
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 537.638.5, 537.622.5

МЕТАМАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СОЕДИНЕНИИ Mn_5Si_3

© 2025 г. А. С. Кузнецов^{a,*}, А. В. Маширов^a, И. И. Мусабиров^b, В. И. Митюк^c,
А. В. Кошелев^d, К. А. Колесов^a, Р. Ю. Гайфуллин^b, В. В. Коледов^a, В. Г. Шавров^a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

ул. Моховая, 1, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^bИнститут проблем сверхпластичности металлов РАН,

ул. Степана Халтурина, 39, Уфа, 450001 Российская Федерация

^cНаучно-практический центр НАН Беларусь по материаловедению,

ул. Петруся Бровки, 19, стр. 5, Минск, 220072 Республика Беларусь

^dИнститут экспериментальной минералогии РАН,

ул. Акад. Осипьяна, 4, Черноголовка, Московская обл., 142432 Российской Федерации

*E-mail: kuznetsovalserg@gmail.com

Поступила в редакцию 24.04.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

Проведены исследования электросопротивления соединения Mn_5Si_3 в магнитных полях до 2 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 35 до 90 К. По результатам измерений теплоемкости при постоянном давлении C_p , намагниченности M и удельного электросопротивления ρ определены характерные температуры магнитных фазовых переходов T_{N1} и T_{N2} . Показано, что поведение кривых $\rho(T)$ отличается в зависимости от условий и протокола проведения измерений. По результатам измерений магнитокалорических свойств в сильных магнитных полях до 10 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 25 до 125 К наблюдается как обратный, так и прямой магнитокалорический эффект. Максимальное значение обратного магнитокалорического эффекта составило $\Delta T_{ad} = -1.1$ К при начальной температуре $T_0 = 50$ К в магнитном поле 10 Тл. Прямой магнитокалорический эффект с максимальным значением $\Delta T_{ad} = +0.9$ К наблюдается при $T_0 = 62.5$ К в поле 10 Тл. Определен локальный показатель полевого распределения энтропии n , значение которого $n > 2$ подтверждает тип и существование фазового перехода 1-го рода.

Ключевые слова: Mn_5Si_3 , силицид марганца, метамагнитный фазовый переход, обратный магнитокалорический эффект, транспортные свойства

DOI: 10.31857/S0033849425010062, **EDN:** HJJNOS

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время системы материалов и сплавов на их основе, которые претерпевают метамагнитные и магнитоструктурные фазовые переходы (ФП) 1-го рода, представляют значительный интерес среди исследователей в связи с сочетанием их многофункциональных свойств [1–4]. Исследование таких ФП позволяет установить механизмы формирования магнитного упорядочения и закономерности поведения материалов в критической области [3, 4].

Особый интерес представляют материалы, в которых магнитные и магнитоструктурные ФП проявляются при криогенных температурах. В частности, соединения с антиферромагнитным (АФМ) упорядочением, ввиду их потенциально

возможного применения в спинtronных устройствах [5] или же в технологии твердотельного магнитного охлаждения [6, 7]. Яркими примерами таких соединений являются семейства бинарных полуметаллических сплавов на основе Mn, например: Mn_3Z ($Z = Si, Ir, Ga, Sn, Ge$) [8, 9], $Mn_{2-x}Cr_xSb$ [10, 11] и отдельно, соединение Mn_5Si_3 .

Ранние исследования показали [12–21], что при комнатной температуре соединение Mn_5Si_3 имеет гексагональную структуру типа $D8_8$ с пространственной группой $P6_3/mcm$, атомы которой находятся в парамагнитном (ПМ) фазовом состоянии [12, 13] с эффективным магнитным моментом $\mu_{\text{эф}} = 3.6\mu_B$, где μ_B – магнетон Бора [17]. Наши недавние исследования подтверждают [21], что с понижением температуры соединение Mn_5Si_3 претерпевает магнитоструктурный ФП 2-го рода

из ПМ-состояния в коллинеарное АФМ упорядочение АФ2 при температуре Нееля $T_{N2} = 101.4$ К. Ниже температуры T_{N2} соединения Mn_5Si_3 перестраиваются в орторомбическую структуру с центросимметричной пространственной группой $C_{\bar{3}m}$ и возникает метамагнитоструктурный ФП из коллинеарной АФМ-фазы АФ2 в неколлинеарную АФМ-фазу АФ1 при $T_{N1} = 66.9$ К за счет магнитных моментов атомов Mn2 с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов и неупорядоченных магнитных моментов атомов Mn1 [17, 19]. Поведение неколлинеарной магнитной структуры при температурах ниже T_{N1} объясняется топологической фruстрацией и возникновением аномального эффекта Холла при метамагнитном ФП [17–20]. Кроме того, в некоторых работах [12, 13, 17], было высказано предположение, что в высокотемпературной фазе АФ2 развивается слабый ферромагнетизм.

В данной работе исследованы транспортные и магнитокалорические свойства образцов соединения Mn_5Si_3 при различных внешних условиях в широком диапазоне магнитных полей до 13.5 Тл при криогенных температурах.

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, что описано ранее в работе [21]. С целью гомогенизации, слиток отжигали в вакууме в течении 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 Cu-K α $\lambda = 1.5406$ Å. Исследование макроструктуры образцов Mn_5Si_3 , проводилось на растровом электронном микроскопе Vega 3SBH (TESCAN), оснащенного детектором дифракции обратно-рассеянных электронов (ДОРЭ) и детектором энерго-дисперсионного анализа X-АСТ (Oxford Instruments). Анализ проводился при ускоряющем напряжении 20 кВ. Для исследований был подготовлен металлографический шлиф полировкой на наждачной бумаге мелкой зернистости и финишной полировкой на алмазной суспензии зернистостью до 0.05 мкм.

Магнитные свойства поликристаллических образцов соединения Mn_5Si_3 , исследовались с помощью системы Cryogenics по индукционной методике. Измерения температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ осуществлялись в диапазоне

температур от 4 до 200 К в сильных магнитных полях 10 Тл и 13.5 Тл. Измерения в поле 10 Тл проводили в процессе нагревания образцов охлажденных до 4 К двух режимах: охлаждение в магнитном поле (field cooling – FC) и нагрев после охлаждения в магнитном поле (field heating – FH). Измерения в поле 13.5 Тл осуществляли по протоколу FC. Скорость нагрева и охлаждения при измерениях намагниченности составляла 1...1.5 К мин $^{-1}$.

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

Исследование электрических и магнитокалорических свойств выполнялось при различных условиях и в несколько этапов.

1.1. Измерение удельного электросопротивления статическим способом при непрерывном нагреве и охлаждении

Электрические свойства образца Mn_5Si_3 исследовались четырехточечным методом с помощью сверхпроводящей криомагнитной системы. Образец был выполнен в виде пластины $5 \times 2 \times 0.7$ мм 3 . Измерения температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$ выполнялись в диапазоне от 15 до 300 К в режиме непрерывного нагрева и последующего охлаждения без приложения магнитного поля, а также в постоянном магнитном поле 15 мТл в диапазоне от 15 до 175 К. Измерения в поле 15 мТл проводились в процессе нагревания образцов охлажденных до 15 К в двух последовательных режимах: охлаждение в отсутствии магнитного поля с последующим нагревом в поле (zero field cooling – ZFC) и охлаждение в магнитном поле (FC). Скорость изменения температуры при нагреве и охлаждении составляла не более 2 К мин $^{-1}$.

1.2. Одновременное измерение удельного электросопротивления и МКЭ экстракционным способом в адиабатических условиях

Исследование электрических и магнитокалорических свойств образца соединения Mn_5Si_3 осуществлялось методом прямого измерения [22] при изменении внешнего магнитного поля с помощью сверхпроводящей криомагнитной системы [23]. Одновременное измерение зависимостей $\Delta\rho(T)$ и $\Delta T_{\text{ад}}(T)$ проводилось в адиабатических условиях в области метамагнитоструктурного ФП 1-го рода, в магнитных полях до 2 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 35 до 90 К. В центр магнитного поля сверхпроводящего соленоида помещалась специальная вакуумированная вставка, на конце которой закреплялся держатель образца (2) из ABS-пластика (см. рис. 1), содержащий две пластины исследуемого сплава Mn_5Si_3 .

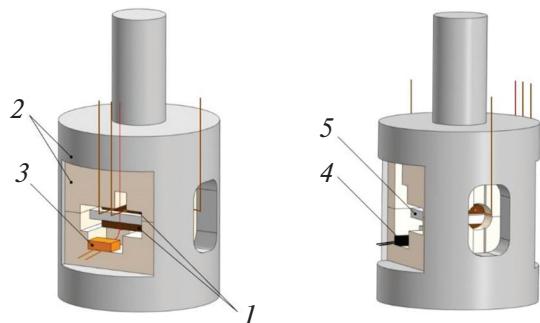


Рис. 1. Держатель образца для одновременного измерения электросопротивления и магнитокалорического эффекта в адиабатических условиях: 1 – пластины исследуемого сплава, 2 – держатель образца, 3 – датчик температуры, 4 – датчик магнитного поля, 5 – тефлоновая прокладка.

(1), изолированные друг от друга тефлоновой прокладкой (5). Одна из пластин $4.5 \times 3 \times 1.5$ мм³, была предназначена для измерения электросопротивления ρ четырехточечным методом, другая $6 \times 5 \times 1.8$ мм³ – для измерения магнитокалорического эффекта $\Delta T_{\text{ад}}$ контактным методом, с помощью дифференциальной микротермопары типа Т с диаметром проводов 50 мкм. Для измерения температуры держателя использовали датчик Сerno CX-1050-SD-HT (3). Измерение величины магнитного поля проводилось с использованием датчика ПХЭ 606817А (4).

Измерения выполнялись в процессе нагревания образцов, охлажденных до температуры 35 К, путем последовательного включения вставки с держателем в область магнитного поля по мере роста температуры. Таким образом, при включении вставки в область магнитного поля можно было одновременно регистрировать изменение как величины удельного электросопротивления $\Delta \rho$, так и величины адиабатического изменения температуры $\Delta T_{\text{ад}}$ в одинаковых термодинамических условиях.

Кроме того, было проведено измерение величины адиабатического изменения температуры $\Delta T_{\text{ад}}$ в магнитных полях 1, 2, 5, 10 Тл в диапазоне температур от 25 до 110 К. Скорость изменения величины магнитного поля при всех измерениях составляла 0.25 Т с⁻¹.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

По результатам фазового анализа ранее было установлено [21], что кристаллическая структура Mn₅Si₃ описывается гексагональной $P6_3/mcm$ пространственной группой с параметрами решетки $a = b = 6.91441$ Å, $c = 4.81609$ Å. Рентгенофазовый анализ образца Mn₅Si₃ показал, что помимо основной фазы состава Mn₅Si₃ обнаружена примесная фаза состава близкого к Mn₃Si, содержание которой составило около 2%, что согласуется с результатами более ранних исследований [24]. На рис. 2

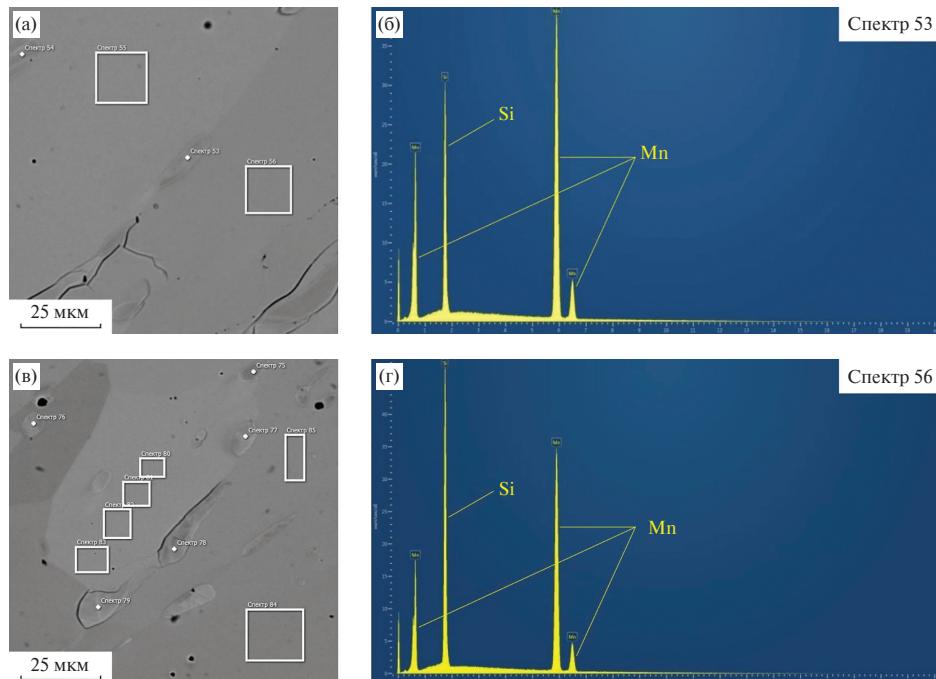


Рис. 2. SEM-изображение микроструктуры образца Mn₅Si₃ в состоянии после гомогенизационного отжига в течение 50 часов при температуре 1273 К: (а, б) – микроструктура участков шлифа в режиме ДОРЭ (приближение 25 мкм); области сканирования при ЭДА (спектры) выделены на рисунке белым цветом; (в, г) – спектр ЭДА участков 53 и 56.

представлены результаты анализа элементного состава исследуемого сплава.

Видно, что основная матрица соответствует фазе Mn_5Si_3 . Она представлена крупными вытянутыми кристаллами длиной менее 1 мм и порядка 100 мкм в поперечном сечении. В основной матрице наблюдаются овальные выделения размером менее 10 мкм, которые соответствуют: фазе Mn_3Si согласно рентгеноструктурному анализу и фазе Mn_5Si_2 согласно энерго-дисперсионному анализу.

По результатам измерений теплоемкости (см. рис. 3а) наблюдаются две λ -аномалии, которые возникают при $T_{N2} = 98.9$ К и $T_{N1} = 59.6$ К по мере понижения температуры.

Они обусловлены фазовым переходом образца из неупорядоченного парамагнитного состояния в упорядоченную коллинеарную антиферромагнитную структуру ПМ \rightarrow АФ2 [25, 26] при температуре 101.4 К, затем при температуре 66.9 К с метамагнитоструктурным ФП 1-го рода АФ2 \rightarrow АФ1 [12–17, 25–28], что подтверждается проведенными измерениями намагниченности $M(T)$ [21]. Поведение кривой теплоемкости при возникновении λ -аномалий, которые соответствуют фазовым переходам, отличается с понижением температуры. Так, при возникновении ФП ПМ \rightarrow АФ2, значения кривой теплоемкости $C_p(T)$ меняются не более, чем на 4%. Такое изменение является типичным и характерно для ФП 2-го рода. Однако при ФП АФ2 \rightarrow АФ1 значения меняются практически в два раза, что соответствует ФП 1-го рода.

В работе [17] показано, что приложение внешнего магнитного поля величиной $\mu_0H = 3$ Тл (μ_0 – магнитная постоянная) практически не меняет значений теплоемкости при ФП ПМ \rightarrow АФ2, тогда как при ФП АФ2 \rightarrow АФ1 значения C_p увеличиваются в два раза. Это, в свою очередь, подтверждает влияние приложенного магнитного

поля на рост флуктуаций в спиновой системе и увеличении суммарного магнитного момента, что вызывает метамагнитный фазовый переход типа «порядок–порядок».

Результаты измерений температурной зависимости намагниченности $M(T)$ для образца Mn_5Si_3 представленные в виде отношения M/M_{\max} в магнитных полях 0.01, 1, 10 и 13.5 Тл демонстрируются на рис. 3б. Здесь мы использовали данные $M(T)$ в магнитных полях 0.01 Тл и 1 Тл из более раннего исследования [21] для того, чтобы наглядно показать смещение температуры T_{N1} . При увеличении магнитного поля от 0.01 Тл до 1 Тл, характерная температура T_{N1} метамагнитного ФП смещается в низкотемпературную область с коэффициентом смещения $k_c = 7.87$ К Тл⁻¹, тогда как при увеличении магнитного поля от 1 Тл до 10 Тл эта величина в два раза меньше и составляет уже $k_c = 3.78$ К Тл⁻¹. Величина k_c является довольно большой, что позволяет прогнозировать высокие значения обратного МКЭ при метамагнитоструктурном ФП 1-го рода.

Слабополевые зависимости $M(T)$ с понижением температуры имеют минимум при $T = 46$ К, что может быть связано с термомагнитным арестом. Авторами в работе [28] показано, что термомагнитно-арестованное состояние сохраняет свою устойчивость по мере роста магнитного поля и приводит к формированию промежуточной фазы АФ1'. Поведение кривых $M(T)$ находится в достаточно хорошем согласии с литературными данными [12–18].

Результаты измерения зависимости удельного электросопротивления образца Mn_5Si_3 от температуры в диапазоне от 15 до 280 К статическим способом представлены на рис. 4а.

Измерения проводили в режиме последовательного нагрева и охлаждения образца без приложения внешнего магнитного поля. На вставке к рис. 4а показано распределение $\rho(T)$

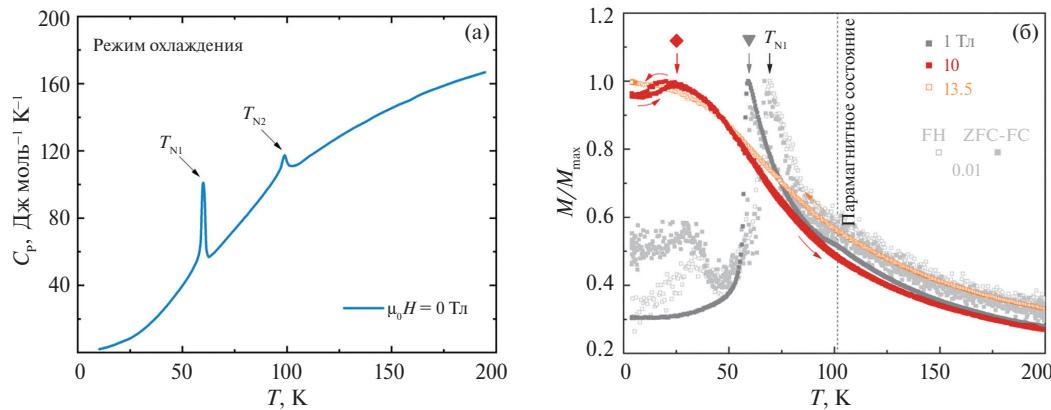


Рис. 3. Температурное распределение: (а) – теплоемкости без приложения внешнего магнитного поля; (б) – отношения M/M_{\max} , полученного по результатам измерения намагниченности соединения Mn_5Si_3 в сильных магнитных полях 10 Тл, 13.5 Тл; серые кривые – нормировка намагниченности в постоянных магнитных полях 0.01 Тл и 1 Тл по данным из работы [21], треугольник и ромб – смещение температуры ФП при увеличении магнитного поля.

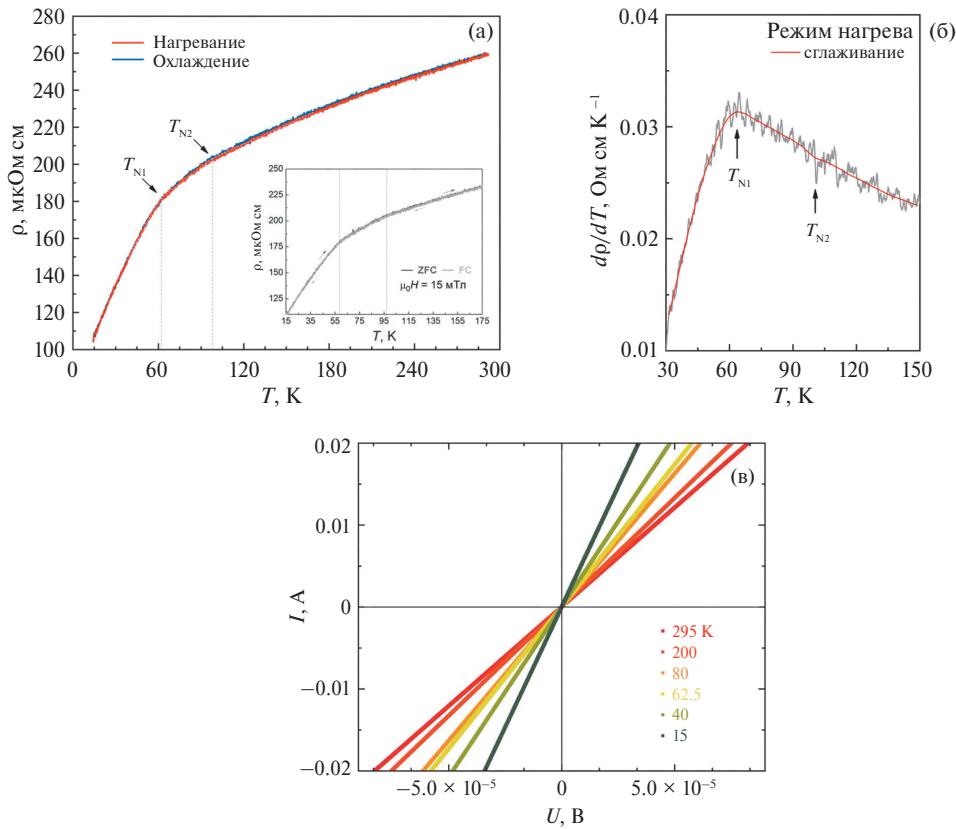


Рис. 4. Электросопротивление образца Mn_5Si_3 в зависимости от температуры без приложения внешнего магнитного поля (а); вставка на рисунке – слабополевая зависимость $\rho(T)$ в режимах ZFC-FC при $\mu_0 H = 15$ мТл. Скорость изменения электросопротивления $d\rho/dT$ в зависимости от температуры в режиме нагрева без приложения внешнего магнитного поля (б). Вольт-амперная характеристика образца при различных температурах (в).

в постоянном магнитном поле 15 мТл в диапазоне температур от 15 до 175 К. Согласно полученным результатам, кривая сопротивления монотонно убывает по линейному закону при понижении от комнатной температуры до $T_{N2} = 99$ К и ее значения меняются на 22%. Изменение наклона кривой при температуре $T = T_{N2}$, указывает на фазовый переход 2-го рода из ПМ-состояния в коллинеарное АФ2-упорядочение. Стоит отметить, что температурный гистерезис, наблюдаемый ранее в $M(T)$, в случае измерения удельного электросопротивления не наблюдается. Это может быть связано с разностью скоростей изменения температуры в режимах последовательного нагрева и охлаждения. Так, в режиме нагрева скорость изменения температуры составляла 1 К/мин, тогда как в случае охлаждения $dT/dt = 0.1$ К/мин.

При $T < T_{N2}$, снова наблюдается изменение наклона кривой в области ФП 1-го рода, а значения сопротивления уменьшаются уже не менее, чем на 28%. Такое поведение связывают с ростом магнитного рассеяния в области неколлинеарных структур, что ограничивает электронную проводимость соединения [15].

Путем экстраполяции значений кривой $\rho(T)$ в режиме нагрева (указаны пунктирной линией на рис. 4а), температура T_{N1} метамагнитоструктурного ФП 1-го рода, была найдена равной 63.8 К. Скорость изменения удельного сопротивления $d\rho/dT$ в зависимости от температуры представлена на рис. 4б. Кривая имеет ступенчатое изменение при T_{N2} , что свойственно для ФП ПМ \rightarrow АФ2, и характерную для метамагнитного ФП точку перегиба, которая соответствует температуре T_{N1} . Мы использовали кривую $d\rho/dT$ для подтверждения температур ФП, определенных из зависимости $\rho(T)$. На рис. 4в представлены результаты измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) при различных температурах в диапазоне от 15 до 295 К. Кривые $I(U)$ меняются линейно во всем диапазоне рассматриваемых температур, что позволяет сделать вывод о чисто металлическом состоянии проводника при любом типе магнитного упорядочения. Угол наклона ВАХ по мере понижения температуры становится более крутым и при $T = 15$ К наблюдается типичное для низкоомной поведение зависимости $I(U)$, что объясняет ограничение электронной проводимости.

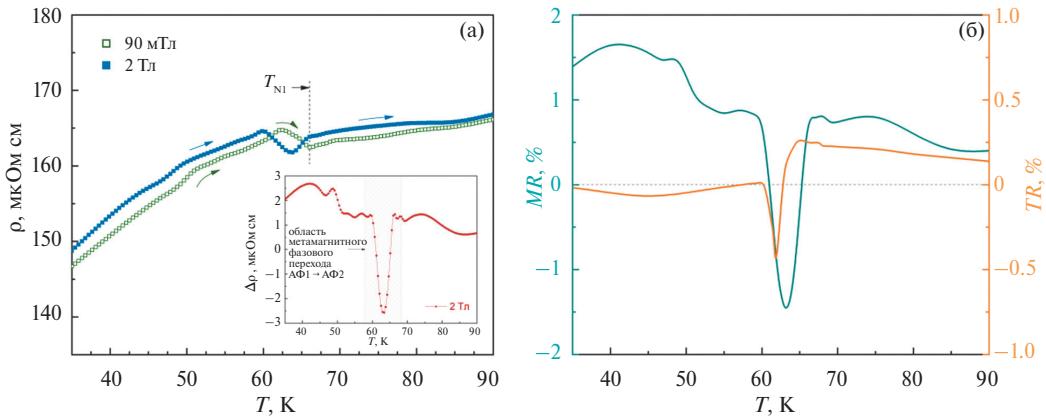


Рис. 5. Температурное распределение: (а) – электросопротивления $\rho(T)$ образца Mn_5Si_3 в магнитных полях $\mu_0H = 90 \text{ мTл}$ и $\mu_0H = 2 \text{ Тл}$ при адиабатических условиях; вставка на рисунке – абсолютное изменение величины электросопротивления $\Delta\rho$ образца в поле 2 Тл ; (б) – магнитосопротивление MR (левая шкала) и термосопротивление TR образца (правая шкала) при изменении внешнего магнитного поля $\mu_0\Delta H = 2 \text{ Тл}$.

Результаты распределения электросопротивления $\rho(T)$ образца Mn_5Si_3 экстракционным способом в адиабатических условиях представлены на рис. 5а.

Измерения проводили в постоянных магнитных полях 90 мTл и 2 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 35 до 90 К . Опираясь на полученные результаты, становится ясно, что поведение кривых $\rho(T)$ в адиабатических условиях отличается от полученных ранее (статическим способом) в условиях непрерывного нагрева и охлаждения по протоколам ZFC и FC. При проведении последних усреднение по всем ориентациям осей проводимости и постоянная скорость нагрева приводит к сглаживанию перехода и изменению наклона кривой, тогда как включения в область магнитного поля (адиабатическое намагничивание), позволяют получить более выраженное разделение магнитоупорядоченных состояний.

Температурный ход кривых удельного электросопротивления $\rho(T)$ в области метамагнитного ФП при температуре $T < T_{N1}$ имеет горбовый прирост, ширина которого растет по мере увеличения магнитного поля, что объясняется искажением поверхности Ферми [29]. Такое поведение удельного электросопротивления типично для АФМ-упорядочения [30] и наблюдается в чистых редкоземельных металлах, например: Dy [31, 32] или ферримагнитном Tm [33], а также при легировании соединения Mn_5Si_3 такими переходными d -элементами, как Cr, Ni, Co [34–36] или Ge [37].

Удельное электросопротивление образца Mn_5Si_3 при температурах $T < T_{N2}$ снижается менее, чем на 2% в постоянном магнитном поле 2 Тл , а при $T < T_{N1}$ различие составляет не более 9% по отношению к измерениям $\rho(T)$, полученным по протоколам ZFC и FC. Следует отметить, что в состоянии АФ1-упорядочения ($T < T_{N1}$) образец имеет типичное металлическое поведение. Примечательно, что

в состоянии АФ2-упорядочения ($T_{N1} < T < T_{N2}$) сопротивление практически постоянное, что обычно встречается в полупроводниках p - и n -типа и уже наблюдалось ранее в работах [15, 25, 28].

Вставка на рис. 5а показывает зависимость абсолютной величины $\Delta\rho$ при изменении внешнего магнитного поля $\mu_0H = 2 \text{ Тл}$, которая в нашем случае определялась, как разность $\rho(H \neq 0) - \rho(H = 0)$. Величина магнитосопротивления MR , представленная на рис. 5б, вычислялась как отношение $\rho(H \neq 0) - \rho(H = 0)/\rho(H = 0)$. Кроме того, по результатам одновременного измерения удельного электросопротивления и МКЭ в адиабатических условиях, построено распределение термосопротивления TR , величина которого задается соотношением, аналогичным MR и характеризующим относительное изменение температуры образца при воздействии внешнего магнитного поля:

$$TR = \frac{T(H \neq 0) - T(H = 0)}{T(H = 0)}. \quad (1)$$

Разность $T(H \neq 0) - T(H = 0)$, есть адиабатическое изменение температуры $\Delta T_{\text{ад}}$. Анализ кривых показывает, что величины MR и TR достигают максимальных обратных значений в области ФП 1-го рода, однако полная ширина половины максимума (full width half maximum – FWHM) MR больше и составляет $\delta T_{\text{FWHM}} = 3.57 \text{ К}$ против $\delta T_{\text{FWHM}} = 1.14 \text{ К}$ для TR . Мы связываем это с тепловой инерцией, которая является паразитным эффектом потери тепла и с возникновением возможного дрейфа температуры при измерении $\Delta T_{\text{ад}}$, что влияет на последующую оценку TR . Стоит отметить, что изменение магнитосопротивления в области ФП 1-го рода составило 2.2% , что подтверждается измерениями $\rho(T)$. Термосопротивление меняется не более, чем на 0.5% в области $T = T_{N1}$.

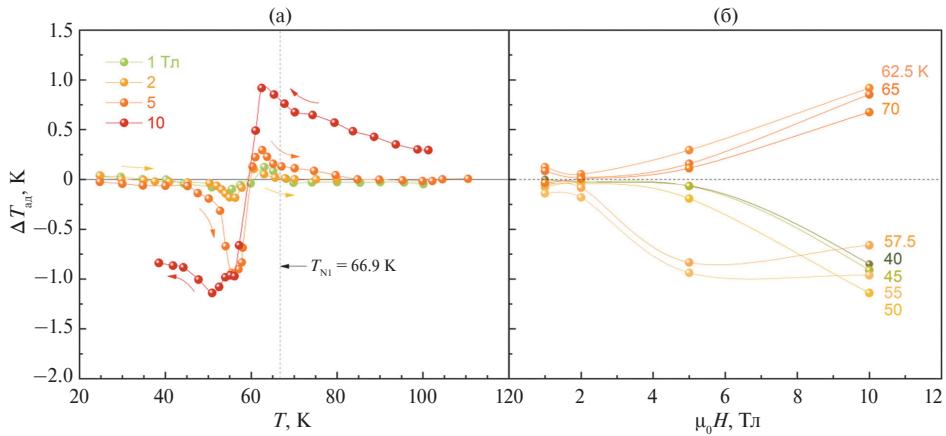


Рис. 6. Зависимость адиабатического изменения температуры $\Delta T_{\text{ад}}$ образца соединения Mn_5Si_3 : (а) – от температуры в стационарных магнитных полях 1, 2, 5 и 10 Тл в режимах нагрева и охлаждения, (б) – от магнитного поля при начальной температуре от 40 до 70 К.

На рис. 6 представлены результаты измерения МКЭ при адиабатическом намагничивании для образца Mn_5Si_3 в широком диапазоне температур от 25 до 110 К.

Измерения проводились в режиме нагрева и охлаждения. Согласно полученным на рис. 6а результатам, в области температур ФП АФ1 \rightarrow АФ2 наблюдаются как обратный, так и прямой МКЭ, возникающие при криогенных температурах во внешних магнитных полях до 10 Тл. Значение как обратного, так и прямого МКЭ возрастает по мере увеличения напряженности магнитного поля. Так, в магнитном поле $\mu_0 H = 1$ Тл максимальная величина обратного МКЭ составляет $\Delta T_{\text{ад}} = -0.1$ К при начальной температуре $T_0 = 57.5$ К, тогда как в поле $\mu_0 H = 5$ Тл это значение существенно выше и составляет уже -0.9 К при $T_0 = 55$ К. Максимальное значение обратного МКЭ составило $\Delta T_{\text{ад}} = -1.1$ К при начальной температуре 50 К в постоянном магнитном поле 10 Тл. Смещение максимального обратного значения $\Delta T_{\text{ад}}$ в область низкотемпературной фазы составило 7.5 К по мере роста напряженности магнитного поля. Величина обратного МКЭ в образце соединения Mn_5Si_3 , измеренная в настоящей работе, сопоставима с уже известными значениями обратного МКЭ некоторых интерметаллических соединений на основе редкоземельных металлов: RCu_2 , R_2In , где $\text{R} = \text{Tb}, \text{Gd}, \text{Dy}$ [38, 39], системами $\text{R}_2(\text{Fe}, \text{Al})$ и $\text{R}_6(\text{Ni}, \text{Al})$, где $\text{R} = \text{Ho}, \text{Dy}$ [40, 41], а также значениями МКЭ чистых редкоземельных металлов, например, Tm [42].

Аналогичное поведение наблюдается и в случае с прямым МКЭ: в области температуры $T_{\text{Ni}} = 66.9$ К, величина $\Delta T_{\text{ад}}$ возрастает с увеличением напряженности магнитного поля от 1 Тл до 10 Тл. Возникновение прямого МКЭ обнаруживается уже в магнитном поле 1 Тл, с максимальным значением $\Delta T_{\text{ад}} = +0.1$ К при температуре $T_0 = 62.5$ К и обусловлено влиянием нескольких конкурирующих

вкладов: нарастанием коллинеарной АФ2 фазы, вызванное метамагнитоструктурным ФП 1-го рода АФ1 \rightarrow АФ2 и эффектами парапроцесса. Максимальное значение прямого МКЭ, обнаружено в магнитном поле 10 Тл и составляет $\Delta T_{\text{ад}} = +0.9$ К при температуре $T_0 = 62.5$ К. Поведение кривых полученной зависимости $\Delta T_{\text{ад}}(T)$ характерно для сплавов Гейслера семейства Ni-Mn-In [43–47].

Для анализа поведения ФП в соединении Mn_5Si_3 в постоянных магнитных полях 1, 2, 5 и 10 Тл, были построены полевые зависимости $\Delta T_{\text{ад}}(T)$ для температур в области метамагнитоструктурного ФП 1-го рода (рис. 6б). В диапазоне температур до 57.5 К, наблюдается обратный МКЭ, значение которого при температуре 55 К сопоставимо или даже выше (при $T_0 = 57.5$ К) в поле $\mu_0 H = 5$ Тл, чем в магнитном поле величиной 10 Тл, что может быть связано с возможным влиянием парапроцесса. Дальнейший рост температуры приводит к инверсии знака и исчезновению обратного МКЭ с последующим возникновением прямого МКЭ.

В области температур от 62.5 до 70 К наблюдается прямой МКЭ с максимальным значением в магнитном поле 10 Тл при температуре 62.5 К. По мере достижения магнитного поля величиной 5 Тл кривые приобретают линейный характер, что связано с завершением индуцированного магнитным полем ФП 1-го рода.

Опираясь на более ранние исследования ясно, что неколлинеарная фаза АФ1 в основном ответственна за возникновение обратного МКЭ, который исчезает при ФП в высокотемпературную фазу АФ2 [15, 16]. 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 [48].

По результатам измерений изополевого $M(T)$ и изотермического $M(H)$ распределений намагниченности, ранее полученных нами в работе [21], были построены магнитные фазовые H, T – диаграммы соединения Mn_5Si_3 (см. рис. 7).

Наблюдаются три фазовых состояния, подтверждающих ранние предположения о наличии нескольких магнитоупорядоченных состояний, в частности – коллинеарной АФ2-фазы и неколлинеарной АФ1-фазы. Температура Нееля T_{N2} не зависит от приложенной величины магнитного поля, тогда как T_{N1} сильно смещается в область низких температур, характеризуя подавление неколлинеарных структур ростом магнитного поля. Дополнительные фазы, ранее обнаруженные в работах [15, 27, 28, 49] ниже температуры T_{N1} и характеризующие возникновение слабого ферромагнетизма по результатам измерений аномального эффекта Холла, в нашем случае не наблюдаются.

Различия между кривыми $M(T)$, которые формируют границу раздела фаз АФ2 \rightarrow АФ1 (рис. 7а), можно связать с гистерезисом магнитных свойств, максимальная ширина которого составила 6.7 К. Его возникновение обусловлено режимом проведения измерений и связано с изменением симметрии структуры кристаллической решетки. Наблюдаемые на рис. 7б различия между кривыми $M(H)$ на границе раздела фаз АФ2-АФ1, равно как и в случае

с $M(T)$, сопровождаются гистерезисом ширина которого достигает 1.2 Тл при температуре ниже 20 К. В нашем случае рост критического поля фазового перехода и кривая межфазной границы АФ2-АФ1, задаются с помощью аппроксимации рациональной полиномиальной функцией:

$$\mu_0 H_{kp} = \frac{a + bT}{1 + cT + dT^2}, \quad (2)$$

где a, b, c, d – коэффициенты аппроксимации, значения которых представлены в таблице.

Путем экстраполяции значений кривой на рис. 7б до $\mu_0 H = 0$ Тл, была получена температура, при которой завершается ФП 1-го рода. В нашем случае она составила 66.7 К, что на 0.2 К меньше, чем при более ранних измерениях намагниченности $M(T)$ по протоколу FН. При экстраполяции значений кривой на рис. 7а до $T = 0$ К показано, что величина критического поля, необходимого для подавления перехода АФ2-АФ1 составляет $\mu_0 H_{kp} = 12.3$ Тл. Это значение существенно выше, чем $\mu_0 H_{kp} = 9.5$ Тл, полученное нами ранее по измерениям намагниченности $M(H)$. В исследовании [25] обнаруженная величина $\mu_0 H_{kp}$ несколько выше и составила 15 Тл, тогда как в [26] авторами получено значение $\mu_0 H_{kp} = 11.5$ Тл.

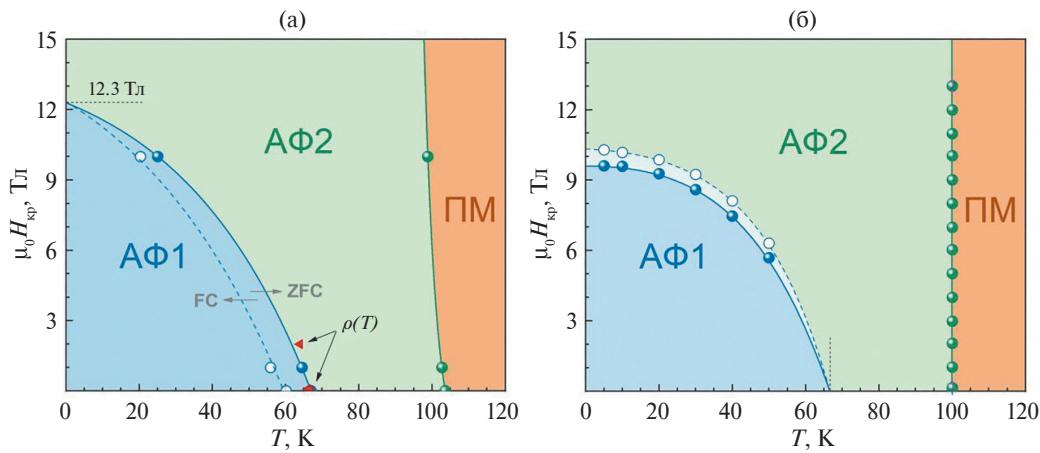


Рис. 7. Магнитные фазовые H, T – диаграммы образца соединения Mn_5Si_3 , полученные: (а) – из изополевого $M(T)$ распределения намагниченности по протоколам ZFC-FC в магнитном поле величиной $\mu_0 H = 10$ мТл; (б) – изотермического $M(H)$ распределения намагниченности в режиме нагрева (сплошная линия) и охлаждения (пунктирная линия).

Таблица. Коэффициенты аппроксимации для кривой межфазной границы

Данные	Коэффициенты			
	a	b	c	d
$M(H)$	10.324	-0.155	-0.01435	$5.225 \cdot 10^{-5}$
$M(T)$	12.303	-0.183	-0.00993	$2.729 \cdot 10^{-5}$

Изменение магнитной энтропии материала связано с намагниченностью M , абсолютной температурой T и напряженностью магнитного поля H с помощью термодинамического соотношения Максвелла [50]:

$$\Delta S_{\text{mag}}(T, \Delta H) = \int_0^H \left(\frac{\partial M(T, H)}{\partial T} \right)_H dH. \quad (3)$$

Трехмерная зависимость энтропии магнитной подсистемы от температуры T и напряженности магнитного поля H представлена на рис. 8.

Величина ΔS_{mag} рассчитывалась на основании данных полевой зависимости намагниченности $M(H)$ в магнитных полях до 13.5 Тл [21] с помощью уравнения (1), которое было аппроксимировано следующим образом:

$$\Delta S_{\text{mag}}(T_{\text{cp}}, \Delta H) = \frac{\delta H}{\delta T} \sum_{i=1}^n M(T_{i+1}, H) - M(T_i), \quad (4)$$

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 ($H_{\text{нач}} = 0$) до конечного ($H_{\text{кон}}$) значения при постоянном шаге $\delta H = (H_{\text{кон}} - H_{\text{нач}})/(n - 1)$. Значения ΔS_{mag} получены для средней

температуры $T_{\text{cp}} = (T_i + T_{i+1})/2$ между двумя изотермами намагниченности.

В области ниже точки ФП поверхность $\Delta S_{\text{mag}}(H, T)$ имеет отрицательные значения, что обуславливает обратный МКЭ и подтверждает преобладание неколлинеарной АФ1 фазы. Следует отметить, что отрицательные значения ΔS_{mag} обнаружены исключительно в области неколлинеарного АФ1-упорядочения ($T < T_{\text{NI}}$).

Максимальное значение обратного МКЭ, обнаружено в магнитном поле 6 Тл со значением $\Delta S_{\text{mag}} = -4.2 \text{ Дж}/(\text{кг К})$ при температуре $T_0 = 55 \text{ К}$. Дальнейший рост магнитного поля и понижение температуры приводят к увеличению доли АФ1-упорядочения, что может соответствовать расщеплению антипараллельных спинов Mn1 и Mn2, а именно – исчезновению позиционных моментов Mn1 (Mn11 и Mn12) при сохранении позиционных моментов Mn2 (Mn23 и Mn24) [27], что приводит к увеличению порядка спиновой системы понижая значения магнитной энтропии, о чем ранее упоминалось в [48, 51]. В противном случае, при $T \geq T_{\text{NI}}$ происходит инверсия знака и ΔS_{mag} становится положительным, что соответствует возникновению прямого МКЭ с максимальным значением $\Delta S_{\text{mag}} = 4.34 \text{ Дж}/(\text{кг К})$ при температуре $T_0 = 65 \text{ К}$ в магнитном поле 13.5 Тл.

Магнитная конфигурация меняется под действием приложенного магнитного поля из-за

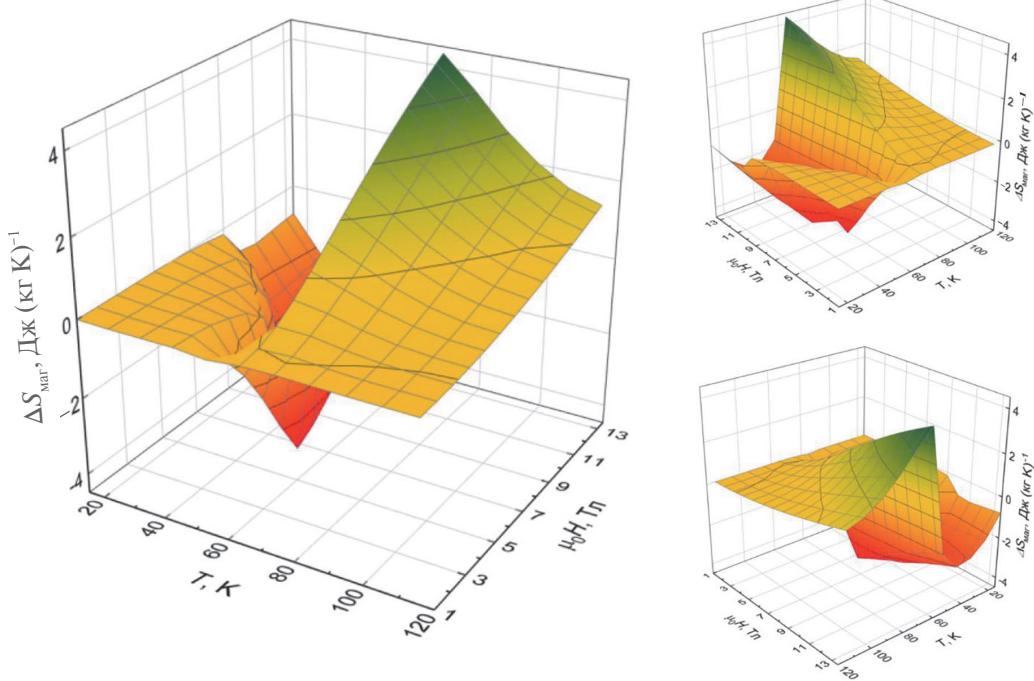


Рис. 8. Поверхность распределения энтропии магнитной подсистемы ΔS_{mag} в зависимости от постоянных магнитных полей до 13.5 Тл в диапазоне температур от 15 до 120 К.

магнитоструктурного изменения от моноклинной симметрии к орторомбической и обратно, но с необратимым уменьшением расстояния между атомами Mn1-Mn1 [28]. Это изменение вызывает обратный магнитокалорический эффект и в большей степени объясняет наличие неколлинеарной АФ1-структурь.

Полевая зависимость изотермического изменения энтропии магнитной подсистемы также может быть представлена в виде степенного закона [52]:

$$\Delta S_{\text{маг}} \propto H^n \quad (5)$$

с показателем степени n , который можно вычислить локально с помощью следующего соотношения:

$$n = \frac{d \ln |\Delta S_{\text{маг}}|}{d \ln H}. \quad (6)$$

На рис. 9 представлена температурная зависимость степени n , построенная по результатам косвенного определения энтропии образца соединения Mn_5Si_3 .

Определение показателя степени n является одним из способов определения типа фазового перехода: если $n > 2$, то переход считают исключительно ФП 1-го рода, в противном случае, ФП 2-го рода [53]. Поведение кривых еще раз подтверждает предположение о том, что переход АФ2-АФ1 является ФП 1-го рода.

Интересно, что рост магнитного поля обеспечивает величину показателя $n < 2$ уже в магнитном поле 10 Тл (вставка на рис. 9). Это свидетельствует о достижении состояния насыщения и полном вытеснении АФ1-упорядочения.

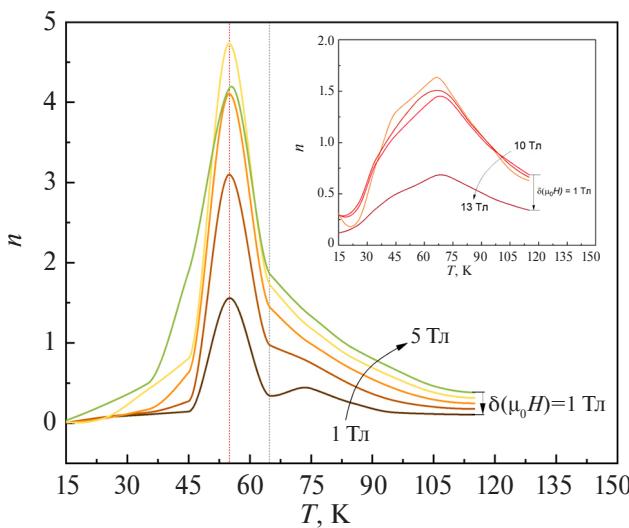


Рис. 9. Степень n полевого распределения энтропии магнитной подсистемы образца в зависимости от температуры в магнитных полях от 1 до 5 Тл; вставка на рисунке – зависимости $n(T)$ в сильных магнитных полях от 10 Тл до 13 Тл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование транспортных и магнитокалорических свойств соединения Mn_5Si_3 . По результатам измерения теплоемкости C_p показано наличие двух последовательных ФП 1-го рода из АФ1 \rightarrow АФ2 при температуре $T_{N1} = 59.6$ К (метамагнитоструктурный переход) и АФ2 \rightarrow ПМ при температуре $T_{N2} = 98.9$ К (магнитоструктурный переход), что подтверждается нашими ранними исследованиями. Представлены результаты измерения удельного электросопротивления образца при различных внешних условиях и способах измерений. В каждом из случаев, обнаружен метамагнитный ФП 1-го рода, который возникает при температуре T_{N1} . Измерение МКЭ проведено в адиабатических условиях экстракционным способом на основе сверхпроводящего магнита 10 Тл. Обратный МКЭ при начальной температуре $T_0 = 50$ К в магнитном поле 10 Тл составляет значение $\Delta T_{\text{ад}} = -1.1$ К. В температурной области существования АФ2 происходит смена знака МКЭ, что обусловлено разрушением неколлинеарного упорядочения низкотемпературной фазы и влиянием парапроцесса. Значение прямого МКЭ в магнитном поле 10 Тл при начальной температуре $T_0 = 62.5$ К составляет $\Delta T_{\text{ад}} = +0.9$ К. Наблюдаемое магнитное поведение соединения Mn_5Si_3 хорошо согласуется с предыдущими литературными данными, которые указывают на существование двух антиферромагнитных структур при температурах ниже 98 К.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tishin A.M., Pecharsky V.K., Gschneidner K.A. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 1. P. 503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.503>
2. Balli M., Jandl S., Fournier P. et al. // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. № 2. P. 021305. <https://doi.org/10.1063/1.4983612>
3. Franco V., Blázquez J.S., Conde A. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. № 22. P. 222512. <https://doi.org/10.1063/1.2399361>
4. 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>
5. MacDonald A.H., Tsoi M. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2011. V. 369. № 1948. P. 3098. <https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0014>
6. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The Magnetocaloric Effect and its Applications. Bristol: Inst. of Physics Publishing, 2003. <https://doi.org/10.1201/9781420033373>

7. Numazawa T., Kamiya K., Utaki T., Matsumoto K. // Progress in Superconductivity and Cryogenics. 2013. V. 15. № 2. P. 1. <https://doi.org/10.9714/psac.2013.15.2.001>
8. Doerr M., Bœuf J., Pfleiderer C. et. al. // Physica B. 2004. V. 346–347. P. 137.
9. Kübler J., Felser C. // EuroPhys. Lett 2014. V. 108. № 6. P. 67001. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/108/67001>
10. 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>
11. Tekgul A., Cakir O., Acet M. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. № 15. P. 153903. <https://doi.org/10.1063/1.4934253>
12. 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>
13. Menshikov A.Z., Vokhmyanin A.P., Dorofeev Yu.A. // Phys. Stat. Solid. B. 1990. V. 158. № 1. P. 319. <https://doi.org/10.1002/pssb.2221580132>
14. Судакова Н.П., Кузнецов С.И., Михельсон А.В. и др. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 228. № 3. С. 582. <http://mi.mathnet.ru/rus/dan/v228/i3/p582>
15. Luccas R.F., Sánchez-Santolino G., Correa-Orellana A. et. al. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 489. P. 165451. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165451>
16. Songlin Dagula, Tegus O. et al. // J. Alloys and Compounds. 2002. V. 334. P. 242. [https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(01\)01776-5](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(01)01776-5)
17. Gottschilch M., Gourdon O., Persson J. et al. // J. Material Chemistry. 2012. V. 22. № 30. P. 15275. <https://doi.org/10.1039/C2JM00154C>
18. Brown P.J., Forsyth J.B., Nunez V., Tasset F. // J. Phys.: Cond. Matt. 1992. V. 4. № 49. P. 10025. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/4/49/029>
19. Brown P.J., Forsyth J.B. // J. Phys.: Cond. Matt. 1995. V. 7. № 39. P. 7619. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/7/39/004>
20. Silva M.R., Brown P.J., Forsyth J.B. // J. Phys.: Cond. Matt. 2002. V. 14. № 37. P. 8707. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/37/307>
21. Кузнецов А.С., Маширов А.В., Мусабиров И.И. и др. // РЭ. 2023. Т. 68. № 4. С. 353. <https://doi.org/10.31857/S0033849423040083>
22. 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>
23. Кузнецов А.С., Маширов А.В., Алиев А.М. и др. // ФММ. 2022. Т. 123. № 4. С. 425. <https://doi.org/10.1134/S0031918X2204007X>
24. 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>
25. 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>
26. 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)
27. 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>
28. Sürgers C., Kittler W., Wolf T., v. Löhneysen H. // AIP Advances. 2016. V. 6. № 5. P. 055604. <https://doi.org/10.1063/1.4943759>
29. Meaden G.T. // Contemporary Physics, 1971. V. 12. № 4. P. 313. <https://doi.org/10.1080/00107517108205267>
30. Wilding M.D., Lee E.W. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. № 5. P. 955. <https://doi.org/10.1088/0370-1328/85/5/313>
31. Hall P.M., Legvold S., Spedding F.H. // Phys. Rev. 1960. V. 117. № 4. P. 971. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.971>
32. Ellerby M., McEwen K.A., Jensen J. // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. № 14. P. 8416. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.8416>
33. Das S.C., Pramanick S., Chatterjee S. // J. Magn. Magn. Mater. 2021. V. 529. P. 167909. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.167909>
34. Adhikari S.K., Roy R., Das S.C. et al. // J. Alloys and Compounds. 2023. V. 967. Article No. 171752. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.171752>
35. Das S.C., Chatterjee S. // J. Magn. Magn. 2022. V. 892. P. 162212. Mater. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.162212>
36. Adhikari S.K., Roy R., Das S. C. et al. // J. Magn. Magn. 2024. V. 589. P. 171591. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.171591>
37. 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>
38. Rajivgandhi R., Arout Chelvane J., Nigam A.K. et al. // J. Alloys and Compounds. 2020. V. 815. Article No. 152659. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2019.152659>
39. Kamantsev A.P., Koshkid'ko Yu.S., Taskaev S.V. et al. // J. Superconductivity and Novel Magnetism. 2022. V. 35. № 8. P. 2181. <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06336-z>
40. Панкратов Н.Ю., Терешина И.С., Никитин С.А. // ФММ. 2023. Т. 124. С. V. 124. № 11. P. 1093. <https://doi.org/10.1134/S0031918X23601841>
41. Gu Y., Wang X., Li S. et al. // J. Alloys and Compounds. 2023. V. 960. Article No. 170918. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.170918>
42. Андреенко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тушин А.М. // Успехи физ. наук. 1989. Т. 158. № 4. С. 553. <https://doi.org/10.1070/PU1989v032n08ABEH002745>

43. Алиев А.М., Батдалов А.Б., Ханов Л.Н. и др. // ФТТ. 2020. Т. 62. № 5. С. 748. <https://doi.org/10.1134/S1063783420050030>
44. Ханов Л.Н. Батдалов А.Б., Маширов А. и др. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 6. С. 1099. <https://doi.org/10.21883/FTT.2018.06.45982.09M>
45. Pramanick S., Chatterjee S. et al. // J. Alloys and Compounds. 2013. V. 578. P. 157. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2013.04.074>
46. Fayzullin R., Buchelnikov V., Mashirov A., Zhukov M. // Physics Procedia. 2015. V. 75. P. 1259. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.12.139>
47. Kuznetsov D.D., Kuznetsova E.I., Mashirov A.V. et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13. № 8. Article No. 1385. <https://doi.org/10.3390/nano13081385>
48. Biniskos N., Schmalz K., Raymond S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. № 25. P. 257205. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.257205>
49. Sürgers C., Wolf T., Adelmann P. et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. Article No. 42982. <https://doi.org/10.1038/srep42982>
50. Pecharsky V.K., Gschneidner K.A. // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. № 1. P. 565. <https://doi.org/10.1063/1.370767>
51. Tegus O., Bruck E., Zhang L. et al. // Physica B: Cond. Matt. 2002. V. 319. № 1–4. P. 174. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(02\)01119-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(02)01119-5)
52. Shen T.D., Schwarz R.B., Coulter J.Y., Thompson J.D. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 5240. <https://doi.org/10.1063/1.1456957>
53. Law J.Y., Franco V., Moreno-Ramírez L.M. et al. // Nature Commun. 2018. V. 9. Article No. 2680. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05111-w>

METAMAGNETIC PHASE TRANSITION IN Mn_5Si_3 COMPOUND

© 2025 A. S. Kuznetsov^{a,*}, A. V. Mashirov^a, I. I. Musabirov^b, V. I. Mitsiuk^c, A. V. Koshelev^d, K. A. Kolesov^a, R. Yu. Gaifullin^b, V. V. Koledov^a, V. G. Shavrov^a

^aKotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the RAS,
Mokhovaya St., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation

^bInstitute for Metals Superplasticity Problems of the RAS,
Stepan Khalturin st., 39, Ufa, 450001 Russian Federation

^cScientific and Practical Center of the NAS of Belarus for Materials Science,
Petrusya Brovka St., 19, build. 5, Minsk, 220072 Republic of Belarus

^dInstitute of Experimental Mineralogy of the RAS,
Academician Osipyana St., 4, Chernogolovka, Moscow Region, 142432 Russian Federation

*E-mail: kuznetsovalserg@gmail.com

Received April 22, 2024; revised May 13, 2024; accepted May 20, 2024

The electrical resistance of the Mn_5Si_3 compound in magnetic fields up to 2 T at cryogenic temperatures in the range from 35 K to 90 K was studied. The characteristic temperatures of the magnetic phase transition $T_{\text{N}1}$ and $T_{\text{N}2}$ were determined based on the results of measuring the heat capacity at constant pressure C_p , magnetization M and specific electrical resistance ρ . It was shown that the behavior of the $\rho(T)$ curves differs depending on the measurement conditions and protocol. Based on the results of measuring the magnetocaloric properties in strong magnetic fields up to 10 T at cryogenic temperatures in the range from 25 to 125 K, both the inverse and conventional magnetocaloric effects were observed. The maximum value of the inverse magnetocaloric effect was $\Delta T_{\text{ad}} = -1.1$ K at an initial temperature $T_0 = 50$ K in a magnetic field of 10 T. Conventional magnetocaloric effect with a maximum value of $\Delta T_{\text{ad}} = +0.9$ K is observed at $T_0 = 62.5$ K in a field of 10 T. A local exponent of field distribution of entropy n is determined, the value of which $n > 2$ confirms the type and existence of a first-order phase transition.

Keywords: Mn_5Si_3 , manganese silicide, metamagnetic phase transition, inverse magnetocaloric effect, transport properties