

**К 90-ЛЕТИЮ  
ВЛАДИМИРА ГРИГОРЬЕВИЧА ШАВРОВА**

УДК 537.638.5,537.622.5

**ОБРАТНЫЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ  
В СОЕДИНЕНИИ  $Mn_5Si_3$**

© 2023 г. А. С. Кузнецов<sup>a,\*</sup>, А. В. Маширов<sup>a</sup>, И. И. Мусабилов<sup>b</sup>, В. И. Митюк<sup>c</sup>, М. С. Аникин<sup>d</sup>,  
А. П. Каманцев<sup>a</sup>, В. В. Коледов<sup>a</sup>, В. Г. Шавров<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

<sup>b</sup> Институт проблем сверхпластичности металлов РАН,  
ул. Степана Халтурина, 39, Уфа, 450001 Российская Федерация

<sup>c</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Республика Беларусь

<sup>d</sup> Уральский федеральный университет,  
просп. Ленина, 51, Екатеринбург, 620075 Российская Федерация

\*E-mail: kuznetsovalserg@gmail.com

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.

После доработки 12.10.2022 г.

Принята к публикации 18.10.2022 г.

Прямой метод проведенны исследования магнитокалорического эффекта (МКЭ) для образцов соединения  $Mn_5Si_3$  в адиабатических условиях в магнитных полях до 2 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 25 до 125 К. По результатам измерений показано, что при температурах вблизи метамгнитоструктурного фазового перехода 1-го рода из неколлинеарного антиферромагнитного в коллинеарное антиферромагнитное состояние наблюдаются как обратный, так и прямой МКЭ. Максимальное значение обратного МКЭ составило  $\Delta T_{ad} = -0.27$  К при начальной температуре  $T_0 = 55$  К в магнитном поле 2 Тл. Прямой МКЭ с максимальным значением  $\Delta T_{ad} = +0.23$  К наблюдается при  $T_0 = 70$  К в поле 2 Тл.

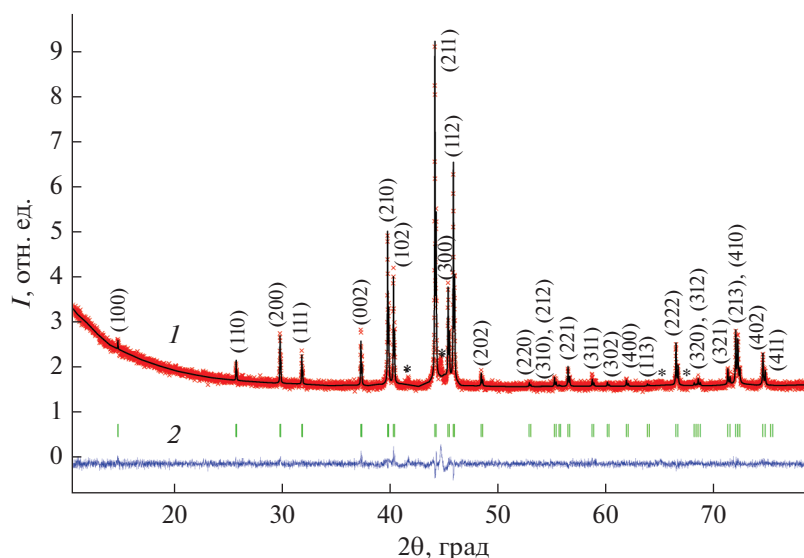
DOI: 10.31857/S0033849423040083, EDN: PFSUEW

## ВВЕДЕНИЕ

Поиск перспективных материалов, претерпевающих магнитные и магнитоструктурные фазовые переходы (ФП), является актуальным направлением в области твердотельного магнитного охлаждения [1, 2]. Воздействие внешнего магнитного поля на такие материалы вызывает в них магнитокалорический эффект (МКЭ), который представляет собой изменение температуры  $\Delta T_{ad}$  при нахождении материала в адиабатических условиях или изменение магнитной энтропии  $\Delta S_{mag}$  – в изотермических. Известно, что МКЭ принимает максимальные значения в области температур ФП и может быть как *прямым*, так и *обратным* [1]. Под прямым МКЭ понимают обратимое (в общем случае) увеличение температуры образца и, соответственно, уменьшение энтропии магнитной подсистемы при росте внешнего магнитного поля. Под обратным МКЭ, напротив, уменьшение температуры образца и увеличение энтропии магнитной подсистемы при росте внешнего магнитного поля.

Обратный МКЭ наблюдается в разных семействах материалов и сплавов вблизи температур

метамгнитных ФП 1-го рода, таких как ФП, из антиферромагнитного в ферромагнитное упорядочение (АФМ  $\rightarrow$  ФМ) [3, 4], из антиферромагнитного в ферримагнитное (АФМ  $\rightarrow$  ФИМ) [5] и из неколлинеарного АФМ в коллинеарное АФМ упорядочение. Чаще всего одновременно с метамгнитным ФП в таких материалах происходит и структурное превращение. Некоторыми примерами систем таких материалов являются сплавы Гейслера из семейств Ni–Mn–(Sn, In) [6–11] и Ni–Mn–Co–(Ga, In) [11–15], а также семейства сплавов на основе марганца:  $Mn_{2-x}Cr_xSb$  [16, 17],  $Mn_3MC$  ( $M = Ga, Sn$ ) [18–20]. Однако все перечисленные системы сплавов демонстрируют ФП 1-го рода преимущественно в области умеренно низких и комнатных температур. Особый интерес представляют материалы, в которых магнитные и магнитоструктурные ФП проявляются при криогенных температурах (ниже 120 К). Прежде всего это связано с их потенциально возможным применением в качестве хладагентов для сжижения газов, таких как гелий, водород, кислород [21, 22]. Кроме того, ранее было показано [23–26], что в тех случаях, когда магнитный ФП сопровождается структурным пре-



**Рис. 1.** Экспериментальные (точки) и расчетные (кривая 1) рентгенограммы образца  $Mn_5Si_3$ ; кривая 2 – разность между рентгенограммами; ряд штрихов – угловые положения брэгговских рефлексов основной фазы, в круглых скобках приведены индексы Миллера.

вращением, приложение магнитного поля может совместно с магнитным вкладом вносить сильный решеточный вклад в конечное изменение энтропии материала и тем самым вызывать высокие значения МКЭ.

Одним из таких материалов является соединение  $Mn_5Si_3$ . Согласно литературным сведениям [27–35] при комнатной температуре данное соединение имеет гексагональную структуру типа  $D8_8$  с пространственной группой  $P6_3/mcm$  и двумя локализованными кристаллографическими позициями атомов Mn: 4 ( $d$ ) и 6 ( $f$ ) (обозначается как Mn1 и Mn2 соответственно) с парамагнитным (ПМ) фазовым состоянием [27, 28]. Установлено, что соединение  $Mn_5Si_3$  претерпевает два последовательных ФП при понижении температуры: магнитоупорядоченный ФП из ПМ-фазы в коллинеарную АФМ-фазу (АФ2) вблизи  $T_{N2} \approx 99$  К, и метамагнитоупорядоченный ФП из коллинеарной АФМ-фазы (АФ2) в неколлинеарную АФМ-фазу (АФ1) вблизи  $T_{N1} \approx 66$  К (рис. 1). Ниже температуры  $T_{N2}$ , соединение  $Mn_5Si_3$  претерпевает перестройку в орторомбическую структуру с центросимметричной пространственной группой  $Cmcm$ , которая обусловлена коллинеарным расположением магнитных моментов атомов Mn2 с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов, а также отсутствием упорядоченного магнитного момента атомов Mn1 [32, 34]. Неколлинеарное поведение магнитной структуры при температуре ниже  $T_{N1}$  объясняется перестроением магнитных моментов Mn2 и их расщеплением на моменты Mn21 и Mn22, а также дополнительным упорядочением магнитных моментов Mn1, которое связывают с

магнитоупорядоченным искажением и топологической фрустрацией [32–35]. Вместе с тем неколлинеарное АФ1-упорядочение приводит к дополнительному структурному искажению, и симметрия магнитной структуры становится моноклинной с нецентросимметричной пространственной группой  $Cc2m$  [35]. В некоторых работах [27, 28], высказывалось предположение о проявлении слабого ферромагнетизма в высокотемпературной фазе АФ2.

До настоящего времени исследования, посвященные изучению магнитокалорических свойств данного материала, осуществлялись исключительно косвенными методами – путем определения изотермического изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{mag}$ . В представленной работе путем реализации прямого метода измерений, позволяющего непосредственно определить величину адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$ , проведено исследование образцов соединения  $Mn_5Si_3$  в магнитных полях до 2 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 25 до 125 К.

## 1. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Поликристаллические образцы соединения  $Mn_5Si_3$  были синтезированы методом дуговой плавки в атмосфере аргона на медном водоохлаждаемом кристаллизаторе вакуумной печи из высокочистых (99.99 ат. %) навесок Mn и Si. Заготовку помещали в рабочую камеру, где выполнялась процедура плавления в атмосфере аргона с пятью переплавами – для достижения лучшей однород-

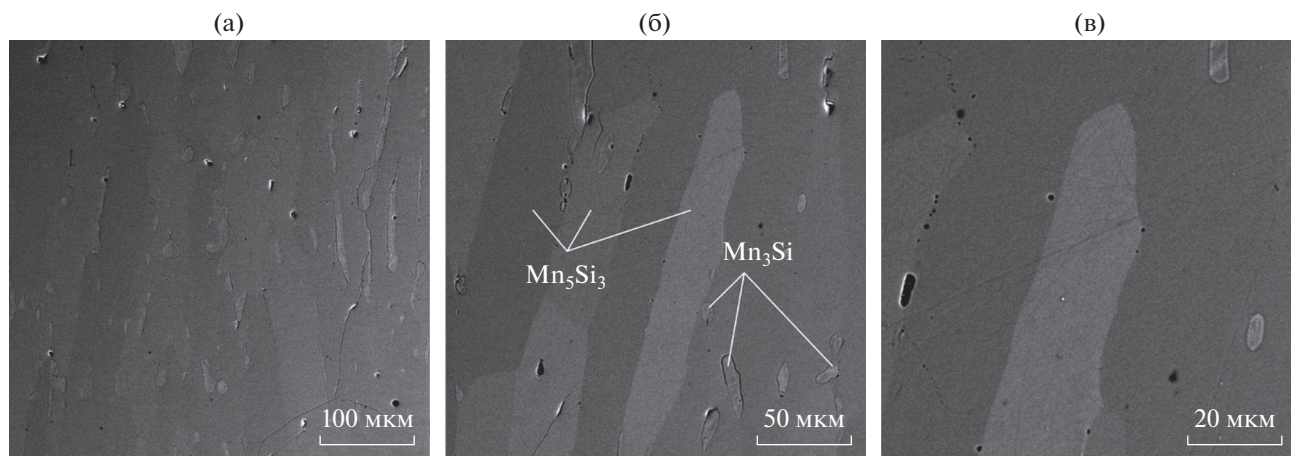


Рис. 2. SEM-изображение микроструктуры образца  $Mn_5Si_3$  в состоянии после гомогенизационного отжига в течение 50 ч при температуре 1273 К и разным приближении: 100 (а), 50 (б) и 20 мкм (в).

ности слитка. С целью гомогенизации слиток отжигали в вакууме в течение 50 ч при температуре 1273 К с последующим естественным охлаждением в печи. Фазовый анализ и определение параметров кристаллической решетки выполнены с помощью рентгеноструктурного анализа методом рентгеновской дифракции с применением порошкового дифрактометра D8 Advance (Bruker) с источником излучения  $CuK\alpha$   $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$ . Определение элементного состава сплава выполнено на растровом электронном микроскопе Vega 3 SBH (Tescan) посредством энергодисперсионного анализа X-Act (Oxford Instruments). Для исследования микроструктуры металлографического шлифа был использован детектор обратно-рассеянных электронов (ДОРЭ), также установленный на растровом электронном микроскопе.

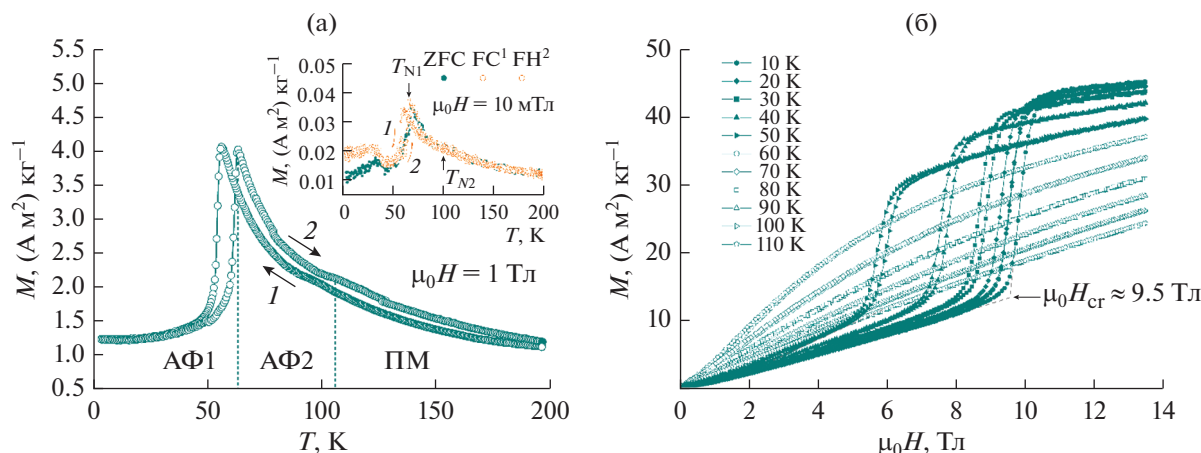
Магнитные свойства поликристаллических образцов  $Mn_5Si_3$  исследовали с помощью системы Cryogenic по индукционной методике. Измерения температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$  осуществляли в диапазоне температур 4...200 К в постоянных магнитных полях 10 мТл и 1 Тл. Измерения в поле 10 мТл проводили в процессе нагревания образцов, охлажденных до 4 К в трех режимах: охлаждение в отсутствие магнитного поля с последующим нагревом в поле (ZFC), охлаждение в магнитном поле (FC) и нагрев после охлаждения в магнитном поле (FH). Измерения полевых зависимостей намагниченности  $M(H)$  были выполнены в магнитных полях до 13.5 Тл в диапазоне температур 10...110 К. Скорость нагрева и охлаждения при измерениях намагниченности составляла 2 К/мин.

Исследование магнитокалорических свойств в образце соединения  $Mn_5Si_3$  осуществляли с помощью сверхпроводящей криомагнитной системы методом прямого измерения адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$  дифференциальной

микротермопарой при изменении внешнего магнитного поля. Прямой экстракционный метод измерений  $\Delta T_{ad}$ , реализованный в данной работе, аналогичен методу, о котором сообщалось ранее [36]. Подробное описание данного метода измерений представлено в работе [37]. Кроме того, основываясь на полученных данных для полевых зависимостей намагниченности  $M(H)$ , проведен косвенный расчет изотермического изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{mag}$  образца соединения  $Mn_5Si_3$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

По результатам фазового анализа экспериментальной рентгенограммы синтезированного сплава (см. рис. 1), полученной при комнатной температуре, установлено, что кристаллическая структура  $Mn_5Si_3$  с высокой степенью сходимости описывается гексагональной  $P6_3/mct$  пространственной группой с параметрами решетки  $a = b = 6.91441 \text{ \AA}$ ,  $c = 4.81609 \text{ \AA}$ . Рентгенофазовый анализ образца  $Mn_5Si_3$  показал, что помимо основной фазы состава  $Mn_5Si_3$  обнаружена примесная фаза состава, близкого к  $Mn_3Si$ , содержание которой составило около 2%, что хорошо согласуется с более ранними исследованиями [32, 38]. Анализ элементного состава исследуемого сплава показал, что образец имеет следующее содержание компонентов:  $Mn_{63.4}Si_{36.6}$  (ат. %) ( $Mn_{5.07}Si_{2.93}$ ). Согласно полученным данным соотношение содержания компонентов сплава соответствует ожидаемому стехиометрическому составу  $Mn_5Si_3$ . При проведении локализованного анализа поверхности металлографического шлифа показано (рис. 2), что основная матрица соответствует фазе  $Mn_5Si_3$ , которая представлена вытянутыми кристаллами длиной не более 1 мм. В основной матрице через ДОРЭ наблюдаются



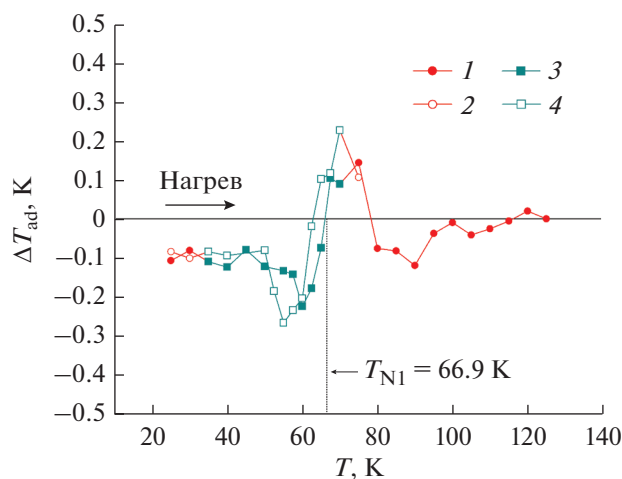
**Рис. 3.** Зависимости намагниченности образца  $M$  соединения  $Mn_5Si_3$  от температуры в постоянном магнитном поле 1 Тл (а) и в низком магнитном поле 10 мТл (вставка на рис. 3(а)), полученные по протоколам FC (кривая 1) и FH (кривая 2); (б) – полевые зависимости намагниченности при постоянных температурах от 10 до 110 К.

светлые выделения овальной формы длиной менее 10 мкм, которые соответствуют фазе  $Mn_3Si$ .

Результаты измерений температурной зависимости намагниченности  $M(T)$  для образца  $Mn_5Si_3$  в постоянном магнитном поле 1 Тл и полевой зависимости  $M(H)$  в диапазоне температур 10...110 К представлены на рис. 3а, 3б. Результаты измерения температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$  в слабом магнитном поле 10 мТл представлены на вставке рис. 3а. В режиме нагрева (FH), кривая намагниченности достигает максимального значения при температуре  $T_{N1} = 66.9$  К, что соответствует разрушению неколлинеарного антиферромагнетизма и переходу АФ1 → АФ2

[27–33]. При температуре  $T_{N2} = 101.4$  К наблюдается изменение наклона кривой намагниченности, что обусловлено наличием магнитоструктурного ФП АФ2 → ПМ [33, 38–41]. Следует отметить, что в режиме охлаждения (FC), наблюдается смещение температурного хода кривой намагниченности с температурным гистерезисом шириной до 9.4 К. Поведение кривых намагничивания (см. рис. 3б) в широком диапазоне полей при температуре ниже 60 К свидетельствует о наличии индуцированного магнитным полем ФП 1-го рода, сопровождающегося температурным гистерезисом магнитных свойств, который, в свою очередь, связывают с магнитострикцией соединения [40, 41]. Обнаружено, что величина критического поля, при котором полностью завершается ФП 1-го рода, уменьшается по мере роста температуры, что хорошо согласуется с более ранними исследованиями [39–42]. Используя низкополевую зависимость  $M(T)$ , полученную согласно протоколу FH, была определена температура метамгнитоструктурного ФП АФ1 → АФ2:  $T_{N1} = 66.9$  К. Температура Нееля АФ2 → ПМ была определена как  $T_{N2} = 101.4$  К. Эти значения находятся в достаточно хорошем согласии с опубликованными данными [27–33, 41].

На рис. 4 представлены результаты измерения МКЭ для образца  $Mn_5Si_3$  при адиабатическом намагничивании в широком диапазоне температур, от 25 до 125 К. Измерения проводили в режиме нагрева и термоциклирования. Диапазон термоциклирования был определен с учетом особенностей метамгнитоструктурного ФП 1-го рода АФ1 → АФ2, чтобы исключить влияние остаточной высокотемпературной фазы АФ2, возникающей в результате первого внесения образца в область магнитного поля. Для этого перед внесением образца в область магнитного поля осуществлялось его



**Рис. 4.** Температурная зависимость адиабатического изменения температуры  $\Delta T_{ad}$  образца соединения  $Mn_5Si_3$  в магнитных полях до 2 Тл в режиме нагрева (кривые 1 и 2) и термоциклирования (кривые 3 и 4):  $\mu_0H = 1$  Тл (1 и 3),  $\mu_0H = 2$  Тл (2 и 4).



охлаждение до температуры ниже ФП из моноклинной в орторомбическую фазу, а затем нагрев до начальной температуры измерений  $T_0$ .

Согласно полученным результатам в области температур ФП АФ1 → АФ2 наблюдались как обратный, так и прямой МКЭ, возникающие при криогенных температурах в магнитных полях до 2 Тл. Максимальное значение обратного МКЭ составило  $\Delta T_{ad} = -0.27$  К при начальной температуре  $T_0 = 55$  К в магнитном поле 2 Тл. С ростом величины магнитного поля наблюдается смещение максимального обратного значения  $\Delta T_{ad}$  в область низкотемпературной фазы. Величина обратного МКЭ в образце соединения  $Mn_5Si_3$ , измеренная в данной работе, сопоставима с уже известными значениями обратного МКЭ некоторых интерметаллических соединений на основе редкоземельных металлов:  $RCu_2$ ,  $R_2In$  ( $R = Tb, Gd, Dy$ ) [43–45], а также значениями МКЭ чистых редкоземельных металлов, например Tm [46].

Возникновение прямого МКЭ с максимальным значением  $\Delta T_{ad} = +0.23$  К наблюдается при температуре  $T_0 = 70$  К в магнитном поле 2 Тл и, вероятно, связано с влиянием нескольких конкурирующих вкладов: постепенным нарастанием коллинеарной АФМ-фазы, которое обусловлено метамгнитоструктурным ФП 1-го рода АФ1 → АФ2 и эффектами парапроцесса. Стоит отметить, что при нагреве образца выше температуры  $T_0 = 70$  К величина  $\Delta T_{ad}$  вновь претерпевает инверсию знака и становится отрицательной. В нашем случае это может быть связано с подавлением роста высокотемпературной фазы (АФ2) низкотемпературной фазой (АФ1) за счет влияния остаточного магнитного поля, которое продолжало действовать на образец при его выключении из рабочей области сверхпроводящего магнита и составляло около 3% (~ 0.03 Тл) на расстоянии 270 мм.

Из более ранних исследований становится ясно, что неколлинеарная фаза АФ1 в основном ответственна за возникновение обратного МКЭ, который исчезает в высокотемпературной фазе АФ2 [30, 31, 41]. Исследования неупругого рассеяния нейтронов указывают на то, что магнитное поле вызывает флуктуации спина в системе, что оказывает существенное влияние на поведение материала и изменение его магнитной структуры [47].

Изменение магнитной энтропии материала связано с намагниченностью  $M$ , абсолютной температурой  $T$  и напряженностью магнитного поля  $H$  с помощью термодинамического соотношения Максвелла [48]:

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

На рис. 5 представлена температурная зависимость изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{mag}$ , по-

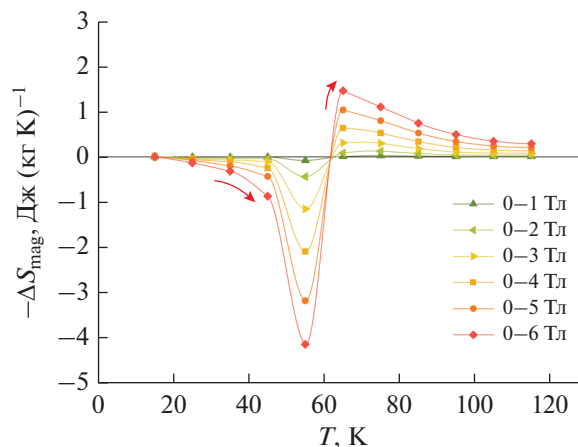


Рис. 5. Изотермическое изменение магнитной энтропии  $\Delta S_{mag}$  соединения  $Mn_5Si_3$ , рассчитанное по результатам измерений полевой зависимости намагниченности  $M(H)$  в магнитных полях до 6 Тл.

лученная на основании данных полевой зависимости намагниченности  $M(H)$  в магнитных полях до 6 Тл с помощью уравнения (1), которое было аппроксимировано следующим образом:

$$\Delta S_{mag}(T_{av}, \Delta H) = \frac{\delta H}{\delta T} \sum_{i=1}^n M(T_{i+1}, H) - M(T_i), \quad (2)$$

где  $\delta T = T_i - T_{i+1}$  – разница температур нижней ( $T_i$ ) и верхней ( $T_{i+1}$ ) изотерм намагниченности;  $n$  – количество точек, полученное для каждой из двух изотерм при изменении магнитного поля от начального ( $H_1 = 0$ ) до конечного ( $H_F$ ) значения при постоянном шаге  $\delta H = (H_F - H_1)/(n - 1)$ . Значения  $\Delta S_{mag}$  получены для средней температуры  $T_{avr} = (T_i + T_{i+1})/2$  между двумя изотермами намагниченности.

Из температурной зависимости видно, что в области ниже точки ФП величина  $\Delta S_{mag}$  имеет отрицательные значения, что обуславливает обратный МКЭ и подтверждает преобладание фазы АФ1. Следует отметить, что отрицательные значения  $\Delta S_{mag}$  обнаружены исключительно в области неколлинеарных магнитных структур ( $T < T_{N1}$ ).

Максимальное значение обратного МКЭ наблюдается в магнитном поле 6 Тл со значением  $\Delta S_{mag} = -4.2$  Дж/(кг·К) при температуре  $T_0 = 55$  К. Вероятно, приложение магнитного поля расщепляет некоторые антипараллельные спины Mn1 и Mn2, что приводит к увеличению беспорядка спиновой системы и разрушению неколлинеарного антиферромагнетизма, повышая значения магнитной энтропии, о чем упоминалось ранее [42, 47, 49]. Выше первой точки ФП происходит инверсия знака и  $\Delta S_{mag}$  становится положительным, что соответствует возникновению прямого МКЭ с

максимальным значением  $\Delta S_{\text{mag}} = 1.5$  Дж/(кг К) при температуре  $T_0 = 65$  К в магнитном поле 6 Тл.

Полученные значения обратного МКЭ для образца соединения  $\text{Mn}_5\text{Si}_3$  достаточно хорошо согласуются с известными литературными данными. Так, в работе [32] показано максимальное значение  $\Delta S_{\text{mag}} \approx -2$  Дж/(кг К) при изменении магнитного поля  $\mu_0 H = 3$  Тл по сравнению с  $\Delta S_{\text{mag}} = -2.1$  Дж/(кг К) в 2 Тл в представленной работе. При изменении  $\mu_0 H = 5$  Тл авторами получено максимальное значение  $\Delta S_{\text{mag}} \approx -3$  Дж/(кг К) в работе [31] и  $\Delta S_{\text{mag}} \approx -4$  Дж/(кг К) в [49], тогда как в нашем случае  $\Delta S_{\text{mag}} = -3.2$  Дж/(кг К).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование магнитных свойств соединения  $\text{Mn}_5\text{Si}_3$ , по результатам которого обнаружено наличие двух последовательных ФП 1-го рода: метамгнитоструктурный переход АФ1 → АФ2 при температуре  $T_{N1} = 66.9$  К и магнитоструктурный переход АФ2 → ПМ при температуре  $T_{N2} = 101.4$  К. Измерение МКЭ в образце соединения  $\text{Mn}_5\text{Si}_3$  выполнено на основе сверхпроводящей криомагнитной системы замкнутого цикла прямым методом в адиабатических условиях. Обнаружен обратный МКЭ с максимальным значением  $\Delta T_{\text{ad}} = -0.27$  К при начальной температуре  $T_0 = 55$  К в магнитном поле 2 Тл, которому соответствует изменение энтропии магнитной системы  $\Delta S_{\text{mag}} = -0.4$  Дж/(кг К). Выше температуры ФП 1-го рода АФ1 → АФ2 происходит инверсия знака и  $\Delta S_{\text{mag}}$  становится положительным, что связано с возникновением прямого МКЭ и может быть обусловлено разрушением неколлинеарного упорядочения низкотемпературной фазы и влиянием парапроцесса. Прямой МКЭ достигает максимального значения  $\Delta T_{\text{ad}} = +0.23$  К при начальной температуре  $T_0 = 70$  К в магнитном поле 2 Тл. Данному значению соответствует изменение магнитной энтропии  $\Delta S_{\text{mag}} = -0.1$  Дж/(кг К).

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10197).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tishin A.M., Spichkin Y.I.* The Magnetocaloric Effect and its Applications. Bristol: Inst. of Phys. Publ., 2003. <https://doi.org/10.1201/9781420033373>
2. *Numazawa T., Kamiya K., Utaki T., Matsumoto K.* // Supercond. and Cryogenics. 2013. V. 15. P. 1. <https://doi.org/10.9714/psac.2013.15.2.001>
3. *Каманцев А.П., Амиров А.А., Кошкидько Ю.С. и др.* // ФТТ. 2020. Т. 62. № 1. С. 117. <https://doi.org/10.1134/S1063783420010151>
4. *Konoplyuk S.M., Mashirov A.V., Kamantsev A.P. et al.* // IEEE Trans. 2018. V. MAG-54. № 1. Article No. 2500204. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2761322>
5. *von Ranke P.J., de Oliveira N.A., Alho B.P. et al.* // J. Phys.: Cond. Matt. 2009. V. 21. № 5. P. 056004. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/5/056004>
6. *Krenke T., Duman E., Acet M. et al.* // Nature Mater. 2005. V. 4. P. 450. <https://doi.org/10.1038/nmat1395>
7. *Han Z.D., Wang D.H., Zhang C.L. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. № 4. P. 042507. <https://doi.org/10.1063/1.2435593>
8. *Krenke T., Duman E., Acet M. et al.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. № 10. P. 104414. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.104414>
9. *Batdalov A.B., Khanov L.N., Mashirov A.V. et al.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. № 12. P. 123901. <https://doi.org/10.1063/5.0035280>
10. *Chatterjee S., Giri S., Majumdar S., De S. K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 6. Article No. 065001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/6/065001>
11. *Файзуллин Р.Р., Маширов А.М., Бучельников В.Д. и др.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 10. С. 994. <https://doi.org/10.7868/S0033849416100107>
12. *Entel P., Sokolovskiy V.V., Buchelnikov V.D. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 385. P. 193. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2015.03.003>
13. *Vasiliev A.N., Heczko O., Volkova O.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 5. Article No. 055004. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/5/055004>
14. *Dilmieva E.T., Koshkidko Y.S., Kamantsev A.P. et al.* // IEEE Trans. 2017. V. MAG-53. № 11. Article No. 2503705. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2702577>
15. *Каманцев А.П., Колецов В.В., Маширов А.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2014. Т. 78. № 9. С. 1180. <https://doi.org/10.7868/S0367676514090105>
16. *Caron L., Miao X.F., P Klaasse J.C. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 11. P. 112404. <https://doi.org/10.1063/1.4821197>
17. *Tekgul A., Cakir O., Acet M. et al.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. № 15. P. 153903. <https://doi.org/10.1063/1.4934253>
18. *Tohei T., Wada H.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. № 3. P. 1800. <https://doi.org/10.1063/1.1587265>
19. *Cakir O., Acet M.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 20. P. 202404. <https://doi.org/10.1063/1.4717181>
20. *Dias E.T., Das A., Hoser A. et al.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. № 15. P. 153902. <https://doi.org/10.1063/1.5050655>
21. *Zhang H., Gimaev R., Kovalev B. et al.* // Physics B: Cond. Matt. 2019. V. 558. P. 65. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2019.01.035>
22. *Park J., Jeong S., Park I.* // Cryogenics. 2015. V. 71. P. 82. <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2015.06.006>

23. *Liu J., Gottschall T., Skokov K. P. et al.* // Nature Mater. 2012. V. 11. P. 620.  
<https://doi.org/10.1038/nmat3334>
24. *Pecharsky V.K., Gschneidner K.A., Mudryk Ya., Paudyal D.* // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 3541.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.03.013>
25. *Guo D., Moreno-Ramirez L.M., Romero-Muniz C. et al.* // Science China Mater. 2021. V. 64. № 11. P. 2846.  
<https://doi.org/10.1007/s40843-021-1711-5>
26. *Ren Q.Y., Hutchison W.D., Wand J.L. et al.* // J. Alloys Compounds. 2017. V. 693. P. 32.  
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.09.169>
27. *Lander G.H., Brown P.J., Forsyth J.B.* // Proc. Phys. Soc. 1967. V. 91. № 2. P. 332.  
<https://doi.org/10.1088/0370-1328/91/2/310>
28. *Menshikov A.Z., Vokhmyanin A.P., Dorofeev Yu.A.* // Phys. Status Solidi. B. 1990. V. 158. P. 319.  
<https://doi.org/10.1002/pssb.2221580132>
29. *Судакова Н.П., Кузнецов С.И., Михельсон А.В. и др.* // Докл. АН СССР. 1976. Т. 228. № 3. С. 582.
30. *Luccas R.F., Sánchez-Santolino G., Correa-Orellana A. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 489. Article No. 165451.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165451>
31. *Songlin D., Dagula W., Tegus O. et al.* // J. Alloys Compounds. 2002. V. 334. № 1–2. P. 242.  
[https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(01\)01776-5](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(01)01776-5)
32. *Gottschilch M., Gourdon O., Persson J. et al.* // J. Mater. Chem. 2012. V. 22. P. 15275.  
<https://doi.org/10.1039/C2JM00154C>
33. *Brown P.J., Forsyth J.B., Nunez V., Tasset F.* // J. Phys.: Cond. Matt. 1992. V. 4. P. 10025.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/4/49/029>
34. *Brown P.J., Forsyth J.B.* // J. Phys.: Cond. Matt. 1995. V. 7. P. 7619.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/7/39/004>
35. *Silva M.R., Brown P.J., Forsyth J.B.* // J. Phys.: Cond. Matt. 2002. V. 14. P. 8707.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/37/307>
36. *Koshkid'ko Yu.S., Ćwik J., Ivanova T.I. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 433. P. 234.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.03.027>
37. *Кузнецов А.С., Маширов А.В., Алиев А.М. и др.* // ФММ. 2022. Т. 123. № 4. С. 425.  
<https://doi.org/10.31857/S0015323022040076>
38. *Leciejewicz J., Penc B., Szytula A. et al.* // Acta Physica Polonica A. 2008. V. 113. № 4. P. 1193.  
<https://doi.org/10.12693/APhysPolA.113.1193>
39. *de Almeida D.M., Bormio-Nunes C., Nunes C.A. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2578.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.03.067>
40. *Al-Kanani H.J., Booth J.G.* // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 140. P. 1539.  
[https://doi.org/10.1016/0304-8853\(94\)01157-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(94)01157-5)
41. *Das S.C., Pramanick S., Chatterjee S.* // J. Magn. Magn. Mater. 2021. V. 529. Article No. 167909.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.167909>
42. *Das S.C., Mandal K., Dutta P. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. № 2. P. 024409.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.024409>
43. *Zheng X.Q., Xu Z.Y., Zhang B. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 421. P. 448.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.08.048>
44. *Rajivgandhi R., Arout Chelvane J., Nigam A.K. et al.* // J. Alloys Compounds. 2020. V. 815. Article No. 152659.  
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2019.152659>
45. *Kamantsev A.P., Koshkid'ko Yu.S., Taskaev S.V. et al.* // J. Supercond. Novel Magn. 2022. V. 35. № 8. P. 2181.  
<https://doi.org/10.1007/s10948-022-06336-z>
46. *Андреевко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М.* // Успехи физ. наук. 1989. Т. 158. № 4. С. 553.
47. *Biniskos N., Schmalz J.K., Raymond S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. № 25. P. 257205.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.257205>
48. *Pecharsky V.K., Gschneidner K.A.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. № 1. P. 565.  
<https://doi.org/10.1063/1.370767>
49. *Tegus O., Bruck E., Zhang L. et al.* // Physics B: Cond. Matt. 2022. V. 319. P. 174.  
[https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(02\)01119-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(02)01119-5)