

# 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. Пушкин, 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  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  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  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  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

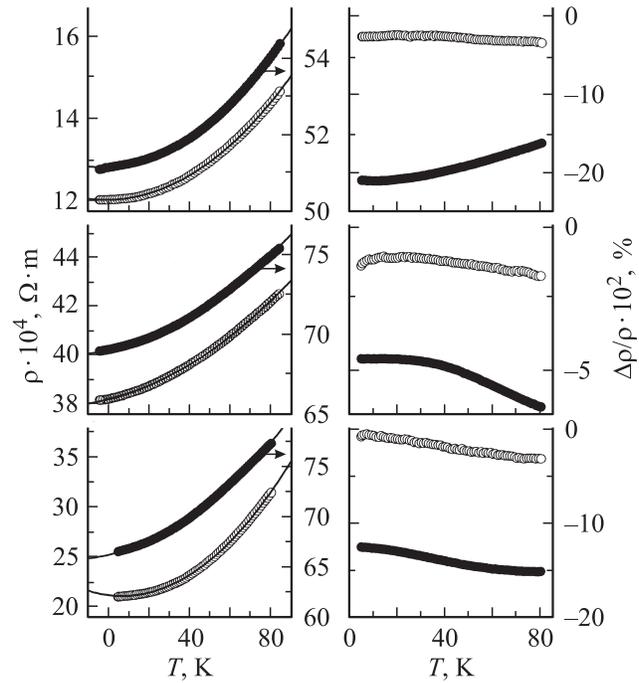
Результаты измерений электросопротивления сплавов  $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$  с  $x = 0, y = 0$ ;  $x = 4, y = 0$  и  $x = 0, y = 3.5$  в исходном (литом) состоянии и после сверхбыстрой закалки образцов, полученные в нулевом магнитном поле при температурах  $4.2 \leq T \leq 80$  К, показаны на 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)  $\rho_0$  — 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  $\rho_0$  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.<sup>1</sup> Аналогичное увеличение  $\rho_0$  наблюдается и при атомном разупорядочении исследованных сплавов методом БЗР (табл. 1). Измерения  $\rho(T)$ , проведенные при  $H = 8$  МА/м, показывают более сильное изменение  $\rho_0$  в магнитном поле для быстрозакаленных сплавов. Из всех этих экспериментальных данных следует, что величина  $\rho_0$  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

<sup>1</sup> 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		$J_S$ , А · м <sup>2</sup> /кг	$\chi_P \cdot 10^6$ , м <sup>3</sup> /кг	$R_0 \cdot 10^{14}$ , м <sup>3</sup> /А · с	$R_S \cdot 10^{13}$ , м <sup>3</sup> /А · с
Ni <sub>50</sub> Mn <sub>25</sub> Ga <sub>25</sub>	Исходный	90.1	0.466	-2.9	2.67
	БЗР	83.8	0.518	-9.16	12.7
Ni <sub>54</sub> Mn <sub>21</sub> Ga <sub>25</sub>	Исходный	81.6	0.351	0.31	-1.56
	БЗР	55.9	0.779	-3.49	3.52
Ni <sub>50</sub> Mn <sub>28.5</sub> Ga <sub>21.5</sub>	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 Ni<sub>50</sub>Mn<sub>25</sub>Ga<sub>25</sub> и нестехиометрического исходного Ni<sub>54</sub>Mn<sub>21</sub>Ga<sub>25</sub> сплавов имеет отрицательный знак. Однако атомное разупорядочение сплава Ni<sub>54</sub>Mn<sub>21</sub>Ga<sub>25</sub> сопровождается сменой знака коэффициента  $a$  на положительный. Для быстрозакаленного сплава Ni<sub>54</sub>Mn<sub>21</sub>Ga<sub>25</sub> и нестехиометрического сплава Ni<sub>50</sub>Mn<sub>28.5</sub>Ga<sub>21.5</sub> (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 Ni<sub>50</sub>Mn<sub>28.5</sub>Ga<sub>21.5</sub> в области наиболее низких температур ( $T < 40 \text{ К} \ll [T_M \text{ и } T_C]$ ) 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 Ni<sub>50</sub>Mn<sub>28.5</sub>Ga<sub>21.5</sub> 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.

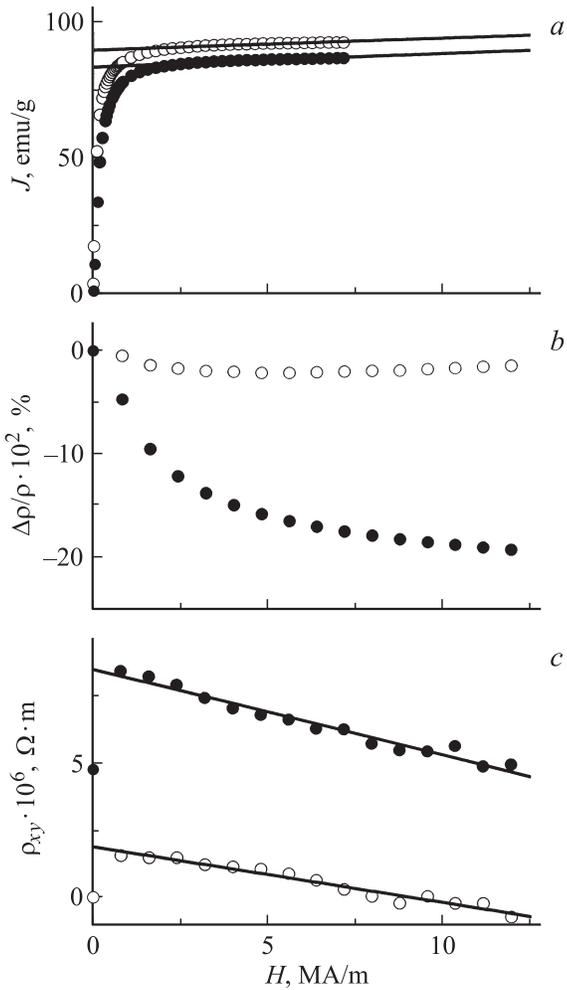
Слабое влияние внешнего магнитного поля на вид температурных зависимостей сопротивления данных сплавов указывает также на то, что значения коэффициентов  $a$  и  $b$  в выражении (1) определяются прежде всего параметрами их электронной зонной структуры вблизи поверхности Ферми. Скорее всего, для коэффициента  $a$  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 перебросом  $s$ -электронов проводимости в  $d$ -зону.

#### 4. Магнитные и гальваномагнитные свойства

Полевые зависимости магнитных и гальваномагнитных свойств исследованных сплавов Ni<sub>50+x</sub>Mn<sub>25-x+y</sub>Ga<sub>25-y</sub> с  $x = 0, y = 0; x = 4, y = 0$  и  $x = 0, y = 3.5$ , измеренные при  $T = 4.2 \text{ К}$ , приведены на рис. 2–4. Видно, что намагниченность для всех образцов при  $H \geq 2 \text{ МА/м}$  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  $\chi_P$ , 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  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25}\text{Ga}_{25}$  при  $T \sim 4.2$  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).

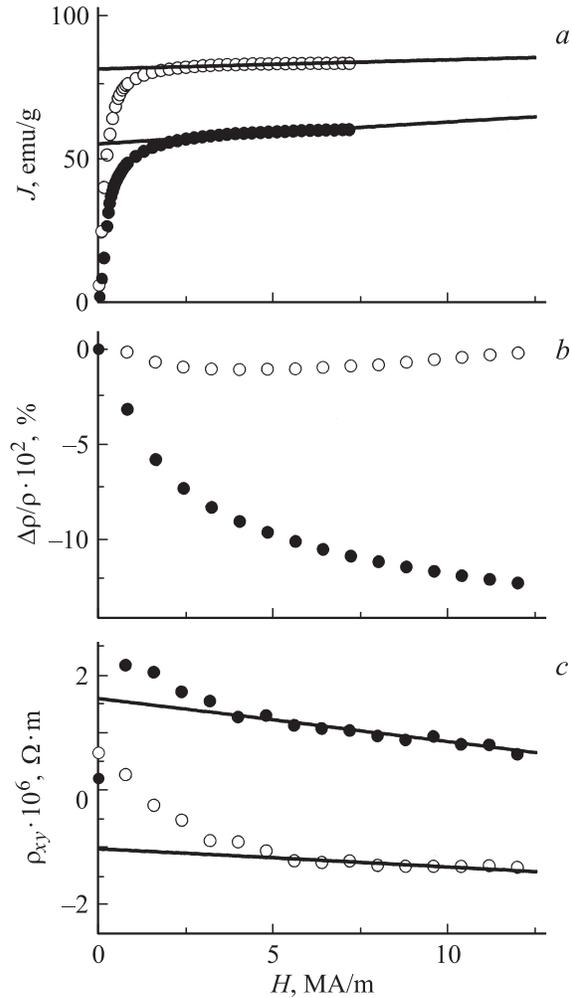
Как следует из рис. 2–4, полевые зависимости магнитосопротивления исследованных сплавов, измеренные при  $T = 4.2$  К в условиях  $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ <sup>2</sup> (поперечное магнитосопротивление), имеют обычный для ферромагнетиков

<sup>2</sup> Здесь  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{j}$  — векторы магнитного поля и электрического тока.

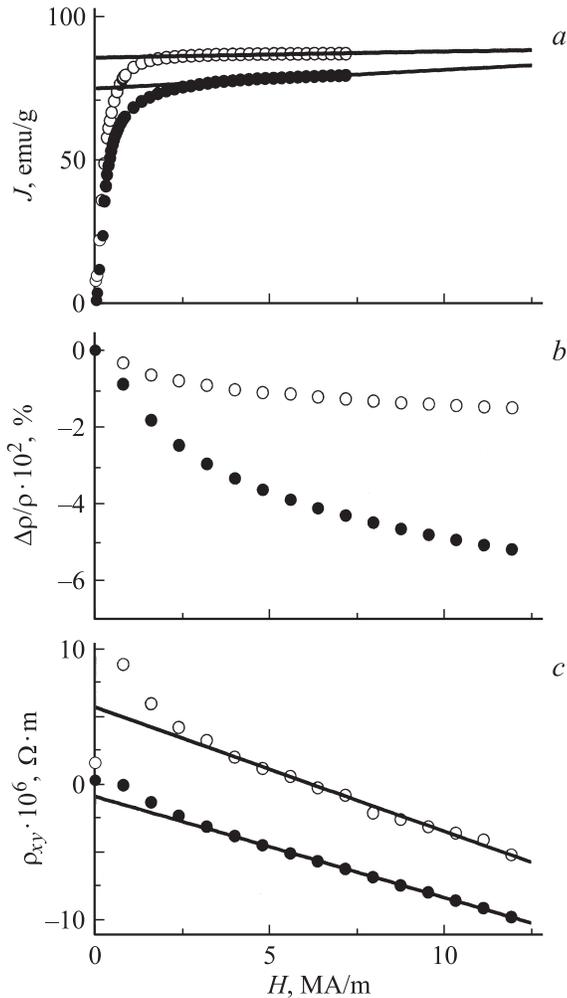
вид. В области псевдопарапроцесса ( $H > 2$  MA/m) зависимости  $\Delta\rho/\rho(H)$  описываются линейно-квадратичными функциями практически для всех сплавов, так как с учетом (3) имеем [8]

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

Исключением является только поведение  $\Delta\rho/\rho(H)$  в исходных (литых) сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{21}\text{Ga}_{25}$  и  $\text{Ni}_{54}\text{Mn}_{21}\text{Ga}_{25}$ , 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  $\text{Ni}_{54}\text{Mn}_{21}\text{Ga}_{25}$  при  $T \sim 4.2$  К. Обозначения те же, что для рис. 2.



**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  $\chi_p$ , 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  $h$ )

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

Здесь  $e$  и  $c$  — мировые константы,  $n_i$  — число соответствующих носителей в единице объема, а  $\mu_i$  — 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,  $\lambda_{\text{eff}}$  — константа спин-орбитальной связи, а  $\rho_m$  — магнитная составляющая сопротивления, в данном случае, по существу, определяющая величину  $\rho_0$ .

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  $\rho_m$  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  $\lambda_{\text{eff}}$ .

## 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).