

19,05,11

## Магнитокалорические свойства ленточного образца сплава Гейслера $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$ : экспериментальные и теоретические исследования

© А.Г. Гамзатов<sup>1,2</sup>, В.В. Соколовский<sup>1,2,3</sup>, А.Б. Батдалов<sup>1</sup>, А.М. Алиев<sup>1</sup>, D.-H. Kim<sup>4</sup>,  
N.H. Yen<sup>5</sup>, N.H. Dan<sup>5</sup>, S.-C. Yu<sup>6</sup>

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

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“,  
Москва, Россия

<sup>3</sup> Челябинский государственный университет,  
Челябинск, Россия

<sup>4</sup> Department of Physics, Chungbuk National University,  
Cheongju, 28644 South Korea

<sup>5</sup> Institute of Materials Science, VAST, 18-Hoang Quoc Viet,  
Hanoi, Vietnam

<sup>6</sup> School of Natural Science, Ulsan National Institute of Science and Technology,  
Ulsan 44919, South Korea

E-mail: gamzatov\_adler@mail.ru

Поступила в Редакцию 28 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 28 сентября 2022 г.

Принята к публикации 29 сентября 2022 г.

Приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований магнитокалорических свойств ленточного образца сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  в интервале  $T = 80\text{--}350\text{ K}$  в магнитных полях до 8 Т. Данный сплав демонстрирует магнитоструктурный фазовый переход (МСФП) 1-го рода в области температур 270 К, а также переход II рода — при температуре Кюри 294 К. Магнитокалорический эффект (МКЭ) исследовался как прямым методом модуляции магнитного поля в циклических полях до 8 Т, так и классическим экстракционным методом. Полевые зависимости МКЭ имеют различный характер для фазовых переходов I и II рода. Вблизи МСФП обратный МКЭ необратим, т.е. конечная температура образца ниже начальной на 0.75 К. Теоретические исследования магнитных свойств и МКЭ исследуемого образца выполнены с помощью *ab initio* расчетов и моделирования методом Монте-Карло. Теоретические температурные зависимости МКЭ характеризуются схожим интервалом проявления эффекта в области мартенситного превращения и более узким интервалом в области температуры Кюри аустенита по сравнению с экспериментом, что обусловлено наличием неоднородного смешанного состояния аустенита в экспериментальном образце. В целом, теоретические данные качественно и количественно воспроизводят экспериментальные зависимости.

**Ключевые слова:** магнитокалорический эффект, циклические поля, сплав Гейслера, метод Монте-Карло.

DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53715.488

### 1. Введение

Магнитное охлаждение основанное на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), является перспективным экологически чистым и энергоэффективным методом охлаждения. Суть МКЭ заключается в изотермическом изменении энтропии ( $\Delta S$ ) или в адиабатическом изменении температуры ( $\Delta T_{\text{ad}}$ ) образца при приложении внешнего магнитного поля. Для реализации данной технологии необходимо, чтобы материал обладал большой величиной МКЭ вблизи комнатных температур. Яркими представителями магнитокалорических материалов являются сплавы Гейслера  $\text{Ni-Mn-X}$  ( $X$  — Al, Ga, In, Sn, Sb), которые могут изменить свои магнитные свойства при магнитоструктурном фазовом переходе (МСФП), т.е. переходить из слабомагнитного мартенсита в ферромагнитный (ФМ) аустенит, сопровождающийся большим

обратным МКЭ. Также путем регулирования состава можно управлять температурой МСФП в нужную сторону [1–6].

Известно, что для увеличения эффективности работы холодильной машины, работающей на основе МКЭ логично использовать материалы с „уменьшенными“ размерами, в качестве которых выступают пленки, ленты и микропровода. Интерес к данным материалам обусловлен высоким отношением площади поверхности к объему, т.е. геометрией, благоприятной для передачи тепла [2]. Кроме того, ленточные материалы более технологичны, т.е. из них можно изготавливать изделия любой конфигурации.

Результаты исследования влияния допирования Al на структуру, магнитные свойства и МКЭ ленточных образцов  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$  представлены в работах [4,7–9]. В имеющейся литературе большое количество данных

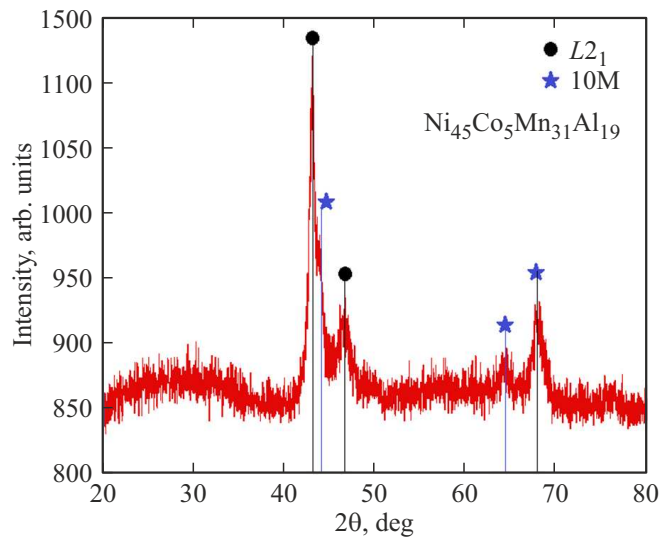
о МКЭ в ленточных образцах сплавов Гейслера в основном получено с помощью косвенных методов, основанных на измерении кривых изотермической намагниченности [1–6]. Однако такие измерения для материалов со структурными переходами приводят к достаточно большим ошибкам, т. к. не учитывается изменение энтропии, вызванное структурным переходом. В этом плане прямые измерения МКЭ являются предпочтительными. Нам известны всего несколько работ, посвященных исследованию МКЭ ленточных образцов прямым методом [7–11]. Это связано с тем, что для исследования прямым методом МКЭ в ленточных образцах нужны специальные методики, так как классические прямые методы требуют более массивные образцы. Недавние исследования МКЭ [8] в ленточном образце  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$  в циклических магнитных полях 1.8 Т методом модуляции магнитного поля показали, что величина обратного МКЭ зависит от скорости сканирования температуры. Причиной тому может служить кинетика протекания МСФП и релаксационные процессы. Чем выше скорость сканирования, тем больше величина обратного эффекта.

В настоящей работе исследуются (экспериментально и теоретически) магнитные и магнитокалорические свойства ленточного образца сплава Гейслера  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$ , полученного методом быстрой закалки. Природа магнитных фазовых переходов в ленточных образцах  $\text{Ni}_{50-x}\text{Co}_x\text{Mn}_{50-y}\text{Al}_y$  ( $x = 5$  и  $10$ ;  $y = 17$ ,  $18$  и  $19$ ) исследовалась в недавней работе [12], где показано, что легирование Со сильно влияет на магнитное фазовое превращение материалов. Частичная замена Ni на Со в сплавах приводит к значительному увеличению изменения намагниченности при мартенситном превращении, что значительно повышает МКЭ [12–15]. Температура перехода мартенсита в аустенит постепенно снижается, тогда как температура Кюри сильно возрастает с увеличением концентрации Со. Замена Ni на Со усиливает магнитные обменные взаимодействия и ферромагнитную фазу сплавов [16,17].

## 2. Образцы и методика

Сплав номинального состава  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  был приготовлен из чистых элементов (99.9%) Ni, Co, Mn и Al методом дуговой плавки в аргоне. Затем был использован метод формования расплава для изготовления лент из сплава с тангенциальной скоростью медного колеса 40 м/с. Толщина и ширина лент составляют около  $20\ \mu\text{m}$  и 1.5 mm соответственно [12].

Структура сплава исследована методом порошковой рентгенографии (РФА). Измерения магнитных свойств выполнены на вибрационном магнитометре. МКЭ исследован как прямым методом, так и оценен методом Монте-Карло (МК). Используемый прямой метод измерения МКЭ в циклических магнитных полях позволяет измерять адиабатическое изменение температуры  $\Delta T_{\text{ад}}$  с высокой точностью ( $\sim 10^{-3}$  К) в образцах малых раз-



**Рис. 1.** Рентгеноструктурный анализ сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  при комнатной температуре.

меров (ленты, пленки, нанопроволоки и т. п.). Следует отметить, что в случае измерения  $\Delta T_{\text{ад}}$  в малогабаритных тонких образцах (пленках, лентах) необходимо вносить поправки, учитывающие соотношение массы самого образца и массы термопары приклеенной к образцу. В нашем случае толщина термопары, приклеенной к образцу, составляет около 5–10  $\mu\text{m}$ . Для минимизации погрешностей, связанных с массой термопары, была создана слоистая структура (3–5 слоев) из лент с термопарой между слоями.

Рентгенограмма ленты  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$ , измеренная при комнатной температуре, показана на рис. 1. Структурный анализ показал, что помимо основной фазы, связанной с аустенитной структурой  $L2_1$  (пространственная группа:  $Fm\bar{3}m$ ), некоторые пики XRD с низкой интенсивностью соответствующие мартенситной фазе 10M (пространственная группа:  $Pmma$ ) также присутствуют.

Теоретические исследования магнитных и магнитокалорических свойств исследуемых композиций выполнены в рамках теории функционала плотности и моделирования методом МК. С помощью первопринципных методов определены параметры магнитного обменного взаимодействия между атомами Ni, Co и Mn в аустенитной и мартенситной фазе, используя программный пакет SPR-KKR [18] и приближение обобщенного градиента GGA-PBE в качестве обменно-корреляционного потенциала. Исходные параметры кубической и тетрагональной фазы определены из работы [19]. Для формирования нестехиометрической композиции  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  применено приближение когерентного потенциала. Моделирование термодинамических характеристик выполнено с помощью метода МК и микроскопической решеточной модели Блюма–Эмери–Гриффитса–Гейзенберга с учетом дальнедействующих обменных взаимодействий между магнитными атомами, полученных и *ab initio*

Модельные параметры (в meV) и магнитные моменты (в  $\mu_B$ ) для  $Ni_{45}Co_5Mn_{31}Al_{19}$ . Параметр  $U_1$  — безразмерная константа

| Фаза               | $J$  | $K$   | $U_{ij}$ | $U_1$ | $\mu_{Mn1}$ | $\mu_{Mn2}$ | $\mu_{Ni}$ | $\mu_{Co}$ |
|--------------------|------|-------|----------|-------|-------------|-------------|------------|------------|
| $c/a = 1$ (ФМ)     | –    | 1.722 | 0.01     | –0.4  | 3.411       | 3.615       | 0.429      | 1.126      |
| $c/a = 1.25$ (ФнМ) | 6.15 | –     | 0.5      | –0.4  | 3.349       | –3.633      | 0.287      | 0.672      |

расчетов [20–22]. Общий гамильтониан  $H$  состоит из магнитной ( $H_{mag}$ ) и решеточной ( $H_{lat}$ ) части, а также слагаемого магнитоупругого взаимодействия ( $H_{int}$ ). Следует отметить, что в работах [20–22], в качестве гамильтониана магнитной подсистемы выбрана модель Поттса  $q$ -состояний. В данной работе, для описания магнитных взаимодействий рассмотрен гамильтониан Гейзенберга. Взаимодействия между микродеформациями в структурной подсистеме реализованы в рамках гамильтониана Блюма–Эмери–Гриффитса (БЭГ), позволяющего описать структурные превращения из кубической аустенитной фазы в тетрагональную мартенситную фазу с термическим гистерезисом. Полная информация о гамильтониане БЭГ представлена в работах [20–23].

Моделирование методом МК выполнено на трехмерной решетке, состоящей из 11664 атомов (для стехиометрии  $Ni_2MnAl$ : 5832 атомов Ni, 2916 атомов Mn и Al). Данная решетка получена путем девятикратной трансляции шестнадцатиатомной ячейки  $L2_1$  в трех направлениях ( $9 \times 9 \times 9$ ). Нестехиометрическая композиция сформирована исходя из номинального состава исследуемого сплава ( $Ni_{45}Co_5Mn_{31}Al_{19}$  или  $Ni_{1.8}Co_{0.2}Mn_{1.24}Al_{0.76}$ ). Атомы Co и избыточные атомы Mn располагались случайным образом в позициях Ni и Al соответственно. С целью реализации расчетов для ленточного образца граничные условия выбраны циклическими в двух направлениях, тогда как в третьем направлении положены открытыми. В процессе моделирования использовался классический алгоритм Метрополиса. Число шагов МК, приходящихся на одно значение температуры, составляло  $5 \cdot 10^5$ . В порядке достижения теплового равновесия в системе и получения равновесных значений внутренней энергии и параметров порядка, первые  $10^4$  шагов МК были отброшены. Термодинамические величины усреднялись по 1225 конфигурациям на каждые 400 шагов МК.

Что касается выбора параметров модельного гамильтониана, то часть параметров, таких как, константы магнитного взаимодействия ( $J_{ij}$ ) и магнитные моменты ( $\mu_i$ ), были взяты из первопринципных расчетов. Остальные параметры, такие как, константы структурного обменного взаимодействия ( $J$  и  $K$ ) и константы магнитоупругого взаимодействия ( $U_{ij}$ ,  $U_1$ ), использовались в качестве подгоночных параметров для воспроизведения температуры мартенситного преобразования и экспериментального поведения намагниченности в различных магнитных полях. Следует отметить, что константы магнитного взаимодействия рассмотрены вплоть до шестой координационной сферы и имеют схожий осциллирующий

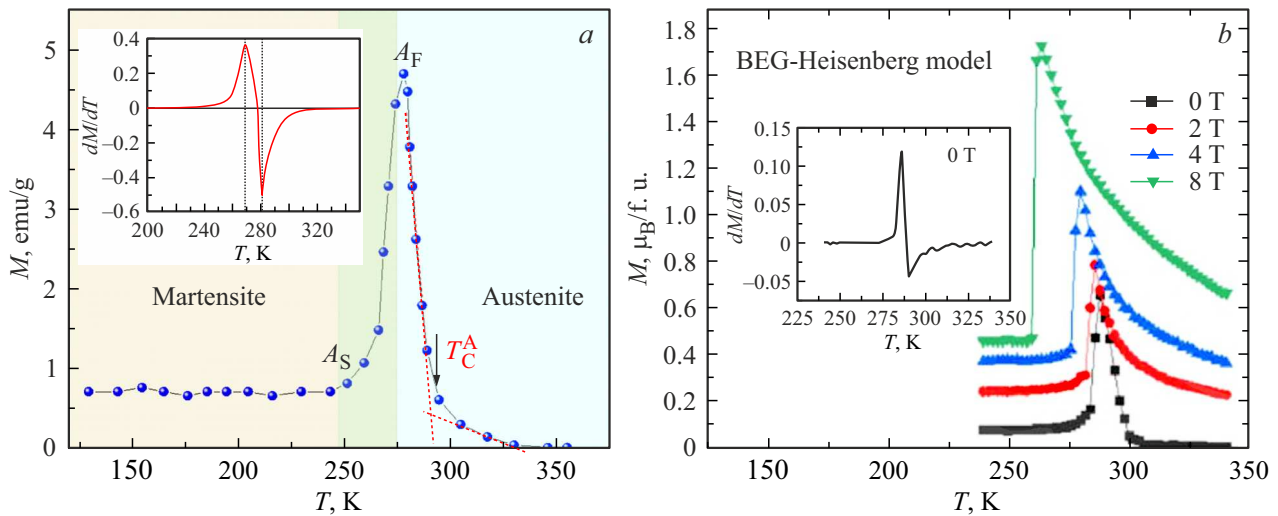
вид, представленный в работе [24]. В таблице приведены значения параметров в модели БЭГ–Гейзенберга.

Согласно работе [19] для аустенитной фазы выгодно ФМ-упорядочение, тогда для мартенситной фазы — ферромагнитное (ФнМ), т.е. магнитные моменты избыточных атомов Mn<sub>2</sub>, расположенных в позициях атомов Al, ориентированы антипараллельно магнитным моментам атомов Mn<sub>1</sub>, Ni и Co. Здесь, атомы Mn<sub>1</sub> расположены в своих регулярных позициях.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* приведена температурная зависимость намагниченности в магнитном поле 100 Oe в режиме нагрева. При понижении температуры намагниченность образца резко возрастает вследствие перехода образца из парамагнитного (ПМ) в ФМ-состояние при температуре  $T_C = 294$  K. При дальнейшем охлаждении намагниченность достигает максимума при температуре 277 K, а затем резко уменьшается в диапазоне температур от 277 до 250 K, что связано с МСФП из аустенитной ФМ-фазы в мартенситную антиферромагнитную (АФМ) [25]. В температурном интервале от  $A_S$  до  $A_F$  в образце сосуществуют одновременно две фазы — аустенитная и мартенситная, с близкими температурами перехода, что значительно увеличивает величину намагниченности в этом интервале. Стоит отметить, что два фазовых перехода находятся рядом:  $T_C(\text{аустенит}) = 294$  K, начало мартенситного перехода  $T_S = 270$  K. Зависимость  $dM/dT$ , представленная на вставке рис. 2, *a*, хорошо иллюстрирует вышесказанное.

На рис. 2, *b* представлены результаты моделирования методом МК намагниченности как функции температуры для исследуемого соединения в различных магнитных полях до 8 T. Можно видеть, что теоретическая кривая намагниченности в отсутствие магнитного поля хорошо воспроизводит экспериментальную зависимость, представленную на рис. 2, *a*. Согласно производной  $dM/dT$ , теоретические температуры мартенситного превращения и температуры Кюри аустенита составляют значения 285 и 290 K, что является близким к эксперименту. Приложение магнитного поля приводит к смещению температуры мартенситного превращения  $T_M$  в область меньших температур, что связано со стабилизацией аустенитной фазы магнитным полем. При этом как в слабых, так и сильных магнитных полях величина намагниченности мартенситной фазы существенно меньше намагниченности аустенитной фазы. Причи-



**Рис. 2.** *a* — зависимость намагниченности на нагрев образца от температуры при  $H = 0.01$  Т (режим нагрева). На вставке представлена зависимость  $dM/dT$  от температуры; *b* — теоретические температурные зависимости намагниченности в магнитных полях 0, 2, 4 и 8 Т, полученные с помощью моделирования методом Монте-Карло. На вставке представлена зависимость  $dM/dT$  от температуры в отсутствие магнитного поля.

ной такого поведения является сильно конкурирующее ферро-антиферромагнитное взаимодействие между атомами Mn в мартенситной фазе. Стоит отметить, что представленное поведение намагниченности характерно для сплавов Гейслера с избытком атомов Mn.

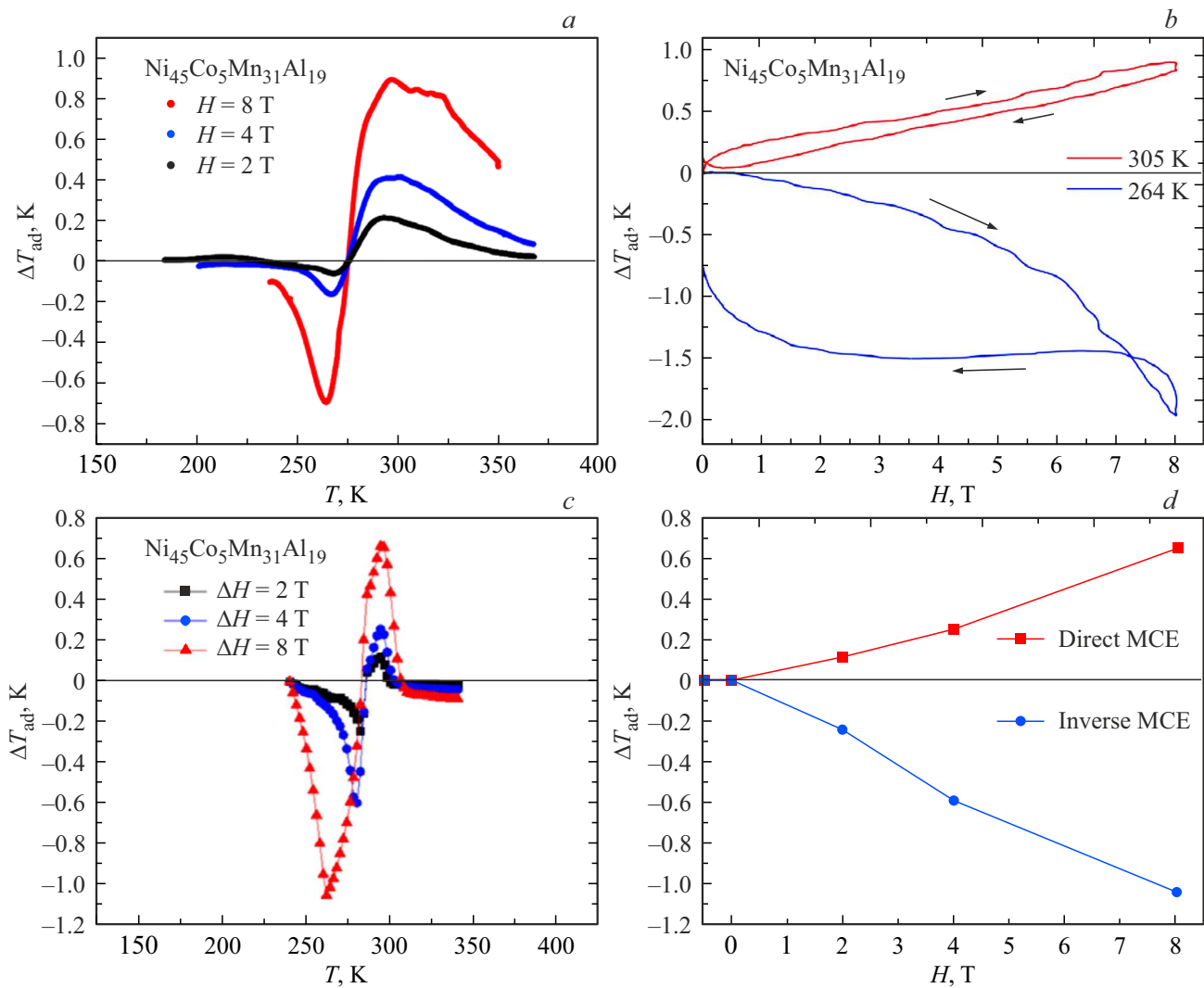
На рис. 3, *a* представлена температурная зависимость МКЭ в циклических магнитных полях 2, 4 и 8 Т в режиме нагрева. Из рисунка видно, что наблюдается как прямой ( $\Delta T_{ad} > 0$ ) вблизи  $T_C$ , так и обратный ( $\Delta T_{ad} < 0$ ) МКЭ вблизи температуры МСФП, максимальные значения  $\Delta T_{ad}$  в поле 8 Т равны  $+0.9$  К и  $-0.7$  К соответственно. Температура максимума  $\Delta T_{ad}$  вблизи  $T_C$  не зависит от напряженности поля, в то время как вблизи МСФП наблюдается смещение  $T_{max}$  в сторону низких температур при увеличении магнитного поля. Схожая зависимость  $\Delta T_{ad}(H, T)$  вблизи МСФП наблюдалась ранее для сплава Ni–Mn–In [26]. Такое поведение объясняется тем, что магнитное поле стабилизирует фазу с большей намагниченностью и приводит к сдвигу температур начала мартенситного перехода в сторону низких температур, а максимумы эффекта, как известно, наблюдаются вблизи температур фазовых превращений.

На рис. 3, *b* представлена полевая зависимость МКЭ вблизи температур максимумов прямого ( $\sim 305$  К) и обратного ( $\sim 264$  К) МКЭ при разовом включении/выключении магнитного поля интенсивностью 8 Т. Как видно из графика величина  $\Delta T_{ad}$  вблизи  $T_C$  достигает значения 0.9 К при 8 Т, а при отключении поля возвращается обратно, что является следствием обратности фазового перехода ФМ–ПМ. При  $T = 264$  К величина обратного МКЭ в поле 8 Т в режиме роста поля равна  $\Delta T = -2$  К. При отключении магнитного поля мы наблюдаем необратимый МСФП. Необратимость обратного МКЭ была рассмотрена в работе [27]

и объяснена конкуренцией прямого и обратного МКЭ. Заметим, что величина обратного эффекта при разовом включении магнитного поля 8 Т в 2.2 раза больше, чем значение, полученное в циклическом магнитном поле 8 Т частотой 0.13 Hz. Такая разница связана с тем, что при исследовании МКЭ прямым методом в циклических магнитных полях не учитываются эффекты первого включения.

МКЭ в ленточном сплаве  $Ni_{45}Co_5Mn_{31}Al_{19}$  был оценен в работе [12] по изменению магнитной энтропии ( $\Delta S_M$ ) на основе изотерм намагниченности. При  $\Delta H = 13.5$  kOe максимальное изменение магнитной энтропии составляет около 2 и  $-1$  J/kg · К для обратного и прямого МКЭ соответственно, что хорошо коррелирует с данными прямых измерений при разовом включении магнитного поля, где максимальная величина обратного эффекта более чем в 2 раза больше чем прямой эффект.

Рассмотрим поведение теоретических зависимостей МКЭ (адиабатического изменения температуры) как функций температуры и магнитного поля (см. рис. 3, *c, d*). В силу близости температур мартенситного превращения и температуры Кюри аустенита из рис. 3, *c* следует резкая смена обратного МКЭ, наблюдаемого при мартенсит-аустенитном превращении из ФМ- в ФМ-состояние, на прямой МКЭ, возникающий в области ФМ–ПМ-перехода аустенитной фазы. Расчеты показывают, что наибольший МКЭ наблюдается в области МСФП, относящегося к фазовому переходу первого рода. Напротив, согласно экспериментальным данным, наибольшая величина МКЭ реализуется в области температуры Кюри аустенита (см. рис. 3, *a*). Такое различие можно объяснить наличием неоднородного смешанного состояния в области структурного превращения вследствие конкуренции объемных долей мартенситной и



**Рис. 3.** *a* — температурная зависимость МКЭ в полях 2, 4 и 8 Т; *b* — полевые зависимости МКЭ при первом включении поля; *c* — теоретические зависимости МКЭ в полях 2, 4 и 8 Т, полученные при нагреве; *d* — теоретические зависимости прямого и обратного МКЭ как функции магнитного поля, полученные при нагреве (вблизи ТС и МСФП).

аустенитной фазы. Рост магнитного поля приводит к усилению как прямого, так и обратного МКЭ. В целом можно наблюдать качественное и количественное согласие между теоретическими и экспериментальными значениями МКЭ.

#### 4. Заключение

Исследованы температурные зависимости намагниченности и МКЭ быстрозакаленного ленточного образца  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{31}\text{Al}_{19}$  в интервале температур 150–350 К и в магнитных полях до 8 Т. Результаты исследования МКЭ при разовом включении магнитного поля показывают, что величина обратного эффекта равна  $\Delta T \ll -2$  К в поле 8 Т. В циклическом магнитном поле 8 Т величина обратного эффекта равна  $-0.9$  К. Полевая зависимость МКЭ вблизи  $T_c$  носит линейный характер, а вблизи

МСФП проявляется необратимый МКЭ. Схожие результаты получены в рамках моделирования методом МК. Величина прямого и обратного МКЭ изменяется практически линейно с ростом напряженности магнитного поля. Однако, в рамках предложенной модели зафиксировать эффект первого включения не представляется возможным в силу ее несовершенства. Кроме того, теоретические кривые МКЭ характеризуются узким интервалом проявления эффекта в области температуры Кюри по сравнению с экспериментом, что обусловлено наличием неоднородного смешанного состояния аустенита в экспериментальном образце вследствие конкуренции объемных долей мартенситной и аустенитной фазы. Тем не менее, полученные температурные зависимости намагниченности и МКЭ качественно и количественно воспроизводят экспериментальные данные. В рамках предложенного теоретического подхода также предсказано температурное поведение намагниченности

в различных полях, демонстрирующее смещение скачкообразного изменения намагниченности в область низких температур вследствие сдвига температуры структурного перехода магнитным полем.

В целом, можно полагать, что сочетание экспериментальных и теоретических подходов позволит улучшить понимание теплофизических процессов, ответственных за проявление МКЭ в сплавах Гейслера со связанным магнитоструктурным переходом.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность за поддержку Ш.К. Хизриеву и А.Т. Кадырбардееву за помощь в проведении экспериментов.

### Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 22-19-00610.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] F-x. Hu, B-g. Shen, J-r. Sun, G-h. Wu. *Phys. Rev. B* **64**, 132412 (2001).
- [2] V.V. Khovaylo, V.V. Rodionova, S.N. Shevyrtalov, V. Novosad. *Phys. Status Solidi B* **1** (2014).
- [3] L. González-Legarreta, W.O. Rosa, J. García, M. Ipatov, M. Nazmunnahar, L. Escoda, J.J. Suñol, V.M. Prida, R.L. Sommer, J. González, M. Leoni, B. Hernando. *J. Alloys Comp.* **582**, 588 (2014).
- [4] H.Y. Nguyen, T.M. Nguyen, M.Q. Vu, T.T. Pham, D.T. Tran, H.D. Nguyen, L.T. Nguyen, H.H. Nguyen, V.V. Koledov, A. Kamantsev, A. Mashirov. *Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnology* **9**, 025007 (2018).
- [5] W. Guan, Q.R. Liu, B. Gao, S.Yang, Y. Wang, M.W. Xu, Z.B. Sun, X.P. Song. *J. Appl. Phys.* **109**, 07A903 (2011).
- [6] H.C. Xuan, K.X. Xie, D.H. Wang, Z.D. Han, C.L. Zhang, B.X. Gu, Y.W. Du. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242506 (2008).
- [7] A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov, Sh.K. Khizriev, A.M. Aliev, L.N. Khanov, N.H. Yen, N.H. Dan, H. Zhou, S. Yu, D. Kim. *J. Alloys Comp.* **842**, 155783 (2020).
- [8] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, A.B. Batdalov, Sh.K. Khizriev, D.A. Kuzmin, A.P. Kamantsev, D.-H. Kim, N.H. Yen, N.H. Dan, S.-C. Yu. *J. Mater. Sci.* **56**, 15397 (2021).
- [9] Sh.K. Khizriev, A.G. Gamzatov, A. B. Batdalov, A.M. Aliev, L.N. Khanov, D.-H. Kim, S.-C. Yu, N.H. Yen, N.H. Dan. *Phys. Solid State* **62**, 1280 (2020).
- [10] A.M. Aliev, A.B. Batdalov, I.K. Kamilov, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, J. García, V.M. Prida, B. Hernando. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 212505 (2010).
- [11] F. Cugini, D. Orsi, E. Brück, M. Solzi. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 232405 (2018).
- [12] Y. Nguyen, M. Nguyen, Q. Vu, T. Pham, V.V. Koledov, A. Kamantsev, A. Mashirov, T. Tran, H. Kieu, Y. Seong, D. Nguyen. *EPJ Web Conf.* **185**, 05001 (2018).
- [13] G.P. Felcher, J.W. Cable, M.K. Wilkinson. *Phys. Chem. Solids* **24**, 1663 (1963).
- [14] F. Gejima, Y. Sutou, R. Kainuma, K. Ishida. *Metallurg. Mater. Transact. A* **30**, 2721 (1999).
- [15] H.C. Xuan, F.H. Chen, P.D. Han, D.H. Wang, Y.W. Du. *Intermetallic* **47**, 31 (2014).
- [16] M.V. Lyange, E.S. Barmina, V.V. Khovaylo. *Mater. Sci. Foundations* **81**, 232 (2015).
- [17] C. Liu, W. Zhang, Z. Qian, Z. Hu, Q. Zhao, Y. Sui, W. Su, M. Zhang, Z. Liu, G. Liu, G. Wu. *J. Alloys Comp.* **433**, 37 (2007).
- [18] H. Ebert, D. Ködderitzsch, J. Minár. *Rep. Prog. Phys.* **74**, 096501 (2011).
- [19] M.V. Lyange, V.V. Sokolovskiy, S.V. Taskaev, D.Yu. Karpenkov, A.V. Bogach, M.V. Zheleznyi, I.V. Shchetinin, V.V. Khovaylo, V.D. Buchelnikov. *Intermetallics* **102**, 132 (2018).
- [20] V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskiy, H.C. Herper, H. Ebert, M.E. Gruner, S.V. Taskaev, V.V. Khovaylo, A. Hucht, A. Dannenberg, M. Ogura, H. Akai, M. Acet, P. Entel. *Phys. Rev. B* **81**, 094411 (2010).
- [21] D. Comtesse, M.E. Gruner, M. Ogura, V.V. Sokolovskiy, V.D. Buchelnikov, A. Grünebohm, R. Arróyave, N. Singh, T. Gottschall, O. Gutfleisch, V.A. Chernenko, F. Albertini, S. Fähler, P. Entel. *Phys. Rev. B* **89**, 184403 (2014).
- [22] V. Sokolovskiy, A. Grünebohm, V. Buchelnikov, P. Entel. *Entropy* **16**, 4992 (2014).
- [23] T. Castán, E. Vives, P.-A. Lindgard. *Phys. Rev. B* **60**, 7071 (1999).
- [24] V.V. Sokolovskiy, O. Miroshkina, M. Zagrebin, V. Buchelnikov. *J. Appl. Phys.* **127**, 163901 (2020).
- [25] C. Jing, J. Chen, Z. Li, Y. Qiao, B. Kang, S. Cao, J. Zhang. *J. Alloys Comp.* **475**, 1 (2009).
- [26] A.B. Batdalov, L.N. Khanov, A.V. Mashirov, V.V. Koledov, A.M. Aliev. *J. Appl. Phys.* **129**, 123901 (2021).
- [27] V.V. Khovaylo, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, H. Miki, R. Kainuma, T. Kanomata. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 052503 (2010).

Редактор Т.Н. Василевская