

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ НОРМАЛЬНОГО И АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТОВ ХОЛЛА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{Si}_x$ ПРИ МАРТЕНСИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

А. Б. Грановский<sup>a,\*</sup>, В. Н. Прудников<sup>a</sup>, А. П. Казаков<sup>a</sup>, А. П. Жуков<sup>b,c</sup>, И. С. Дубенко<sup>d</sup>

<sup>a</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Ikerbasque, Basque Foundation for Science  
48011, Bilbao, Spain*

<sup>c</sup> *Faculty of Chemistry, Basque Country University  
20080, San Sebastian, Spain*

<sup>d</sup> *Department of Physics, Southern Illinois University  
62901, Carbondale, IL, USA*

Поступила в редакцию 24 февраля 2012 г.

При  $T = 80\text{--}320$  К исследованы намагниченность, сопротивление, магнитосопротивление и сопротивление Холла сплавов Гейслера  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{Si}_x$  с  $x = 1.0, 3.0, 4.0$ , для которых мартенситное превращение происходит при  $T = 220\text{--}250$  К из высокотемпературной ферромагнитной аустенитной фазы в низкотемпературную мартенситную фазу с существенно меньшей намагниченностью. Предложен метод определения коэффициентов нормального и аномального эффектов Холла при наличии магнитосопротивления и возможной зависимости этих коэффициентов от намагниченности. Получено, что сопротивление образцов скачкообразно увеличивается при мартенситном переходе, в мартенситной фазе достигает значения  $150\text{--}200$  мкОм·см и практически не зависит от температуры. Коэффициент нормального эффекта Холла отрицателен, при  $T = 80$  К на порядок больше чем у никеля, монотонно уменьшается при повышении температуры, приближаясь к нулевому значению в аустенитной фазе, не испытывая резких изменений в окрестности мартенситного превращения. При  $x = 3$  в непосредственной окрестности мартенситного перехода обнаружен нелинейный по намагниченности нормальный эффект Холла. Температурная зависимость коэффициента аномального эффекта Холла как в мартенситной, так и в аустенитной фазе и особенно в окрестности мартенситного превращения не может быть описана в рамках механизмов асимметричного рассеяния, бокового смещения и механизма Карплюса–Латтинжера теории аномального эффекта Холла. Обсуждаются возможные причины такого поведения магнитотранспортных свойств в сплавах Гейслера.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Аномальный эффект Холла (АЭХ) в ферромагнетиках по праву считается одним из центральных среди магнитотранспортных явлений [1–3]. В последние годы интерес к этому явлению непрерывно возрастает [3–6]. Это связано как с интенсивными исследованиями перспективного для спинтроники спинового эффекта Холла, имеющего с АЭХ общую природу и механизмы, так и с попытками пе-

реосмысления теории АЭХ [3] в новых терминах и с использованием новых теоретических схем. Однако, несмотря на более чем 130-летнюю историю изучения АЭХ, большинство вопросов относительно доминирующих механизмов АЭХ остается дискуссионным [3], особенно в случае высокорезистивных и неоднородных сплавов. В данной работе предпринята попытка определения коэффициента АЭХ в высокорезистивных сплавах Гейслера Ni–Mn–In–Si, испытывающих магнитоструктурный фазовый переход из высокотемпературной ферромагнитной аусте-

\*E-mail: granov@magn.ru

нитной фазы в низкотемпературную ферромагнитную мартенситную фазу, и показано, что современные теории АЭХ не описывают обнаруженные закономерности.

В разд. 2 дан краткий обзор механизмов АЭХ. Необходимость такого введения связана с тем, что авторам последних обзоров по теории АЭХ [3–6] остались незаслуженно неизвестны работы российских ученых, и с тем, что авторам настоящей работы трудно согласиться с рядом высказанных в этих обзорах утверждений. В конце разд. 2 анализируются имеющиеся разрозненные немногочисленные данные об АЭХ в сплавах Гейслера и мотивируется выбор образцов. В разд. 3 описана методика эксперимента и предложен метод определения коэффициентов нормального эффекта Холла (НЭХ) и коэффициента АЭХ, когда эти коэффициенты зависят от намагниченности либо за счет магнитосопротивления, либо за счет изменения электронной структуры при намагничивании. В разд. 4 приводятся результаты исследования структурных и магнитных свойств, сопротивления, магнитосопротивления, сопротивления Холла и коэффициентов НЭХ и АЭХ в сплавах Ni–Mn–In–Si и их анализ.

## 2. МЕХАНИЗМЫ АЭХ

Сопротивление Холла в ферромагнетиках  $\rho_H$  обычно представляется в виде суммы двух членов:

$$\rho_H = R_0 B_z + 4\pi R_s M_z, \quad (1)$$

где первый описывает нормальный эффект Холла (НЭХ), обусловленный действием силы Лоренца, а второй характеризует аномальный эффект Холла (АЭХ), связанный с действием спин-орбитального взаимодействия (СОВ),  $M_z$  — компонента намагниченности вдоль оси  $z$ ,  $B_z$  — компонента магнитной индукции,

$$B_z = H_z + 4\pi M_z(1 - N), \quad (2)$$

где  $0 \leq N \leq 1$  — размагничивающий фактор образца, а  $R_0$  и  $R_s$  называют константами НЭХ и АЭХ. По определению (1)

$$\begin{aligned} R_z &= \frac{\sigma_{xy}(M_z)}{4\pi M_z(\sigma_{xx} + \sigma_{xy})^2} \approx \frac{\sigma_{xy}(M_z)}{4\pi M_z} \rho^2, \\ R_0 &= \frac{\sigma_{xy}(B_z)}{B_z(\sigma_{xx} + \sigma_{xy})^2} \approx \frac{\sigma_{xy}(B_z)}{B_z} \rho^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\sigma_{xy}$  — недиагональная проводимость, как правило, много меньшая диагональной проводимости  $\sigma_{xx}$ ,

а  $\rho = 1/\sigma_{xx}$  — сопротивление. Подчеркнем, что НЭХ пропорционален магнитной индукции, а не, как указано в работе [3], напряженности магнитного поля, и поэтому и НЭХ может зависеть от намагниченности, если  $N < 1$ . Как показал Хирш [7], линейное по намагниченности второе слагаемое в (1) может быть не связанным с СОВ, а иметь в зонных магнетиках электродинамическую природу. При механизме Хирша коэффициент АЭХ меньше или одного порядка с коэффициентом НЭХ, что не соответствует эксперименту, и поэтому этот механизм обычно не принимается во внимание. Мы будем называть «АЭХ» только эффект, связанный с действием СОВ.

В настоящее время рассматриваются три конкурирующих механизма АЭХ: механизм Карплюса–Латтинжера (КЛ), асимметричное рассеяние (skew scattering) и механизм бокового смещения (side jump). Механизм КЛ был предложен в первой работе по теории АЭХ в 1954 г. [8], т. е. спустя 74 года после обнаружения эффекта. Карплюс и Латтинжер показали, что в идеальной периодической решетке при наличии периодического собственного СОВ (взаимодействие спина электрона со своим же орбитальным движением) возникает линейная по СОВ поправка к скорости, которая приводит к тому, что  $\sigma_{xy}(M)$  не зависит ни от концентрации примесей, ни от вида и величины потенциала рассеяния  $V$ , и поэтому в силу (3) для любых ферромагнетиков и при любых температурах  $(\sigma_{xy})^{KL} \propto \sigma_{xx}^0$  и

$$(R_s)^{KL} = A\rho^2. \quad (4)$$

Впоследствии, для того чтобы подчеркнуть, что при этом механизме рассеяние не играет роли (как и в механизме Хирша), этот механизм стали называть собственным (intrinsic) АЭХ. Механизм берри-фазы, сначала позиционируемый как новый механизм АЭХ, полностью тождествен механизму КЛ, просто конечные формулы формулируются в терминах берри-фазы и кривизны Берри [3].

Поскольку в работе [8] не учитывалось рассеяние, этот механизм был подвергнут обоснованной критике Смитом [9], который считал, что вклад механизма КЛ должен полностью компенсироваться другими членами в решениях кинетического уравнения при учете рассеяния. Смит предложил механизм асимметричного рассеяния, который состоит в том, что при наличии СОВ, собственного или несобственного (взаимодействие спина электрона с орбитальным движением другого электрона), периодического или непериодического [2], вероятность рассеяния электрона налево или направо (по оси  $y$ ) от его

направления движения (по оси  $x$ ) становится зависящей от направления спина (вдоль оси  $z$ ) электрона. При рассеянии на примесях и  $T = 0$ , если концентрация примесей мала ( $c \ll 1$ ) и рассеяние на них слабое, т. е.  $V/E_F \ll 1$ , этот механизм приводит в низших порядках по концентрации примесей к зависимости

$$(R_s)^{sc} = a\rho_0 + b\rho_0^2, \quad (5)$$

где  $\rho_0$  — остаточное сопротивление ( $\rho_0 \sim c$ ), а второй член меньше первого и имеет противоположный знак. При сильном рассеянии  $V/E_F \leq 1$  и, если концентрация примесей не очень мала, оба члена в (5) могут быть одного порядка величины и одного знака [2, 4–6]. В концентрированных сплавах зависимость (5) не имеет места [2, 10], и при слабом рассеянии  $(R_s)^{sc}$  меняет знак в области средних концентраций [10].

При анализе рассеяния спин-поляризованных носителей тока на примеси Латтинжер [11], выполнивший наиболее полный и последовательный расчет остаточного АЭХ при рассеянии на примесях в случае слабого рассеяния и периодического СОВ, и Смит [9] нашли еще один механизм, который Берже [12] на основе выполненных им расчетов рассеяния волнового пакета на примеси интерпретировал как механизм бокового смещения, т. е. как скачкообразное смещение траектории движения электрона при рассеянии на примеси. Формально этот механизм, так же как механизм КЛ, не зависит ни от величины потенциала рассеяния, ни от типа рассеяния (примесь, фонон, магнон и т. д.), и он должен также приводить к зависимости

$$(R_s)^{sj} = B\rho^2. \quad (6)$$

Поэтому в ранних работах вообще не разделялись механизм КЛ и механизм бокового смещения. Латтинжер показал, что в соответствии с аргументами Смита [9], коэффициенты  $A$  и  $B$  в (4) и (6) одного порядка величины и противоположны по знаку. Однако полного сокращения не происходит даже для простой, рассмотренной в [11] модели.

Здесь уместно сделать ряд замечаний. В низшем порядке по параметру  $V/E_F \ll 1$  и малой концентрации примесей при  $T = 0$  имеет место только механизм асимметричного рассеяния. Поэтому при малой концентрации примесей должна, согласно (5), иметь место линейная зависимость коэффициента АЭХ от остаточного сопротивления  $\rho_0$  ферромагнетика, что и наблюдается для всех без исключения сплавов [2, 3, 10]. По мере повышения концентрации примесей и потенциала рассеяния возникает

конкуренция механизмов АЭХ. При этом закономерно линейная зависимость коэффициента АЭХ от сопротивления изменяется на линейно-квадратичную. При этом все три механизма могут дать одинаковую квадратичную зависимость, причем в одном и том же порядке по потенциалу рассеяния. И эти вклады неразделимы по зависимости от сопротивления. Нагаоса и др. [3] предлагают квадратичный по сопротивлению член за счет асимметричного рассеяния считать «спрятанным под зонтиком» механизма бокового смещения, т. е. вообще не рассматривать, с чем нельзя согласиться по исходному определению асимметричного рассеяния. Некоторые авторы (см., например, [3]) предлагают такой подход: рассчитаем вклад механизма КЛ и, если он даст количественное или полуквантовое описание эксперимента, то будем считать этот собственный механизм АЭХ основным. На наш взгляд, такой подход неправомерен, так как, во-первых, как уже говорилось выше, механизм КЛ частично или полностью компенсируется механизмом бокового смещения, а во-вторых, не исключено, что и асимметричное рассеяние, которое трудно рассчитать, также дает описание эксперимента. Приходится констатировать, что, несмотря на многочисленные эксперименты и обсуждения, до сих пор нет убедительных доказательств доминирующей роли механизмов КЛ или бокового смещения при низких температурах. Более того, имеются и прямые доказательства, что это не так даже в случае высокорезистивных сплавов. Так, коэффициент остаточного АЭХ неупорядоченных сплавов Ni-Pd, Fe-Pd, Ni-Fe меняет знак в области средних концентраций [2], проходя через нуль, что полностью соответствует механизму асимметричного рассеяния, но противоречит выражениям (4) и (6).

Надо также сказать, что выражения (4)–(6) не учитывают размерных эффектов, влияния слабой локализации, наличия ближнего порядка в расположении атомов, рассеяния Кондо, изменения плотности состояний при изменении концентрации примесей. Не справедливы они и при конечных температурах, когда имеет место интерференция различных механизмов, так как правило Маттиссена неприменимо к АЭХ, на что впервые указано Е. Кондорским (см. работу [2]). При конечных температурах не существует универсальных зависимостей коэффициента АЭХ, так как каждый тип рассеяния дает соответствующий вклад в коэффициент АЭХ, что показано в работах Ирхина с соавт., Волошинского с соавт., Гуревича и Ясиевич, Кондорского с соавт., Кагана и Максимова и др. (см. ссылки и обсуждение в работах [1, 2]).

Наличие вырожденных состояний в зонной структуре может оказывать сильное влияние на величину, концентрационную и температурную зависимость АЭХ, на что впервые указано Е. Кондорским, доказано для простых моделей в монографии Абдурахманова [13] и недавно подтверждено расчетами *ab initio* механизма КЛ [3].

Также не существует универсальной корреляции между коэффициентом АЭХ и сопротивлением неоднородных систем, таких как гранулированные сплавы [14, 15]. До сих пор нет понимания и гигантского АЭХ в нанокompозитах вблизи порога перколяции [16].

Согласно классификации Нагаосы и др. [3], когда сопротивление сплава становится больше 100 мкОм·см («плохой» металл), соотношения (4)–(6) неприменимы и в эксперименте наблюдается зависимость типа

$$(\sigma_{xy}) \propto \sigma_{xx}^{1.6-1.8} \quad \text{или} \quad (R_s) = D\rho^{0.4-0.2}, \quad (7)$$

также не нашедшая последовательного объяснения. В прыжковом режиме переноса для модели Миллера–Абрахамса [17] асимметричное рассеяние дает близкую степенную зависимость  $(\sigma_{xy}) \propto \sigma_{xx}^{1.5}$  [17], однако величина сопротивления 100–300 мкОм·см не соответствует прыжковой проводимости.

Наконец, следует сказать, что многолетний поиск универсальной корреляции между коэффициентом АЭХ и полным сопротивлением в переходных металлах и сплавах не оправдан, так как АЭХ и сопротивление могут определяться разными группами носителей: СОВ много больше для *d*-подобных состояний, а сопротивление в основном связано с *s*-подобными состояниями.

Как следует из приведенного анализа, наибольший интерес для уточнения природы АЭХ представляют исследования высокорезистивных сплавов, причем таких, у которых рассеяние на беспорядке является доминирующим и сопротивление возможно изменять при структурных превращениях или допировании. Именно к таким сплавам и относятся сплавы Гейслера, испытывающие мартенситное превращение, и, в частности, сплавы Гейслера нового семейства Ni–Mn–In–Z, где Z — допирующий элемент. Как правило, сопротивление таких сплавов в мартенситной фазе больше 100 мкОм·см, что в соответствии с классификацией Нагаосы и др. [3] должно приводить к зависимости типа (7), а в аустенитной фазе  $\rho$  значительно меньше, т. е. должна наблюдаться зависимость типа (6). Концентрационный состав сплава и тип допирующего элемента Z сильно влияют на температуру мартенситного пере-

хода и магнитные параметры, что позволяет варьировать все параметры сплава, в том числе и механические свойства, выбрать температуру перехода вблизи комнатной и достижимый для эксперимента интервал магнитных полей.

В литературе существуют только несколько попыток изучения эффекта Холла в сплавах, испытывающих мартенситный переход [18–20]. В работе [18] измерялось сопротивление Холла  $\rho_H$  в лентах сплава Ni<sub>50</sub>Mn<sub>17</sub>Fe<sub>8</sub>Ga<sub>25</sub>. В аустенитной фазе получено, что  $\rho_H \propto \rho^{2.1}$ , и это связывается с механизмом бокового смещения. В достаточно низкорезистивной низкотемпературной мартенситной фазе  $\rho_H \propto \rho^{4.2}$  и авторы предполагают без какого-либо обоснования, что такая зависимость связана с механизмом бокового смещения при рассеянии не на одиночных примесях, а на кластерах. Надо сказать, что авторы данной работы не учитывали наличие НЭХ, не выделяли коэффициенты АЭХ и НЭХ и не изучали эффект Холла в непосредственной окрестности мартенситного перехода. В работе [19] обнаружен гигантский эффект Холла в тройном сплаве Ni<sub>50</sub>Mn<sub>50-x</sub>In<sub>x</sub> при  $x = 15.2$  в непосредственной окрестности мартенситного перехода, однако и в этой работе коэффициенты НЭХ и АЭХ не определялись, так как поле было недостаточно для насыщения и образцы оказались механически непрочными, растрескиваясь при циклировании температуры и поля. Наконец, в работе [20] изучался эффект Холла в высокорезистивном сплаве Ni<sub>48</sub>Co<sub>2</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>15</sub> и коэффициенты НЭХ и АЭХ оценивались на качественном уровне по низкополювому и высокополювому наклонам холловских кривых вдали от мартенситного перехода, при этом получено, что коэффициент АЭХ заведомо не подчиняется зависимости типа (6).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 3.1. Образцы

Поликристаллические образцы состава Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>15-x</sub>Si<sub>x</sub> с  $x = 1.0, 3.0, 4.0$  были изготовлены методом дуговой плавки в атмосфере аргона из высокочистых материалов (Ni, Mn, Si, Co: 99.9%; In: 99.9995%). Затем образцы помещались в титановую фольгу и отжигались 24 ч в вакууме (примерно 10<sup>-4</sup> мм рт. ст.) при  $T = 850^\circ\text{C}$ . Фазовый состав и кристаллическая структура образцов определялись методом порошковой рентгеновской дифракции (XRD), соответствующие данные приведены в работе [21]. Мартенситный переход представляет собой фазовый переход первого рода

при температуре  $T_M$  из высокотемпературной аустенитной фазы с кубической  $L2_1$ - или  $B_2$ -структурой к низкотемпературной мартенситной фазе с кристаллической ячейкой более низкой симметрии (тетрагональной, модулированной тетрагональной или моноклинной). Обратный переход совершается при температуре  $T_A$ . Температуры для исследованных составов лежат в окрестности 220–250 К (см. обсуждение ниже). При комнатной температуре данные XRD указывают на однородную структуру с кубической фазой, т. е. при комнатной температуре наличие мартенситных включений в аустените не обнаружено. Следует сказать, что мартенситный переход не является идеальным фазовым переходом первого рода, так как при этом переходе (в отличие от агрегатных переходов) не происходит полного изменения кристаллографической структуры при одной температуре [21].

### 3.2. Измерение магнитных и магнитотранспортных свойств

Измерения намагниченности, сопротивления, поперечного магнитосопротивления, холловского сопротивления проводились на одних и тех же образцах в форме полосок  $2 \times 1 \times 6$  мм<sup>3</sup>. Измерения намагниченности проведены с помощью вибрационного магнитометра (Lake Shore) в полях от 5 Э до 15 кЭ с чувствительностью  $10^{-6}$  Гс·см<sup>3</sup> и с помощью СКВИД-магнитометра (Quantum Design) в полях до 50 кЭ. Последовательность измерений состояла в следующем. Образцы сначала подвергались циклическому нагреву–охлаждению не менее трех раз в диапазоне температур от 400 до 80 К, затем нагревались до 400 К и охлаждались без приложения поля (режим ZFC) до  $T = 80$  К и затем прикладывалось поле и проводились измерения намагниченности при медленном повышении температуры (режим FC). В режиме FC измерения намагниченности проводились в процессе охлаждения от  $T = 400$  К. Сопротивление Холла измерялось четырехзондовым методом в режиме ZFC также после 3–4 циклических нагревов и охлаждений. Уровень стабилизации температуры при измерениях магнитотранспортных свойств составлял 0.1–0.2 К. Сопротивление Холла при каждом значении температуры и поля определялось как среднее арифметическое от четырех измерений, полученных при коммутациях направлений тока и магнитного поля. Такая методика позволяет устранить добавочные напряжения, связанные с эффектами Эттингаузена, Риги–Ледюка, Нернста, магнитосопротивлением и термоэдс.

### 3.3. Метод определения коэффициентов НЭХ и АЭХ

Сопротивление Холла  $\rho_H$  в ферромагнетиках описывается выражением (1) и задача состоит в экспериментальном определении по полевой зависимости  $\rho_H$  коэффициентов НЭХ и АЭХ. Согласно определению этих коэффициентов (3), они зависят от недиагональной проводимости, полного сопротивления и намагниченности.

В большинстве случаев, когда магнитосопротивление мало, недиагональная проводимость АЭХ  $\sigma_{xy}(M_z)$  есть линейная функция от намагниченности, недиагональная проводимость НЭХ  $\sigma_{xy}(B_z)$  линейно зависит от индукции, коэффициенты АЭХ и НЭХ — не зависящие ни от внешнего поля, ни от спонтанной намагниченности константы. Тогда их определение по высокополевой асимптотике экспериментально измеренных полевых зависимостей холловского сопротивления  $\rho_H$  (или по сопоставлению полевых зависимостей  $\rho_H$  и  $M_z$ ) не вызывает трудностей, по крайней мере, при наличии достаточно сильных магнитных полей [1, 2]. Ситуация существенно усложняется, если приложение магнитного поля приводит к изменениям электронной структуры, и при наличии значительного магнитосопротивления. В этих случаях коэффициенты АЭХ и НЭХ — уже не константы. Также при сильном СВ возможна и нелинейная зависимость проводимости АЭХ  $\sigma_{xy}$  от намагниченности. Эти эффекты можно учесть, считая коэффициенты АЭХ и НЭХ зависящими от намагниченности, либо введя дополнительные кубические по индукции и намагниченности члены в формуле (1). Такая ситуация является типичной для многих ферромагнитных систем со значительным магнитосопротивлением, как например, в разбавленных магнитных полупроводниках, манганитах с колоссальным МС, в метамагнетиках, либо в сплавах Гейслера, испытывающих мартенситное превращение, при котором под влиянием приложенного поля изменяются электронная структура и сопротивление. В таких случаях логично предположить, что изменение сопротивления  $\rho$  и электронной структуры во внешнем магнитном поле  $H_z$  целиком определяются изменением намагниченности  $M_z$ , будучи четными эффектами, а именно

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_z) = \frac{\rho(H_z) - \rho(0)}{\rho(0)} = \beta \frac{M_z^2}{M_s^2}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{xy}(M_z)}{4\pi M_z} &= A \left( 1 + \alpha \frac{M_z^2}{M_s^2} \right), \\ \frac{\sigma_{xy}(B_z)}{B_z} &= C \left( 1 + \gamma \frac{M_z^2}{M_s^2} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $A, C, \alpha, \beta, \gamma$  не зависят ни от поля, ни от намагниченности. При таком определении мы учитываем основные полевые зависимости, но очевидно, что очень сильное поле ( $H_z \gg 4\pi M_s$ ) может оказывать влияние на магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho$  и  $\sigma_{xy}/M_z$ , даже когда намагниченность насыщена. Однако это принципиально не меняет соотношения (8) и (9), а только может приводить к полевым зависимостям коэффициентов  $\alpha, \beta, \gamma$ .

Тогда

$$\begin{aligned} R_s &= R_s(0) \left[ 1 + \alpha \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] \left[ 1 + \beta \frac{M_z^2}{M_s^2} \right]^2, \\ R_0 &= R_0(0) \left[ 1 + \gamma \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] \left[ 1 + \beta \frac{M_z^2}{M_s^2} \right]^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где через  $R_s(0)$  и  $R_0(0)$  обозначены низкополевые асимптотики коэффициентов АЭХ и НЭХ. Рассмотрим тогда поведение сопротивления Холла  $\rho_H$  в слабых и сильных ( $H_z > 4\pi M_s$ ) полях.

В слабом поле ( $H_z \ll H_s$ , где  $H_s$  — поле насыщения), подставляя (10) в (1) и дифференцируя по полю или по намагниченности, получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \rho_H}{\partial H_z} &= R_s(0) \left[ 1 + 3(\alpha + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] \chi + \\ &+ R_0(0)(1 - N) \left[ 1 + 3(\gamma + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] \chi + \\ &+ \frac{1}{2\pi} R_0(0)(\gamma + 2\beta) \frac{M_z H_z}{M_s^2} \chi + \\ &+ \frac{1}{4\pi} R_0(0) \left[ 1 + (\gamma + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \rho_H}{\partial M_z} &= R_s(0) \left[ 1 + 3(\alpha + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] + \\ &+ R_0(0)(1 - N) \left[ 1 + 3(\gamma + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] + \\ &+ \frac{1}{2\pi} R_0(0)(\gamma + 2\beta) \frac{M_z H_z}{M_s^2} + \\ &+ R_0(0) \left[ 1 + (\gamma + 2\beta) \frac{M_z^2}{M_s^2} \right] \chi^{-1}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\chi = \partial M_z / \partial H_z$  — начальная магнитная восприимчивость. Таким образом, отличительной особенностью рассматриваемого случая от стандартного

является наличие нелинейной зависимости производной холловского сопротивления от намагниченности, хотя в слабых полях эта нелинейность проявляется слабо, так как параметр  $M_z/M_s$  мал. Поскольку в слабых полях,  $H_z \ll M_z$ , коэффициент АЭХ за редким исключением много больше коэффициента НЭХ (размагничивающий фактор в экспериментах  $N = 0.5-1$ ), все члены кроме первого в (12) или (11) малы и низкополевая асимптотика производной холловского сопротивления по намагниченности или по полю позволяет найти низкополевой коэффициент АЭХ, а также (если магнитосопротивление, т. е. параметр  $\beta$ , измерено в тех же условиях) коэффициент  $\alpha$ , определяющий изменение электронной структуры (плотности электронных состояний на уровне Ферми).

В области сильных полей следует рассмотреть два случая. В первом наиболее распространенном случае имеются как четко выраженная тенденция к насыщению намагниченности, при которой

$$M_z = M_s + \chi_{hf} H_z, \quad \chi_{hf} H_z \ll M_s, \quad (13)$$

где  $\chi_{hf}$  — восприимчивость в сильных полях (восприимчивость парапроцесса), так и изменение наклона полевой зависимости холловского сопротивления в полях, близких к полю насыщения. Во втором случае, характерном для метамагнетизма (см., например, [19, 20]), и в частном случае вблизи мартенситного перехода в некоторых сплавах Гейслера холловское сопротивление не насыщается и в достижимых полях отсутствует насыщение намагниченности.

Тогда в первом случае при наличии насыщения, учитывая (13),

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_H}{\partial H_z} &= R_0 \left[ 1 + 4\pi \chi_{hf} (1 - N) + 4\pi \chi_{hf} \frac{R_s}{R_0} \right] + \\ &+ \frac{\partial R_0}{\partial H_z} [H_z + 4\pi(1 - N)M_z] + \frac{\partial R_s}{\partial H_z} 4\pi M_z, \end{aligned} \quad (14)$$

и то, что согласно (10) в сильных полях второй и третий члены в (14) равны

$$\begin{aligned} \frac{\partial R_0}{\partial H_z} &\approx R_0(0) \{ 2\gamma[1 + \beta]^2 + 4\beta[1 + \gamma][1 + \beta] \} \frac{\chi_{hf}}{M_s}, \\ \frac{\partial R_s}{\partial H_z} &\approx R_s(0) \{ 2\alpha[1 + \beta]^2 + 4\beta[1 + \alpha][1 + \beta] \} \frac{\chi_{hf}}{M_s}, \end{aligned}$$

получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_H}{\partial H_z} = R_0^{eff} = R_0(0) [(1 + \beta)^2(1 + \gamma)] \times \\ \times \left[ 1 + 4\pi\chi_{hf}(1 - N) + 4\pi\chi_{hf} \frac{R_s(0)}{R_0(0)} \frac{1 + \alpha}{1 + \gamma} \right] + \\ + R_0(0) \{ 2\gamma[1 + \beta]^2 + 4\beta[1 + \gamma][1 + \beta] \} \times \\ \times \frac{\chi_{hf}}{M_s} [H_z + 4\pi(1 - N)M_z] + \\ + R_s(0) \{ 2\alpha[1 + \beta]^2 + 4\beta[1 + \alpha][1 + \beta] \} 4\pi\chi_{hf}. \quad (15) \end{aligned}$$

В простейшем случае, когда  $N = 1$ , а параметры  $\alpha, \beta, \gamma$  малы, выражение (15) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_H}{\partial H_z} = R_0^{eff} \approx R_0 \left[ 1 + 4\pi\chi_{hf} \frac{R_s}{R_0} \right] + \\ + 2R_0[\gamma + 2\beta] \frac{\chi_{hf} H_z}{M_s} + 8\pi\chi_{hf} R_s[\alpha + 2\beta]. \quad (16) \end{aligned}$$

Выражение (15) и его частный случай (16) показывают, что определение коэффициента НЭХ по асимптотике полевой зависимости холловского сопротивления возможно, только если высокополевая восприимчивость пренебрежимо мала (много меньше  $10^{-3}$ ). Для этого стремятся использовать очень сильные поля,  $H_z \gg 4\pi M_s$ , но и тогда, если параметры  $\alpha, \beta, \gamma$  не малы, то второй и, особенно, третий члены в формулах (10) начинают играть роль. Таким образом, нам представляется, что последовательная процедура определения коэффициента НЭХ для пленки или образца с  $N \sim 1$  должна состоять в следующем.

1. В одной и той же геометрии измеряются полевые зависимости намагниченности, холловского сопротивления и магнитосопротивления.

2. Дифференцированием холловской кривой по намагниченности в слабых полях определяется  $R_s(0)$  (выражение (11)).

3. По отклонениям холловской кривой от линейной в полях  $H_z \ll H_s$  и данным по магнитосопротивлению и намагниченности находятся параметры  $\alpha$  и  $\beta$  (выражение (11)).

4. По асимптотикам в полях  $H_z \geq H_s$  и полях  $H_z \gg 4\pi M_s$  определяются два значения  $R_0^{eff}$  (выражение (15)) и по ним с помощью данных по параметрам  $\alpha$  и  $\beta$  (пункт 3), а также уже вычисленного значения  $R_s(0)$  (пункт 2) находятся по формуле (15) значения  $R_0(0)$  и  $\gamma$ .

В случае, если  $N \neq 1$ , процедура не отличается от описанной выше, но предварительно надо определить и значение  $N$ .

Производная холловского сопротивления по на-

магниченности в сильных полях рассчитывается аналогично (15) и имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \rho_H}{\partial M_z} = R_s^{eff} = R_s(0) [(1 + \alpha)(1 + \beta)^2 + \\ + 2\alpha(1 + \beta)^2 + 4\beta(1 + \alpha)(1 + \beta)] + \\ + R_0(0)(1 - N) [(1 + \gamma)(1 + \beta)^2 + 2\gamma(1 + \beta)^2 + \\ + 4\beta(1 + \gamma)(1 + \beta)] + \\ + R_0(0) \frac{H_z M_z}{4\pi M_s^2} [2\gamma(1 + \beta)^2 + 4\beta(1 + \beta)(1 + \gamma)]. \quad (17) \end{aligned}$$

Хотя в принципе данное выражение не дает новой информации, полезно выполнять такие измерения по следующим причинам. Положим в (17), что  $R_s \gg R_0$ , а  $H_z \propto 4\pi M_s$  тогда выражение (17) дает значение эффективного коэффициента АЭХ в сильных полях:

$$\begin{aligned} R_s^{eff} = R_s(0) [(1 + \alpha)(1 + \beta)^2 + \\ + 2\alpha(1 + \beta)^2 + 4\beta(1 + \alpha)(1 + \beta)]. \quad (18) \end{aligned}$$

Отличие  $R_s^{eff}$  от низкополевой асимптотики  $R_s(0)$  определяется величиной магнитосопротивления (параметр  $\beta$ ) и влиянием магнитного поля на электронную структуру (параметр  $\alpha$ ). Последнее связано с изменением плотности электронных состояний на уровне Ферми в достаточно сильном магнитном поле. Оба эффекта сильно выражены в метамаллках, и в сплавах Гейслера в частности, поэтому определение отличия  $R_s^{eff}$  от  $R_s(0)$  может дать прямое доказательство влияния магнитного поля на зонную структуру.

С другой стороны, для высокорезистивных систем, какими и являются сплавы Гейслера, вполне реальна ситуация, когда  $R_s \geq R_0$  (имеются в виду модули величин), тогда должна проявляться полевая зависимость  $R_s^{eff}$ , если параметры  $\beta$  и  $\gamma$  не являются пренебрежимо малыми.

Наконец, обсудим второй случай, когда отсутствует даже тенденция к насыщению холловского сопротивления в достижимых полях. В этом случае выражение (10) малоинформативно, так как невозможно по экспериментальным данным определить намагниченность насыщения. Более того, в этом случае низкополевые значения коэффициентов НЭХ и АЭХ могут соответствовать одной кристаллической фазе, а высокополевые — другой. Поэтому в этом случае представляется единственно возможным определение коэффициентов НЭХ и АЭХ путем прямого сопоставления полевых зависимостей холловского сопротивления и намагниченности в сильных полях.

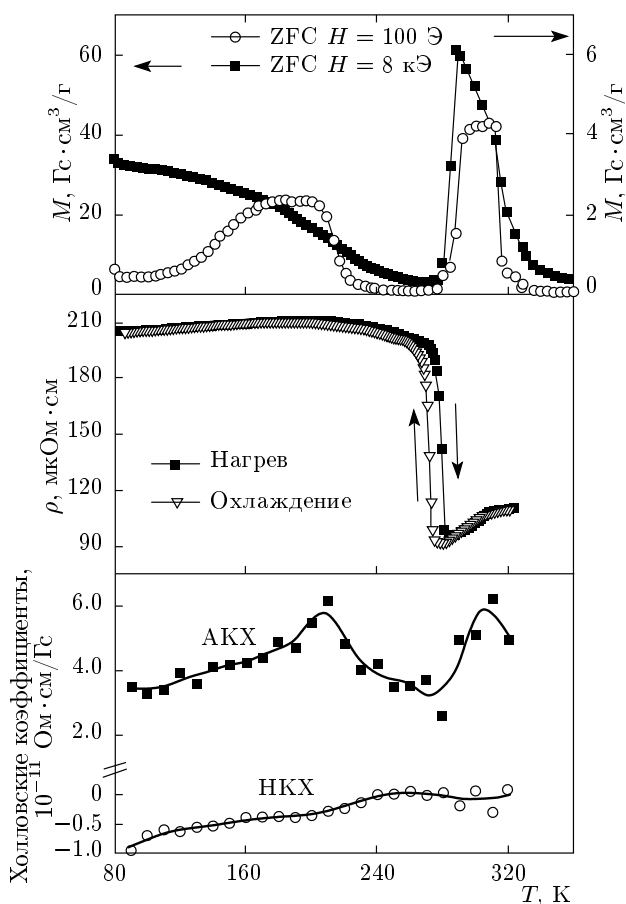


Рис. 1. Зависимости намагниченности, сопротивления и коэффициентов нормального и аномального эффекта Холла от температуры для сплава  $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Si$

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения намагниченности, сопротивления и определенных по описанному выше методу коэффициентов НЭХ и АЭХ приведены на рис. 1–3. Полевые зависимости намагниченности и холловского сопротивления, использованные для расчета коэффициентов НЭХ и АЭХ, приведены на рис. 4, 5. Из данных по температурной зависимости как намагниченности, так и сопротивления (рис. 1–3) следует, что для всех трех составов имеет место мартенситный переход с достаточно резким изменением намагниченности, связанным с тем, что при понижении температуры ферромагнитная аустенитная фаза превращается в мартенситную, характеризующуюся меньшим магнитным моментом. При  $x = 1$  это состояние вблизи  $T_M \approx 280$  К в диапазоне температур 240–280 К обладает почти на

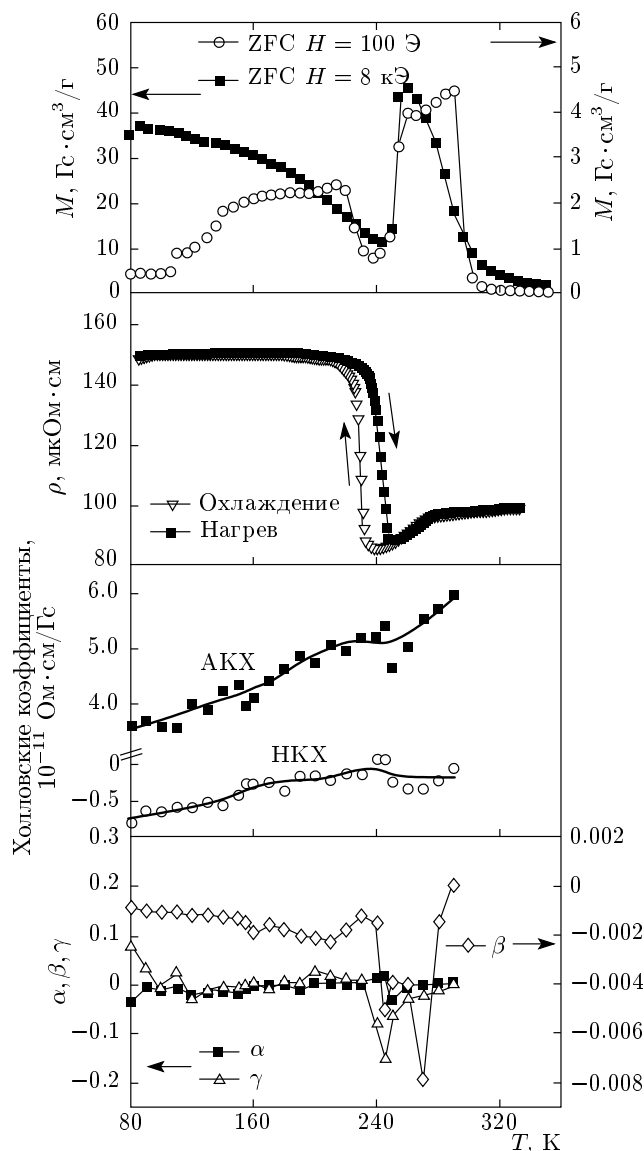


Рис. 2. Зависимости намагниченности, сопротивления, коэффициентов нормального и аномального эффекта Холла, коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (см. выражения (8), (9)) от температуры для сплава  $Ni_{50}Mn_{35}In_{12}Si_3$

два порядка меньшей намагниченностью (рис. 1), но, тем не менее, является слабо ферромагнитной, что видно по наличию АЭХ. При  $x = 3$   $T_M \approx 250$  К и намагниченность в сильных полях уменьшается при переходе примерно в 5 раз (рис. 2) и, наконец, при дальнейшем увеличении концентрации Si (рис. 3)  $T_M$  смещается до  $T = 240$  К и соответственно скачок намагниченности становится еще меньше. Поведение намагниченности в мартенситной фазе при низких температурах свидетельствует о наличии маг-



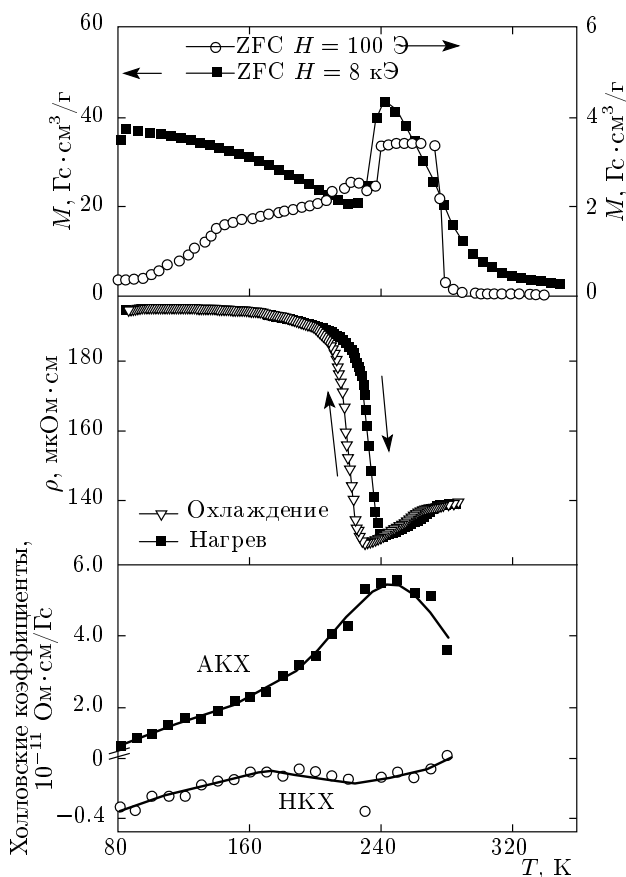


Рис. 3. Зависимости намагниченности, сопротивления и коэффициентов нормального и аномального эффекта Холла от температуры для сплава  $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$

нитных неоднородностей, связанных, по-видимому, с антиферромагнитными корреляциями, типичными для этого семейства сплавов Гейслера [21].

При мартенситном переходе имеет место и резкое изменение сопротивления. Сопротивление в мартенситной фазе при  $x = 1$  и  $x = 4$  составляет около 200 мкОм·см, а при  $x = 3$   $\rho \approx 150$  мкОм·см, что характерно для высокорезистивных металлов (или по классификации Нагаосы [3] — «плохих» металлов). Отметим, что еще большее сопротивление в мартенситной фазе, равное 300 мкОм·см и 400 мкОм·см, наблюдалось в сплавах Гейслера соответственно  $Ni_{48}Co_2Mn_{35}In_{15}$  [20] и  $Ni_{45.7}Co_{5.2}Mn_{36.5}In_{2.6}$  [22]. Интересно, что увеличение концентрации Si с  $x = 1$  до  $x = 3$  привело не к увеличению, а к уменьшению сопротивления, т. е. система стала в меньшей степени неупорядоченной. Следовательно, сопротивление мартенситной фазы сильно зависит от типа легирующего элемента и его концентрации. В мартенсит-

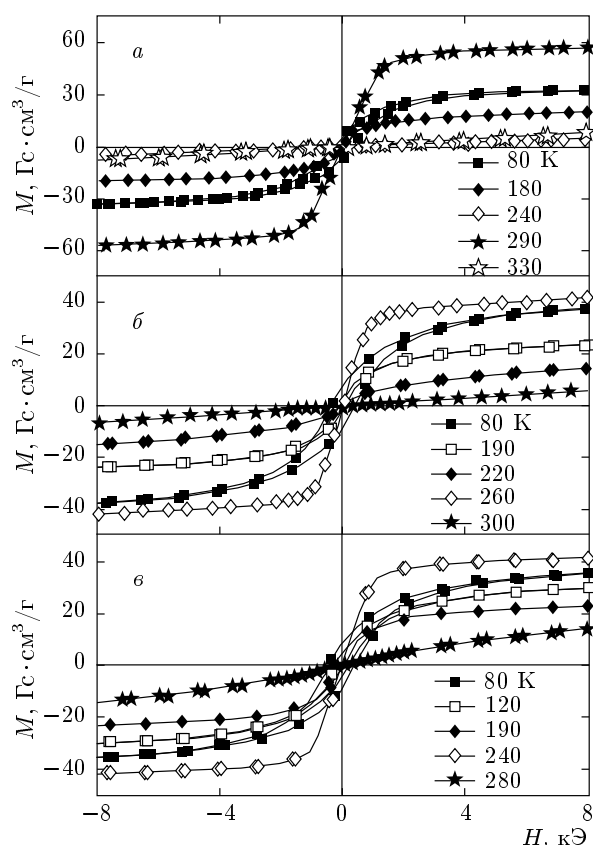
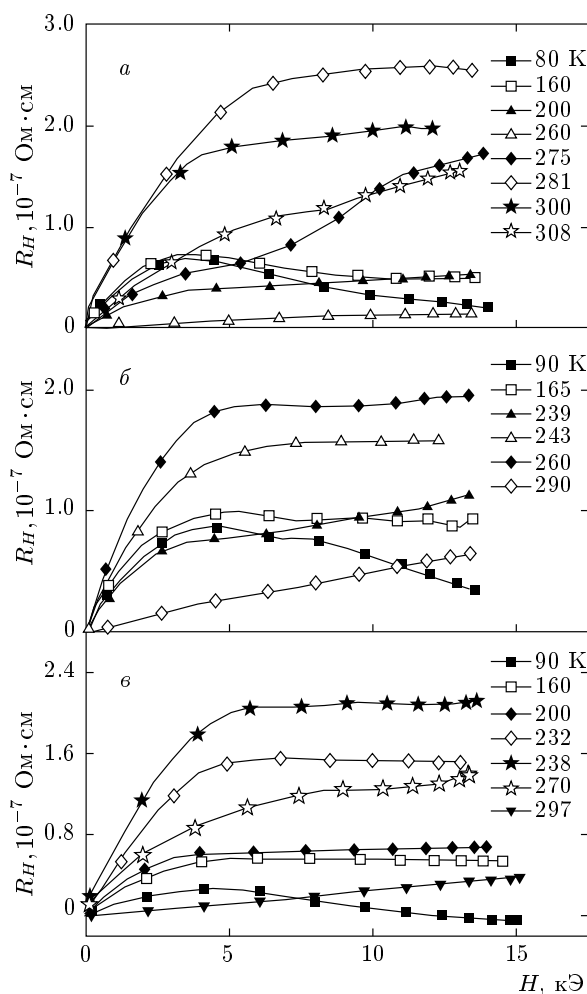


Рис. 4. Зависимости намагниченности от магнитного поля для сплавов: а —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Si_1$ , б —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{12}Si_3$ , в —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$

ной фазе сопротивление слабо зависит от температуры. Это типично для высокорезистивных металлов и означает, что доминирующую роль в рассеянии играет рассеяние на беспорядке в расположении атомов, а рассеяние на фононах и магнитных неоднородностях незначительно. Отметим, что несмотря на весьма слабую температурную зависимость в мартенситной фазе, сопротивление для сплава с  $x = 1$  имеет слабо выраженный максимум в окрестности 200 К (рис. 1). По нашему мнению, этот весьма слабый максимум связан с рассеянием на магнитных неоднородностях вследствие антиферромагнитных корреляций, которые также проявляются и в температурной зависимости коэффициентов АЭХ этого сплава (см. ниже).

Обсудим отличие сопротивлений в мартенситной и аустенитной фазах и практически отсутствие температурной зависимости сопротивления в мартенситной фазе. Две причины могут приводить к скачкообразному увеличению сопротивления при мартенситном превращении: столь же скачкообразное



**Рис. 5.** Зависимости удельного сопротивления Холла от магнитного поля для сплавов: *a* —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Si_1$ , *б* —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{12}Si_3$ , *в* —  $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$

уменьшение плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  и увеличение рассеяния на структурном беспорядке. Результаты определения НЭХ показывают, что резких изменений  $N(E_F)$  при температуре мартенситного превращения не происходит (см. рис. 1–3), следовательно, доминирующим механизмом увеличения сопротивления является увеличение степени беспорядка. Аустенитная фаза, имея кубическую симметрию, характеризуется меньшей степенью беспорядка, а кроме того в мартенситной фазе имеет место дополнительное рассеяние на границах двойниковых структур. Сильное рассеяние в мартенситной фазе приводит и к слабой температурной зависимости сопротивления, так как при длине свободного пробега электрона сравнимой со средним расстоянием между ионами решетки рас-

сеяние на длинноволновых фононах или магнонах неэффективно, что известно как неэффективность Пиппарда [2, 23].

Основным результатом настоящей работы является определение коэффициентов НЭХ и АЭХ, причем в условиях, когда сопротивление зависит от магнитного поля и возможны нелинейные эффекты зависимости этих коэффициентов от намагниченности. Коэффициенты Холла были определены из зависимостей намагниченности (рис. 4) и сопротивления Холла (рис. 5) от магнитного поля. Для исследованных образцов магнитосопротивление мало, поэтому коэффициент  $\beta$  не превышает 1%. Нелинейности коэффициентов НЭХ и особенно АЭХ также оказались малы. Мы приводим данные для коэффициентов  $\gamma$  и  $\alpha$ , соответственно характеризующие эти нелинейности, только для сплава с  $x = 3$  (рис. 2), для которого они более выражены. Из рис. 2 следует, что вдали от мартенситного превращения нелинейности НЭХ и АЭХ нет, что и следовало ожидать, но в непосредственной окрестности мартенситного превращения даже при незначительном магнитосопротивлении нелинейность коэффициента НЭХ имеет место, причем эта нелинейность отнюдь не мала (порядка 15%) и ее необходимо учитывать для корректного определения указанных коэффициентов.

В мартенситной фазе  $R_0 < 0$  и  $|R_0|$  монотонно уменьшается при повышении температуры, стремясь к нулевому значению ( $|R_0| \rightarrow 0$ ) без каких-либо резких изменений в области мартенситного превращения. Отрицательный знак  $R_0$  соответствует отрицательному значению коэффициента НЭХ для Ni, но если у Ni  $R_0 = -0.61 \cdot 10^{-12}$  Ом·см/Гс, то для исследованных сплавов Гейслера при низких температурах (80–100 К) величина  $|R_0|$  на порядок больше (рис. 1–3). Это указывает на превалирование электронной проводимости при значительно меньшей чем у Ni концентрации электронов проводимости. Надо сказать, что и сопротивление в мартенситной фазе примерно на два порядка больше, чем у Ni при низких температурах, так что, учитывая, что  $|R_0| \propto [N(E_F)]^{-1}$ , а по формуле Мотта  $\rho \propto [N(E_F)]^{-2}$ , полученные значения  $|R_0|$  не являются неожиданными. По величине  $|R_0|$  также соответствует полученным для стехиометрических сплавов  $Ni_2MnSn$  значениям [24]. Более интересна температурная зависимость  $|R_0|$ , свидетельствующая о плавной трансформации поверхности Ферми при повышении температуры с постепенным увеличением роли дырочных поверхностей. Поскольку сопротивление при этом не зависит от температуры, суммарная концентрация носителей тока не изменяется, а

изменяется соотношение между электронными и дырочными частями поверхности Ферми. Возрастание роли дырочной проводимости в аустенитной фазе, приводящей к положительному знаку  $R_0$ , сообщалось для сплава  $\text{Ni}_2\text{MnSn}$  [24]. Положительный знак  $R_0$ , судя по наклону холловских кривых в сильных полях в аустенитной фазе, имел место и в лентах сплава Гейслера  $\text{NiMnFeGa}$  [18], так что представленные на рис. 1–3 данные о температурной зависимости  $R_0$ , когда наблюдается тенденция к смене знака при переходе к аустенитной фазе, соответствуют литературным данным. Однако следует подчеркнуть, что в непосредственной окрестности мартенситного перехода коэффициент  $R_0$  близок к нулевому значению, а изменение знака на положительный для исследованных составов нами не найдено. Температурная зависимость  $R_0$  может быть связана и с тем, что при понижении температуры ниже мартенситного превращения постепенно уменьшается объемное содержание включений аустенитной фазы в мартенсите. Однако такая ситуация маловероятна, так как тогда и сопротивление должно было обладать сильной температурной зависимостью. Видимо, доля включений аустенитной фазы ниже  $T_M$  незначительна.

Коэффициент АЭХ  $R_s$  для исследованных составов положителен, возрастает при повышении температуры без каких-либо резких изменений в окрестности мартенситного превращения, и его величина лежит в диапазоне  $R_s = (1.0\text{--}6.0) \times 10^{-11}$  Ом·см/Гс. Для сравнения укажем, что для чистого Ni согласно литературным данным [1] и данным, полученных для Ni на нашей установке,  $R_s^{\text{Ni}}(80 \text{ К}) = -0.067 \cdot 10^{-12}$  Ом·см/Гс и  $R_s^{\text{Ni}}(293 \text{ К}) = -0.58 \cdot 10^{-12}$  Ом·см/Гс. Сопротивление  $\rho$  у Ni при  $T = 80 \text{ К}$  и  $T = 300 \text{ К}$  порядка 1.5 и 10 мкОм·см. Таким образом, сопротивление Ni на два порядка меньше в мартенситной фазе и для механизма КЛ и механизма бокового смещения возрастание  $|R_s|$  в исследованных образцах при  $T = 80 \text{ К}$  по сравнению с Ni должно было бы быть не менее чем на четыре порядка, что, очевидно, не имеет места. Но наиболее яркими доказательствами неприменимости механизмов КЛ и бокового смещения, а также классификации Нагаоши и др. [3] к исследованным сплавам является температурная зависимость  $R_s$  в мартенситной и аустенитной фазах и отсутствие резкого изменения  $R_s$  при мартенситном превращении. Действительно, в высокорезистивной мартенситной фазе сопротивление практически не зависит от температуры, а  $R_s$  возрастает не менее чем в два раза (рис. 1–3), что не соответствует ни

зависимости (4) и (6), ни формуле (7). Согласно корреляции между  $R_s$  и  $\rho$  механизмов КЛ и бокового смещения мартенситный переход должен был бы сопровождаться скачкообразным изменением  $R_s$ , что не наблюдается. Важно, что этот результат получен не для разных образцов, для которых возможны разные значения параметра СОВ, а для одного и того же образца.

На рис. 2 в окрестности  $T = 200 \text{ К}$  виден максимум в температурной зависимости  $R_s$ , положение которого коррелирует со слабым максимумом в температурной зависимости сопротивления этого сплава. В работе [25] показано, что в антиферромагнетиках вблизи температуры Нееля имеет место максимум  $R_s$  в окрестности температуры Нееля. Поэтому мы не исключаем, что этот максимум связан с рассеянием на антиферромагнитных корреляциях.

В рамках теории эффективной среды двухфазной системы [15]  $R_s$  сильно зависит от значений  $R_s$  и  $\rho$  компонент и поскольку у аустенитной фазы больше  $R_s$  и значительно меньше  $\rho$ , при постепенном уменьшении количества аустенитной фазы при понижении температуры в принципе возможно описание полученных зависимостей, но, как уже говорилось выше, такая концепция не соответствует поведению сопротивления.

Поэтому приходится констатировать, что полученные данные не находят объяснения в рамках современных теорий АЭХ. Механизм КЛ и механизм бокового смещения не могут объяснить ни температурную зависимость АЭХ, ни величину эффекта. Температурная зависимость АЭХ в мартенситной фазе не соответствует и зависимости (7). Механизм асимметричного рассеяния также не может приводить к сильной зависимости коэффициента АЭХ от температуры в мартенситной фазе, так как при этом механизме величина коэффициента АЭХ определяется концентрацией рассеивающих центров и потенциалом рассеяния. Мы не можем также считать, что обнаруженные закономерности связаны исключительно с неоднородностью мартенситной фазы сплава, так как для этого в силу независимости сопротивления мартенсита от температуры необходимо предполагать, что синхронно с уменьшением доли аустенитной фазы в мартенсите изменяется и подвижность носителей тока. По-видимому, два фактора следует учесть при качественном и количественном описании АЭХ в сплавах Гейслера. Первый фактор связан с необходимостью при анализе учитывать температурное изменение электронной структуры. Косвенно на важную роль этого фактора указывают весьма похожие температурные за-

висимости коэффициентов НЭХ и АЭХ. Вторым фактором, который может гипотетически позволить объяснить эксперимент, является, возможно, доминирующая роль вырожденных или квазивырожденных состояний вблизи уровня Ферми, различающихся по энергии на величину, сравнимую с энергией СОВ. Такие состояния могут определять сильно зависящий от температуры вклад в АЭХ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комплексное исследование магнитных свойств, сопротивления, магнитосопротивления, сопротивления Холла сплавов Гейслера  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{Si}_x$  с  $x = 1.0, 3.0, 4.0$  позволило определить коэффициенты НЭХ и АЭХ в мартенситной фазе, в аустенитной фазе и в непосредственной окрестности мартенситного превращения. Если сопротивление при мартенситном превращении значительно изменяется и в мартенситной фазе практически не зависит от температуры, то коэффициенты НЭХ и АЭХ монотонно зависят от температуры и не демонстрируют резких изменений при мартенситном превращении. В окрестности мартенситного превращения найдена нелинейная зависимость коэффициента НЭХ от намагниченности. Полученные данные указывают на трансформацию электронного спектра во всем исследованном температурном интервале 80–320 К. Известные механизмы АЭХ не описывают обнаруженные закономерности, что, по-видимому, связано с сильным влиянием на АЭХ температурных изменений электронной структуры и вырожденных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00095).

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
2. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова, *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах*, Изд-во МГУ, Москва (1992).
3. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda et al., *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
4. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
5. J. Sinova, T. Jungwirth, and J. Cerne, *Int. J. Mod. Phys. B* **18**, 1083 (2004).
6. N. A. Sinitsyn, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 023201 (2008).
7. J. C. E. Hirsch, *Phys. Rev. B* **60**, 14787 (1999).
8. R. Karplus and J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).
9. J. Smit, *Physica* **21**, 877 (1955); **24**, 39 (1958).
10. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, Е. И. Кондорский, *ФММ* **40**, 455 (1975); **40**, 903 (1975).
11. J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **112**, 739 (1958).
12. L. Berger, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970); **5**, 1862 (1972).
13. А. А. Абдурахманов, *Кинетические эффекты в ферромагнитных металлах*, Изд-во Ростовского университета, Ростов-на-Дону (1978).
14. A. Granovsky, F. Brouers, A. Kalitsov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **166**, 193 (1997).
15. A. Granovsky, A. Vedyayev, and F. Brouers, *J. Magn. Magn. Mat.* **136**, 229 (1994).
16. A. Pakhomov, X. Yan, and Y. Xu, *J. Appl. Phys.* **79**, 6140 (1996).
17. A. Vedyayev and A. Granovsky, *Phys. Sol. St.* **28**, 2310 (1986).
18. S. Zhu, W. Or, and G. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 032503 (2009).
19. I. Dubenko, A. Pathak, S. Stadler et al., *Phys. Rev. B* **80**, 092408 (2009).
20. В. Н. Прудников, А. П. Казаков, И. С. Титов и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 735 (2010).
21. I. Dubenko, A. K. Pathak, A. Kazakov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **324**, 3530 (2012).
22. A. N. Vasiliev, O. Heczko, O. S. Volkova et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 055004 (2010).
23. O. Gunnarsson, M. Calandra, and E. Han, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1085 (2003).
24. S. P. McAlister, I. Shiozaki, and C. M. Hurd, *J. Phys. F: Metal Phys.* **11**, 2129 (1981).
25. F. E. Maranzana, *Phys. Rev.* **160**, 421 (1967).