 1

<i>T</i> , ⁰C	$\Phi_1, d_{002} = 3,35\text{\AA}$		$\Phi_2, d_{002} = 3,37\text{\AA}$		$\Phi_3, d_{002} = 3,40\text{\AA}$		$\Phi_4, d_{002} = 3,425 \text{\AA}$		$\Phi_5, d_{002} = 3,44 \text{\AA}$	
	d <sub>002</sub> , Å	L <sub>002</sub> , нм	d <sub>002</sub> , Å	L <sub>002</sub> , нм	d <sub>002</sub> , Å	L <sub>002</sub> , нм	d <sub>002</sub> , Å	L <sub>002</sub> , нм	d <sub>002</sub> , Å	L <sub>002</sub> , нм
1 500	_	_	_	_	3,404	22,2	3,428	27,7	3,452	17,9
1 600	_	_	_	_	3,391	24,9	3,410	17,8	_	_
1 900	-	-	3,373	30,6	3,391	26,9	3,418	19,7	-	-
2 000	-	-	3,383	38,0	3,396	21,7	3,420	17,1	-	-
2 100	3,364	35,8	_	—	3,387	28,7	3,409	20,6	—	-

#### Фазовый состав и параметры структуры углеродного материала

Результаты исследования структуры игольчатого нефтяного кокса методом рамановской спектроскопии приведены в табл. 2 (средние значения получены по пяти измерениям параметров пиков D- и G-линий). Вычислено отношение интенсивностей I<sub>D</sub>/I<sub>G</sub>, по которому

Таблица 2

<i>Т</i> , °С	L	Іиния D			Линия G			
	ν, см-1	$\Delta_{1/2},$ cm <sup>-1</sup>	I, отн. ед.	ν, см <sup>-1</sup>	$\Delta_{1/2},$ cm <sup>-1</sup>	I, отн. ед.	I <sub>D</sub> /I <sub>G</sub>	L <sub>а</sub> , нм
1 500	1 3 4 9, 3 4	40,88	328	1 581,40	28,06	596	0,55	34,9
1 600	1349,74	41,16	166	1 579,78	22,08	530	0,31	61,4
1 900	1 3 50,62	51,28	120	1 580,10	22,42	491	0,24	78,7
2 000	1 3 4 9,00	40,48	203	1 580,24	21,14	649	0,31	61,5
2 100	1 3 4 9, 5 8	36,92	97	1 580,76	19,88	486	0,20	96,3

Спектральные параметры линий D и G комбинационного рассеяния углеродных материалов



определен приблизительный размер кристаллитов в направлении (100) по формуле [5]

$$L_{a} = 2, 4 \cdot 10^{-10} \cdot \lambda^{4} \cdot \left(\frac{I_{D}}{I_{G}}\right)^{-1},$$
(1)

где  $\lambda$  — длина волны 532 нм;  $I_D/I_G$  — отношение интенсивностей линий D и G.

Показано, что с повышением температуры обработки степень кристалличности увеличивается ( $I_D/I_G < 0.5$ ), а структура становится менее дефектной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда перспективных научных исследований Челябинского государственного университета ФПНИ-2025/16.

[1] J. Lachter, R. H. Bragg, Phys. Rev. B. 33, 8903 (1986)

[2] M. Tadjani, J. Lechter, T. S. Kabret, R. H. Bragg, Carbon 24, 447 (1986).

[3] K. Kawamura, R. H. Bragg, Carbon 24, 301 (1986).

[4] J. B. Aladekomo, R. H. Bragg, Carbon 28, 897 (1990).

[5] M. A. Pimenta, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, L. G. Cancado, A. Jorio, R. Saito, Phys. Chem. Chem. Phys **9**, 1276 (2007).

## Экспериментальная методика для исследования кинетики, магнитных и термодинамических параметров в сплаве Гейслера Ni<sub>50,5</sub>Mn<sub>33,4</sub>In<sub>15,6</sub>V<sub>0,5</sub> вблизи точки Кюри

<u>А. А. Карпухин</u><sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, И. И. Мусабиров<sup>2</sup>, А. М. Алиев<sup>3</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>3</sup>, Н. З. Абдулкадирова<sup>3</sup>, С. В. Таскаев<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия *interceptor1986@mail.ru* <sup>2</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

irekmusabirov@imsp.ru

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

<sup>4</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия *s.v.taskaev@gmail.com* 

Цель настоящей работы заключается в экспериментальном изучении зависимостей термодинамических параметров температуры и намагниченности для решения уравнений состояния и кинетики в магнитных полях порядка 1 Тл в сплаве Гейслера Ni<sub>50.5</sub>Mn<sub>33.4</sub>In<sub>15.6</sub>V<sub>0.5</sub>. Температура Кюри была измерена экспериментально и составила 286,5 К.

Для исследования кинетики МКЭ (рис. 1) использована методика, описанная в [1], для исследования кинетики намагниченности вблизи магнитного фазового перехода образца сплава  $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$  в импульсных полях (рис. 2) была создана оригинальная установка.

Экспериментальная установка включает блок питания, который обеспечивает



Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ в  $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$  при H = 0,62 и 1,2 Тл при частотах f = 2...30 Гц



намагниченности образца при разных магнитных полях

подачу напряжения от 0 до 300 В и до 60 А на катушку, создающую магнитное поле, образец магнитного материала в виде бруска и помещенный на его торце быстродействующий датчик Холла для измерения магнитного момента и термопару для измерения его температуры. Для поддержания необходимой температуры используется блок термостатирования. Для усиления

сигнала от датчика Холла используется операционный малошумящий, быстродействующий усилитель. С помощью блока управления происходит генерация прямоугольного импульса магнитного поля с напряженностью до 1 Тл переменной длительности от 1 с до 10 мкс. Для снятия и обработки сигнала применяется плата ЦАП/ АЦП L-Card. Окончательный анализ, обработка и вывод данных производятся при помощи ПК (рис. 3).

Созданная установка позволяет применить метод определения точки Кюри в сплаве  $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$  и показать минимальный предел для максимальной скорости фазового перехода.



Рис. 3. Блок схема экспериментальной установки т-магнетометр

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-0007/

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

## Создание композита сплава DyAl<sub>2</sub> с медной матрицей

К. К. Кирилюк<sup>1</sup>, И. И. Мусабиров<sup>2</sup>, А. В. Маширов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия *kirkonst2002@mail.ru* 

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

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

Интерметаллидное соединение DyAl<sub>2</sub> представляет интерес для технологий криомагнитного охлаждения. Обнаруженное ранними исследованиями магнитное фазовое превращение 2-го рода в области 60 К обусловливает наличие магнитокалорического эффекта [1]. В свою очередь, высокая хрупкость соединения ограничивает практическое применение. Для решения задачи можно рассмотреть доработку структуры, например, путем введения металлического связующего — меди, которая придает материалу пластичность, улучшает теплоотвод и обеспечивает условия для получения композита с комплексом улучшенных свойств.

Для компактирования использовались полученные ручным размолом частицы сплава DyAl<sub>2</sub> размерами порядка 300 µm в случае композита 1 и 100 µm для композитов 2 и 3. В качестве матричного материала использованы химически осаженная из раствора медь (композит 1) и мелкодисперсный порошок меди (композиты 2, 3). Смеси подвергались прессованию с контролем давления и температуры. Исследовалось влияние давления на формирование структуры, фазовый состав и взаимодействие компонентов.

Было предложено несколько параметров обработки. Композит 1 был компактирован при температуре 800 °C в течение 40 минут и давлении 33 МПа. Композиты 2 и 3 были компактированы при

800 °С в течение 30 минут с давлением 33 и 49 МПа соответственно.

Анализ результатов исследования трех образцов композита показал существенное влияние давления прессования на микроструктуру и свойства полученных материалов. Первый образец продемонстрировал недостаточную заполняемость медной матрицы, что привело к выпадению частиц сплава при механической обработке. Это указывает на необходимость пересмотра параметров синтеза, таких как размер частиц и режим обработки. Второй образец показал улучшенное заполнение пор медью, но, несмотря на это, сохранилась излишняя разрушаемость при полировке, что также свидетельствует о неполной оптимизации давления. Третий образец продемонстрировал наилучшие результаты: количество пор в медной матрице было сведено к минимуму, что препятствовало выпадению частиц сплава.

Можно заключить, что увеличение давления компактирования способствует более равномерному распределению фаз и снижению пористости, что критически важно для получения высококачественных композитных материалов. Разработанный режим обеспечивает получение композита с равномерным распределением фаз и структурной целостностью, что открывает перспективы для дальнейшего изучения таких композитов в контексте создания новых функциональных материалов с магнитными или термостойкими свойствами.

#### Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.

[1] Kuznetsov, A. S., Mashirov, A. V., Musabirov, I. I., et al. Quasi-isothermal magnetocaloric effect in the DyAl<sub>2</sub> alloy in magnetic field up to 14 T // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2024, v. 612, 172612.

## Магнитные и магнитокалорические свойства лент сплава Ni<sub>37</sub>Co<sub>13</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>, полученных методом спинингования

<u>О. Е. Ковалёв</u><sup>1</sup>, Р. А. Сафонов<sup>1</sup>, Δ. Р. Беличко<sup>1</sup>, Н. Ю. Нырков<sup>1</sup>, А. В. Головчан<sup>1</sup>, И. Ф. Грибанов<sup>1</sup>, А. П. Каманцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия oleg\_kovalev\_2018@mail.ru <sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия kama@cplire.ru

На сегодняшний день актуальным является поиск дешевых магнитных функциональных материалов — не содержащих редкоземельных металлов, но показывающих значительную магнитокалорическую эффективность в магнитных полях до 2 Тл. Немалое внимание заслуживают сплавы Гейслера на основе *d*-металлов системы Ni—Co—Mn—Ti. В этих материалах наблюдается как прямой магнитокалорический эффект (МКЭ) в области температуры Кюри, так и обратный МКЭ в области магнитоструктурного фазового перехода (ФП) 1-го рода из мартенситной фазы в аустенитную [1].

Методика спинингования расплава показала свою эффективность в процессе синтеза различного рода кристаллических материалов со значительным МКЭ. Большая скорость охлаждения приводит к более гомогенному распределению элементов, уменьшая количество дополнительных фаз [2]. Слиток сплава  $Ni_{37}Co_{13}Mn_{35}Ti_{15}$  для разливки готовился методом дуговой плавки из материалов высокой чистоты в защитной среде аргона, затем, также в среде аргона, расплавлялся индукционным способом и разливался через отверстие 2 мм из жидкой фазы на быстро вращающееся колесо с линейной скоростью 15 м/с, на котором происходила быстрая кристаллизация расплава.

Магнитные свойства полученных лент измерялись на маятниковом магнитометре типа Доменикали в постоянных магнитных полях до 0,94 Тл (рис. 1, *a*). Полученные данные хорошо согласуются с известными в литературе. Материал претерпевает безгистерезисный магнитный ФП с температурой Кюри около 300 К, а в об-

ласти 120-180 К в нем происходит ФП 1-го рода из слабомагнитной мартенситной фазы в ферромагнитную аустенитную. В работе [2] авторами был исследован образец близкого состава, приготовленный дуговой плавкой и литьем под давлением с последующим отжигом. Значения намагниченности достаточно хорошо коррелируются с нашими данными, а вот низкотемпературный ФП в нашем случае приблизительно на 120 К смещается в область низких температур.

Значения изотермического МКЭ рассчитывались на основе кривых M(T, B) из соотношений Максвелла (рис. 1,  $\delta$ ). Величина изменения изотермической энтропии



Рис. 1: а) температурные зависимости намагниченности в полях 0,155 и 0,94Тл (нагрев и охлаждение); б) расчетные кривые изменения изотермической энтропии и кривые намагничивания (на вставке) при температурах 85, 190 и 400 К для быстрозакаленных лент сплава Ni<sub>37</sub>Co<sub>13</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>

нашего образца составляет  $\Delta S = 2,7$  J/(kg · K) при нагреве и  $\Delta S = 2,0$  J/(kg · K) при охлаждении в поле 0,94 Тл. Кривые намагничивания (рис. 1,  $\delta$ , на вставке) показывают, что при T = 85 К достаточно приложить поле  $\approx 1$  Тл для индуцирования полного ФП из слабомагнитной мартенситной фазы в ферромагнитную аустенитную, что также показывает практическую применимость полученных лент в области магнитного манипулирования [3].

Работа выполнена в рамках государственной бюджетной темы ФГБНУ ДОНФТИ FREZ-2024-0002.

Z. Y. Wei, E. K. Liu., J. H. Chen, et al. Appl. Phys. Lett. 107, 022406 (2015).
F. Zhang, J. Wang, Z. Wu, et al. Acta. Mater. 265, 119595 (2024).

[3] E. Kalimullina, A. Kamantsev, V. Koledov, et al. Physica Status Solidi (C), 11(5-6), 1023–1025 (2014).

# Взаимодействие фазовых переходов в твердотельных материалах

В. В. Коледов<sup>1</sup>, В. Д. Бучельников<sup>2</sup>, В. И. Вальков<sup>2</sup>, С. В. фон Гратовски<sup>1</sup>, П. М. Ветошко<sup>1</sup>, В. Г. Шавров<sup>1</sup>, В. И. Шеглов<sup>1</sup>, В. Д. Пойманов<sup>3,4</sup>, А. Л. Коледов<sup>1</sup>, Е. В. Морозов<sup>1</sup>, А. В. Неженцев<sup>1</sup>, Д. А. Суслов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия
<sup>2</sup> Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия
<sup>3</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия
<sup>4</sup> ИСПМ им. Н. С. Ениколопова РАН, Москва, Россия *victor\_koledov@mail.ru*

Поиск новых твердотельных материалов, проявляющих сильные эффекты изменения формы и энтропии под действием физических полей, нацелен на обнаружение новых физических эффектов и на создание прорывных технологий в областях сенсорики, спинтроники, микросистемной техники, калоритроники и др. Наибольшие эффекты изменения свойств наблюдаются вблизи фазовых переходов (ФП), это касается калорических эффектов (магнито-, электро-, эластокалорического эффекта), эффекта памяти формы и др. В материалах, в которых протекают не один, а два и более ФП, вследствие взаимодействия подсистем могут иметь место эффекты взаимного влияния ФП. Взаимодействие ФП может приводить к максимальной величине функциональных свойств. Например, в интерметаллических сплавах Гейслера Ni<sub>2</sub>MnGa, вследствие взаимодействия упругой и магнитной подсистем, наблюдается сильное взаимное влияние магнитного перехода 2-го рода (точка Кюри) и термоупругого мартенситного перехода. В результате, подбирая концентрации компонентов в составе интерметаллида, можно добиться сближения и слияния структурного мартенситного и магнитного ФП в единый магнетоструктурный ФП 1-го рода, как показано на рис. 1 [1].

Слияние ФП может приводить к усилению эффектов и к повышению чувствительности к полю, как это, например, наблюдается при магнитоструктурном ФП в соединении MnAs, в котором гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) в изотермическом режиме имеет рекордное для твердотельных материалов значение [2].



Рис. 1. Фазовая диаграмма сплава  $Ni_{2+x}Mn_{1-x}$  Ga. Температура мартенситного перехода  $T_M$  возрастает с увеличением избытка Ni - x; температура Кюри  $T_C$  снижается до достижения  $T_M$  при x = 0.19, T = 340 K, при x = 0.27-0.30,  $T_M$  скачкообразно увеличивается до 530 K,  $T_C$  слабо понижается. а) эксперимент; б) теория [1]

В [3] при изучении сплава Гейслера Ni<sub>2.07</sub>Co<sub>0.09</sub>Mn<sub>0.84</sub>Ga с мартенситным и магнитным ФП, которые наблюдаются при близких температурах, был обнаружен неожиданный эффект сильной частотной зависимости МКЭ. Исследования динамики намагниченности вблизи точки ФП в настоящее время очень актуальны, так как с фундаментальной точки зрения вопрос не может быть решен в рамках традиционного подхода на основе уравнения Ландау — Лифшица из-за того, что модуль вектора намагниченности не является постоянной величиной вблизи ФП. С прикладной точки зрения динамика изменения намагниченности и энтропии материала в переменном или импульсном поле чрезвычайно важна, так как она определяет быстродействие актюатора или мощность твердотельной тепловой машины на его основе.

Явление взаимодействия ФП наблюдается также в диэлектрических материалах. Недавно на основе результатов экспериментальных исследований поведения магнитных фаз частично замещенных редкоземельных ферритов гранатов (BiYLu)<sub>3</sub>(FeGa)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> и (BiGd)<sub>3</sub>(FeGa)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> вблизи точки магнитной компенсации в сильных магнитных полях предложена феноменологическая модель, включающая выражения для свободной энергии фаз ферримагнетика в зависимости от внешнего магнитного поля H и температуры T [4]. Расчет по модели объясняет особенности фазовой T—H диаграммы и поведение неколлинеарной фазы на основе учета парапроцес-

57

са, то есть взаимовлияния спин-переориентационного ФП и точки Кюри.

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (FFWZ-2024–0007).

[1] A. N. Vasil'ev, A. D. Bozhko, et al. Phys. Rev. B, 59(2), 1113 (1999).

[2] Y. S. Koshkid'ko, V. I. Valkov et al. Journ. All. Comp. 798, 810 (2019).

[3] A. M. Aliev, A. B. Batdalov. Journ. All. Comp. 676, 601 (2016).

[4] Д.А. Суслов, В. Г. Шавров и др. Журнал радиоэлектроники. № 11, 12 (2024).

# Время релаксации и тепловая проводимость контактной пары GdNi<sub>2</sub>—медь

К. А. Колесов<sup>1</sup>, А. С. Кузнецов<sup>1</sup>, И. И. Мусабиров<sup>2</sup>, А. В. Маширов<sup>1</sup>

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

kolesovkka@mail.ru

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

При технической реализации холодильных циклов на основе магнитокалорического эффекта необходимо использование газовых или механических тепловых ключей [1]. В отличие от предыдущих работ [2–4], в которых проводилось исследование времени релаксации в механическом тепловом ключе при соотношении массы медного теплоприемника к массе магнитокалорического тела, равном 0.7–2.5, исследовался случай, когда масса медного теплоприемника больше в 49 раз магнитокалорического тела.

Эксперимент определения времени достижения теплового равновесия строится на основе явления контактной проводимости от более нагретого магнитокалорического сплава GdNi<sub>2</sub> к менее нагретому медному теплопринимающему цилиндру с индиевым термоинтерфейсом 100 мкм в составе контактной пары криогенного механического теплового ключа. Магнитокалорический сплав GdNi<sub>2</sub> в форме диска диаметром 5 мм и высотой 5 мм массой  $m_{GdNi_2} = 0.39$  г в вакуумной камере криостата термостабилизируется при начальной температуре эксперимента  $T_1 = T_{GdNi_2}$  таким образом, чтобы

его температура  $T_1$  была отлична на фиксированное значение  $\Delta T_{span}$ от температуры  $T_2 = T_{Cu}$  медного теплопринимающего цилиндра диаметром 15 мм, высотой 15 мм и массой  $m_{Cu} = 19.167$  г. Данные элементы контактной пары находятся в адиабатических условиях первоначально на расстоянии 100 мм, после чего с помощью линейного электродвигателя за 2.5 с прижимаются с усилием прижатия 380 кПа в вакууме 3.10-4-9,5.10-5 мБар. Происходит регистрация изменения температуры дисков, по данным которой определяется время наступления теплового равновесия. На рис. 1 представлена зависимость выравнивания температур контактной пары GdNi<sub>2</sub>-диска  $T_1 = 82.2$  К (рис. 1) и медного цилиндра  $T_4 = 79.2$  К (рис. 1) с термоинтерфейсом индиевой фольгой 0.1 мм после включения механического теплового ключа с разницей температур  $\Delta T_{span} = 3$  К. Здесь видно, что на отметке 346.3 с (517.1 с) начался интенсивный теплообмен между элементами контактной пары — это момент прижатия таблеток с усилием 380 кПа по данным линейного электродвигателя. Скорость изменения их температур меняется резко нелинейно и через 358.9-346.3 = 13.6 с температура GdNi<sub>2</sub>-диска опустилась на  $\Delta T_1 = 1.93$ , а температура нижнего медного теплопринимающего цилиндра поднялась на  $\Delta T_4 = 0.04$  К. Время температурной релаксации при соединении контактной пары GdNi<sub>2</sub>-диска и медного цилиндра с термоинтерфейсом индиевой фольгой 0.1 мм с начальным температурным напором  $\Delta T_{span} = T_1 - T_4 = 3$  К при  $T_1 = 82.2$  К равно



*Рис. 1. Экспериментальная зависимость времени релаксации контактной пары* 

 $T_{relax} = 13.6$  с. На начальном этапе перед прижатием элементов контактной пары на квазилинейном участке температурный дрейф верхнего -0.025 К/мин и нижнего ~ 0 К/мин, после контакта образцов температурный дрейф контактной пары -0.003 К/мин. Можно сказать, что теплопритоками можно пренебречь. Можно заключить, что путем контактной проводимости за конечное время 13.6 с от верхнего GdNi<sub>2</sub>-диска путем контактной проводимости с термоинтерфейсом индиевой фольгой 0.1 мм было отведено количество тепла, равное  $Q_{\text{GdNi}_2}$  = 220,3 мДж, а нижнему передано  $Q_{\text{Cu}}$  = 257 мДж. Разница значений может быть объяснена тем, что величину теплоемкости меди принимали с использованием справочных данных из-за тепловой связи образцов с конструкцией держателей, а также из-за наличия контактного термического сопротивления. За время  $T_{relax} = 13.6$  с при охлаждении и нагревании путем контактной проводимости можно передать теплоту, равную значению около 257 мДж. Таким образом, экспериментально изучается возможность построения одного каскада по циклу Брайтона криогенного магнитного рефрижератора. Показывается реально достижимое значение холодопроизводительности данного типа криогенных установок.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-79-10197, https://rscf.ru/project/20-79-10197/

 K. Klinar, T. Swoboda, M. M. Rojo, A. Kitanovski, Adv. Electron. Mater., V. 7, 2000623 (2021).

[2] K. A. Kolesov, I. I. Musabirov, D. D. Kuznetsov, V. G. Shavrov, A. V. Mashirov, Int. J. Heat Mass Transf., V. **235**, 126120 (2024).

[3] K. A. Kolesov, A. S. Skorniakov, V. V. Koledov, V. G. Shavrov, A. M. Aliev, A. G. Gamzatov, L. N. Khanov, A. V. Mashirov, Cryogenics V. **142**, 103899 (2024).

[4] K. A. Kolesov, A. V. Mashirov, A. S. Kuznetsov, V. V. Koledov, A. P. Orlov, V. G. Shavrov, J. Comm. Technol. Electron V. 68, 420 (2023).

## Одновременное измерение интегральных характеристик МКЭ в соединении системы Mn—Cu—Sb

<u>А. С. Кузнецов</u><sup>1</sup>, А. В. Маширов<sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>, В. И. Митюк<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Mocква, Россия kuznetsovalserg@gmail.com
<sup>2</sup> Московский государственный университет, Москва, Россия vmitsiuk@gmail.com

Перспектива применения магнитных материалов в качестве рабочего тела магнитной рефрижераторной установки, работающей на основе технологии твердотельного магнитного охлаждения (ТМО), по сей день остается открытым и актуальным вопросом среди множества научных групп. Известно [1], что применимость таких материалов в качестве рабочего тела обусловлена величиной магнитокалорического эффекта (МКЭ), который достигает максимальных значений при фазовом превращении. Количественно МКЭ определяется следующими интегральными характеристиками: изменением энтропии магнитной подсистемы  $\Delta S_{\text{mag}}$  в изотермических условиях и изменением температуры  $\Delta T_{ad}$  в адиабатических ( $\Delta T$ -эффект). Несмотря на то, что эти параметры дают довольно большое представление о возможности применения таких материалов для ТМО, исчерпывающее понимание обеспечивает величина  $\Delta Q_{iso}$  — удельное количество тепла ( $\Delta Q$ -эффект), которое может выделяться/поглощаться в процессе намагничивания или размагничивания магнитного материала. Иными словами — количество тепла, которое можно получить за единичный цикл магнитного охлаждения. В рамках данной работы разработана измерительная вставка для проведения одновременных измерений величины МКЭ прямым методом [2], которая позволяет параллельно оценивать изменение параметров  $\Delta T_{ad}$  и  $\Delta Q_{iso}$  при последовательно сменяющихся термодинамических процессах.

Измерения прямым методом выполнялись экстракционным способом [3] для образцов соединения  $Mn_{2-x}Cu_xSb$  (x = 0.25) с помощью сверхпроводящей криомагнитной системы в среде сверхвысокого вакуума  $10^{-5}$  мбар в магнитных полях до 5 Тл в диапазоне температур

от 40 до 100 К. Для проведения измерений поликристаллические образцы  $Mn_{2-x}Cu_xSb$  были подготовлены в виде пластин 5×3×0.8 мм<sup>3</sup> (измерения  $\Delta T$ -эффекта) и 5×3,5×1,2 мм<sup>3</sup> (измерения  $\Delta Q$ -эффекта). Для измерения  $\Delta Q$ -эффекта использовался медный массивный блок, на котором размещалась пластина исследуемого образца с промежуточным адгезивным слоем теплопроводящей смазки Apiezon N. На нижней торцевой поверхности массивного блока и на поверхности образца располагались рабочие спаи дифференциальных медь-константановых термопар с диаметром проводов 50 мкм. Таким образом, регистрировались показания температуры образца и блока при изменении внешних условий, что позволяло оценить изменение температуры и, как следствие,  $\Delta Q_{iso}$ . Следует отметить, что в случае измерений  $\Delta Q$ -эффекта масса блока в 30 раз больше массы образца. Особенности измерений и оценка величины  $\Delta T$ -эффекта подробно описываются в [4].

По результатам измерений получены временны́е профили зависимости температуры образцов (рис. 1). Согласно полученным данным, наблюдается характерное для экстракционного способа измерений поведение кривых в процессах адиабатического намагничивания и размагничивания. Обнаружен обратный МКЭ, максимальное значение которого составило  $\Delta T_{ad} = -0.2$  К в магнитном поле 5 Тл при начальной температуре  $T_0 = 78$  К. Максимальное значение величины  $\Delta Q_{iso} = 1771$  Дж · кг<sup>-1</sup> и наблюдается в магнитном поле 5 Тл при начальной температуре  $T_0 = 69$  К.



Рис. 1. Временной профиль температуры для образцов соединения  $Mn_{2-x}Cu_xSb$  при измерениях  $\Delta T$ - и  $\Delta Q$ -эффекта

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда, проект № 20-79-1019, https://rscf.ru/project/20-79-10197/.

[1] Koshkod'ko Yu. S. et al. // J. Comm. Tech. Elec. 2023. V. 68, N. 4, P. 379.

[2] Koshkod'ko Yu. S. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 433. P. 234.

[3] Kuznetsov A. S. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2024. V. 612. P. 172612

[4] Кузнецов А. С., Маширов А. В., Алиев А. М. и др. // ФММ. 2022. Т. 123, № 4. С. 425.

## Микроструктура и свойства нестехиометрических сплавов гейслера системы Ni—Mn—In(V)

<u>А. А. Кузнецов</u><sup>1</sup>, Е. И. Кузнецова<sup>2</sup>, А. В. Данилов<sup>3</sup>, И. И. Мусабиров<sup>4</sup>, Р. Ю. Гайфулин<sup>4</sup>, Г. А. Шандрюк<sup>5</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, М. И. Колков<sup>5</sup>, И. В. Шетинин<sup>7</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* 

<sup>4</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия *irekmusabirov@imsp.ru* 

<sup>5</sup> Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, Москва, Россия

gosha@ips.ac.ru

<sup>6</sup> НИЦЙ «Курчатовский институт» — ПИЯФ, Гатчина, Россия

maxim\_91@mail.ru

<sup>7</sup> НИТУ МИСИС, Москва, Россия

ingvvar@gmail.com

Нестехиометрические сплавы системы Ni—Mn—In(V) (In  $\leq$  16 ат. %, V  $\leq$  0,3 ат. %) в результате гомогенизационного отжига с последующей закалкой в воду 288 К или естественным охлаждением с печью претерпевают следующие структурные превращения: частичное атомное упорядочение B2 $\rightarrow$ L2<sub>1</sub> и спинодальный распад,

которые происходят одновременно и при этом образуется неоднородный твердый раствор аустенита, способный к термоупругому мартенситному превращению при охлаждении и атмосферном давлении.

Температура мартенситного превращения в фольгах (толщиной менее 150) нестехиометрических сплавов системы Ni—Mn—In(V) нм снижается примерно на 45 К по сравнению с объемным материалом. Термоупругое мартенситное фазовое превращение в фольгах сплавов системы Ni—Mn—In (толщиной 50–150 нм) приводит к образованию модулированного мартенсита 10М (тетрагональный) и 14М (моноклинный) или протекает двухстадийно А $\rightarrow$ 10М $\rightarrow$ 14М. Мартенситное превращение в этих сплавах полностью блокируется при толщине фольги менее 50 нм.

Температура магнитоструктурного фазового превращения сплава Ni<sub>46</sub>Mn<sub>41</sub>In<sub>13</sub> смещается в область более низких температур в магнитных полях 1–3 Тл со скоростью  $k_{\rm Ms}$ = 5 К/Тл. Фазовое превращение блокируется в магнитных полях выше 13,5 Тл. Магнитокалорический эффект, измеренный прямым методом в интервале температур 140–240 К и магнитных полях до 10 Тл, показал максимальное значение обратного эффекта  $\Delta T = -4,2$  К в магнитном поле 10 Тл при начальной температуре  $T_0 = 211,2$  К.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-0007

### Переходное излучение в структуре вакуум—графен—диэлектрик

И. А. Кузнецов, Д. А. Кузьмин, В. А. Толкачев, <u>И. В. Бычков</u>

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия bychkov@csu.ru

В работе исследуется влияние графена на энергию переходного излучения. Рассматриваются структуры вакуум—графен— $SiO_2$ и вакуум— $SiO_2$ . Заряженная частица движется с постоянной скоростью  $v_p$  вдоль оси z и при z = 0 пересекает границу раздела сред под



прямым углом, в результате чего возникает распространяющееся от границы переходное излучение.

Используя подход, описанный в работе [1], получаем выражение, определяющее спектральную плотность энергии переходного излучения:

$$\frac{dW_{l(2)}}{d\omega} = \frac{2q_p^2 v^2 \sqrt{\varepsilon_{l(2)}}}{\pi c} \int_{0}^{\pi/2} \frac{\sin^3 \theta_{l(2)} \cos^2 \theta_{l(2)} \Omega_{l(2)}}{\left|1 - v^2 \varepsilon_{l(2)} \cos^2 \theta_{l(2)}\right|^2} d\theta_{l(2)}, \qquad (1)$$

где индекс 1 — вакуум, 2 — SiO<sub>2</sub>,  $q_p$  — заряд частицы,  $\varepsilon_{1(2)}$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\theta_{1(2)}$  — угол между волновым вектором излучаемой волны и траекторией частицы,  $v = v_p / c$  относительная скорость частицы, c — скорость света в вакууме. Выражения  $\Omega_{1(2)}$  — функции от  $\varepsilon_{1(2)}$ , v, углов  $\theta_{1(2)}$  и проводимости графена.

На рис. 1 плотность энергии нормирована на плотность энергии переходного излучения в структуре вакуум—SiO<sub>2</sub>. Рассматривается частотный диапазон 0,1–10 ТГц. Относительная скорость частицы v = 0.4, заряд частицы  $q_p = 4.8 \cdot 10^{-10}$  единиц СГС.



Рис. 2. Плотность энергии переходного излучения в структуре вакуум—графен—SiO<sub>2</sub>, нормированная на плотность энергии переходного излучения в структуре вакуум—SiO<sub>2</sub>

Рис. 1 показывает, что присутствие графена приводит к увеличению энергии переходного излучения. При этом наблюдается почти

65

прямая пропорция между максимальной величиной энергии излучения и энергией Ферми графена  $E_{\rm F}$ . Помимо  $E_{\rm F}$  частота и величина максимальной энергии излучения зависят от диэлектрической проницаемости обеих сред.

Эффект усиления переходного излучения графеном может быть использован при разработке детекторов релятивистских частиц и настраиваемых источников излучения [2].



Рис. 2. Диаграмма направленности переходного излучения для относительной скорости частицы v =0.4 и частот 0.1 ТГц (слева) и 1 ТГц (справа). Стрелка указывает направление движения заряженной частицы. Черная сплошная линия соответствует переходному излучению в отсутствии графена. Все величины энергии нормированы на максимум энергии излучения в соответствующей среде в отсутствии графена

Рис. 2 показывает, что направленность излучения в первой среде имеет существенный наклон к плоскости графена, который тем больше, чем больше энергия Ферми  $E_F$ . При увеличении частоты угол между плоскостью графена и максимумом излучения в первой среде увеличивается, а величина энергии излучения уменьшается. Это объясняется уменьшением проводимости графена с ростом частоты и, как следствие, ослаблением связанных с ним эффектов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (075-00187-24-04).

[1] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы (2-е изд.). Рипол Классик, 1987.

[2] Chen R. et al. Recent advances of transition radiation: Fundamentals and applications //Materials Today Electronics. 2023. T. 3. C. 100025.

## Влияние диссипации на существование дискретных бризеров в цепочке магнитных наночастиц

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

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия <sup>2</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия *kuzminda89@gmail.com* 

Нелинейным магнитным волновым явлениям в периодических массивах магнитных наночастиц уделяется внимание достаточно долгое время [1–7]. Дискретные бризеры (ДБ) [8–10] представляют собой периодические во времени и пространственно локализованные возбуждения. Ранее существование ДБ было предсказано теоретически для цепочек магнитных наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием [11]. Однако предполагалось отсутствие диссипации и не были учтены размагничивающие поля в наночастицах. 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*. Моделирование динамики намагниченности в такой цепочке наночастиц проведено в рамках численного решения уравнения Ландау — Лифшица с учетом диссипативного члена в форме Гильберта в безразмерных переменных  $\mathbf{m}_k = \mathbf{M}_k / M_s$ ,  $\mathbf{h}_{eff, k} = \mathbf{H}_{eff, k} / M_s$ ,  $\tau = \gamma M_s t$ :

$$\frac{dm_{x,n}}{d\tau} = -\frac{1}{1+\alpha^2} \Big\{ h_{xeff,n} \alpha \Big( 1 - m_{x,n}^2 \Big) - h_{yeff,n} \Big( m_{z,n} + \alpha m_{x,n} m_{y,n} \Big) + h_{zeff,n} \Big( m_{y,n} + \alpha m_{x,n} m_{z,n} \Big) \Big\},$$

$$h_{xeff,n} = 2\beta \sum_{k \neq n} \frac{m_{x,k}}{|k-n|^3} - N_x m_{x,n}, h_{y,zeff,n} = -\beta \sum_{k \neq n} \frac{m_{y,z,k}}{|k-n|^3} - N_{y,z} m_{y,z,n}.$$

Уравнения, описывающие динамику остальных компонент, могут быть получены циклической перестановкой индексов *x*, *y*, *z*. Параметр  $\beta = abc/(3r_0^3)$  характеризует силу диполь-дипольной связи.

Рассмотрим одномерную цепочку из пятидесяти наночастиц с размерами a = b = 50 нм, c = 10 нм, расстояние между которыми

 $r_0 = 150$  нм. Начальное отклонение центральной частицы цепочки с номером 25 зададим следующим образом —  $m_n = ((1 - m_{z0}^2)^{1/2}, 0, m_{z0})$ , а намагниченности всех остальных частиц направлены вдоль оси x, т. е.  $m_n = (1, 0, 0)$ . Запустим моделирование на 10000 шагов, что соответствует примерно 55 нс реального времени. При малых значениях  $m_{z0}$  начальное возмущение будет приводить к возбуждению в цепочке спиновых волн, однако при увеличении начального отклонения намагниченности больше критической величины частота прецессии намагниченности в отдельной частице выйдет за пределы полосы частот спиновых волн, а значит, энергия этих колебаний может оказаться локализована около данной частицы. Результаты моделирования при начальном отклонении  $m_{z0} = 0.5, 0.75$  и 0.95 приведены на рис. 1. Видно, что при небольших отклонениях ДБ живет не дольше 1 нс, рост начального отклонения до 0.95 увеличивает время жизни ДБ до 2–3 нс.



Рис. 1. Временная эволюция намагниченности

Мы надеемся, что полученные результаты помогут глубже понять нелинейную динамику намагниченности в цепочках магнитных наночастиц, а также откроют новые возможности для практических применений таких цепочек в спитронике и магнонике.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (№ 075-00187-24-04).

[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]. M. 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).

## Магнитотепловые свойства среднеэнтропийного сплава Gd<sub>0.33</sub>Dy<sub>0.33</sub>Y<sub>0.33</sub>Ni и его гидрида

<u>А. А. Курганская</u><sup>1,2</sup>, Чж. Лю<sup>1</sup>, Е. С. Козлякова<sup>1</sup>, И. С. Терёшина<sup>1</sup>, В. Н. Вербецкий<sup>1</sup>, С. В. Митрохин<sup>1</sup>, А. Н. Васильев<sup>1</sup>

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

kurganskaia.aa17@physics.msu.ru, 1250902029@qq.com, evenuel1@ gmail.com, irina\_tereshina@mail.ru, verbetsky@hydride.chem.msu.ru, Mitrokhin@hydride.chem.msu.ru, vasil@mig.phys.msu.ru

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Магнитное охлаждение — перспективная энергетическая технология, востребованная как с экологической, так и с экономической точки зрения [1]. Средне- и высокоэнтропийные редкоземельные сплавы и соединения типа RNi (R — редкоземельные элементы), а также их гидриды обладают значительным потенциалом для использования в качестве рабочих тел магнитных холодильников, особенно в криогенном диапазоне температур. Это направление актуально для производства, хранения и транспортировки сжиженных газов [2]. Целью данной работы являлось сравнительное исследование магнитотепловых характеристик среднеэнтропийного сплава Gd<sub>0.33</sub>Dy<sub>0.33</sub>Y<sub>0.33</sub>Ni и его гидрида с максимальным содержанием водорода Gd<sub>0.33</sub>Dy<sub>0.33</sub>Y<sub>0.33</sub>NiH<sub>3</sub>.

В данной работе особое внимание уделено двум магнитотепловым характеристикам: величине магнитокалорического эффекта (МКЭ)

и хладоемкости. Магнитокалорический эффект определялся косвенным методом. В изотермических условиях температура образца остается постоянной, а МКЭ можно охарактеризовать изменением магнитной энтропии ( $\Delta S_{\rm M}$ ). Связь последней с намагниченностью (M) и температурой (T) под действием внешнего магнитного поля (H) определяется уравнением Максвелла:

$$\Delta S_M(T,H) = \int_0^H \left(\frac{\partial M(T,H)}{\partial T}\right)_H dH.$$
 (1)

Хладоемкость в данной работе рассчитывалась с использованием величины изменения магнитной части энтропии.

$$q = \int_{T_{hot}}^{T_{cold}} \Delta S_M(T) dT , \qquad (2)$$

где  $T_{cold}$  и  $T_{hot}$  — наименьшее и наибольшее значения температуры на половине максимума температурной зависимости магнитной части энтропии —  $\Delta S_M(T)$ .

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитной части энтропии для соединения  $Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni$  и его гидрида при изменении магнитного поля от 0 до 2 Тл. Максимальное значение МКЭ у исходного соединения достигается при T = 66 К и составляет 3.7 Дж · кг<sup>-1</sup> · К<sup>-1</sup>. Гидрирование значительно (приблизительно на 40%) повышает величину МКЭ, при этом



Рис. 1. Зависимость МКЭ от температуры для соединения  $Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni$  и его гидрида

температура достижения максимального эффекта снижается до 11 К.

Для оценки перспектив применения исследованных соединений в качестве рабочих тел магнитных рефрижераторов были исследованы полевые зависимости хладоемкости образцов в магнитных полях до 1 Тл. Эти данные сравнивались с такими же величинами для псевдобинарных соединений  $Gd_x Dy_{1-x} NiH_y(x = 0.1, 0.9; y = 0.3)$ , которые исследовались нами ранее [3]. Видно, что использование среднеэнтропийного сплава позволяет получать повышенные магнитотепловые характеристики, что важно для практического использования.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

Часть исследования была <sup>хлаооем</sup> выполнена в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова, проект 122012400186-9.



Рис. 2. Полевые зависимости хладоёмкости соединений RNi и их гидридов

[1] Y.Yuan, Y.Wu, X.Tong, H.Zhang, H.Wang, X. J. Liu, L.Ma, H. L. Suo, Z. P. Lu, Acta Materialia, **125**, 481–484 (2017).

[2] W.Liu, E.Bykov, S.Taskaev, M.Bogush, V.Khovaylo, N.Fortunato, A.Aubert, H.Zhang, T.Gottschall, J.Wosnitza, F.Scheibel, K.Skokov, O.Gutfleisch, Applied Materials Today, **29**, 101624(2022).

[3] A. A. Kurganskaya, I. S. Tereshina, J. Commun. Technol. Electron. 68, 425–430 (2023).

## Сверхэластичность и эластокалорический эффект в текстурированных поликристаллах сплава (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>18</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub>

<u>И. Д. Курлевская</u>, Н. Ю. Суриков, А. Б. Тохметова, М. С. Дмитриенко, Е. Ю. Панченко

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

В поликристаллических материалах несовместность деформации мартенситного превращения (МП) между разориентированными соседними зернами не позволяет достичь высоких значений адиабатического охлаждения  $\Delta T_{ad}$  при проявлении эластокалорического эффекта (ЭКЭ). На сплавах CoVGa, NiMnTi и CuAlMn показано, что улучшить эластокалорические свойства возможно путем создания преимущественной ориентации зерен (текстуры) вдоль <001><sub>A</sub>-направления [1–3]. Поэтому целью работы является исследование эластокалорического эффекта в <001><sub>A</sub>-текстурированных поликристаллах сплава (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>18</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub>.

Поликристаллы (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub> получены методом дуговой плавки. Вытянутые столбчатые зерна вдоль направления кристаллизации имеют преимущественную ориентацию вдоль [001]<sub>A</sub>-направления. Для исследования выбраны поликристаллы после плавки (исходные) и после старения при T = 873 К в течение 1 часа с медленным охлаждением.

Поликристаллы после плавки имеют структуру B2/L2<sub>1</sub>-аустенита с частицами  $\gamma$ -фазы вдоль границ зерен. После старения при 873 К, 1 ч, во всём объеме материла формируется упорядоченная L2<sub>1</sub>-структура и выделяются частицы  $\gamma$ '-фазы размером 200–400 нм в теле зерна. В результате в состаренных поликристаллах снижаются характеристические температуры МП:  $M_s = 277$  К в исходном состоянии и  $M_s = 263$  К после старения.

Исследования кривых течения  $\sigma(\varepsilon)$  при деформации сжатием до разрушения показали, что поликристаллы (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub> обладают высокими значениями предела прочности  $\sigma_{max} = 1,13 - 1,19$  МПа и пластичности  $\varepsilon_{max} = 19-21$ %. При исследовании СЭ в обоих состояниях поликристаллы демонстрируют полностью обратимую деформацию и кривые  $\sigma(\varepsilon)$  с параметрами СЭ, близкими к наблюдаемым для [001]<sub>L21</sub>-монокристаллов этого сплава [4]. Установлено, что старение при 873 K, 1 ч, значительного влияния на параметры СЭ в поликристаллах (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub> не оказывает.

ЭКЭ величиной  $\Delta T_{ad} = 3,9-4,0$  К в сплавах (Ni<sub>51</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>4</sub>)<sub>99,7</sub>B<sub>0,3</sub> возможно наблюдать уже при комнатной температуре T = 298 К. Однако максимальные стабильные значения ЭКЭ проявляются при более высоких температурах: в исходных поликристаллах начиная с 348 К  $\Delta T_{ad} = 8,7-9,4$  К в интервале температур  $\Delta T_{3K3} = 125$  К, в состаренных поликристаллах с 323 К  $\Delta T_{ad} = 7,8-8,3$  К в интервале  $\Delta T_{3K3} = 91$  К. Важно отметить, что полученные значения близки к максимальным значениям  $\Delta T_{ad}$ , полученным на [001]<sub>A</sub>-монокристаллах сплавов NiFeGa(Co) [4; 5].

Оценку теоретического ресурса  $\Delta T_{ad}^{t}$  при МП под нагрузкой мож-
но провести на основании уравнения Клапейрона — Клаузиса, используя экспериментальные значения коэффициента  $\alpha = d\sigma_{\rm Ms}/dT$ . Полученные на основании кривых  $\sigma(\varepsilon)$  значения  $\alpha = 2,7$  МПа/К одинаковы для обоих состояний. Теоретическая величина адиабатического охлаждения может быть рассчитана по формуле  $\Delta T_{ad}^{\ t} = T_0 \cdot \Delta S/C_p = \alpha \cdot \varepsilon_{\rm tr}^0 \cdot T_0/(\rho \cdot C_p)$  [5]. Полученные значения  $\Delta T_{ad}^{\ t}$  составляют 11,6 и 11,9 К для исходных и состаренных поликристаллов соответственно. Тогда максимально полученные в эксперименте значения  $\Delta T_{ad}$  достигают 70–81% от  $\Delta T_{ad}^{\ t}$ .

Таким образом, столбчатая зеренная структура с  $[001]_{A}$ -текстурой в сочетании с микролегированием бором способствует улучшению механических и эластокалорических свойств поликристаллических материалов. Это обусловлено, с одной стороны, уменьшением несовместности деформации МП соседних зерен за счет наличия текстуры в материале. Кроме того,  $[001]_{A}$ -направление в монокристаллах сплавов NiFeGa(Co) является высокопрочным и также демонстрирует значительный ЭКЭ с  $\Delta T_{ad} = 9-10$  К [5]. С другой стороны, микролегирование бором, способствующее выделению  $\gamma$ -фазы, приводит к повышению зернограничного сцепления и релаксации внутренних напряжений.

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

[1] Y. Niu, H. Cong, X. Zhang, et al., Scripta Mater. 204, 114123 (2021).

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

[3] S. Xu, H.-Y. Huang, J. Xie et al., APL Mater. 4, 106106 (2016).

[4] F. Xiao, M. Jin, J. Liu, et al., Acta Mater. 96, 292-300 (2015).

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

## Влияние модифицирующих добавок с нанодисперсными включениями в составе керамического сварочного флюса на механические свойства сварного шва и структуру наплавленного металла

Ю. А. Лупицкая, С. И. Саунина, А. В. Бутаков, А. А. Васильева

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия *lupitskaya@gmail.com* 

В настоящее время большой объем сварных конструкций изготавливают из низколегированных, низкоуглеродистых сталей. К таким конструкциям относятся конструкции, входящие в перечень опасных производственных объектов, к ним предъявляются жесткие требования к качеству сварных соединений, одним из которых является ударная вязкость металла шва и околошовной зоны при отрицательных температурах, а также увеличение стабильности этих характеристик для сварного соединения. Одним из современных перспективных способов управления механическими свойствами металла шва является модифицирование металла шва тугоплавкими частицами наноразмерного диапазона, выступающими в расплаве в роли центров кристаллизации. Перспективность такого способа подтверждается большим количеством научных трудов в области литья, сварки и наплавки [1]. В связи с этим создание сварочного материала в виде присадочной порошковой проволоки, содержащей в своем составе тугоплавкие наноразмерные частицы, является актуальной и научно-прикладной задачей физического материаловеления.

В настоящей работе показана эффективность применения нанодисперсных включений карбидов титана, вольфрама и циркония в составе сварочного флюса для модифицирования сварного шва. Установлено, что введенные модификаторы практически не изменяют химический состав наплавленного металла. Модифицирование наноразмерными частицами приводит к равномерному распределению элементов в металле. При этом показано, что добавление в стальной расплав тугоплавких частиц размером до 30 мкм приводит к образованию на их поверхности кластерных оболочек толщиной до 60 мкм. Это подтверждается уменьшением показателя вязкости расплава.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Фонда перспективных научных исследований Челябинского государственного университета, 2025.

[1] Ф. Г. Ловшенко, А. И. Хабибуллин, Литье и металлургия. 92, 131 (2018).

# Численное моделирование цикла магнитного охлаждения

И.В.Мальцев, И.В.Бычков, Д.А.Кузьмин

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия malts\_iv@mail.ru, bychkov@csu.ru, kuzminda89@gmail.com

Одной из самых энергозатратных технологий, используемых в коммерческих и бытовых помещениях, является технология охлаждения. Теоретические оценки эффективности парокомпрессионных охлаждающих устройств дают КПД около 5–10%. В настоящее время их перспективной заменой можно назвать твердотельные устройства на основе магнитокалорических (МК), КПД которых в теории может достигать 30–60% [1]. Кроме этого, такая технология является более экологичной, так как не использует парниковые газы и газы, разрушающие озоновый слой.

Магнитокалорический эффект (МКЭ) заключается в изменении температуры магнетика при его намагничивании или размагничивании во внешнем магнитном поле. МКЭ характеризуют изменением температуры в адиабатическом режиме или количеством тепла, полученным или отданным магнетиком в изотермическом режиме при изменении магнитного поля. Холодильные установки в соответствии с этими режимами работают, используя циклы Эриксона и Брайтона соответственно.

Простейшая схема работы магнитокалорического устройства (МКУ), использующего цикл Брайтона, состоит из следующих процессов:

1. Внесение материала в магнитное поле вызывает намагничивание магнитокалорического материала (MM) и повышение его температуры.

2. Соприкосновение ММ с горячим телом (ГТ) для отвода тепла (рис. 1, *a*).

3. Вынос MM из магнитного поля приводит к размагничиванию и понижению температуры MM.

4. Соприкосновение MM с холодным телом (XT) повышает температуру MM.

5. Поглощение тепла XT из окружающей среды (рис. 1, б).



Рис. 1. Схема работы МКУ по циклу Брайтона: а) отвод тепла от ММ; б) отвод тепла от XT

В ходе численного расчета работы МКУ для каждого шага решалось одномерное уравнение теплопроводности методом прогонки с соответствующими граничными условиями:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Материалом для XT и ГT была выбрана медь, для MM — гадолиний, причем учитывалась температурная зависимость теплоемкости Gd от температуры в магнитном поле ( $\mu_0 H = 1.5$  Tл) и без него [2]. Зависимости величины МКЭ от температуры для Gd были взяты из эксперимента [3].

Передача тепла от ММ к ГТ и от ХТ к ММ проходила до тех пор, пока разности их температур не становились меньше  $\Delta T = 0.1$  °C. На рис. 2 изображено распределение температуры в системе на шаге 2 (синие точки) и на шаге 4 (красные точки). Полученная разность температур между ХТ и ГТ стремится к величине МКЭ (около 2,5 °C). При этом время каждого шага будет зависеть от множества параметров: от эффективности передачи тепла/оттока тепла от ГТ и ХТ во внешнюю среду, от линейных размеров ГТ, ХТ и ММ и т.д., и может составлять от сотых долей секунды до нескольких секунд.



Рис. 2. Пространственное распределение температуры в ходе моделирования

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (075-00187-24-04).

[1] B. F. Yu, Q. Gao, B. Zhang, X. Z. Meng, Z.Chen. Int. J. Refrig. 26, 1–15 (2003)

[2] S. Y. Dan'kov, A. M. Tishin, V. K. Pecharsky, K. A. Gschneidner, Phys. Rev. B 57, 3478 (1998).

[3] A. M. Tishin, Y. I. Spichkin, Bristol, Philadelphia, 475 (2003).

### Необычные свойства «обычных» сплавов Гейслера

В. В. Марченков, В. Ю. Ирхин

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

march@imp.uran.ru

Несмотря на то, что сплавы Гейслера были открыты более столетия назад [1], изучение физических свойств уже известных гейслеровых соединений, а также поиск и разработка новых сплавов до сих пор представляют большой интерес и являются актуальными. Во многом это связано с тем, что сплавы Гейслера обладают уникальными функциональными свойствами и характеристиками, среди которых эффект памяти, магнитокалорический эффект, большой термоэлектрический эффект, необычные полупроводниковые и сверхпроводящие свойства (см., напр., обзоры [2–4] и ссылки в них). Повышенный интерес представляют системы, в которых

реализуются состояния полуметаллического ферромагнетика (ПМФ), спинового бесщелевого полупроводника (СБП), топологического полуметалла (ТПМ).

Мы рассматриваем различные группы ПМФ-, СБП- и ТПМ-соединений Гейслера, которые могут обладать указанными экзотическими свойствами [5; 6]. В таких «обычных» с точки зрения кристаллической структуры соединениях могут наблюдаться необычные кинетические и магнитные свойства, обусловленные особенностями их электронной структуры и магнитного состояния. Их магнитные и транспортные характеристики весьма чувствительны к внешним воздействиям. При этом в зависимости от состава сплава и внешних параметров могут реализовываться переходы между рассматриваемыми состояниями. Всё это открывает дальнейшие перспективы управления электронными и магнитными свойствами гейслеровых сплавов и их практического применения, в том числе в спинтронике, микро- и наноэлектронике.

#### Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] Heusler F., Verh. Dtsch. Phys. Ges. 5, 219 (1903).

[2] Tavares S., Yang K., Meyers M. A., Prog. Mater. Sci. 132, 101017 (2023).

[3] Graf T., Felser C., Parkin S. S.P., Prog. Solid State Chem. 39, 1 (2011).

[4] Соколовский В. В., Мирошкина О. Н., Бучельников В. Д., ФММ **123**, 344 (2022).

[5] Марченков В. В., Ирхин В. Ю., ФММ 122, 1221 (2021).

[6] Marchenkov V. V., Irkhin V.Yu., Semiannikova A. A., J. Supercond. Nov. Magn. **35**, 2153 (2022).

#### Исследование магнитных и магнитокалорических свойств сплавов Fe<sub>2</sub>NiTi и Mn<sub>2</sub>TiPd

<u>М. В. Матюнина</u>, Р. Р. Гарипов, Д. Е. Кириллов, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

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

Исследование калорических твердотельных материалов — ключевое направление в материаловедении, связанное с решением экологических проблем (озоновый слой, парниковый эффект) [1]. Активно ведутся поиски новых материалов на основе магнито-, эласто-, барои электрокалорических эффектов [2–7] для замены традиционных хладагентов. Перспективными считаются сплавы Гейслера X<sub>2</sub>YZ на основе переходных металлов и элементов III–V групп [8], однако их хрупкость, обусловленная ковалентной *p-d*-гибридизацией [6; 9; 10], ограничивает применение, несмотря на значительный калорический эффект. Для работы в реальных устройствах требуются материалы, выдерживающие тысячи циклов.

В качестве альтернативы были рассмотрены сплавы Гейслера, состоящие только из переходных металлов и сохраняющие сопоставимые магнито-, эласто- и барокалорические эффекты [11–13], но обладающие повышенной прочностью и пластичностью благодаря металлической *d*-*d*-связи, что делает их перспективными для охлаждающих систем. В работе [14] исследование влияния добавки Со на магнитные и магнитокалорические свойства сплавов Гейслера Ni<sub>2-x</sub> Co<sub>x</sub> Mn<sub>1.25</sub>Ti<sub>0.75</sub> показало, что увеличение содержания Со приводит к уменьшению равновесного параметра решетки и увеличению ферромагнитного обменного взаимодействия между Mn, Ni и Co. В результате наблюдается увеличение температуры Кюри от ≈250 до 395 К при изменении содержания Со в диапазоне  $0,375 \le x \le 0,875$ . Изотермическое изменение магнитной части энтропии  $\Delta S_{mag}$  в различных магнитных полях от 0 до 2 Тл близко к 1 Дж/(кг · К). В соединениях Ni<sub>1.5</sub>Co<sub>0.5</sub>Mn<sub>1.25</sub>Ti<sub>0.75</sub> и Ni<sub>1,375</sub>Co<sub>0.625</sub>Mn<sub>1,25</sub>Ti<sub>0.75</sub> магнитокалорический эффект  $\Delta S_{mag} =$ 1,05 Дж/(кг · К) проявляется вблизи комнатной температуры.

В настоящей работе в рамках комплексного подхода, сочетающего теорию функционала плотности (ТФП) и классический метод

79

Монте-Карло, были исследованы магнитные, структурные и магнитокалорические свойства сплавов  $Fe_2NiTi$  и  $Mn_2TiPd$ . При помощи ТФП, реализованной в программном пакете VASP [15], проведена геометрическая оптимизация кубической кристаллической структуры (аустенитная фаза) и тетрагональной структуры (мартенситная фаза) для различных магнитных конфигураций сплавов. Рассмотрены прямая (группа симметрии 225) и обратная (группа симметрии 216) решетки. На основании равновесных параметров решетки для наиболее энергетически выгодных конфигураций были рассчитаны параметры магнитного обменного взаимодействия при помощи программного пакета SPR-KKR [16]. Температурные зависимости намагниченности и расчет термодинамических характеристик исследуемых структур сплавов  $Fe_2NiTi$  и  $Mn_2TiPd$  были проведены методом МК-моделирования трехмерной модели Гейзенберга в отсутствие анизотропии и при приложении внешнего магнитного поля 0 и 2 Тл.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 25-12-20024, https://rscf.ru/project/25-12-20024/.

[1] S. Tassou, Y. Ge. Handbook of Water and Energy Management in Food Processing. Woodhead Publishing, 2008, 585–611.

[2] V. Franco, J. S. Blázquez, J. J. Ipus, J. Y. Law et al. Prog. Mater. Sci. **93**, 112–232 (2018).

[3] A. Greco and C. Masselli. Magnetochemistry 6, 67 (2020).

[4] C. Cazorla. Appl. Phys. Rev. 6, 41316 (2019).

[5] V. V. Sokolovskiy, O. N. Miroshkina, V. D. Buchelnikov, and V. V. Marchenkov. Phys. Met. Metallogr. **123**, 315–318 (2022).

[6] V. V. Sokolovskiy, O. N. Miroshkina, V. D. Buchelnikov. Phys. Met. Metallogr. **123**, 319–374 (2022).

[7] V. V. Sokolovskiy, M. A. Zagrebin, V. D. Buchelnikov, and V. V. Marchenkov. Phys. Met. Metallogr. **124**, 1069–1074 (2023).

[8] T. Graf, C. Felser, and S. S. P. Parkin. Prog. Solid State Chem. **39**, 1–50 (2011).

[9] V. D. Buchelnikov and V. V. Sokolovskiy. Phys. Met. Metallogr. **112**, 633–665 (2011).

[10] P. Entel, M. E. Gruner, M. Acet et al. Energy Technol. 6, 1478–1490 (2018).

[11] Z. Y. Wei, E. K. Liu, J. H. Chen et al. Appl. Phys. Lett. 107, 22406 (2015).

[12] Z. Y. Wei, W. Sun, Q. Shen et al. Appl. Phys. Lett. 114, 101903 (2019).

[13] A. Aznar, A. Gràcia-Condal, A. Planes et al. Phys. Rev. Mater. **3**, 044406 (2019).

[14] V. V. Sokolovskiy, M. V. Matunina, R. R. Garipov, V. D. Buchelnikov. Phys. Met. Metallogr. **125**(14), 1867–1874 (2024).

[15] G. Kresse and J. Furthmuller, Phys. Rev. B 54, 11169 (1996).

[16] H. Ebert, D. kodderitzsch, J. minar, Rep. Prog. Phys. 74, 096501 (2011).

### Интенсификация контактного теплообмена индиевым термоинтерфейсом для криогенных магнитных рефрижераторов

<u>А. В. Маширов</u><sup>1</sup>, К. А. Колесов<sup>1</sup>, О. В. Белова<sup>1</sup>, И. И. Мусабиров<sup>2</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 холодильных циклов технологии магнитного охлаждения в криогенной области температур необходимо применение тепловых ключей: жидкостных, газовых или механических [1]. В данной работе проведены исследования рабочих параметров криогенного механического теплового ключа, который представляет собой разъемную контактную пару из сплава GdNi<sub>2</sub> в виде диска и медного цилиндра. Механический тепловой ключ функционирует в вакууме в диапазоне температур 8–325 К при давлении прижатия 250–350 кПа. Исследуется время наступления теплового равновесия при различных пятнах контакта с индиевым термоинтерфейсом и без него. На рис. 1 представлены значения времени температурной релаксации, наступления термического равновесия, в зависимости



Рис. 1. Значения времени температурной релаксации в зависимости от начальной температуры  $T_1$ 

от начальной температуры верхнего GdNi<sub>2</sub>-диска при начальном температурном напоре  $\Delta T_{span} = 3 \pm 0.14$  К. Данные приведены для двух экспериментов: значения синих заполненных звезд получены для контактной пары GdNi<sub>2</sub>-диска и медного теплопринимающего цилиндра с индиевым термоинтерфейсом 100 мкм с контактом в виде круга площадью 177 мм<sup>2</sup> с усилием прижатия 250–350 кПа; значения синих полых звезд получены для контактной пары GdNi<sub>2</sub>-диска и медного теплопринимающего цилиндра с индиевым термоинтерфейсом 100 мкм с контактом в виде и медного теплопринимающего цилиндра с индиевым термоинтерфейсом 100 мкм с контактом в виде линии длиной 5 мм и толщиной 0.5 мм с усилием прижатия 250–350 кПа.

[1] Klinar K. et al., Adv. Electron. Mater 7, 3, 2000623 (2021).

# Магнитоструктурные фазовые переходы в замешённом арсениде марганца

А. В. Маширов<sup>1</sup>, Т. М. Ткаченко<sup>2</sup>, В. И. Вальков<sup>3</sup>, А. В. Головчан<sup>3</sup>, У. Т. Бердиев<sup>4</sup>, <u>А. В. Гурбанович<sup>5</sup>, </u>А. В. Якимчук<sup>5</sup>, В. И. Митюк<sup>5</sup>

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

<sup>2</sup>Белорусский государственный аграрный технический университет, Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия

<sup>4</sup>Ташкентский государственный транспортный университет, Ташкент, Узбекистан

<sup>5</sup>ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь gurbanovich@mail.ru

В последнее время большое внимание уделяется изучению магнитоструктурных фазовых переходов, которые сопровождаются изменением плотности электронных состояний вблизи поверхности Ферми [1–3]. В момент такого перехода происходит анизотропная деформация кристаллической решетки и выделение теплоты. В связи с этим исследование структурных и магнитных характеристик их зависимости от температуры, давления, легирования образца, определение теплоты магнитоструктурного фазового перехода являются важным для понимания механизма таких фазовых переходов. Одним из модельных объектов для исследований вышеперечисленных зависимостей является арсенид марганца и сплавы на его основе. Это связано с наличием в них целой гаммы магнитоструктурных фазовых превращений как первого, так и второго рода.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния малых замещений в подрешетке мышьяка на магнитоструктурные фазовые переходы в соединении на основе MnAs. В качестве легирующего элемента был выбран фосфор. Это обусловлено подобием внешних электронных оболочек атомов фосфора и мышьяка и, следовательно, предполагает хорошую взаимозаменяемость в твердом растворе, но отличающийся размер атома фосфора позволяет модифицировать переход.

В работе определены структурные параметры и магнитные свойства  $MnAs_{0.97}P_{0.03}$  в сильных магнитных полях до 13.5 Тл в области фазового перехода.

#### Работа поддержана БРФФИ-МИРРУ, № Т25У3Б-053 и FL-8824063324-R3.

[1] S. Gama [et al.] Phys. Rev. L 93, 237202 (2004).

- [2] L. Tocado [et al.] J. Appl. Phys. 105, 093918 (2009).
- [3] A. Magnus [et al.] Eur. Phys. J. B 68, 67 (2009).

# Методика теоретического описания кинетики магнитоструктурных фазовых переходов

<u>Е. В. Морозов</u><sup>1</sup>, Д. А. Карпухин<sup>1</sup>, В. В. Коледов<sup>1</sup>, В. Д. Пойманов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия <sup>2</sup> МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия *evgvmorozov@gmail.com* 

На сегодняшний день большое количество работ посвящено изучению физических эффектов при фазовых переходах (ФП) в твердотельных материалах [1–8]. Изучение материалов в неустойчивом состоянии вблизи ФП затруднено отсутствием стандартных методов

изучения термодинамических параметров вещества in situ, то есть в динамике, непосредственно в процессе ФП. Анализ современной литературы показывает, что кинетика процессов при ФП исследована слабо [5; 6]. 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. [7; 8].

Целью настоящей работы является описание кинетики магнитоструктурного ФП первого рода и ФП в точке Кюри второго рода.

В качестве модели рассматривается одномерная структура вблизи температурной точки термоупругого перехода мартенсит аустенит  $T_{\rm C}$ . Образец занимает область  $0 \le x \le l$  и не ограничен в перпендикулярной плоскости, так, что поток тепла направлен только вдоль оси *x*. Начальная температура во всех точках одинакова и равна температуре окружающей среды  $T_0$ .

Аустенитная (АФ, высокотемпературная) фаза имеет ячейку кубической сингонии с постоянной  $a_0$ , мартенситная (МФ) — тетрагональной симметрии размером  $a > a_0$  вдоль оси x и  $b = c < a_0$  в поперечном направлении, так, что длина образца в А-фазе меньше, чем в М-фазе. В качестве параметров порядка выберем модуль относительного удлинения при переходе  $\varepsilon = \frac{a - a_0}{a_0} \ll 1$  (безразмерная величина) и намагниченность образца М.

Кинетику релаксации параметров порядка намагниченности и деформации можно описать при помощи уравнения Ландау — Халатникова, имеющего вид

$$\frac{\partial f}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0$$

где т — характерное время релаксации к равновесному состоянию. Отличие т от нуля говорит о задержке в установлении равновесного  $\eta$ . f — безразмерная плотность свободной энергии единицы объема.

Для описания кинетики ФП в точке Кюри этого уравнения достаточно, но для описания кинетики магнитоструктурного ФП необходимо учитывать движение доменных границ.

Диффузионный поток вещества в расчете на одну молекулу  $\Delta E_1 = m_1 c \Delta T$ , *с* — удельная теплоемкость единицы массы,  $m_1$  — масса

одной молекулы. Количество молекул в объеме  $dN = n\Omega d$ , где  $\Omega$  — площадь, d — постоянная решетки, n — концентрация. Энергия, переносимая в единицу времени между двумя атомными плоскостями, равна

$$\frac{dE}{dt} = m_1 c \Delta T \cdot n \Omega v_d = v_d C \Omega \Delta T,$$

где  $v_d = \frac{d}{\tau_0}$  — средняя скорость теплового движения, обеспечивающего диффузионный перенос вещества,  $\tau_0$  — среднее время свободного пробега молекул между плоскостями, переносящих энергию,  $\rho$  — плотность ( $\rho d$  = const при ФП),  $C = c\rho$  — теплоемкость единицы объема.

Увеличение энергии вследствие теплопереноса в слое толщиной *d* определяется разностью температур с соседними слоями:

$$\frac{dE}{dt}_{n} = v_d \left( C_{n-1} \left( T_{n-1} - T_n \right) - C_n \left( T_n - T_{n+1} \right) \right) \Omega$$

Поток тепла вместе с выбросом энергии из-за изменения є и вследствие этого энтропии, а также распределенного тепла мощностью на единицу площади p, подводимого к точке x = 0, равен увеличению внутренней энергии:

$$v_d \left( C_{n-1} \left( T_{n-1} - T_n \right) - C_n \left( T_n - T_{n+1} \right) \right) \Omega - T_n \frac{\partial s_n}{\partial t} \Omega d + p_n \Omega = \frac{\partial}{\partial t} \left( C_n T_n \right) \Omega d,$$
  
 $s = -\frac{\partial f}{\partial T}$  — энтропия единицы объема.

Введем коэффициент диффузии  $D = dv_d$ , зависящий от температуры  $\left(\sim \sqrt{T}\right)$ . Пренебрежем фазовой и температурной зависимостью теплоемкости и коэффициента диффузии. Тогда, переходя к континуальному пределу, получаем искомое уравнение теплопроводности:

$$C\left(\frac{\partial T}{\partial t} - D\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right) = T\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial f}{\partial T}\right) + p\delta(x).$$

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, тема FFWZ-2024-0007.

N. A. De Oliveira, P. J.von Ranke, Phys. Rep. 489, 159 (2010).
A. M. Tishin. et al., IJR 68, 177–186 (2016)

[3] N. R. Ram et al., J. Supercond. Nov. Magn. 31, 1971–1979 (2018).

[4] N. Y. Pankratov, I. S. Tereshina, S. A. Nikitin, Phys. Met. Metallogr. 124, 1139–1146 (2023).

[5] S.Puri, PTs 77, 407–431 (2004).

[6] V. Basso et al., Phys. Status Solidi (B): Basic Res. 255, 1700278 (2018).

[7] V. Franco et al., Prog. Mater. Sci. 93, 112–232 (2018).

[8] M. S. Reis, Coord. Chem. Rev. 417, 213357 (2020).

## Микроструктура сплава Ni<sub>56.2</sub>Mn<sub>18.8</sub>Ga<sub>23.2</sub>Si<sub>1.8</sub>

И.И. Мусабиров<sup>1</sup>, Р.Ю. Гайфуллин<sup>1</sup>, К.К. Кирилюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия *irekmusabirov@mail.ru* 

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

Высокие значения функциональных эффектов в сплавах Гейслера на базе системы Ni-Mn позволяют рассматривать эти материалы для практического применения. Однако, несмотря на прошедшие более двух десятков лет с момента обнаружения эффектов магнитоуправляемой памяти формы и магнитокалорического эффекта, промышленного устройства еще не создано. Причина — в высокой хрупкости материалов в литом состоянии. Создание функционального материала в виде пленок, лент быстрой закалки также пока не нашло практического применения из-за низкой эффективности очень тонких листовых материалов. Решением задачи повышения термостабильности функциональных свойств сплавов Гейслера является модификация микроструктуры с помощью термомеханической обработки (ТМО) литого состояния. К сплавам Гейслера различного состава применяют такие методы обработки, как прокатка, осадка, кручение, экструзия. Наиболее острая текстура формируется при экструзии. При этом используются высокие температуры обработки (около 1000 °C), при которых в процессе ТМО интенсивно протекают процессы динамической рекристаллизации. Новые зерна под действием постоянной внешней нагрузки имеют преимущественную ориентацию, то есть кристаллографическую текстуру. Вопрос сравнения циклической стабильности сплава до и после ТМО обычно остается открытым.

В данной работе представлены результаты исследования микроструктуры поликристаллического сплава  $Ni_{56.2}Mn_{18.8}Ga_{23.2}Si_{1.8}$ , подвергнутого термомеханической обработке методом всесторонней изотермической ковки при 700 °C с истинной степенью деформации e=3,19.

Исследование микроструктуры исходного состояния сплава в различных режимах EBSD анализа показало, что в теле зерна наблюдается полосчатый контраст, который представляет собой колонии мартенситных пластин. При комнатной температуре (при температуре анализа микроструктуры) сплав находится в мартенситной фазе. По размеру колоний и наличию резкого изменения ориентировок можно заключить, что размер зерен составляет около 100 мкм. Ширина мартенситных пластин составляет несколько микрометров. В теле каждого зерна наблюдается 2–3 группы сонаправленных мартенситных колоний. Тем самым минимизируются напряжения на границе зерна в процессе формирования двойников и изменения размеров кристаллита. В целом карта ориентировок и смежных двойников и зерен показывают, что зеренная структура не обладает кристаллографической текстурой и разброс разориентировок в двойнике незначителен и составляет менее 2°.

В результате всесторонней изотермической ковки при 700 °С произошла значительная трансформация структуры. В результате динамической рекристаллизации по границам крупных зерен сформировались новые рекристаллизованные зерна размером 1÷10 мкм. Толщина прослойки мелкозернистой структуры не постоянная. В среднем она составляет несколько десятков микрометров. В целом в теле зерна наблюдается не 2–3 группы колоний, как в исходном состоянии, а в несколько раз больше. Характерное отличие двойниковых границ в кованом состоянии является их нелинейность, они несколько искажены. Это сказывается влияние внутренних напряжений и искажения кристаллической решетки. Стоит отметить, что в новых рекристаллизованных зернах также наблюдается мартенситная структура. Значит, во всех объектах структуры кованого образца реализуется структурное фазовое превращение.

Также данные EBSD анализа кованого состояния показывают, что у мелкозернистой структуры отсутствует кристаллографическая текстура, а разориентировки в двойнике составляют более 1°.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.

### Новые легированные интерметаллиды GdTX для высокотемпературных магнитокалорических приложений

<u>Р. Д. Мухачев</u><sup>1</sup>, А. В. Лукоянов<sup>1,2</sup>, С. П. Платонов<sup>1</sup>, А. Г. Кучин<sup>1</sup>, В. С. Гавико<sup>1,2</sup>, А. С. Волегов<sup>1,2</sup>, М. Ю. Яковлева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия *r.d.mukhachev@imp.uran.ru* <sup>2</sup> Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия *lukoyanov@imp.uran.ru* 

Тройные соединения GdTX с переходными металлами Т и *p*-элементами Х обладают высокими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) и магнитосопротивления, что делает их перспективными для экологически чистых и энергоэффективных технологий. В данной работе с помощью экспериментальных и теоретических методов были синтезированы и изучены новые тройные интерметаллические соединения на основе гадолиния. Для GdMn<sub>1-x</sub>Ru<sub>x</sub>Si обнаружен МКЭ от 1.84 до 4.94 Дж/кг·К при 0–17 кЭ, реализуемый в диапазоне температур 78.3–320 К, близком к температуре кипения азота 77.4 К [1]. Соединение GdMn<sub>0.6</sub>Cr<sub>0.4</sub>Si может представлять интерес для использования в бытовых магнитных рефрижераторах, поскольку обладает МКЭ 3.2 Дж/кг К и хладоемкостью 106.8 Дж/кг при изменении магнитного поля в интервале 0–17 кЭ и температурой Кюри 310 К. Расчеты методом DFT+U показали разные типы упорядочения в подрешетках Mn/Cr и Gd [2]. Для GdMn<sub>1-x</sub>V<sub>x</sub>Si в точке Кюри  $T_{\rm C}$  МКЭ изменяется в узком интервале от 1.8 до 2 Дж/кг·К для x = 0-0.4, при этом  $T_{\rm C}$  изменяется в интервале  $T_{\rm C} = 320-360$  К. В GdNiSi<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub> *при*  $x \ge 0.1$  наблюдается рост МКЭ при переходе от антиферро- к ферромагнитному упорядочению в подрешетке Gd [3]. Наши результаты показывают, что свойства интерметаллических материалов на основе гадолиния  $GdMn_{1-x}V_xSi$ ,  $GdNiSi_{1-x}Al_x$ и других GdTSi могут быть значительно улучшены при легировании, приводя к получению новых магнитных материалов, оптимальных для сжижения газов и магнитного охлаждения в бытовых рефрижераторах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-22-00066, https://rscf.ru/en/project/24-22-00066/

[1] S. P. Platonov, A. G. Kuchin, A. S. Volegov, V. S. Gaviko, R. D. Mukhachev, A. V. Lukoyanov, M. Y. Yakovleva, Physica B Condensed Matter **685**, 416060 (2024).

[2] A. G. Kuchin, S. P. Platonov, R. D. Mukhachev, A. V. Lukoyanov,
V. S. Gaviko, A. S. Volegov, M. Y. Yakovleva, J. Alloys Compd. 1024, 180293 (2025).

[3] R. D. Mukhachev, A. V. Lukoyanov, A. G. Kuchin, JETP Lett. 119, 787 (2024).

#### Скейлинг магнитокалорического эффекта и сдвиг фазы в Gd<sub>x</sub>Pd<sub>1-x</sub>

<u>А. А. Мухучев</u><sup>1</sup>, V. Franco<sup>2</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Department of Condensed Matter Physics, ICMS-CSIC, Universidad de Sevilla, Spain

mukhuch87@mail.ru

Данная работа посвящена исследованию магнитокалорического эффекта и фазового сдвига в соединениях  $Gd_{80}Pd_{20}$ ,  $Gd_{85}Pd_{15}$ ,  $Gd_{90}Pd_{10}$  и  $Gd_{95}Pd_{5}$ . Прямые измерения адиабатического изменения температуры проводились модуляционным методом в циклических магнитных полях. Исследования проводились в магнитных полях до 8 Тл.

В области слабых магнитных полей на температурных зависимостях адиабатического изменения температуры ярко проявляются два пика МКЭ, обусловленные фазовыми переходами в чистом гадолинии при температуре около 292 К и фазовом переходе во второй фазе  $Gd_7Pd_3$  при температуре около 340 К. Кроме того, на всех кривых  $\Delta T_{ad}$  также проявляются аномалии в области спин-переориентационного перехода в гадолинии при температуре около 230 К. Измерения сдвига фазы между магнитным полем и температурным откликом исследуемых образцов показывают, что не наблюдается зависимость сдвига фазы от магнитного поля. Это говорит от том, что переход

в фазе Gd<sub>7</sub>Pd<sub>3</sub> является фазовым переходом второго рода. При этом в области спин-переориентационного перехода наблюдается зависимость сдвига фазы от величины магнитного поля, которая, вероятно, обусловлена влиянием фазы Gd<sub>7</sub>Pd<sub>3</sub> на магнитное состояние материала в данной области температур. Скейлинговый анализ показывает, что в непосредственной близости от температуры фазового перехода гадолиния, кривые  $\Delta T_{ad}$  для составов Gd<sub>90</sub>Pd<sub>10</sub> и Gd<sub>95</sub>Pd<sub>5</sub> схлопываются в одну кривую, показывая универсальный характер. При этом в составах Gd<sub>80</sub>Pd<sub>20</sub> и Gd<sub>85</sub>Pd<sub>15</sub> такого универсального поведения нет, это же подтверждается и полевыми зависимостями  $\Delta T_{ad}$ . Универсальное поведение не наблюдается также в области фазового перехода в фазе Gd<sub>7</sub>Pd<sub>3</sub>, что может быть следствием влияния магнитного состояния чистого гадолиния.

В сильных магнитных полях кривые  $\Delta T_{ad}$  для состава  $\mathrm{Gd}_{80}\mathrm{Pd}_{20}$  становятся платообразными, что означает, что магнитокалорические характеристики материала остаются почти неизменными в широкой области температур, но при этом величина эффекта меньше, чем для чистого Gd.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-12-00362.

# Проблема измерения топологического заряда скирмионов на дискретной решётке

<u>А. Г. Нугуманов</u><sup>а</sup>, Д. И. Абдрахманов<sup>6</sup>, И. Ф. Шарафуллин<sup>в</sup>

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

<sup>a</sup>aidar.nugumanov@gmail.com

<sup>6</sup> dron.boiko@mail.ru

<sup>B</sup> sharafullinif@yandex.ru

Топологический заряд (ТЗ), или топологическое квантовое число — это дискретная физическая величина, описывающая инвариант некоторого непрерывного поля. В магнитных материалах широко известным примером такого инварианта являются скирмионы, или магнитные вихреподобные структуры, встречающиеся в материалах с антисимметричными или «хиральными» взаимодействиями, такими как ВДМ — взаимодействие Дзялошинского — Мория [1].

Вычисление ТЗ  $C_T$  в непрерывной двумерной спиновой текстуре  $\vec{S}(x, y)$  производится по формуле [2]

$$C_T = \iint_{R^2} \vec{S}(x, y) \left[ \frac{\partial \vec{S}(x, y)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \vec{S}(x, y)}{\partial y} \right] dx dy.$$
(1)

ТЗ является удобным инструментом для подсчета количества скирмионов в системе с множеством скирмионов с одинаковой топологией, однако применение формулы (1) затруднено в связи с резким изменением величины поля между узлами решетки, что вносит значительные ошибки в подсчитываемую величину ТЗ.

В данной работе предложена схема уменьшения шага пространственной дискретизации на треугольной решетке и проведен сравнительный анализ величины ТЗ при двух схемах дискретизации и количества скирмионов в основном состоянии при различных значениях внешнего поля *H* и параметра ВДМ в системе, описываемой гамильтонианом

$$H = H_{ex} + H_{DM} + H_{Zeeman}.$$
 (2)

Здесь  $H_{ex}$ ,  $H_{DM}$ ,  $H_{Zeeman}$  описывают энергии обменного взаимодействия, ВДМ и зеемановской энергии во внешнем поле соответственно.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-29-00702)

[1] El Hog, Sahbi, et al. JMMM. 563 (2022): 169920.

[2] Berg B., Lüscher M. Definition and statistical distributions of a topological number in the lattice O(3)  $\sigma$ -model. // Nuclear Physics B. 1981. V. 190, No. 2. pp. 412–424.

### Вихреподобные магнитные структуры в перфорированных двухслойных плёнках

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

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 защищенных объектов (скирмионов, бимеронов и т. д. [1]). Объекты такого типа формируются, как правило, лишь в материалах, параметры которых удовлетворяют вполне определенным соотношениям, причем зачастую эти требования оказываются весьма трудновыполнимыми в случае однородных магнитных пленок [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 пленки могут локализоваться уединенные вихреподобные неоднородности при условии, что материал образца обладает сильной одноосной анизотропией типа «легкая плоскость», причем данное условие может быть выполнено как за счет кристаллической анизотропии (например, в NdCo<sub>5</sub> [5]), так и исключительно за счет анизотропии формы в пленках пермаллоя [6]. В настоящей работе изучается возможность замены пленок с легкоплоскостной анизотропией на двухслойные пленки, в которых при определенных условиях может возникать нетривиальная эффективная анизотропия, обусловливающая появление новых направлений легкого 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 легкоплоскостной анизотропии вектор намагниченности вообще не покидает плоскость пленки). Это открывает перспективы для дальнейшего повышения плотности записи информации на магнитных носителях.

В качестве образца была рассмотрена тонкая двухслойная ферромагнитная пленка с четырьмя одинаковыми отверстиями. Решение

задачи осуществлялось с использованием пакета микромагнитного моделирования ООММF [7]. В процессе расчета распределения намагниченности было подтверждено появление эффективной анизотропии, которая не соответствует ни типу «легкая ось», ни типу «легкая 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 двумя верхними отверстиями связан заряд +1, а с двумя нижними –1. В данном случае доменная граница образуется посередине пленки. Желтым цветом на рис. 1 обозначено отклонение вектора намагниченности от плоскости под углом  $\alpha_1 \approx 45^\circ$ , а фиолетовым — под углом  $\alpha_2 \approx -45^\circ$ .



Рис. 1. Топологически защищенные структуры в пленке с четырьмя отверстиями

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 Technolog: Gaithersburg, MD, USA, 2021; Websites: https://math.nist.gov/oommf/doc/userguide20a3/userguide/

#### Магнитные и магнитокалорические свойства фаз Лавеса *R*AI<sub>2</sub>, *R*Ni<sub>2</sub> в магнитных полях Δο 20 Тл

М. А. Оршулевич, М. В. Утарбекова, С. В. Таскаев

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия mariya-fks@mail.ru

Современные технологии сжижения природного газа (СПГ) основаны на газокомпрессионных методах, таких как каскадный цикл, цикл с двойным хладагентом и расширительные циклы [1]. Однако эти методы обладают низкой энергоэффективностью. Альтернативой является магнитное охлаждение, основанное на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), который обеспечивает высокую энергоэффективность и экологичность. Это побудило нас изучить магнитные и магнито-калорические свойства фаз Лавеса  $RAl_2$ ,  $RNi_2$  в магнитных полях до 20 Тл и выше [2].

Создана сводная диаграмма магнитных материалов с магнитокалорическим эффектом в низкотемпературной области (рис. 1), в которой приведены результаты экспериментальных исследований, а также теоретической оценки магнитокалорического эффекта из результатов косвенных измерений в синтезируемых соединениях. Показано, что в полях, генерируемых сверхпроводящими магнитами 20 Тл, охлаждение от комнатных температур до температур сжижения углеводородов может осуществляться каскадом всего из трех рабочих тел, представленных исследованными сплавами. Это дока-



Рис. 1. Диаграмма материалов с указанием оценочных значений МКЭ и областей эффективной работы (не менее 90% от максимального значения)

зывает принципиальную возможность технической реализации сжижения природного газа на основе магнитокалорического эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-20016).

[1] Sergey Taskaev; Vladimir Khovaylo; Konstantin Skokov; Wei Liu; Eduard Bykov; Maxim Ulyanov; Dmitriy Bataev; Anastasiya Basharova; Marina Kononova; Daniil Plakhotskiy; Mikhail Bogush; Tino Gottschall; Oliver Gutfleisch, Magnetocaloric effect in GdNi2 for cryogenic gas liquefaction studied in magnetic fields up to 50 T, Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 127, iss. 23.

[2] S. Taskaev, V. Khovaylo, M. Ulyanov, D. Bataev, A. Basharoval, M. Kononova, D. Plakhotskiy, M. Bogush, M. Gavrilova, D. Zherebtsov, Z. Hu, Scaling magnetic and magnetocaloric properties of GdAl<sub>2</sub> by erbium substitution, Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal. 2020. Vol. 5, iss. 4, part 2. P. 635–642.

## Исследование магнитных, калорических свойств и электронной структуры сплавов FeRhSn<sub>1-x</sub>Z<sub>x</sub>(Z = Pb, Sb)

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

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

Уникальные свойства сплавов Гейслера делают их перспективными 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 спинтроника, так как ряд сплавов демонстрирует полуметаллическое поведение. В данной работе были рассчитаны магнитные, калорические свойства и электронная структура сплавов FeRhSn<sub>1-x</sub> $Z_x$  (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1) с использованием пакета VASP. Сплавы полу-Гейслера имеют кубическую структуру (C1<sub>b</sub>) и могут находиться в трех возможных конфигурациях — фазы  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$ . Обменные интегралы были рассчитаны программным пакетом SPR-KKR.

Показано, что для всех сплавов энергетически выгодна фаза γ. На рис. 1 приведены плотности электронных состояний и величины спиновой поляризации для FeRhPb<sub>0.25</sub>Sn<sub>0.75</sub>. В работе были вычислены температуры Кюри для всех исследуемых сплавов с применением



Рис. 1. Полная и поэлементная плотности электронных состояний для сплава FeRhPb<sub>0.25</sub>Sn<sub>0.75</sub>. Нулевая энергия соответствует положению уровня Ферми

96

теории среднего поля. Получено, что температуры Кюри для всех исследованных сплавов находятся выше комнатной, так  $T_{\rm C}$  = 501 K для FeRhPb и  $T_{\rm C}$  = 449 K для FeRhSn.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № 075-00186-25-00.

S. Anand S., M. Wood et al., Joule. 3, 1226 (2019).
S. Fabbrici, G.Porcari et al., Entropy. 16, 220 (2014).

### Анизотропия прочностных свойств Ll<sub>o</sub>-мартенсита и эластокалорического эффекта в поли- и монокристаллах сплавов NiFeGa(Co, B)

<u>Е. Ю. Панченко</u>, Э. И. Янушоните, И. Д. Курлевская, А. С. Ефтифеева, Н. Ю. Суриков, Е. Е. Тимофеева, Ю. И. Чумляков

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

panchenko@mail.tsu.ru

Ферромагнитные сплавы с памятью формы на основе NiFeGa(Co), испытывающие B2(L2<sub>1</sub>)-10M/14M-L1<sub>0</sub> мартенситные превращения (МП), являются одними из перспективных материалов, которые обладают эластокалорическими и магнитокалорическими свойствами, необходимыми для создания твердотельных холодильников. Данный сплав не содержит Mn, что облегчает его производство, так как обычно наличие Mn в сплавах создает трудности с получением однородного номинального сплава из-за его высокой летучести. Известно, что сплавы NiFeGa(Co) обладают высокими значениями упругой анизотропии C<sub>44</sub>/C'>6 и сильной зависимостью деформации превращения от кристаллографической ориентации и способа деформации [1; 2]. Эти факторы приводят к сильной ориентационной зависимости функциональных характеристик сверхэластичности (CЭ), таких как критические напряжения образования мартенсита, механический гистерезис и обратимая деформация. Эластокалорический эффект (ЭКЭ) наблюдается в сплавах с памятью формы при проявлении СЭ, поэтому важно установить закономерности и физические причины ориентационной зависимости ЭКЭ в монокристаллах и текстурированных поликристаллах сплавов NiFeGa(Co).

В настоящей работе анизотропия ЭКЭ исследована вдоль [001]<sub>A</sub>, [011]<sub>A</sub> и [334]<sub>A</sub>-ориентаций в монокристаллах сплава Ni<sub>54</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>. При развитии МП [001]<sub>A</sub>- и [011]<sub>A</sub>-ориентации при сжатии характеризуются одинаковой максимальной величиной деформации превращения  $\varepsilon_{CVP+detw} = 6,2\%$ . Однако в [001]<sub>A</sub>-кристаллах не происходит раздвойникования кристаллов L1<sub>0</sub>-мартенсита под нагрузкой ( $\varepsilon_{detw} = 0$ ) из-за равных нулю факторов Шмида для системы двойникования L1<sub>0</sub>-мартенсита, тогда как в [011]<sub>A</sub>-монокристаллах вклад раздвойникования в деформацию превращения достигает 50% ( $\varepsilon_{CVP} = 3,2\%$ ,  $\varepsilon_{detw} = 3,0\%$ ,  $\varepsilon_{CVP+detw} = 6,2\%$ ) [3]. Деформация превращения при развитии МП под нагрузкой вдоль [334]<sub>A</sub>-ориентации составляет  $\varepsilon_{CVP+detw} = 1,2\%$ , что почти в 6 раз меньше, чем в [001]<sub>A</sub>-, [011]<sub>A</sub>-кристаллах.

Установлено, что  $[001]_{A}$ -монокристаллы, в которых отсутствуют процессы раздвойникования  $L1_{0}$ -мартенсита, характеризуются высокими прочностными свойствами мартенсита (предел текучести  $\sigma_{0,1} = 1600$  МПа, предел прочности  $\sigma_{np} = 2280$  МПа), низкими критическими напряжениям образования мартенсита  $\sigma_{\kappa p} < 50$  МПа, узким механическим гистерезисом  $D\sigma = 25$  МПа и максимальными экспериментальными значениями ЭКЭ  $\Delta T_{ad} = (10,3\pm0,5)$  К. Данные значения близки к теоретическому ресурсу величины адиабатического охлаждения в исследуемых кристаллах.

В [011]<sub>A</sub>- и [334]<sub>A</sub>-кристаллах максимальная величина ЭКЭ составляет  $\Delta T_{ad} = (8,6\pm0,5)$  К и  $\Delta T_{ad} = (7,2\pm0,5)$  К соответственно. Следует отметить, что в [334]<sub>A</sub>-кристаллах  $\Delta T_{ad}$  только на 30% меньше, чем в [001]<sub>A</sub>-кристаллах, тогда как деформация превращения  $\varepsilon_{\rm CVP+detw}$  при развитии МП под нагрузкой различается в 6 раз.

Раздвойникование кристаллов L1<sub>0</sub>-мартенсита под нагрузкой при проявлении СЭ в [011]<sub>A</sub>- и [334]<sub>A</sub>-кристаллах приводит к широкому механическому гистерезису ( $D\sigma = 120$  МПа для [011]<sub>A</sub>,  $D\sigma = 77$  МПа для [334]<sub>A</sub>) и низким прочностным свойствам мартенсита ( $\sigma_{0,1} = 500$  МПа,  $\sigma_{np} = 1550$  МПа для [011]<sub>A</sub> и  $\sigma_{0,1} = 335$  МПа,  $\sigma_{np} = 1050$  МПа для [334]<sub>A</sub>). Низкие прочностные свойства мартенсита и широкий гистерезис, характеризующий рассеяние энергии при развитии МП под нагрузкой, приводят к снижению величины  $\Delta T_{ad}$ 

в [011]<sub>А</sub>- и [334]<sub>А</sub>-кристаллах по сравнению с теоретическим ресурсом величины адиабатического охлаждения и экспериментальными значениями для [001]<sub>А</sub>-кристаллов.

Таким образом, показано, что [001]<sub>А</sub>-кристаллы сплавов NiFeGa имеют наилучшие функциональные свойства, но широкое практическое применение таких эластокалорических материалов затруднительно из-за высокой стоимости, ограниченных размеров и трудности получения монокристаллов. Экономически эффективно изготовить текстурированные поликристаллы данного сплава. В поликристаллическом сплаве (Ni<sub>54</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub>)99 7B<sub>0.3</sub> была сформирована столбчатая зеренная структура с преимущественной [001]<sub>4</sub>-ориентацией вдоль направления кристаллизации, значительно упрочнены границы зерен за счет микролегирования бором и выделения пластичных частиц у-фазы. Впервые показано, что данные поликристаллы с острой текстурой вдоль [001]<sub>4</sub>-направления характеризуются высокими значениями предела текучести  $\sigma_{0,1} = 1\,050$  МПа, предела прочности  $\sigma_{np} = 1590 \text{ МПа и высокой величиной ЭКЭ <math>\Delta T_{ad} = (9,3\pm0,5) \text{ K}, \text{ что}$ делает их пригодными для практического применения в области твердотельного охлаждения.

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

- [1] F. Xiao, M. Jin, J. Liu, X. Jin, Acta Mater. 96, 292, (2015).
- [2] F. Masdeu, J. Pons, et al., Mater. Sci. Eng., A, 833, 142362, (2022).
- [3] N. Resnina, V. Rubanik (Eds.), TTP Ltd, 603, 107, (2015).

### Разработка технологии микроманипулирования на примере образцов вискеров квазиодномерных проводников TaS<sub>3</sub>

<u>С. Р. Романов</u>, В. В. Коледов, М. В. Никитин, А. П. Орлов, В. Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия romanov\_sr@bk.ru

Среди новых функциональных материалов для микросистемной техники и микроэлектроники большое внимание привлекают квазиодномерные полупроводники с волной зарядовой плотности (КОП с ВЗП). В этих материалах продемонстрирована наивысшая среди всех твердотельных материалов чувствительность деформаций кристаллической решетки к внешнему электрическому полю, которую можно охарактеризовать пьезомодулем, достигающим 10<sup>-6</sup> м/В [1]. Одной из технологических проблем на пути изучения КОП с ВЗП является создание технологии подвешивания образцов, представляющих собой вискеры (нитевидные монокристаллы) субмикронной толщины, для изучения в них высокочастотных электромеханических колебаний. Цель данной работы — разработка технологии трехмерного манипулирования вискерами КОП с ВЗП ТаS<sub>3</sub> и подготовки об-



разцов, подвешенных между двумя контактами.

Была создана установка для манипулирования и пайки тонких вискеров толщиной около 1 мкм и длиной до 100 мкм (рис. 1). Она состоит из оптического микроскопа и двух трехмерных микроманипуляторов: в одном закреплена вольфрамовая игла

Рис. 1. Общий вид установки. 1 — оптический микроскоп, 2 — пьезомикроманипулятор, 3 — микрометрические столики с держателем для микропаяльника с диаметром острия 1–3 мкм, а в другом — микропаяльник с диаметром жала на кончике 20 мкм.

На рис. 2 показаны стадии процесса переноса вискера на подложку, которая состоит из двух фрагментов кремния с промежутком между ними. Иглой с каплей эпоксидного клея на кончике захватывается отдельный вискер (рис. 2, *a*). После затвердевания клея вискер отделяется из массива (рис. 2, *b*). Другой иглой наносится капля клея на «берег» подложки (рис. 2, *b*), к ней подносится вискер (рис. 2, *b*). После затвердевания клея вискер на подложке (рис. 2, *b*). Свободный конец вискера фиксируется каплей клея на втором «берегу» (рис. 2, *e*).



⊢ 90 мкм

Рис. 2. Перемещение вискера ТаS<sub>3</sub> на подложку

Для формирования двух электрических контактов у образца, прикрепленного к данной подложке, на нее наносится слой металла методом напыления. При этом важно защитить от напыления ту часть вискера, которая нависает над зазором. Для этого используется специальная «маска» — широкий и плоский кристалл, который приклеивается к подложке так, чтобы он накрывал образец. Процесс приклеивания «маски» аналогичен процессу прикрепления самого вискера.

Также для создания электрических контактов можно использовать метод пайки. Для этого необходимо использовать в качестве «берегов» подложки текстолитовые фрагменты с нанесенным на них тонким слоем индия. Частицы припоя позиционируются микроманипулятором с иглой, после чего к ним подносят разогретый микропаяльник с помощью микрометрических столиков (рис. 3).

Работа выполнена за счет средств госзадания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

[1] В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин и др., Успехи физических наук. Т **43**, 33–54 (2013).



Рис. 3. Готовый образец с припаянными контактами

### Контроль распространения спиновых волн в тонких плёнках с использованием внешнего магнитного поля и температурных изменений

А.И.Самигуллина, И.Ф.Шарафуллин

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия angelasamig2002@gmail.com

Спиноволновые устройства, основанные на магнитных материалах, представляют собой новый класс технологий, которые могут заменить традиционные устройства, использующие перенос заряда. Эти устройства используют амплитуду, фазу и частоту спиновых волн для передачи и обработки информации. Распространение спиновых волн происходит за счет взаимодействия спинов электронов, что исключает необходимость перемещения физических частиц. Это приводит к значительному снижению энергопотребления.

Спиновые волны, как правило, распространяются в волноводах, созданных из магнитных тонких пленок. Дисперсия спиновых волн, то есть зависимость энергии от волнового вектора, определяется множеством факторов, включая свойства материала. Одним из ключевых аспектов при проектировании спин-волновых устройств является выбор магнитного материала, который существенно влияет на их характеристики. Новые интерфейсные эффекты, выявленные в магнитных гетероструктурах, открывают дополнительные возможности для управления спиновыми волнами. Использование гетероструктур приводит к улучшенной контролируемости спиновых волн и их взаимодействия, что в свою очередь повышает производительность данных устройств.

В данной работе исследуется бислой, состоящий из магнитной и сегнетоэлектрической пленок, симметрией которых является простая кубическая решетка. Для расчета энергетического спектра и магнитных свойств используется метод функций Грина [1]. Полный гамильтониан модели выглядит следующим образом:

$$H = H_m + H_{an} + H_h + H_D + H_{fm},$$
 (1)

где первое слагаемое описывает взаимодействие между соседними спинами в плоскости магнитной пленки, второе слагаемое учитывает анизотропию типа «легкая ось», третье слагаемое представляет магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости пленки по оси z. Четвертое слагаемое является межслойным взаимодействием между пленками, а пятое слагаемое описывает гамильтониан сегнетоэлектрической пленки.

Образование неколлинеарной структуры в узлах магнитной пленки происходит, когда есть конкуренция между спинами, в данном случае параметр ферромагнитного обменного взаимодействия, который обозначается J<sub>m</sub>, и межслойным взаимодействие J<sub>D</sub>. Угол поворота между двумя ближайшими соседями в плоскости обозначается

$$\theta = \operatorname{arc} tg\left(-\frac{J_D}{J_m}\right). \tag{2}$$

В данном случае исследуется энергетический спектр в зависимости от различных значений магнитного поля и температуры.

При низких температурах спиновая волна проявляет угасание, что сопровождается образованием энергетической ямы. Это указывает на наличие локализованных состояний и ограниченное распространение спиновых колебаний. Однако по мере увеличения температуры, приближающейся к критической, наблюдается равномерное распространение спиновой волны по поверхности пленки. Это свидетельствует о том, что тепловая энергия начинает преобладать над взаимодействиями, обеспечивая более свободное движение спинов и способствуя возникновению коллективных эффектов.



Рис. 1. Зависимость энергии от волнового вектора  $k_z$  в случае  $J_m = 1.25$ , I = 0.1,  $J_D = 0.75$ ,  $\theta = 30^\circ$ , где синий цвет — h = 0, зеленый — h = 0.25, красный — h = 0.5: а) T = 0.1, б) T = 1.5

Также были проведены исследования магнитных свойств системы, включая намагниченность, магнитную восприимчивость, теплоемкость и энергетические характеристики в зависимости от температуры. Эти параметры позволяют глубже понять поведение материала при различных температурных режимах и его реакцию на внешние магнитные поля.

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

[1] H. T. Diep, Physical Review. B. 40, 741 (1989).

[2] I. F. Sharafullina, D. I. Abdrakhmanov, A. I. Samigullina, A. R. Latypova. Physics of Metals and Metallography. V. **125**, 1894 (2024).

#### Структура и магнитокалорические свойства плёнок высокоэнтропийного сплава GdTbDyHoEr

<u>А. В. Свалов</u>, А. С. Русалина, А. Н. Горьковенко, Д. С. Незнахин, А. А. Юшков, Н. В. Селезнева, А. В. Архипов, Г. В. Курляндская

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия and rey.svalov@urfu.ru

Исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) в тонких пленках тяжелых редкоземельных элементов продолжает быть актуальной темой как с фундаментальной точки зрения [1], так и потенциальной возможности создания систем магнитного охлаждения устройств микроэлектроники [1; 2]. В настоящей работе обсуждаются результаты исследований кристаллической структуры, магнитных и магнитокалорических свойств пленок высокоэнтропийного сплава GdTbDyHoEr.

Пленки толщиной от 7 до 1000 нм были получены методом магнетронного распыления мишени GdTbDyHoEr и защищены слоями Та толщиной 10 нм. Увеличение толщины пленок сопровождалось изменением преимущественной ориентации кристаллитов и увеличением их среднего размера до 15 нм. Характерный для сплава GdTbDyHoEr фазовый переход из парамагнитного состояния в состояние гелико-

идального антиферромагнетика наблюдался для пленок толщиной более 500 нм. Последующий отжиг образцов в вакууме при температуре 400 °С приводил к усилению признаков данного фазового перехода, дальнейшему росту размера кристаллитов до 30 нм и увеличению МКЭ и температуры, соответствующей его максимуму (рис. 1).



Рис. 1. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии для пленки GdTbDyHoEr толщиной 1000 нм до и после отжига в вакууме при T = 400 °C

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-29-00199, https://rscf.ru/project/24-29-00199/.

[1] C. S. Pereira, R. Almeida, T. Niehoff, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 58, 075502 (2025).

[2] И. Ю. Пашенькин, Н. И. Полушкин, М. В. Сапожников и др., ФТТ **64**, 1359 (2022).

#### Исследования магнитных, структурных и магнитокалорических свойств сплава Ni—Co—Mn—Ti

<u>В. В. Соколовский</u><sup>1</sup>, М. В. Матюнина<sup>1</sup>, В. Д. Бучельников<sup>1</sup>, А. Г. Гамзатов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия vsokolovsky84@mail.ru

 $^{2}$ Институт физики им. Х. И. Амирханова Д<br/>ФИЦ РАН, Махачкала, Россия

В последние годы наблюдается интенсивный рост исследований сплавов Гейслера, что обусловлено их функциональными свойствами [1]. Эти материалы демонстрируют высокую чувствительность к внешним воздействиям, таким как изменение температуры, приложение магнитного поля или механического давления. Ключевой особенностью является сильная взаимосвязь между их магнитной, электронной и кристаллической подсистемами, что приводит к ряду значимых эффектов: эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, магнитосопротивление, повышенная пластичность, термоэлектрические свойства [1]. Благодаря такому сочетанию функциональных характеристик сплавы Гейслера представляют значительный интерес для разработки новых поколений интеллектуальных материалов и устройств, включая датчики, актуаторы и системы энергопреобразования [1]. Тем не менее термический гистерезис, деградация эффектов со временем приложения нагрузки, а также низкие механические свойства накладывают определенные ограничения на полноценные технологические применения этих материалов [2].



Одной из перспективных стратегий модификации сплавов Гейслера, направленной на улучшение их механических свойств, является замещение элемента основной группы переходным металлом [2]. Поскольку функциональные свойства этих сплавов в значительной степени определяются орбитальной гибридизацией, замена ковалентной *p*-*d*-гибридизации на металлическую *d*-*d*-гибридизацию способствует оптимизации механических, механо- и магнитокалорических характеристик в области мартенситного превращения.

В данной работе рассмотрены теоретические исследования магнитных, структурных и магнитокалорических свойств сплава Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>, полностью состоящего из переходных металлов. Исследования выполнены с помощью теории функционала плотности (ТФП) и классического метода Монте-Карло (МК). В рамках ТФП с использованием метода проекционных присоединенных волн (PAW) и пакета VASP [3] проведена процедура геометрической оптимизации кристаллической структуры кубической аустенитной и тетрагональной мартенситной фазы с ферро- и ферримагнитным упорядочением. Формирование нестехиометрического состава реализовано на 32-атомной суперъячейке Ni<sub>12</sub>Co<sub>4</sub>Mn<sub>11</sub>Ti<sub>5</sub>. В работе исследовались структуры с упорядочением типа L2<sub>1</sub>, а также фазы с частичным атомным беспорядком типа В2 в подрешетках атомов Mn и Тi. Для каждой из фаз были рассчитаны равновесные параметры кристаллической решетки и конфигурации магнитных моментов. На основе этих данных, использованных в качестве входных параметров в пакете SPR-KKR [4], определены параметры обменного взаимодействия в зависимости от межатомных расстояний.

Второй этап исследований связан с моделированием поведения намагниченности и термодинамических характеристик исследуемого состава в различных магнитных полях до 8 Тл. Моделирование выполнено с помощью метода МК и модели Гейзенберга — Блюма — Эмери — Гриффитса [5]. В данном случае гамильтониан Гейзенберга с учетом обменных констант из ТФП характеризует спин-спиновые взаимодействия в магнитной подсистеме, тогда как гамильтониан Блюма — Эмери — Гриффитса (БЭГ) описывает взаимодействия между микродеформациями в структурной подсистеме. На рис. 1 приведены результаты моделирования поведения намагниченности для кубической и тетрагональной фазы в отдельности, а также поведение полной



Рис. 1: а) температурные зависимости ферромагнитной (ФМ) кубической L2<sub>1</sub>-фазы и ферримагнитной (ФиМ) тетрагональной L1<sub>0</sub>-фазы Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>, полученные с помощью модели Гейзенберга; б) температурные зависимости намагниченности и деформационного параметра порядка є для Ni<sub>36.5</sub>Co<sub>13.5</sub>Mn<sub>35</sub>Ti<sub>15</sub>, полученные с помощью модели Гейзенберга — БЭГ в отсутствие магнитного поля

намагниченности, демонстрирующей скачкообразное изменение в области структурного перехода.

Работа выполнена в рамках РНФ, проект № 25-12-20024.

[1] T. Graf, C. Felser, S.S.P. Parkin, Prog. Solid State Chem. 39, 1 (2011).

- [2] V. G. de Paula and M. S. Reis, Chem. Mater. 33, 5483 (2021).
- [3] G. Kresse and J. Furthmuller, Phys. Rev. B 54, 11169 (1996).
- [4] H. Ebert, D. kodderitzsch, J. minar, Rep. Prog. Phys. 74, 096501 (2011).
- [5] V. Sokolovskiy et al., Phys. Rev. B 91, 220409R (2015).
# Перспективные материалы на основе соединений *R*Co<sub>5</sub>, *R*<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>, *R*<sub>5</sub>Si<sub>4</sub> (*R* = Gd, Tb, Dy, Ho) и фаза Лавеса GdNi<sub>2</sub> для технологии магнитного охлаждения при сжижении природного газа

М. В. Утарбекова, М. А. Оршулевич, С. В. Таскаев

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия shchichko.marina.csu@gmail.com

В условиях растущего интереса к энергоэффективным и экологически чистым технологиям особое внимание уделяется разработке новых материалов для магнитного охлаждения. Целью настоящей работы является исследование структурных, магнитных и магнитокалорических свойств соединений RCos,  $R_3$ Al<sub>2</sub>,  $R_5$ Si<sub>4</sub> (где R — Gd, Tb, Dy, Ho) и фазы Лавеса GdNi<sub>2</sub>, с целью оценки их применимости в качестве рабочих тел при сжижении природного газа [1–4].

Синтез исследуемых сплавов проводился методом аргонодуговой плавки. Полученные образцы были аттестованы с применением рентгеноструктурного и рентгенофазового анализа (Bruker D8 Advance), сканирующей электронной микроскопии и энергодисперсионной спектрометрии (JEOL JSM-6510LA). Магнитные свойства исследовались методом вибрационной магнитометрии в стационарных полях до 3 Тл (установка Versa Lab Quantum Design). Изменение магнитной энтропии рассчитывалось с использованием соотношения Максвелла.

Исследование показало, что во всех рассмотренных системах наблюдается хорошо выраженный магнитокалорический эффект в температурном диапазоне 15–150 К, критически важном для криогенных приложений. Были получены температурные и полевые зависимости намагниченности, фазовый состав, а также температурные зависимости изменения магнитной энтропии. Наиболее значительные величины магнитокалорического эффекта были зафиксированы для соединений на основе тяжелых редкоземельных элементов (Tb, Dy и Ho), что связано с их высокой магнитной анизотропией и большим магнитным моментом. Результаты исследования демонстрируют большой потенциал применения этих соединений как материалов для каскадных рабочих тел устройств сжижения природных газов, способных заменить энергоемкие компрессорные аналоги. Использование сверхпроводящих магнитов с индукцией до 20 Тл может существенно увеличить магнитокалорический эффект, открывая путь к созданию компактных и мощных систем магнитного охлаждения. Таким образом, полученные результаты подтверждают, что исследованные материалы подходят для применения в криогенных системах магнитного охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-20016).

[1] Utarbekova M. V. Magnitocaloric effect in RCo5 (R = Gd, Tb, Dy, Ho) alloys // The Physics of Metals and Metallography. 2023. V. 124, iss. 11. P. 1–7.

[2] Utarbekova M. V. Magnitocaloric effect in R5Si4 (R = Tb, Dy, Ho) alloys // Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal. 2024. Vol. 9, iss. 4. P. 670–681.

[3] Utarbekova M. V. Magnitocaloric effect in R3Al2 (R = Gd, Tb, Dy, Ho) alloys // Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal. 2024. Vol. 9, iss. 3. P. 501–513.

[4] Magnetocaloric Effect in the Laves Phase of GdNi2 in Strong Magnetic Fields // Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68, no. 4. P. 441–446.

# Магнитные топологические состояния в наноразмерных ферромагнитных плёнках

<u>В. В. Филиппова</u><sup>а</sup>, З. В. Гареева<sup>6</sup>

Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия *amukhamadeeva.vika@mail.ru* 

<sup>6</sup>zukhragzv@yandex.ru

Исследование топологических структур в материалах с магнитным упорядочением представляет большой интерес. Это связано с широким спектром физических свойств, а также с возможностью их использования в устройствах информационных технологий и спинтронике [1; 2].

Целью данной работы является изучение условий, необходимых для реализации магнитных структур нетривиальной топологии в на-

норазмерных ферромагнитных пленках с различным типом магнитной анизотропии и наличием взаимодействия Дзялошинского — Мории (вДМ).

Моделирование проводилось с использованием программы ООММF, основой алгоритма которого является решение уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\left|\gamma\right|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}); \tag{1}$$

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}.$$
 (2)

Свободная энергия системы F включает в себя энергию неоднородного обменного взаимодействия, энергию магнитной анизотропии, энергию магнитостатического взаимодействия, энергию межслойного обменного взаимодействия, энергию взаимодействия с внешним магнитным полем, энергия взаимодействия Дзялошинского — Мории и определяется соотношением

$$F = a^2 \sum_{i=\hat{u}}^{N} \int_{0}^{d_i} dz (A_i \sum_{\mu \alpha =}^{3} \left( \hat{\sigma}_{\mu} m_{i\alpha} \right)^2 + \mathbf{D}_{inner} \left( (\mathbf{m}_{inner} \nabla) \mathbf{m}_{inner} - \mathbf{m}_{inner} (\nabla \mathbf{m}_{inner}) \right) - K_i m_{iz}^2 - \frac{1}{2} M_s \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H} - J_i \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i+1}),$$

где  $\mathbf{M} = M_s \cdot m$ ,  $A_i$  — константа неоднородного обменного взаимодействия;  $K_i$  — константа магнитной анизотропии,  $J_i$  — константа межслойного обменного взаимодействия между соседними слоями, N = 4 — количество слоев в нанопленке,  $\alpha$ ,  $\mu = x$ , y, z,  $\mathbf{D}_{inner}$  — вектор Дзялошинского,  $M_s$  — намагниченность насыщения.

В данной работе рассматривалась ферромагнитная структура с чередующимися слоями с различным типом магнитной анизотропии вида «легкая плоскость»— «легкая ось». В качестве материала были выбраны пленки ферритов-гранатов с параметрами:  $M_s = 50$  кА/м,  $A_{1,4} = 2.9 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $A_{2,3} = 4 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $K_{1,4} = -7 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $K_2 = 2 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $K_3 = 2 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>,  $J_{12,34} = 3.5 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $J_{23} = 0.2 \cdot 10^{-12}$  Дж/м, a = 200 нм, h = 24 нм (для одного слоя) или 96 нм (для всей пленки), |**D**<sub>inner</sub>| =  $(1 \div 9) \cdot 10^{-4}$  Дж/м<sup>2</sup>,  $J_{12,34}$  — обозначение межслойного обменного взаимодействия между 1 и 2, 3 и 4 слоями.

В результате исследования было получено, что константа вДМ значительно влияет на процессы намагничивания и формирование топологических структур в многослойных ферромагнитных системах. В ходе намагничивания и перемагничивания этих систем при

различных величинах констант вДМ и магнитной анизотропии могут наблюдаться как состояния вида «точек Блоха», так и новые трехмерные топологические состояния «магнитные фужеры», обладающие формой конусных скирмионов. При малых значениях константы вДМ наблюдаются состояния в виде «точек Блоха» и конусных скирмионов. Однако при увеличении значений константы вДМ состояние «точки Блоха» исчезает, что приводит к увеличению области существования состояния конусного скирмиона. При изменении константы магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» крайних слоев пленки в системе могут образовываться скирмионные циллинстрические структуры. Также было получено, но изменение величины константы анизотропии типа легкая плоскость нижнего крайнего слоя при наличии взаимодействия Дзялошинского — Мории позволяет получить 2π-скирмионную трубку при больших величинах константы взаимодействия Дзялошинского — Мории, а при меньших — конусный скирмион без последующего состояния вида точки Блоха.

M. T. Birch et all, Nature Communications, 13. (2022).
Мелтов К. Л., Письма в ЖЭТФ, 118(2). (2023).

## Стабильность магнитокалорического эффекта сплава Гейслера Ni—Mn—In в циклических магнитных полях

<u>Л. Н. Ханов</u><sup>1</sup>, А. В. Маширов<sup>2</sup>, А. М. Алиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия <sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия *hanov82@mail.ru* 

Технология магнитного охлаждения, основанная на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), была предложена как альтернатива обычным газокомпрессорным холодильным машинам. Предполагается, что такие машины будут более экологичными и экономичными (с более высоким классом энергопотребления), чем текущие их виды, рабочим телом которого является фреон. К материалам для использования

в качестве рабочего тела в технологии магнитного охлаждения предъявляется ряд требований, основным из которых является гигантское значение величины МКЭ в области комнатных температур [1-3]. Для практического применения необходимо добавить еще одно условие. Это — стабильность магнитокалорических свойств в условиях долговременного воздействия циклических полей. Исследования в циклических магнитных полях позволяют оценить магнитокалорические свойства материалов в условиях, близких к работе магнитных холодильников. Большинство перспективных материалов для использования в технологии магнитного охлаждения — это материалы с магнитоструктурными фазовыми переходами (МСФП) первого рода. Одними из таких материалов считаются сплавы Гейслера, в которых наблюдаются ряд магнитных и структурных фазовых переходов; часто эти переходы связаны [4-5]. Несмотря на активные исследования магнитных свойств, остается много вопросов относительно магнитокалорических свойств данных материалов. В частности, вопросы влияния длительного воздействия циклического магнитного поля на магнитные свойства, влияния магнитной и решеточной подсистем на механизм деградации МКЭ в сплавах Гейслера.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования магнитных свойств поликристаллических образцов сплавов Гейслера Ni<sub>43.18</sub>Mn<sub>45.15</sub>In<sub>11.67</sub>, Ni<sub>45.37</sub>Mn<sub>40.91</sub>In<sub>13.72</sub>, Ni<sub>50.2</sub>Mn<sub>39.8</sub>In<sub>10</sub> и Ni<sub>49.3</sub>Mn<sub>40.4</sub>In<sub>10.3</sub>: измерения температурной зависимости МКЭ и магнитострикции в циклических магнитных полях до 1.8 Тл. Проведены также исследования влияния долговременного воздействия циклических полей на магнитные свойства исследуемых сплавов в области МСФП первого рода.

Для исследования магнитокалорических свойств в циклических магнитных полях был использован модуляционный метод. Измерение теплового расширения и магнитострикции проводились тензометрическим методом.

По результатам экспериментального исследования магнитных свойств было обнаружено, что долговременное воздействие циклического магнитного поля приводит к уменьшению величины как МКЭ, так и магнитострикции в области МСФП мартенсит—аустенит. А именно, для сплава Ni<sub>43.18</sub>Mn<sub>45.15</sub>In<sub>11.67</sub> при долговременном воздействии циклического магнитного поля 1.8 Тл (в нашем случае 700 циклов намагничивания — размагничивания) в области МСФП приводит к уменьшению величины МКЭ на 30% (рис. 1 и 2). После

перехода в аустенитную фазу исходные магнитокалорические свойства восстанавливаются. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что такие материалы можно использовать в качестве рабочего тела в технологии магнитного охлаждения при таком термодинамическом цикле, что при каждом таком цикле в материале происходит полный переход мартенсит—аустенит.



Работа выполнена в рамках госзадания FMSW-2025-0043.

[1] K. A. Gschneidner, Jr., V. K. Pecharsky. Int. J. Refrigeration 31, 945 (2008).

[2] M. H. Phan, S. C. Yu. J. Magn. Magn. Mater. 308, 325 (2007).

[3] B. F. Yu, Q. Gao, B. Zhang, X. Z. Meng, Z. Chen. Int. J. Refrigeration **26**, 622 (2003).

[4] J. Liu, T. Gottschall, K. P. Skokov, J. D. Moore, O. Gutfleisch, Nature Materials 11, 620 (2012)

[5] V. D. Buchelnikov, S. V. Taskaev, M. A. Zagrebin, V. V. Khovailo, P.Entel, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 320, e175 (2008).

114

## Содержание

#### Абдрахманов Д. И., Шарафуллин И. Ф.

Фазовые переходы и устойчивость скирмионной решётки в магнитных и магнитоэлектрических плёнках с дефектами
Абдулкадирова Н. З., Гамзатов А. Г., Алиев А. М., Y. Li, J. Wang, F. Hu Прямые измерения адиабатического изменения температуры сплава La <sub>0.7</sub> Ce <sub>0.3</sub> Fe <sub>11.45</sub> Mn <sub>0.2</sub> Si <sub>1.35</sub> в циклических магнитных полях
<i>Алиев А. М.</i> Скейлинговый анализ адиабатического изменения температуры в переменных магнитных полях
<i>Амиров А. А.</i> Прикладные аспекты магнитокалорических материалов для биомедицинских приложений7
Аникин М. С., Тарасов Е. Н., Зинин А. В., Князев М. И., Султанов А. С. Магнитные свойства и магнитокалорический эффект соединений $R((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$ с тяжёлыми РЗМ
Бородако К. А., Сурнина К. А., Михайлов А. А., Мартиросян И. В., Александров Д. А., Литвинов А. В., Иванов А. А., Шеляков А. В., Коледов В. В.
Коаксиальная система нагрева микромеханических устройств с эффектом памяти формы 12
<i>Бучельников В. Д., Соколовский В. В.</i> Исследование кристаллических структур и термоэлектрических свойств сплавов <i>X</i> <sub>2</sub> CsBi ( <i>X</i> = Li, K, Na, Rb)14
Вахитов Р. М., Ильясова Г. Ф., Солонецкий Р. В. Устойчивые состояния кл-скирмионов в неоднородных ферромагнитных плёнках
<i>Вахитов Р. М., Филиппов М. А.</i> Влияние внешних магнитных полей на скирмионы в ультратонких наномодифицированных ферромагнитных плёнках
Вахитов Р. М., Филиппов М. А., Хакимуллина А. А. Исследование условий устойчивости магнитных вихреподобных структур в наномодифицированных ферромагнитных плёнках20
Вахитов Р. М., Юмагузин А. Р., Демидова В. А. 0°-градусные доменные границы в (111)-ориентированной плёнке ферритов-гранатов с флексомагнитоэлектрическим эффектом
Веселова С. В., Абин Д. А., Осипов М. А., Покровский С. В. Исследование магнитных характеристик мультифиламентарных ВТСП-лент на основе REBCO

Гайфуллин Р. Ю., Галеев Р. М., Нагимов М. И., Алиев А. М., Мухучев А. А., Кадырбардиев А. Т., Мусабиров И. И.
Магнитокалорический эффект в сплаве N150Mn <sub>18.5</sub> Ga <sub>25</sub> Cu <sub>6.5</sub> , подвергнутом всесторонней изотермической ковке
Гамзатов А. Г., Абдулкадырова Н. З., Игошев П. А., Цымбаренко Д. М., Алиев А. М., Feng-xia Ни Магнитное фазовое расслоение в сплаве La <sub>0.8</sub> Pr <sub>0.2</sub> Fe <sub>13.7</sub> Si <sub>1.3</sub> , индуцированное длительным воздействием циклических магнитных полей
<i>Gareeva Z. V., Popov A. I., Zvezdin A. K.</i> Magnetogalvanic effect in metallic tetragonal antiferromagnets
фон Гратовски С. В., Коледов В. В., Тараканов В. В., Кулешова Т. Э. Биоэнергетика растений: калорические эффекты и электрогенные процессы
<i>Дильмиева Э. Т., Кошкидько Ю. С.</i> Современные методы изучения магнитоструктурных фазовых переходов 1-го рода в сильных магнитных полях до 30 Тл и при низких температурах
<i>Ененко А. А., Бучельников В. Д.</i> Доработка и применение пакета AICON2 для исследования магнитных полупроводниковых сплавов Гейслера
<i>Ерагер К. Р., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</i> Фазовая стабильность, структурные и магнитные свойства сплавов Ni—Mn—Ti, легированных Co
Загребин М. А., Матюнина М. В., Сокол А. С., Соколовский В. В., Буладиниса В. Д
Магнитокалорический эффект сплавов Fe— <i>Me</i> ( <i>Me</i> = Al, Ga): вычисления ab initio и моделирование Монте-Карло
<i>Игошев П. А., Гамзатов А. Г.</i> Динамический магнитокалорический эффект в LaFe <sub>11.7</sub> Si <sub>1.3</sub> : эксперимент и теория
<i>Кабанов Д. К., Екомасов Е. Г.</i> О возможности создания генератора спиновых волн с помощью магнитных бризеров и многослойных ферромагнитных структур 42
Кадырбардеев А. Т., Гамзатов А. Г., Алиев А. М., Qiao К. Влияние микроструктуры на величину и на стабильность адиабатического изменения температуры сплава Гейслера Ni <sub>36.5</sub> Co <sub>13.5</sub> Mn <sub>35</sub> Ti <sub>15</sub>
<i>Каманцев А. П., Амиров А. А., Павлухина О. О., Соколовский В. В.</i> Магнитокалорический эффект для применений в космосе

<i>Карих И. П., Тюменцев В. А., Фазлитдинова А. Г.</i> Структурные превращения углеродного материала в процессе графитации
Карпухин Д. А., Морозов Е. В., Коледов В. В., Мусабиров И. И., Алиев А. М., Гамзатов А. Г., Абдулкадирова Н. З., Таскаев С. В. Экспериментальная методика для исследования кинетики, магнитных и термодинамических параметров в сплаве Гейслера Ni <sub>50,5</sub> Mn <sub>33,4</sub> In <sub>15,6</sub> V <sub>0,5</sub> вблизи точки Кюри
<i>Кирилюк К. К., Мусабиров И. И., Маширов А. В.</i> Создание композита сплава DyAl <sub>2</sub> с медной матрицей
Ковалёв О. Е., Сафонов Р. А., Беличко Д. Р., Нырков Н. Ю., Головчан А. В., Грибанов И. Ф., Каманцев А. П. Магнитные и магнитокалорические свойства лент сплава Ni <sub>37</sub> Co <sub>13</sub> Mn <sub>35</sub> Ti <sub>15</sub> , полученных методом спинингования
Коледов В. В., Бучельников В. Д., Вальков В. И., фон Гратовски С. В., Ветошко П. М., Шавров В. Г., Щеглов В. И., Пойманов В. Д., Коледов А. Л., Морозов Е. В., Неженцев А. В., Суслов Д. А. Взаимодействие фазовых переходов в твердотельных материалах56
Колесов К. А., Кузнецов А. С., Мусабиров И. И., Маширов А. В. Время релаксации и тепловая проводимость контактной пары GdNi <sub>2</sub> —медь
<i>Кузнецов А. С., Маширов А. В., Колесов К. А., Митюк В. И.</i> Одновременное измерение интегральных характеристик МКЭ в соединении системы Mn—Cu—Sb
Кузнецов Д. Д., Кузнецова Е. И., Данилов Д. В., Мусабиров И. И., Гайфулин Р. Ю., Шандрюк Г. А., Коледов В. В., Колков М. И., Щетинин И. В. Микроструктура и свойства нестехиометрических сплавов гейслера системы Ni—Mn—In(V)
<i>Кузнецов И. А., Кузьмин Д. А., Толкачев В. А., Бычков И. В.</i> Переходное излучение в структуре вакуум—графен—диэлектрик64
<i>Кузьмин Д. А., Бычков И. В., Екомасов Е. Г.</i> Влияние диссипации на существование дискретных бризеров в цепочке магнитных наночастиц
Курганская А. А., Чж. Лю, Козлякова Е. С., Терёшина И. С., Вербецкий В. Н., Митрохин С. В., Васильев А. Н. Магнитотепловые свойства среднеэнтропийного сплава Gd <sub>0.33</sub> Dy <sub>0.33</sub> Y <sub>0.33</sub> Ni и его гидрида

Курлевская И. Д., Суриков Н. Ю., Тохметова А. Б., Дмитриенко М. С., Панченко Е. Ю.
Сверхэластичность и эластокалорический эффект в текстурированных поликристаллах сплава (Ni <sub>51</sub> Fe <sub>18</sub> Ga <sub>27</sub> Co <sub>4</sub> ) <sub>99,7</sub> B <sub>0,3</sub>
<i>Лупицкая Ю. А., Саунина С. И., Бутаков А. В., Васильева А. А.</i> Влияние модифицирующих добавок с нанодисперсными включениями в составе керамического сварочного флюса на механические свойства сварного шва и структуру наплавленного металла
<i>Мальцев И. В., Бычков И. В., Кузьмин Д. А.</i> Численное моделирование цикла магнитного охлаждения
<i>Марченков В. В., Ирхин В. Ю.</i> Необычные свойства «обычных» сплавов Гейслера
Матюнина М. В., Гарипов Р. Р., Кириллов Д. Е., Соколовский В. В.,
Бучельников Б. д. Исследование магнитных и магнитокалорических свойств сплавов Fe <sub>2</sub> NiTi и Mn <sub>2</sub> TiPd
<i>Маширов А. В., Колесов К. А., Белова О. В., Мусабиров И. И.</i> Интенсификация контактного теплообмена индиевым термоинтерфейсом для криогенных магнитных рефрижераторов81
<i>Маширов А. В., Ткаченко Т. М., Вальков В. И., Головчан А. В.,</i> <i>Бердиев У. Т., Гурбанович А. В., Якимчук Д. В., Митюк В. И.</i> Магнитоструктурные фазовые переходы в замещённом арсениде марганца
<i>Морозов Е. В., Карпухин Д. А., Коледов В. В., Пойманов В. Д.</i> Методика теоретического описания кинетики магнитоструктурных фазовых переходов
<i>Мусабиров И. И., Гайфуллин Р. Ю., Кирилюк К. К.</i> Микроструктура сплава Ni <sub>56.2</sub> Mn <sub>18.8</sub> Ga <sub>23.2</sub> Si <sub>1.8</sub>
<i>Мухачев Р. Д., Лукоянов А. В., Платонов С. П., Кучин А. Г., Гавико В. С.,</i> <i>Волегов А. С., Яковлева М. Ю.</i> Новые легированные интерметаллиды GdTX для высокотемпературных
<i>Мухучев А. А., Franco V., Алиев А. М.</i> Скейлинг магнитокалорического эффекта и сдвиг фазы в Gd <sub>x</sub> Pd <sub>1-x</sub> 89
<i>Нугуманов А. Г., Абдрахманов Д. И., Шарафуллин И. Ф.</i> Проблема измерения топологического заряда скирмионов на дискретной решётке
<i>Нугуманов Р. Р., Магадеев Е. Б., Шарафуллин И. Ф.</i> Вихреподобные магнитные структуры в перфорированных двухслойных плёнках

<i>Оршулевич М. А., Утарбекова М. В., Таскаев С. В.</i> Магнитные и магнитокалорические свойства фаз Лавеса RAl <sub>2</sub> , RNi <sub>2</sub> в магнитных полях до 20 Тл
Павлухина О. О., Соколовский В. В., Бучельников В. Д. Исследование магнитных, калорических свойств и электронной структуры сплавов FeRhSn <sub>1-x</sub> $Z_x(Z = Pb, Sb)$
Панченко Е. Ю., Янушоните Э. И., Курлевская И. Д., Ефтифеева А. С., Суриков Н. Ю., Тимофеева Е. Е., Чумляков Ю. И. Анизотропия прочностных свойств L1 <sub>0</sub> -мартенсита и эластокалорического эффекта в поли- и монокристаллах сплавов NiFeGa(Co, B)
<i>Романов С. Р., Коледов В. В., Никитин М. В., Орлов А. П.,</i> <i>Покровский В. Я.</i> Разработка технологии микроманипулирования на примере образцов вискеров квазиодномерных проводников TaS <sub>3</sub>
<i>Самигуллина А. И., Шарафуллин И. Ф.</i> Контроль распространения спиновых волн в тонких плёнках с использованием внешнего магнитного поля и температурных изменений
Свалов А. В., Русалина А. С., Горьковенко А. Н., Незнахин Д. С., Юшков А. А., Селезнева Н. В., Архипов А. В., Курляндская Г. В. Структура и магнитокалорические свойства плёнок высокоэнтропийного сплава GdTbDyHoEr105
Соколовский В. В., Матюнина М. В., Бучельников В. Д., Гамзатов А. Г. Исследования магнитных, структурных и магнитокалорических свойств сплава Ni—Co—Mn—Ti106
Утарбекова М. В., Оршулевич М. А., Таскаев С. В. Перспективные материалы на основе соединений $RCo_5$ , $R_3Al_2$ , $R_5Si_4$ ( $R = Gd$ , Tb, Dy, Ho) и фаза Лавеса $GdNi_2$ для технологии магнитного охлаждения при сжижении природного газа
<i>Филиппова В. В., Гареева З. В.</i> Магнитные топологические состояния в наноразмерных ферромагнитных плёнках
<i>Ханов Л. Н., Маширов А. В., Алиев А. М.</i> Стабильность магнитокалорического эффекта сплава Гейслера Ni—Mn—In в циклических магнитных полях

Научное издание

### ДНИ КАЛОРИКИ В ЧЕЛЯБИНСКЕ: функциональные материалы и их приложения

Сборник тезисов Шестого международного научного семинара

26–30 мая 2025 года Челябинск — Кыштым, Челябинская область, Россия

> Корректура и вёрстка М. В. Трифоновой Дизайнер обложки Светлана Фельдман Фото на обложке: М. М. Котов

Подписано в печать 16.05.25. Формат 60×84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 6,0. Тираж 500 экз. Заказ 344

Челябинский государственный университет 454001, Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129

Отпечатано в издательстве Челябинского государственного университета 454021, Челябинск, ул. Молодогвардейцев, 576