

Низкотемпературные свойства магнитных сплавов

$\text{Ni}_{50+x}\text{Mn}_{25-x+y}\text{Ga}_{25-y}$ с эффектом памяти формы

© Н.И. Коуров, В.В. Марченков, В.Г. Пушин, А.В. Королев, Е.Б. Марченкова, Н.В. Weber*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

* Atomic Institute of the Austrian Universities,

A-1020 Vienna, Austria

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 14 марта 2008 г.)

Исследовано влияние атомного разупорядочения и отклонения от стехиометрического состава Ni_2MnGa на низкотемпературные свойства сплавов с магнитоуправляемыми эффектами памяти формы. Обсуждаются особенности магнитных, гальваномагнитных и электрических свойств сплавов с магнитоуправляемыми эффектами памяти формы. Обсуждаются особенности магнитных, гальваномагнитных и электрических свойств сплавов $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25}\text{Ga}_{25}$, $\text{Ni}_{54}\text{Mn}_{21}\text{Ga}_{25}$, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28.5}\text{Ga}_{21.5}$ в интервалах температур $2 \leq T \leq 80$ К и магнитных полей $H \leq 12$ МА/м.

Работа выполнена по плану РАН (темы № г.р. 01.2.006 13395 и г.р. 01.2.006 13392), при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-03-9606) и Минобрнауки РФ (контракты № 02.51311.3053 и 02.513.11.3197). Один из авторов (В.В.М.) благодарит Австрийскую академию наук за финансовую поддержку.

PACS: 62.20.F-, 75.30.Kz, 75.80.+q, 81.30.Kf

1. Введение

В последние годы большой интерес вызывает исследование сплавов на основе стехиометрического состава Ni_2MnGa с управляемыми магнитным полем эффектами памяти формы. При этом наибольшее внимание уделяется выявлению особенностей их тепловых, магнитных и структурных свойств. Исследования проводятся с целью получения материалов с наилучшими функциональными свойствами: высокой обратимой магнитодеформацией, большими значениями магнитокалорического эффекта, температурами мартенситного T_M и магнитного T_C фазовых переходов, близкими к комнатной. В значительной мере целенаправленный поиск таких материалов требует знания их электронных характеристик.

В настоящей работе наряду с данными о кристаллической структуре представлены результаты исследований магнитных, гальваномагнитных (эффект Холла, магнитосопротивление) и электрических свойств в области низких температур $T \ll [T_M \text{ и } T_C]$ для трех сплавов $\text{Ni}_{50+x}\text{Mn}_{25-x+y}\text{Ga}_{25-y}$, с $x = 0$, $y = 0$; $x = 4$, $y = 0$ и $x = 0$, $y = 3.5$. Выбор концентраций компонентов определялся соображениями наиболее сильного их влияния на магнитные и электронные параметры сплавов [1–6]. В работе рассматриваются также изменения кристаллической структуры и особенностей низкотемпературных свойств сплавов при их атомном разупорядочении.

Сплавы $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25}\text{Ga}_{25}$ и $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28.5}\text{Ga}_{21.5}$ были приготовлены индукционной плавкой в атмосфере аргона. Затем поликристаллические слитки гомогенизировались при температурах 1073–1173 К в течение 6–30 ч. Способ приготовления и структура сплава $\text{Ni}_{51}\text{Mn}_{21}\text{Ga}_{25}$ описаны в [1–5]. Атомное разупря-

дочение всех сплавов достигалось путем последующей сверхбыстрой (со скоростью $\sim 10^4\text{--}10^5$ К/с) закалки жидкой струи расплава (БЗР) на вращающийся медный диск. Аттестация кристаллической структуры производилась методами просвечивающей электронной спектроскопии высокого разрешения на микроскопах JEM-200 CX и CM-30, а также с помощью рентгеновского дифрактометра типа ДРОН. Магнитные свойства исследовались на установке для измерения физических свойств MPMS-9 фирмы Quantum Design в магнитных полях $H \leq 7$ МА/м. Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = [\rho(T, H) - \rho(T, 0)]/\rho(T, 0)$ измерялись потенциометрическим способом в интервале $4 < T < 80$ К при $H = 0$ и 8 МА/м. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(H)$ и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(H)$ определялись при $T = 4.2$ и $H \leq 12$ МА/м.

2. Кристаллическая структура

Электронно-микроскопическое и рентгенодифракционное исследование показывают, что рассматриваемые сплавы в исходном (литом) состоянии и после разупорядочения методом БЗР при повышенных температурах $T > T_M$ имеют аустенитную мелкозернистую структуру типа $L2_1$. Средний размер зерна в быстрозакаленных сплавах $\sim 0.5 \mu\text{m}$, что на три порядка величины меньше, чем в исходных литых сплавах. Кроме того, в образцах, полученных в результате БЗР, наблюдается несколько повышенная плотность дислокаций и вакансий. Используемый нами метод сверхбыстрой закалки не приводит к формированию в образцах однородного аморфного состояния, подобного тому, о котором сообщается в [7].

При охлаждении в окрестности температуры T_M сплавы испытывают мартенситное превращение. При этом пластины тетрагонального мартенсита имеют пятислойную модулированную структуру $5M$ [2,3]. Дальнейшее охлаждение сплавов ниже T_M сопровождается мартенсит-мартенситным переходом $5M \rightarrow 7M$. При низких температурах $T \ll [T_M \text{ и } T_C]$ сплавы обладают субструктурой мартенситной $7M$ -фазы, которая характеризуется пакетным строением попарно двойникованных кристаллов, содержащих тонкие нанодвойники или дефекты упаковки [1–6]. Последние определяют появление экстрарефлексов на эквидистантных расстояниях, соответствующих длиннопериодной $7M$ -структуре. Кроме того, в образцах ниже температуры первого мартенситного превращения T_M наблюдаются недвойникованные пластинчатые кристаллы тетрагонального ($c/a = 1.2$) мартенсита (HM -мартенсит).

Рентгеноструктурный анализ в целом подтверждает последовательность мартенситных превращений по схеме $L2_1 \rightarrow 5M + HM \rightarrow 7M + HM$, характерной для литых и быстрозакаленных сплавов на основе Ni_2MnGa .

3. Электрические свойства

Результаты измерений электросопротивления сплавов $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$ с $x = 0, y = 0$; $x = 4, y = 0$ и $x = 0, y = 3.5$ в исходном (литом) состоянии и после сверхбыстрой закалки образцов, полученные в нулевом магнитном поле при температурах $4.2 \leq T \leq 80$ К, показаны на рис. 1. Как видно из этого рисунка и данных табл. 1, во всем исследованном интервале температур зависимости $\rho(T)$ рассматриваемых сплавов в пределах погрешности измерений описываются выражением, характерным для ферромагнитных металлов [8],

$$\rho = \rho_0 + aT + bT^2. \quad (1)$$

В (1) ρ_0 — остаточное сопротивление, характеризующее рассеяние носителей заряда на неоднородностях

Таблица 1. Коэффициенты в температурных зависимостях электросопротивления исследованных сплавов

Сплав		H , МА/м	$\rho_0 \cdot 10^4$, $\Omega \cdot m$	$a \cdot 10^6$, $\Omega \cdot m/K$	$b \cdot 10^8$, $\Omega \cdot m/K^2$
$Ni_{50}Mn_{25}Ga_{25}$	Исходный	0	12.03	-0.786	5.2
		8	11.77	-0.65	4.764
	БЗР	0	51.15	-0.639	5.8
8		42.23	-0.473	7.9	
$Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$	Исходный	0	21.26	-2.594	19.38
		8	20.74	-3.205	18.74
	БЗР	0	66.3	4.637	11.9
8		59.2	1.27	11.24	
$Ni_{50}Mn_{28.5}Ga_{21.5}$	Исходный	0	37.95	1.68	5.18
		8	37.48	1.945	4.403
	БЗР	0	68.83	1.892	8.185
8		65.78	2.471	5.218	

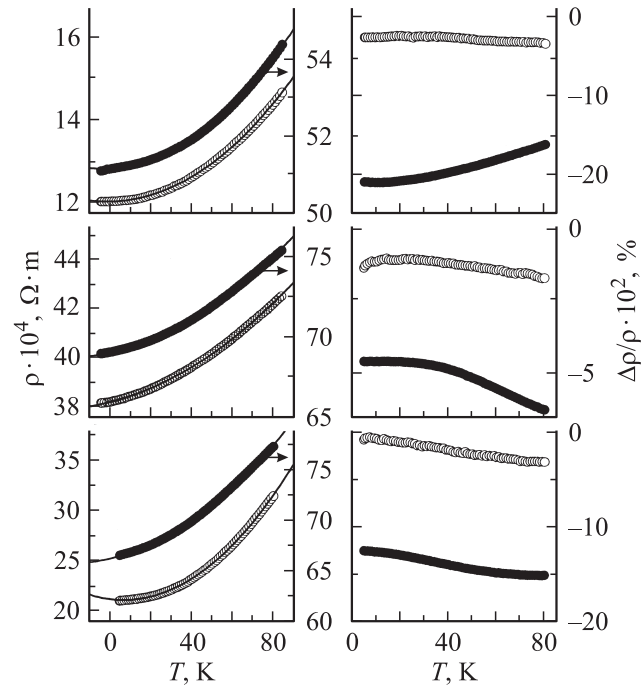


Рис. 1. Электросопротивление и магнитосопротивление сплавов $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$ в зависимости от температуры. В верхней части приведены экспериментальные данные для сплава $Ni_{50}Mn_{25}Ga_{25}$, в средней — для сплава $Ni_{50}Mn_{28.5}Ga_{21.5}$, в нижней — для сплава $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$. Светлые символы — данные для исходных (литых) сплавов, темные — для быстрозакаленных сплавов. Сплошные линии — результат описания зависимостей $\rho(T)$ согласно выражению (1).

кулоновского потенциала. Отклонение состава сплавов от стехиометрического приводит к возрастанию ρ_0 практически в 2 раза при замещении сильномагнитных атомов Mn слабомагнитными атомами Ni и примерно в 3 раза, когда избыточные атомы Mn замещают немагнитные атомы Ga.¹ Аналогичное увеличение ρ_0 наблюдается и при атомном разупорядочении исследованных сплавов методом БЗР (табл. 1). Измерения $\rho(T)$, проведенные при $H = 8$ МА/м, показывают более сильное изменение ρ_0 в магнитном поле для быстрозакаленных сплавов. Из всех этих экспериментальных данных следует, что величина ρ_0 в исследованных сплавах в основном зависит от неоднородности их магнитной подсистемы.

Очевидно, что коэффициент b в формуле (1) определяется прежде всего механизмом электрон-электронного рассеяния, усиленного за счет переходов из s - в d -зону. Однако величина коэффициента b в рассматриваемых сплавах более чем на порядок превышает его значения, обычно наблюдаемые в переходных металлах [10]. При этом наибольшие значения коэффициента b обнаружены в сплавах с избытком никеля $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$. В определенной степени квадратичная температурная зависимость сопротивления может быть связана с

¹ Согласно [9], атомные моменты компонентов исследованных сплавов равны соответственно: $\mu_{Mn} = 3.44 \mu_B$, $\mu_{Ni} = 0.29 \mu_B$, $\mu_{Ga} \sim 0$.

Таблица 2. Состав и магнитные свойства исследованных сплавов

Сплав		J_S , A · m ² /kg	$\chi_P \cdot 10^6$, m ³ /kg	$R_0 \cdot 10^{14}$, m ³ /A · s	$R_S \cdot 10^{13}$, m ³ /A · s
Ni ₅₀ Mn ₂₅ Ga ₂₅	Исходный	90.1	0.466	-2.9	2.67
	БЗР	83.8	0.518	-9.16	12.7
Ni ₅₄ Mn ₂₁ Ga ₂₅	Исходный	81.6	0.351	0.31	-1.56
	БЗР	55.9	0.779	-3.49	3.52
Ni ₅₀ Mn _{28.5} Ga _{21.5}	Исходный	86	0.26	-3.49	8.35
	БЗР	75.3	0.704	-0.054	-1.3

электрон-магнонным рассеянием, как это было установлено для ферромагнитных переходных металлов, например, в [11]. На это, в частности, указывает экспериментальный факт понижения величины коэффициента b в магнитном поле практически для всех исследованных сплавов (табл. 1).

Природа линейной по температуре составляющей в (1) рассматривалась многими исследователями как теоретически, так и экспериментально [8]. В нашем случае необычным является то, что коэффициент a в формуле (1) для стехиометрического Ni₅₀Mn₂₅Ga₂₅ и нестехиометрического исходного Ni₅₄Mn₂₁Ga₂₅ сплавов имеет отрицательный знак. Однако атомное разупорядочение сплава Ni₅₄Mn₂₁Ga₂₅ сопровождается сменой знака коэффициента a на положительный. Для быстрозакаленного сплава Ni₅₄Mn₂₁Ga₂₅ и нестехиометрического сплава Ni₅₀Mn_{28.5}Ga_{21.5} (как в быстрозакаленном, так и в исходном состоянии) коэффициент $a > 0$. Разные знаки коэффициента a возможны, если он обусловлен механизмом рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах. В этом случае величина и знак коэффициента a зависят от вида закона дисперсии для электронов проводимости. Обнаруженное изменение знака коэффициента a свидетельствует о существенной перестройке электронного спектра в окрестности уровня Ферми в зависимости от концентрации компонентов и в результате атомного разупорядочения исследованных магнитных сплавов.

Необходимо отметить, что зависимости $\rho(T)$ нестехиометрического сплава Ni₅₀Mn_{28.5}Ga_{21.5} в области наиболее низких температур ($T < 40 \text{ K} \ll [T_M \text{ и } T_C]$) в пределах погрешности измерений могут быть описаны также выражением

$$\rho = \rho_0 + cT^{3/2}. \quad (2)$$

Существование такого вида температурной зависимости сопротивления для ферромагнитных сплавов переходных металлов обычно связывают с рассеянием электронов проводимости на тепловых возбуждениях, возникающих внутри доменных границ [8]. Однако результаты измерения $\rho(T)$ во внешнем магнитном поле, когда в сплаве Ni₅₀Mn_{28.5}Ga_{21.5} доменные границы исчезают, показывают незначительное изменение коэффициента

при $T^{3/2}$. Кроме того, зависимость (2) не выполняется для других исследованных нами сплавов. Отсюда можно заключить, что вклад в $\rho(T)$, обусловленный рассеянием электронов проводимости на спиновых волнах, возникающих внутри границ доменов, в рассматриваемом случае является незначительным.

Слабое влияние внешнего магнитного поля на вид температурных зависимостей сопротивления данных сплавов указывает также на то, что значения коэффициентов a и b в выражении (1) определяются прежде всего параметрами их электронной зонной структуры вблизи поверхности Ферми. Скорее всего, для коэффициента a действительно основным является механизм, учитывающий рассеяние носителей тока на спиновых волнах, когда в зависимости от вида закона дисперсии электронов может изменяться даже знак коэффициента a [8]. Соответственно коэффициент b в основном обусловлен рассеянием на статических и динамических неоднородностях сплавов, сопровождаемым перебросами s -электронов проводимости в d -зону.

4. Магнитные и гальваномагнитные свойства

Полевые зависимости магнитных и гальваномагнитных свойств исследованных сплавов Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y} с $x = 0, y = 0; x = 4, y = 0$ и $x = 0, y = 3.5$, измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$, приведены на рис. 2–4. Видно, что намагниченность для всех образцов при $H \geq 2 \text{ MA/m}$ становится практически линейной функцией магнитного поля, т.е. выходит в область „псевдопарапроцесса“, когда справедливо соотношение

$$J(H) = J_S + \chi_P H. \quad (3)$$

Это дает возможность определить спонтанную намагниченность J_S и магнитную восприимчивость χ_P , которые необходимы для анализа гальваномагнитных свойств сплавов. Из данных табл. 2 следует, что величина J_S при отклонении состава сплавов от стехиометрического уменьшается, но незначительно. При замене сильномагнитного марганца менее магнитным никелем это естественно ожидать. Однако при замене немагнитного

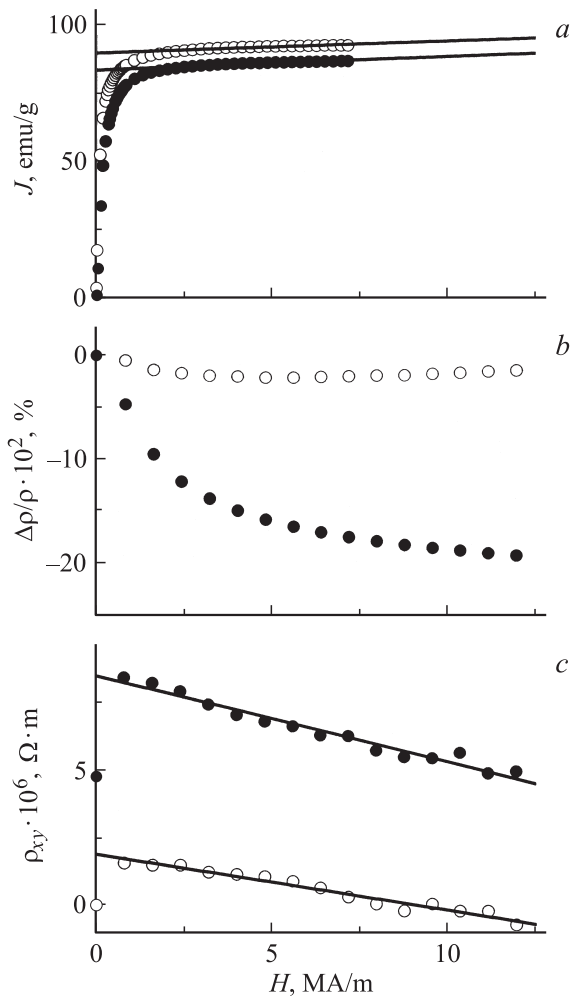


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности (а), магнитосопротивления (b) и холловского сопротивления (с) для сплава Ni₅₀Mn₂₅Ga₂₅ при T ~ 4.2 К. Светлые символы — данные для исходных (литых) сплавов, темные — для сплавов после сверхбыстрой закалки. Сплошные линии — результат обработки экспериментальных данных согласно выражениям (3) и (5).

галлия сильномагнитным марганцем уменьшение J_S , по-видимому, можно объяснить только появлением в сплаве фрустрированных обменных связей, приводящих к антиферромагнитному упорядочению моменов отдельных атомов марганца, расположенных в позициях галлия. Скорее всего, по этой же причине спонтанная намагниченность уменьшается и при атомном разупорядочении рассматриваемых сплавов в результате их закалки методом БЗР. Соответственно при отклонении состава сплавов от стехиометрического и при их атомном разупорядочении наблюдается возрастание восприимчивости псевдопарапроцесса, а также уменьшение J_S (табл. 2).

Как следует из рис. 2–4, полевые зависимости магнитосопротивления исследованных сплавов, измеренные при T = 4.2 К в условиях $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ ² (поперечное магнитосопротивление), имеют обычный для ферромагнетиков

вид. В области псевдопарапроцесса ($H > 2$ MA/m) зависимости $\Delta\rho/\rho(H)$ описываются линейно-квадратичными функциями практически для всех сплавов, так как с учетом (3) имеем [8]

$$\Delta\rho/\rho = J_S^2 - J^2 = -2\chi_P J_S H - \chi_P^2 H^2. \quad (4)$$

Исключением является только поведение $\Delta\rho/\rho(H)$ в исходных (литых) сплавах Ni₅₀Mn₂₁Ga₂₅ и Ni₅₄Mn₂₁Ga₂₅, имеющих достаточно низкое сопротивление (табл. 1). В них кроме отрицательной магнитной составляющей становится существенным положительный по знаку вклад в магнитосопротивление, связанный с лоренцевским закручиванием электронов проводимости в поле. Из рис. 1 следует, что в большинстве рассматриваемых случаев с ростом температуры отрицательная величина $\Delta\rho/\rho(T)$ возрастает, что естественно ожидать из-за подавления лоренцевской добавки вследствие увеличения сопротивления образцов.

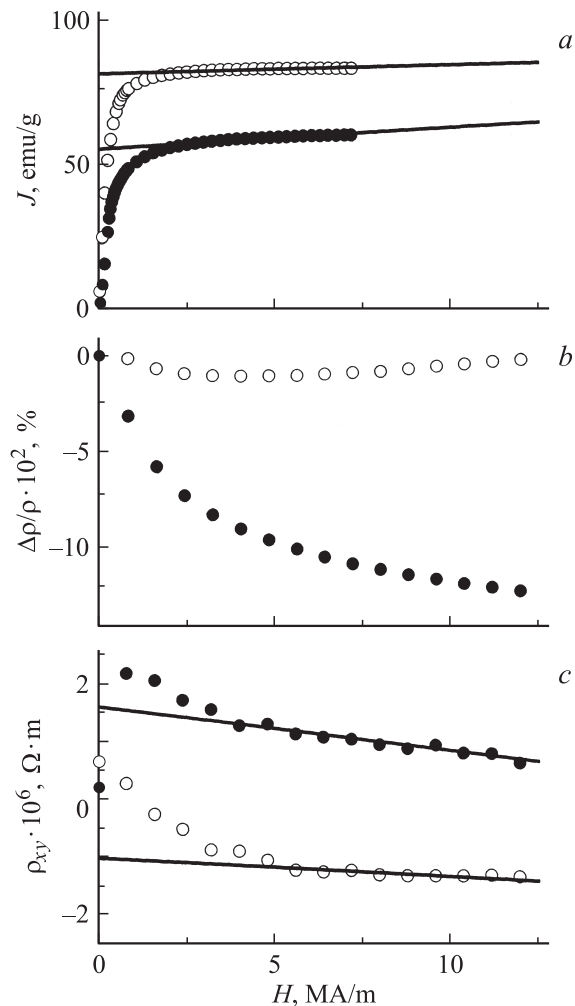


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности (а), магнитосопротивления (b) и холловского сопротивления (с) для сплава Ni₅₄Mn₂₁Ga₂₅ при T ~ 4.2 К. Обозначения те же, что для рис. 2.

² Здесь \mathbf{H} и \mathbf{j} — векторы магнитного поля и электрического тока.

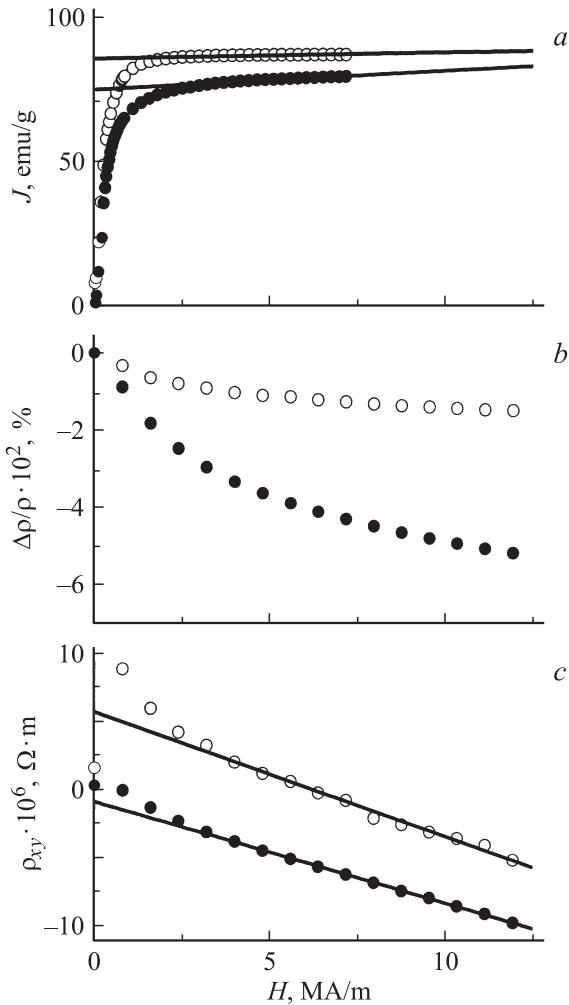


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности (а), магнитосопротивления (b) и холловского сопротивления (с) для сплава $Ni_{50}Mn_{28.5}Ga_{21.5}$ при $T \sim 4.2$ К. Обозначения те же, что для рис. 2.

Поведение холловского сопротивления в зависимости от магнитного поля $\rho_{xy}(H)$ демонстрируется на рис. 2–4. Известно [8], что эффект Холла переходных металлов определяется двумя эффектами разной природы. Первый, нормальный эффект Холла связан с силой Лоренца. Второй, аномальный (спонтанный) эффект Холла обусловлен спин-орбитальной связью, которая в двухзонной $s-d$ -модели может определяться как „собственным“ $s-s$ -взаимодействием, так и „несобственным“ взаимодействием s -спина с d -орбитой. Первый эффект в основном зависит от особенностей электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F , а поэтому обычно слабо изменяется с температурой и в магнитном поле. Второй эффект, наоборот, во многом определяется механизмами рассеяния электронов проводимости и поэтому имеет достаточно сильную температурную зависимость. Каждая холловская составляющая характеризуется своим коэффициентом: нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла.

Для описания эффекта Холла магнетиков, как правило, используют стандартное выражение [8]

$$\rho_{xy} = R_0 B + 4\pi R_S J = R_0^* H + R_S^* J_S, \quad (5)$$

где $B = H + (4\pi - N)J$ — индукция в образце, N — его размагничивающий фактор. С учетом размеров образцов в форме параллелепипеда $\sim (3 \times 10 \times 0.2)$ mm, используемых в данной работе при измерении эффекта Холла, имеем величину $N \sim 12$. Из экспериментальных зависимостей $\rho_{xy}(H)$, линейных в области парапроцесса, определяются величины: при экстраполяции на нулевое поле $4\pi[R_S + (1 - N/4\pi)R_0]J_S$, а из наклона $R_0^* = R_0 + 4\pi\chi_p R_S$. Имея из данных по намагниченности значения J_S и χ_p , получаем истинные коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла.

Согласно теории кинетический явлений металлов (см., например, [8]), в одноэлектронном приближении

$$R_0 = 1/nec,$$

а с учетом двух типов холловских носителей (электронов e и дырок h)

$$R_0 = (n_h\mu_h^2 - n_e\mu_e^2)(n_h\nu_h + n_e\mu_e). \quad (6a)$$

Здесь e и c — мировые константы, n_i — число соответствующих носителей в единице объема, а μ_i — их подвижности. При низких температурах, которые рассматриваются в данном случае, определяющим можно считать механизм рассеяния электронов проводимости на неоднородностях магнитной подсистемы, а следовательно [8],

$$R_S = \pm \frac{\lambda_{\text{eff}} \rho_m}{E_F J_S}, \quad (6b)$$

где знаки $+$ и $-$ соответствуют дырочной и электронной проводимости, λ_{eff} — константа спин-орбитальной связи, а ρ_m — магнитная составляющая сопротивления, в данном случае, по существу, определяющая величину ρ_0 .

Из рис. 2–4 видно, что при $H > 3$ MA/m холловское сопротивление исследованных сплавов является практически линейной функцией магнитного поля. Причина наблюдаемого изменения наклона зависимостей $\rho_{xy}(H)$ при $H < 3$ MA/m естественно связать с дополнительной добавкой в константу аномального эффекта Холла из-за изменения величин ρ_m и R_S в магнитном поле вследствие отсутствия полного магнитного насыщения, как это рассматривалось, например, в [12]. В табл. 2 приведены оценки значений нормального и аномального коэффициентов Холла, полученные при $H > 3$ MA/m согласно (5). Видно, что определенные указанным способом коэффициенты нормального эффекта Холла имеют обычные для переходных металлов значения. Практически для всех исследованных сплавов коэффициент R_0 имеет отрицательный знак. Только для сплава $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$ в исходном (литом) состоянии экспериментально определенный коэффициент $R_0 > 0$, а в случае быстрозакаленного сплава $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$

нормальный эффект Холла близок к нулю. Согласно (6), можно заключить, что основными носителями тока в данных сплавах являются s -электроны. Это согласуется с выводами, которые следуют из результатов измерений термоэдс исследованных сплавов [1].

Согласно данным табл. 2, константы аномального эффекта Холла R_S по абсолютной величине на один-два порядка больше констант нормального эффекта Холла R_0 . Следовательно, эффект Холла в исследованных ферромагнитных сплавах в основном определяется его аномальной составляющей. Знак коэффициента R_S практически для всех сплавов противоположен знаку коэффициента R_0 . При учете выражения (6) разные знаки коэффициентов R_0 и R_S естественно связать со знаком константы спин-орбитальной связи λ_{eff} .

5. Заключение

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при отклонении состава сплавов от стехиометрического $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25}\text{Ga}_{25}$ путем замены как сильномагнитных атомов марганца слабомагнитными атомами никеля, так и немагнитных атомов галлия магнитными атомами марганца наряду с повышением температурного интервала мартенситных переходов наблюдается усиление структурной и магнитной неоднородности сплавов. Аналогичные изменения происходят и в сплавах, разупорядоченных методом БЗР. Однако в области низких температур во всех исследованных сплавах сохраняются длиннопериодная кристаллическая структура типа $7M$ и ферромагнитный дальний порядок.

Отклонение состава сплавов от стехиометрического $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25}\text{Ga}_{25}$ и их последующая сверхбыстрая закалка приводят к уменьшению спонтанной намагниченности и возрастанию магнитной восприимчивости, измеренной в сильных магнитных полях. Увеличение структурного и особенно магнитного беспорядка сопровождается ростом остаточного сопротивления и существенным изменением температурно-зависимой части $\rho(T)$. Температурная зависимость сопротивления сплавов определяется двумя составляющими, обусловленными механизмами электронно-электронного рассеяния и рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах.

Магнитосопротивление также определяется двумя вкладками: положительным из-за лоренцевского закручивания электронов проводимости и отрицательным из-за упорядочения спиновых неоднородностей в магнитном поле. Причем последний вклад в магнитосопротивление является основным. Изменение величины и знаков коэффициента R_0 , а также температурно-зависимых составляющих сопротивления при отклонении состава сплавов от стехиометрического и при их атомном разупорядочении связано с перестройкой электронной зонной структуры. Поведение аномального эффекта Холла обусловлено изменениями как магнитной составляющей сопротивления и намагниченности, так и константы спин-орбитальной связи.

Список литературы

- [1] V.V. Khovailo, K. Oikawa, C. Wedel, T. Tagagi, T. Abe, K. Sugiyama. *J. Phys.: Cond. Matter* **16**, 1951 (2004).
- [2] Н.И. Коуров, А.В. Королев, В.Г. Пушин, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, В.В. Ховайло. *ФММ* **99**, 38 (2005).
- [3] В.Г. Пушин, Н.И. Коуров, А.В. Королев, В.А. Казанцев, Л.И. Юрченко, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, В.В. Ховайло. *ФММ* **99**, 64 (2005).
- [4] Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, Ю.В. Князев, А.В. Королев. *ФТТ* **49**, 1690 (2007).
- [5] Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, А.В. Королев, В.А. Казанцев, А.Г. Попов, Е.Б. Белозеров, Е.Б. Марченкова. *Тр. Первого Междунар. симп. „Плавление и кристаллизация металлов и сплавов“*. Ростов н/Д (2008). С. 102.
- [6] А.Г. Попов, Е.Б. Белозеров, В.В. Сагарадзе, Н.Л. Печеркина, И.Г. Кабанова, В.С. Гавико, В.И. Храбров. *ФММ* **102**, 152 (2006).
- [7] J.Y. Rhee, Y.V. Kudryavtsev, J. Dudowik, Y.P. Lee. *J. Appl. Phys.* **93**, 5527 (2003).
- [8] С.В. Вонсовский. *Магнетизм*. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [9] S. Fujii, S. Ishida, S. Asano. *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 3657 (1989).
- [10] M.J. Rice. *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1439 (1968).
- [11] Е.А. Туров. *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **19**, 474 (1955).
- [12] Е.И. Кондорский. *ЖЭТФ* **48**, 506 (1965).