

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 669.74\*71:537.622;537.311.3

### ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ, МАГНИТНЫЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛИТОГО И БЫСТРОЗАКАЛЕННОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА $Mn_3Al$

© 2023 г. В. В. Марченков<sup>a, b, \*</sup>, В. Ю. Ирхин<sup>a</sup>, А. А. Семянникова<sup>a, \*\*</sup>,  
П. С. Коренистов<sup>a</sup>, Е. Б. Марченкова<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

<sup>b</sup>Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

\*e-mail: march@imp.uran.ru

\*\*e-mail: semiannikova@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 13.12.2022 г.

После доработки 14.12.2022 г.

Принята к публикации 14.12.2022 г.

Проведено исследование электросопротивления, магнитных и гальваномагнитных свойств литого и быстрозакаленного сплава Гейслера  $Mn_3Al$ . Установлено, что быстрая закалка из расплава ведет к изменению микроструктуры соединения  $Mn_3Al$ , что приводит к сильным изменениям в его электронных транспортных и магнитных свойствах. Высказано предположение, что для литого и быстрозакаленного сплава  $Mn_3Al$  могут возникать фрустрированное антиферромагнитное и почти скомпенсированное ферримагнитное состояние, соответственно. Продемонстрировано, что способ приготовления и обработки соединения  $Mn_3Al$  играет существенную роль в формировании его электронных и магнитных характеристик.

**Ключевые слова:** сплавы Гейслера, быстрая закалка из расплава, ферримагнетизм, электрические свойства, магнитные свойства

**DOI:** 10.31857/S0015323022601908, **EDN:** VIIDBO

#### ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений физики магнитных явлений, конденсированного состояния и материаловедения является поиск и создание новых функциональных объемных и квантово-размерных материалов с уникальными магнитными и электронными свойствами, а также изучение и детальное описание особенностей их электронного энергетического спектра. К таким объектам относятся соединения Гейслера [1], в которых наблюдаются необычные свойства, такие как эффект памяти формы [2, 3], магнитокалорический эффект [4, 5]. В некоторых сплавах наблюдаются состояния полуметаллического ферромагнетика [6, 7], спинового бесщелевого полупроводника [8, 9] и др. (см. также обзоры [10–13] и ссылки в них).

Особое место среди многочисленного семейства соединений Гейслера занимают интерметаллические соединения на основе марганца  $Mn_3X$  ( $X = Al, Ga, Ge, Sn$  и др.), поскольку в них могут быть реализованы состояния антиферромагнетика, скомпенсированного ферримагнетика, топологического полуметалла и фрустрированного

магнетика [14–17]. Они обладают необычными, весьма чувствительными к внешним воздействиям магнитными и электронными характеристиками, что можно использовать для практических применений. С помощью магнитного и электрического поля, давления и температуры можно осуществлять “настройку” их электронной зонной структуры, а следовательно, влиять на их транспортные и магнитные свойства.

В работе [17] сообщалось о нулевом магнитном моменте в тонких пленках сплава  $Mn_3Al$ , что объяснялось состоянием скомпенсированного ферримагнетика. От антиферромагнитного (АФМ) такое состояние отличается тем, что кристаллографические позиции марганца различны. В статье [18] сообщалось о нулевом магнитном моменте в литом сплаве  $Mn_3Al$  и было высказано предположение, что это может быть проявлением антиферромагнетизма или скомпенсированного ферримагнетизма.

Хорошо известно, что структура интерметаллических соединений может сильно зависеть от способов приготовления сплавов (литые, подвергнутые быстрой закалке из расплава и термо-

**Таблица 1.** Химический состав  $Mn_3Al$ 

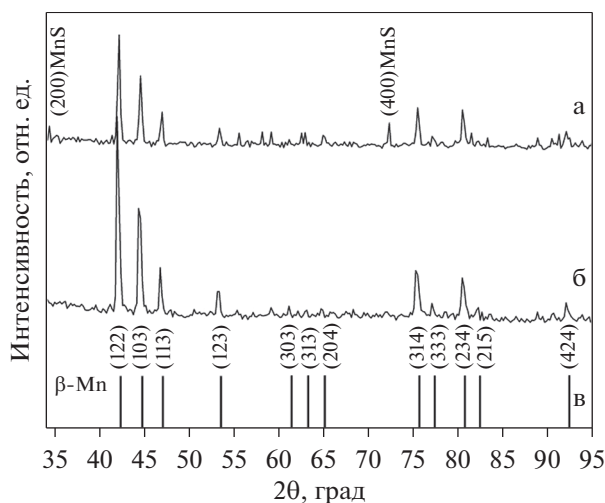
Метод изготовления	Литой		БЗР	
	вес. %	ат. %	вес. %	ат. %
Al	13.81	24.60	14.63	25.87
Mn	86.19	75.40	85.37	74.13

барической обработке, наноструктурированные и т.п.), что неизбежно отразится в их электронном и магнитном состоянии. Поэтому изучение роли структурного состояния в формировании и поведении электронных и магнитных характеристик интерметаллических соединений на основе марганца также представляется достаточно важной и интересной задачей.

Цель данной работы – выявить взаимосвязь способ получения сплава (литые и быстрозакаленные) со структурой, электрическими и магнитными свойствами соединения Гейслера  $Mn_3Al$ .

## ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объемный поликристаллический сплав  $Mn_3Al$  был синтезирован в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Приготовленный слиток отжигали в течение 72 ч при  $650^\circ C$  в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью  $\sim 100$  град/ч. Быстрозакаленные ленты  $Mn_3Al$  были получены из объемного соединения методом быстрой закалки из расплава (БЗР) при комнатной температуре под



**Рис. 1.** Рентгенограмма сплава  $Mn_3Al$  в исходном литом состоянии (а), после быстрой закалки из расплава (б), штрих-диаграмма  $\beta$ -Mn (в).

давлением  $0.28$  атм в атмосфере очищенного аргона и скорости охлаждения  $\sim 10^4$ – $10^5$  град/с.

Аттестация литого сплава и БЗР-лент выполнена методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии в Центре коллективного пользования “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН. Измерения электросопротивления, эффекта Холла и намагниченности также проводили в ЦКП УрО РАН. Электросопротивление и эффект Холла были измерены четырехконтактным методом, сопротивление в диапазоне температур от  $4.2$  до  $300$  К при  $H = 0$ , эффект Холла при  $T = 4.2$  К в магнитных полях до  $90$  кЭ на установке для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях (фирмы “Oxford Instruments”). Измерения намагниченности выполнены на магнитометрической установке (СКВИД-магнитометр) MPMS-XL-5 (фирмы “Quantum Design”).

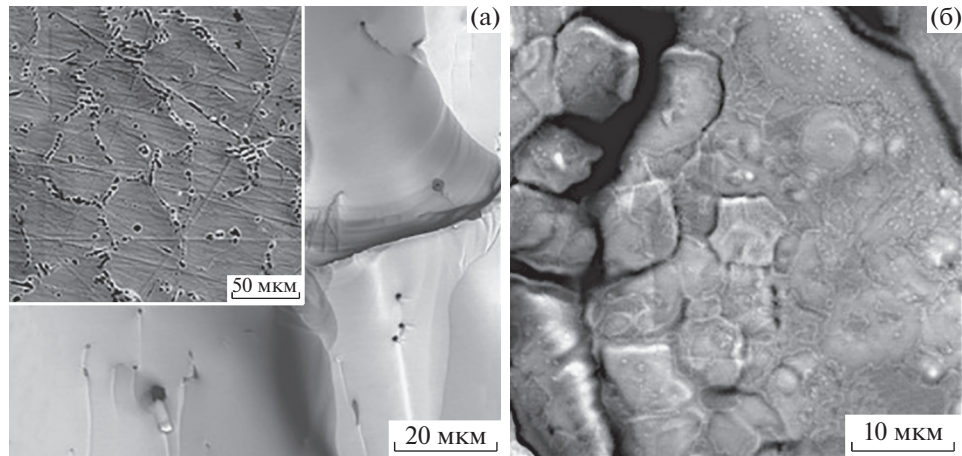
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**1. Исследование структуры и фазовый состав образцов.** В табл. 1 представлены данные по элементному анализу, выполненному на микроскопе Quanta 200 с помощью EDS-рентгеновского спектрометра. Видно, что состав всех образцов соответствует заданному.

Рентгеноструктурный анализ соединения  $Mn_3Al$  показал, что как литой сплав (рис. 1а), так и БЗР-лента (рис. 1б) обладают структурой типа  $\beta$ -Mn  $P4_132$  (№ 213) (рис. 1в) с параметром решетки  $a = 6.4$  Å. В качестве избыточной фазы в литом сплаве присутствовали включения сульфидов марганца.

На рис. 2а представлено изображение микроструктуры литого сплава, которая по результатам сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) характеризуется крупными неравноосными по форме зернами шириной от  $50$  мкм и длиной до  $200$  мкм, с выделением второй фазы MnS ( $\sim 1\%$ ) по границам зерна (см. вставку на рис. 2а). В отличие от полученного литым, быстрозакаленный сплав  $Mn_3Al$ , согласно СЭМ, имеет средний размер практически равноосных зерен  $\sim 10$  мкм, что в несколько раз меньше размера зерен в литом сплаве, и является более однородным по химическому составу.

**2. Электросопротивление.** На рис. 3 представлены температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$   $Mn_3Al$ . Видно (рис. 3а), что в литом сплаве остаточное сопротивление  $\rho_0$  достаточно большое и достигает величины  $\sim 307$  мкОм см, а  $\rho(T)$  имеет полупроводниковый вид, т.е. уменьшается с температурой. Подобное поведение с близкими значениями  $\rho$  наблюдалось в тонких пленках  $Mn_3Al$  [17]. По величине сопротивления



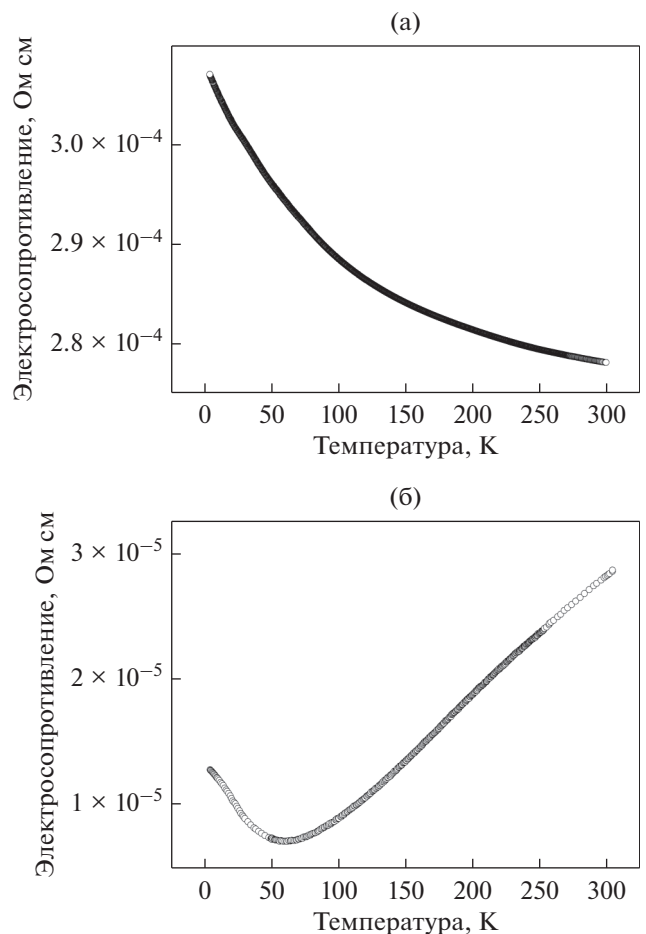
**Рис. 2.** СЭМ-изображение излома отожженного литого сплава (а) и полученного быстрой закалкой расплава (б)  $Mn_3Al$ . На вставке (а) показаны выделения второй фазы сульфида марганца (~1%) по границам зерен.

и виду его температурной зависимости данные, полученные на литом сплаве, хорошо согласуются с работой [14], где исследовали  $Mn_2FeAl$  и объясняли такое поведение  $\rho(T)$  большим вкладом структурного беспорядка.

Закалка приводит к уменьшению остаточного электросопротивления  $\rho_0$  до 12.6 мкОм см, т.е. более чем на порядок величины, и появлению минимума на температурной зависимости  $\rho(T)$  при ~60 К и “металлическому” поведению выше 60 К (рис. 3б). Наличие минимума на кривой  $\rho(T)$  можно объяснить конкуренцией различных механизмов рассеяния носителей тока.

Обычно БЗР-обработка приводит к появлению мелкого зерна и, как следствие, к увеличению сопротивления из-за рассеяния носителей тока на межзеренных границах. В данном случае роста сопротивления не происходит. Напротив, оно уменьшается, что можно было бы объяснить следующим образом. Как показали исследования микроструктуры (рис. 2), зерна в литом сплаве гораздо крупнее, чем в БЗР-соединении, но на границах зерен наблюдаются выделения сульфида марганца  $MnS$ . Это, по-видимому, и является одной из основных причин высоких значений электросопротивления в литом сплаве. БЗР-обработка приводит к тому, что сульфид марганца растворяется в объеме зерен БЗР-сплава, а межзеренные границы становятся свободными от  $MnS$ , что и проявляется в меньшем вкладе в сопротивление по сравнению с литым соединением. Хотя зерна в БЗР-ленте меньшего размера, за счет более слабого рассеяния носителей тока на границах зерен сопротивление БЗР-сплава уменьшается. Можно предположить, что подобные изменения должны происходить и в других свойствах, в частности, в эффекте Холла и магнитных свойствах.

**3. Намагниченность.** Полевые зависимости намагниченности  $M = f(H)$  для литого и БЗР-сплава  $Mn_3Al$  при  $T = 4.2$  К представлены на рис. 4. Видно (рис. 4а), что в случае литого сплава намагни-



**Рис. 3.** Температурные зависимости электросопротивления литого образца (а) и БЗР-ленты (б)  $Mn_3Al$ .

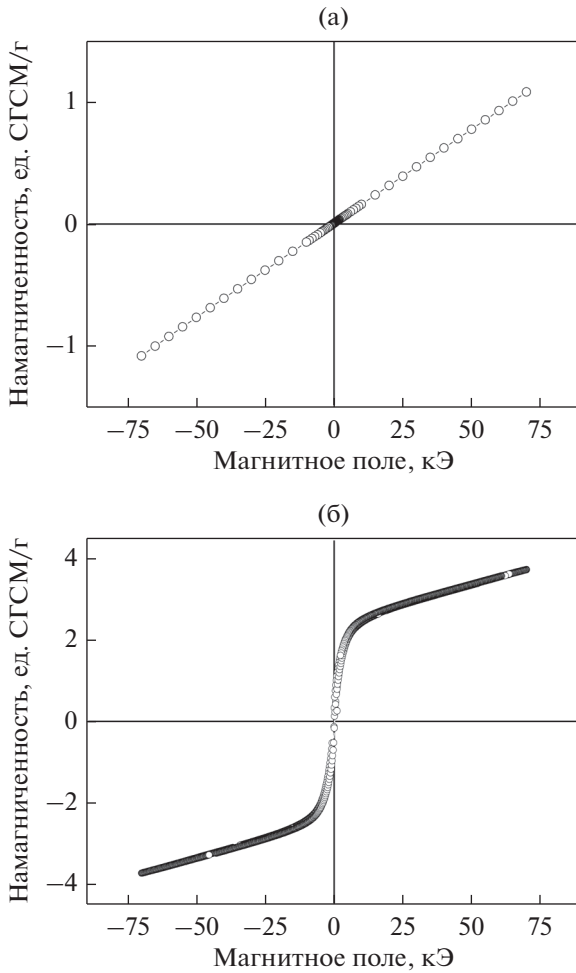


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности литого (а) и БЗР-ленты (б)  $Mn_3Al$  при  $T = 4.2$  К.

ченность  $M$  мала по величине и линейно возрастает с полем, достигая величины  $M \approx 1.1$  ед. СГСМ/г в поле 70 кЭ. В случае БЗР-сплава  $Mn_3Al$  вид зависимости  $M(H)$  (рис. 4б) радикально отличается от литого сплава: уже в слабых полях наблюдается рост намагниченности с последующей тенденцией к насыщению. При этом величина намагниченности также невелика и в поле 70 кЭ она составляет лишь  $\sim 3.7$  ед. СГСМ/г. По масштабу величины намагниченности наши данные качественно схожи с данными, полученными на пленках  $Mn_3Al$  [17]. Авторы этой работы оценили величину намагниченности как  $M = 0.11 \pm 0.04 \mu_B/\text{ф.е.}$ , что соответствует  $3.20 \pm 1.16$  ед. СГСМ/г и сделали вывод о наблюдении состояния скомпенсированного ферромагнетика.

На рис. 5 показаны температурные зависимости восприимчивости для литого сплава  $Mn_3Al$ , а на вставке – обратной восприимчивости от температуры в поле 100 Э. Видно, что при высоких температурах приблизительно выполняется закон Кюри–Вейсса с температурой  $\theta_{CW} \approx -710$  К. Такое поведение может свидетельствовать о формировании антиферромагнитного состояния. Что касается температуры Нееля  $T_N$ , то она может быть оценена по излому кривой магнитной восприимчивости как  $T_N = 35$  К (см. рис. 5).

В работе [19], где изучали намагниченность литого соединения  $Mn_2FeSi$  со структурой обратного сплава Гейслера, наблюдали поведение магнитных свойств образцов до и после закалки, подобное нашему случаю. Намагниченность отожженного сплава оказалась мала по величине и линейно возрастала с магнитным полем, а на температурных зависимостях в поле 100 Э возникал

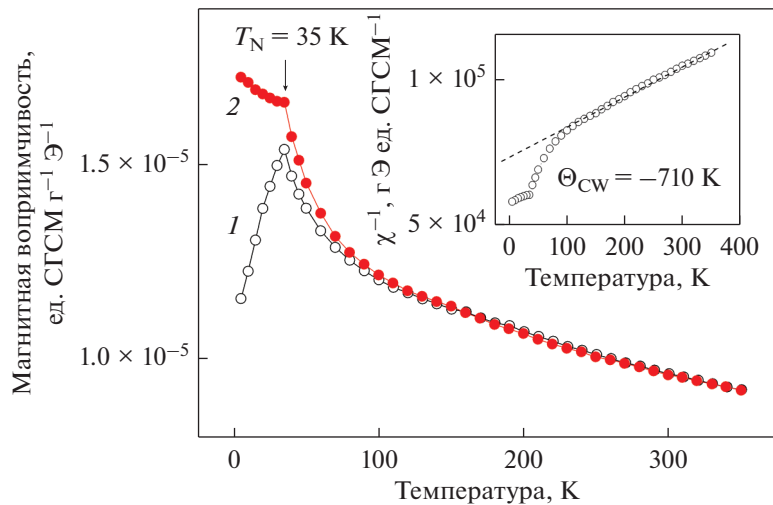


Рис. 5. Температурная зависимость магнитной восприимчивости литого сплава  $Mn_3Al$  в магнитном поле 100 Э в двух режимах: охлаждение без поля (черные открытые точки) (1) и в поле (красные сплошные точки) (2). На вставке показана температурная зависимость обратной восприимчивости  $\chi^{-1}$ .

излом, который был отождествлен с температурой Нееля  $T_N = 48$  К. Закалка привела к небольшому росту намагниченности по сравнению с отожженным образцом, резкому росту в слабых полях и более плавному возрастанию в полях выше 5 кЭ без тенденции к насыщению.

Структура  $\beta$ -Mn состоит из двух неэквивалентных подрешеток, одна из которых представляет собой совокупность треугольников, расположенных перпендикулярно направлениям набора осей [111] и формирующих фрустрированную трехмерную решетку типа кагоме [14]. Последние экспериментальные исследования показали, что в сильно фрустрированных (т.е. обладающих конкуренцией обменных взаимодействий) системах может возникать не только квантовое состояние спиновой жидкости, но и антиферромагнетизм со значительно редуцированной, но все же конечной точкой Нееля. Такие системы характеризуются так называемым параметром фрустрации – отношением  $|\theta_{CW}|/T_N$ ; в промежуточном температурном интервале  $T_N < T < |\theta_{CW}|$  система может проявлять необычные спин-жидкостные свойства.

Высокие значения параметра фрустрации наблюдаются, например, в соединении  $\text{PdCrO}_2$ , где  $T_N = 37$  К,  $\theta_{CW} \approx -500$  К [20]. Такое поведение, по видимому, не описывается стандартной моделью Гейзенберга и обусловлено корреляционными эффектами в подсистеме коллективизированных электронов [21]. Похожее поведение было недавно обнаружено в работах [14, 15] для соединения  $\text{Mn}_2\text{FeAl}$  ( $T_N = 42$  К,  $\theta_{CW} \approx -230$  К согласно [15]; точность определения последней величины зависит от обработки экспериментальных данных и невысока).

В расчетной работе [22] было показано, что магнитное состояние сплава  $\text{Mn}_3\text{Al}$  весьма чувствительно к типу структуры и заполнению междоузлий. Так, для соединения  $\text{Mn}_3\text{Al}$  в структуре  $\beta$ -Mn реализуется состояние ферримагнетика [23], в котором магнитный момент подрешеток сильно не скомпенсирован. При этом из первопринципных расчетов [24] для  $\text{Mn}_3\text{Al}$  со структурой  $D0_3$  следует, что в этом случае может возникнуть скомпенсированное ферримагнитное состояние с нулевым моментом и почти полуметаллической структурой.

Результаты расчетов [23] не вполне согласуются с нашими экспериментальными данными. В случае нашего литого сплава  $\text{Mn}_3\text{Al}$  со структурой  $\beta$ -Mn отсутствие дальнего магнитного порядка должно проявиться в эффекте Холла в виде нулевого аномального вклада. Напротив, в случае БЗР-сплава  $\text{Mn}_3\text{Al}$  структурой  $\beta$ -Mn в состоянии скомпенсированного ферримагнетика должен наблюдаться аномальный эффект Холла.

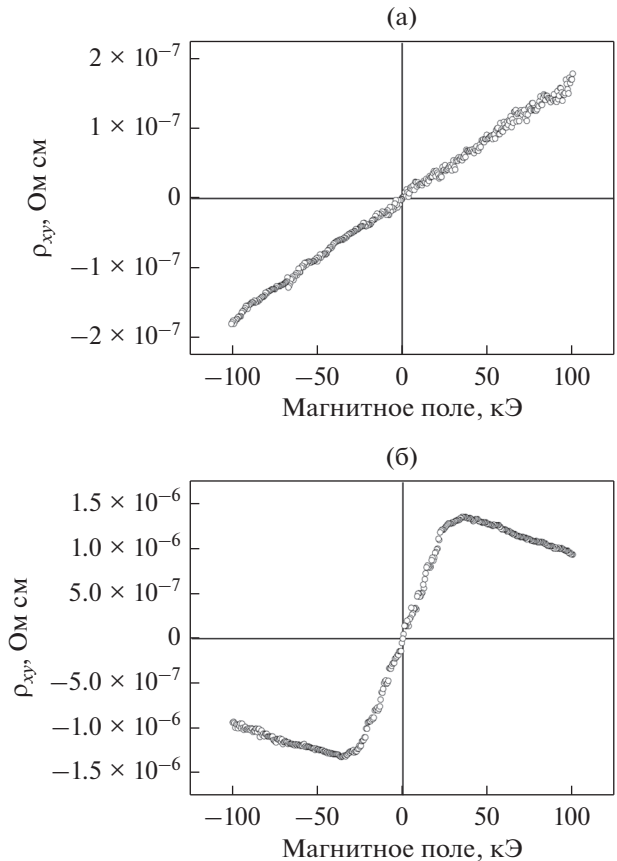


Рис. 6. Полевая зависимость сопротивления Холла литого образца (а) и БЗР-ленты (б)  $\text{Mn}_3\text{Al}$  при  $T = 4.2$  К.

**4. Эффект Холла.** Полевая зависимость холловского сопротивления  $\rho_{xy} = f(H)$  при  $T = 4.2$  К представлена на рис. 6. Видно, что для литого сплава  $\text{Mn}_3\text{Al}$  (рис. 6а) наблюдается линейный рост  $\rho_{xy}$ , т.е. аномальная составляющая отсутствует.

В случае БЗР-сплава (рис. 6б) поведение  $\rho_{xy}(H)$  характерно для сплавов с аномальным эффектом Холла [25]. Представленные на рис. 6 результаты подтверждают наши предположения об отсутствии спонтанной намагниченности в случае литого  $\text{Mn}_3\text{Al}$  и реализации состояния скомпенсированного ферримагнетика в БЗР-сплаве  $\text{Mn}_3\text{Al}$ .

Для выделения нормального  $R_0$  и аномального  $R_S$  коэффициентов Холла для БЗР-сплава была использована процедура, описанная в работе [26]. Используя однозонную модель, были оценены концентрация и подвижность носителей тока для литого и БЗР сплавов  $\text{Mn}_3\text{Al}$ . Результаты представлены в табл. 2.

Видно (рис. 6а, табл. 2), что в литом сплаве аномальный коэффициент Холла отсутствует, а для БЗР-ленты нормальный и аномальный коэффициент Холла различаются почти на 3 порядка и



**Таблица 2.** Остаточное сопротивление  $\rho_0$ , нормальный  $R_0$  и аномальный  $R_S$  коэффициенты Холла, концентрация  $n$  и подвижность  $\mu$  носителей тока для литого и БЗР-сплава  $Mn_3Al$ 

Сплав	Структура	$\rho_0$ , Ом см	$R_0$ , см <sup>3</sup> /Кл	$R_S$ , см <sup>3</sup> /Кл	$n$ , см <sup>-3</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /(с В)
Литой	$\beta$ -Mn	$3.07 \times 10^{-4}$	$1.78 \times 10^{-4}$	—	$3.5 \times 10^{22}$	0.6
БЗР	$\beta$ -Mn	$1.28 \times 10^{-5}$	$1.83 \times 10^{-3}$	-5.1	$3.4 \times 10^{21}$	150

имеют противоположные знаки, как это обычно и бывает для магнетиков [25].

Необходимо отметить огромное различие в концентрации носителей тока, а также в подвижности для литого и БЗР-сплава. Как уже отмечали выше, такое различие может быть связано с особенностями микроструктуры. В литом сплаве (рис. 2а) зерна более крупные по размеру и более “чистые”, поскольку примеси в виде сульфида марганца  $MnS$  выделяются на границах зерен. В БЗР-лентах (рис. 2б) сульфид марганца растворяется в теле зерна, что приводит к небольшому изменению исходного состава  $Mn_3Al$  и, по-видимому, к изменению концентрации носителей тока. Однако процессы переноса в этом случае во многом определяются процессами рассеяния на границах зерен. Как следствие, в литом сплаве наблюдается рост сопротивления и уменьшение подвижности носителей.

## ВЫВОДЫ

1. Быстрая закалка из расплава соединения  $Mn_3Al$  приводит к изменению его микроструктуры. Для литого сплава характерны крупные неравноосные по форме зерна шириной от 50 мкм и длиной до 200 мкм, с выделением второй фазы  $MnS$  (~1%) по границам зерна. Напротив, зерна практически равноосные со средним размером ~10 мкм в случае быстрозакаленного сплава. Здесь выделения на границах зерен отсутствуют, а их химический состав более однороден.

2. Изменение микроструктуры при “переходе” от литого к быстрозакаленному сплаву приводит к кардинальным изменениям в электронных транспортных и магнитных свойствах  $Mn_3Al$ : более чем на порядок уменьшается остаточное сопротивление, вид температурных зависимостей электросопротивления изменяется с полупроводникового на металлический; величина намагниченности намного уменьшается, а вид ее полевых зависимостей изменяется с линейного на монотонный с тенденцией к насыщению; кроме нормальной составляющей эффекта Холла возникает аномальный вклад.

3. Сделаны оценки концентрации  $n$  и подвижности  $\mu$  носителей тока при  $T = 4.2$  К, которые также изменяются от  $n = 3.5 \times 10^{22}$  до  $n = 3.4 \times 10^{21}$

и от  $\mu = 0.6$  до  $\mu = 150$  при переходе “литой–БЗР-сплав”.

4. Высказано предположение, что для литого и быстрозакаленного соединения  $Mn_3Al$  могут возникать фрустрированное антиферромагнитное и почти скомпенсированное ферромагнитное состояние, соответственно.

5. Таким образом, продемонстрировано, что способ приготовления и обработки соединения  $Mn_3Al$  играет существенную роль в формировании его электронных и магнитных характеристик.

Исследования структуры выполнены за счет госзадания МОН РФ (темы “Структура” Г.р. № 122021000033-2 и “Спин” Г.р. № 122021000036-3). Синтез сплава и БЗР-лент, исследования электронного транспорта и магнитных свойств выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00935 <https://rscf.ru/project/22-22-00935/>, ИФМ УрО РАН). Авторы благодарят П.Б. Терентьева, Д.А. Шишкина, В.Н. Неворова за помощь и ценные дискуссии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heusler F. Uber magnetische Manganlegierungen German. Verh. Deutsch. Phys. Ges. 1903. V. 5. P. 219.
2. Васильев А.Н., Бучельников В.Д., Такаги Т., Ховайло В.В., Эстрин Э.И. Ферромагнетики с памятью формы // УФН. 2003. V. 173. P. 577–608.
3. Pushin V., Kuranova N., Marchenkova E., Pushin A. Design and Development of Ti–Ni, Ni–Mn–Ga and Cu–Al–Ni–Based Alloys with High and Low Temperature Shape Memory Effects // Mater. 2019. V. 12. P. 2616.
4. Соколовский В.В., Мирошкина О.Н., Бучельников В.Д. Обзор современных теоретических методов исследования магнитокалорических материалов // ФММ. 2022. Т. 123. С. 344.
5. Wang R.L., Yan J.B., Xu L.S., Marchenkov V.V., Chen S.S., Tang S.L., Yang C.P. Effect of Al doping on the martensitic transition and magnetic entropy change in Ni–Mn–Sn alloys // Sol. State Comm. 2011. V. 151. P. 1196.
6. De Groot R.A., Mueller F.M., Mueller P.G., van Engen P.G., Bushow K.H.J. New class of materials—half-metallic ferromagnets // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 2024–2027.
7. Katsnelson M.I., Irkhin V.Yu., Chioncel L., Lichtenstein A.I., De Groot R.A. Half-metallic ferromagnets: from band structure to many-body effects // Rev. Mod. Phys. 2008. V. 80(2). P. 315–378.

8. Wang X.L. Proposal for a new class of materials: spin gapless semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 156404.
9. Wang X.T., Cheng Z.X., Wang J.L., Wang X.L., Liu G.D. Recent advances in the Heusler based spin-gapless semiconductors // *J. Mater. Chem. C.* 2016. V. 4. P. 7176.
10. Manna K., Sun Y., Muechler L., Kübler J., Felser C. Heusler, Weyl and Berry // *Nature Mater.* 2018. V. 3. P. 244–256.
11. Marchenkov V.V., Irkhin V.Y. Half-Metallic Ferromagnets, Spin Gapless Semiconductors, and Topological Semimetals Based on Heusler Alloys: Theory and Experiment // *Phys. Met. Metallogr.* 2021. V. 122. P. 1133–1157.
12. Marchenkov V.V., Irkhin V.Yu., Semiannikova A.A. Unusual Kinetic Properties of Usual Heusler Alloys // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2022. V. 35. P. 2153–2168.
13. Chatterjee S., Chatterjee S., Giri S., Majumdar S. Transport properties of Heusler compounds and alloys // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2022. V. 34. P. 013001.
14. Gavrikov I., Seredina M., Zheleznyy M., Shchetinin I., Karpenkov D., Bogach A., Chatterjee R., Khovaylo V. Magnetic and transport properties of  $Mn_2FeAl$  // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. V. 478. P. 55.
15. Dash S., Lukoyanov A.V., Nancy, Mishra D., Mohammed Rasi U.P., Gangineni R.B., Vasundhara M., Patra A.K. Structural stability and magnetic properties of  $Mn_2FeAl$  alloy with a  $\beta$ -Mn structure // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 513. P. 167205.
16. Irkhin V.Yu., Skryabin Yu.N. Two-band model and RVB-type states: Application to Kondo lattices, pyrochlores and Mn-based systems // *Physica B.* 2022. V. 633. P. 413780.
17. Jamer M.E., Wang Y.J., Stephen G.M., McDonald I.J., Grutter A.J., Sterbinsky G.E., Arena D.A., Borchers J.A., Kirby B.J., Lewis L.H., Barbiellini B., Bansil A., Heiman D. Compensated Ferrimagnetism in the Zero-Moment Heusler Alloy  $Mn_3Al$  // *Phys. Rev. Appl.* 2017. V. 7. P. 064036.
18. Марченков В.В., Ирхин В.Ю., Перевозчикова Ю.А., Терентьев П.Б., Семьянникова А.А., Марченкова Е.Б., Еистерер М. Кинетические свойства и полуметаллический магнетизм в сплавах Гейслера  $Mn_2YAl$  // *ЖЭТФ.* 2019. Т. 155(6). С. 1083.
19. Aryal A., Bakkar S., Samassekou H., Pandey S., Dubenko I., Stadler Sh., Ali N., Mazumdar D.  $Mn_2FeSi$ : An antiferromagnetic inverse-Heusler alloy // *J. Alloys Compd.* 2020. V. 823. P. 153770.
20. Takatsu H., Yoshizawa H., Yonezawa S., Maeno Y. Critical behavior of the metallic triangular-lattice Heisenberg antiferromagnet  $PdCrO_2$  // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 79. P. 104424.
21. Komleva E.V., Irkhin V.Yu., Solovyev I.V., Katsnelson M.I., Streltsov S.V. Unconventional magnetism and electronic state in the frustrated layered system  $PdCrO_2$  // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. P. 174438.
22. Kostenko M.G., Lukoyanov A.V. Magnetic properties and electronic structure of Mn–Al alloys in the  $\beta$ -Mn structure // *J. Magn. Magn. Mater.* 2022. V. 542. P. 168600.
23. Князев Ю.В., Лукоянов А.В., Кузьмин Ю.И., Даш Ш., Патра А.К., Васундхара М. Электронная структура и спектральные характеристики соединения  $Mn_3Al$  // *ФММ.* 2021. Т. 122. С. 1026.
24. Wollmann L., Chadov S., Kübler J., Felser C. Magnetism in cubic manganese-rich Heusler compounds // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. P. 214420.
25. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.
26. Коуров Н.И., Пушин В.Г., Королев А.В., Марченков В.В., Марченкова Е.Б., Казанцев В.А., Вебер Н.В. Влияние интенсивной пластической деформации кручением на свойства и структуру сплавов  $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$  и  $Ni_{54}Mn_{20}Fe_1Ga_{25}$  // *ФТТ.* 2011. Т. 53(1). С. 89–96.