

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Fe_2YZ ($Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$; $Z = \text{Al, Si}$)

Н. И. Коуров^{a,*}, *В. В. Марченков*^{a,b,c}, *К. А. Белозерова*^a, *Х. В. Вебер*^{d,**}

^a *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия*

^b *Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина
620002, Екатеринбург, Россия*

^c *Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
53-421, Вроцлав, Польша*

^d *Atominstytut, Vienna University of Technology
1020, Vienna, Austria*

Поступила в редакцию 10 марта 2015 г.

При $T = 4.2$ К в магнитных полях $H \leq 100$ кЭ исследованы эффект Холла и магнитосопротивление в сплавах Гейслера Fe_2YZ , где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$ — переходные $3d$ -элементы, а $Z = \text{Al, Si}$ — s -, p -элементы третьего периода таблицы Менделеева. Показано, что в пределе сильных полей ($H > 10$ кЭ) при переходе от парамагнитных сплавов ($Y = \text{Ti, V}$) к ферромагнитным сплавам ($Y = \text{Cr, Mn, Fe, Ni}$) происходят аномальные изменения величины и знака остаточных коэффициентов нормального R_0 и аномального R_s эффектов Холла. Для всех сплавов эти коэффициенты имеют разные знаки. Константа R_s в ферромагнитных сплавах положительна, пропорциональна остаточному электросопротивлению ($R_s \propto \rho_0^{3.1}$) и обратно пропорциональна спонтанной намагниченности. Магнитосопротивление исследованных сплавов по величине составляет несколько процентов и имеет отрицательный знак. Положительная добавка к поперечному магнитосопротивлению обнаруживается только в сильных магнитных полях $H > 10$ кЭ.

DOI: 10.7868/S0044451015110127

1. ВВЕДЕНИЕ

Сплавы Гейслера X_2YZ , где X и Y — переходные $3d$ -элементы, а Z — s -, p -элементы третьего периода таблицы Менделеева, представляют большой интерес для практического использования. Среди этих сплавов наиболее перспективными материалами для магнитооптической записи информации являются так называемые полуметаллические ферромагнетики. Современные расчеты электронной зонной структуры методом функционала спиновой плотности показывают (см., например, обзор [1]), что в их спектре на уровне Ферми E_F реализуется широкая (около 1 эВ) энергетическая щель

в одной из подполос, различающихся направлением спинов электронов. Следовательно, полуметаллические ферромагнетики можно рассматривать как «сильные» зонные ферромагнетики, для которых справедлива «классическая» теория Стонера [2]. По этой причине зонные ферромагнетики типа X_2YZ вызывают большой научный интерес.

В последние годы эти сплавы интенсивно исследуются как экспериментальными методами, так и теоретически. Наибольшее количество научных работ посвящено выяснению оптических и магнитооптических характеристик зонных ферромагнетиков, особенностям их магнитных и электрических свойств, а также *ab initio* расчетам электронной зонной структуры. Несомненно, представляет интерес информация и о поведении других электронных свойств. В частности, в настоящее время недостаточно исследованы гальваномагнитные характеристики этих сплавов.

*E-mail: kourov@imp.uran.ru

**H. W. Weber

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования гальваномагнитных свойств одной из систем сплавов этого класса зонных ферромагнетиков. При температуре жидкого гелия $T = 4.2$ К в магнитных полях $H \leq 100$ кЭ проведены измерения сопротивления Холла $\rho_H(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ сплавов Fe_2YZ (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$; $Z = \text{Al, Si}$). Согласно электронным зонным расчетам [3–10], в случае атомного упорядочения в кристаллической структуре $L2_1$ большинство этих сплавов относят к классу полуметаллических ферромагнетиков. Это подтверждают результаты исследований оптических [3–6], магнитных [3, 11–15] и электрических [16] свойств. В то же время, согласно зонным расчетам [7], в сплаве Fe_2VAl энергетическая щель на уровне Ферми E_F шириной около 1 эВ образуется в обеих подзонах, а в сплаве Fe_3Al , наоборот, такая щель практически отсутствует [6].

Исследованные сплавы Fe_2YZ (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$; $Z = \text{Al, Si}$) были выплавлены по общепринятой методике в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Слитки переплавлялись несколько раз, чтобы обеспечить равномерное перемешивание компонентов. Затем сплавы отжигались в течение 48 ч при температуре 800 К в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью около 100 К/ч.

Атомное содержание элементов в сплавах контролировалось с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Compaq Quanta 200, оснащенного приставкой рентгеновского микроанализа EDAX. Исследования показали, что для всех изученных сплавов отклонения от стехиометрического состава являются незначительными. Рентгеноструктурные исследования подтвердили, что во всех сплавах была сформирована структура $L2_1$. Структурная аттестация исследованных сплавов проводилась в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН и НОЦ «Нанотех» УрФУ.

Измерения магнитных и гальваномагнитных свойств были выполнены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Польша) и в Атоминституте Венского технологического университета (Австрия) на сверхпроводящем соленоиде (Oxford) и установке SQUID magnetometer MPMS XL7 (Quantum Design). Измерения полевых зависимостей $\rho_H(H)$ и $\rho(H)$ проводились общепринятым 4-контактным способом на постоянном токе. Контакты из медной

проволоки приваривались к образцу точечной сваркой. Сопротивление Холла и поперечное магнитосопротивление определялись в результате четырех измерений, полученных при коммутациях тока и магнитного поля [17, 18]. Исследованные образцы имели форму пластин с размерами около (0.5, 1.5, 5) мм. Вектор магнитного поля был направлен строго перпендикулярно плоскости пластин с точностью $\pm 2^\circ$ (или $\pm 2.5\%$), а электрический ток протекал вдоль наибольшей грани образца. Для контроля асимметрии холловских контактов были проведены измерения по 5-точечной схеме [19], чтобы скомпенсировать вклад от поперечного сопротивления. Оказалось, что данные, полученные с помощью 5- и 4-контактных методов хорошо совпадают. Поэтому в дальнейшем использовалась 4-контактная методика. В такой же поперечной геометрии осуществлялись измерения кривых намагничивания $M(H)$. Результаты исследований магнитных и электрических свойств этих сплавов, необходимые для анализа гальваномагнитных характеристик, приведены в работах [15, 16].

3. ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Результаты измерений полевых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(H)$, полученные для сплавов Fe_2YZ (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$; $Z = \text{Al, Si}$) при температуре $T = 4.2$ К, приведены на рис. 1. Видно, что общий вид зависимостей $\rho_H(H)$ аналогичен зависимостям кривых намагничивания $M(H)$, представленных на этом же рисунке и в работе [15].

Из этих данных следует, что магнитное состояние сплавов Fe_2TiAl и Fe_2VAl можно считать парамагнитным, хотя в них при температурах $T \leq 4.2$ К выявляется слабый спонтанный момент, который может быть связан с неоднородностью образца или с незначительным отклонением его состава от стехиометрического. Поведение кривых намагничивания $M(H)$ сплавов Fe_2TiAl и Fe_2VAl при слабых полях $H < 10$ кЭ отличается от линейной зависимости, свойственной идеальным парамагнетикам. Выход на зависимость $M(H)$, близкую к линейной, наблюдается только в пределе наиболее сильных магнитных полей. Однако полевые зависимости сопротивления Холла в этих сплавах являются линейными практически во всем исследованном интервале магнитных полей.

Согласно экспериментальным данным, приведенным на рис. 1, при переходе к истинно ферромагнит-

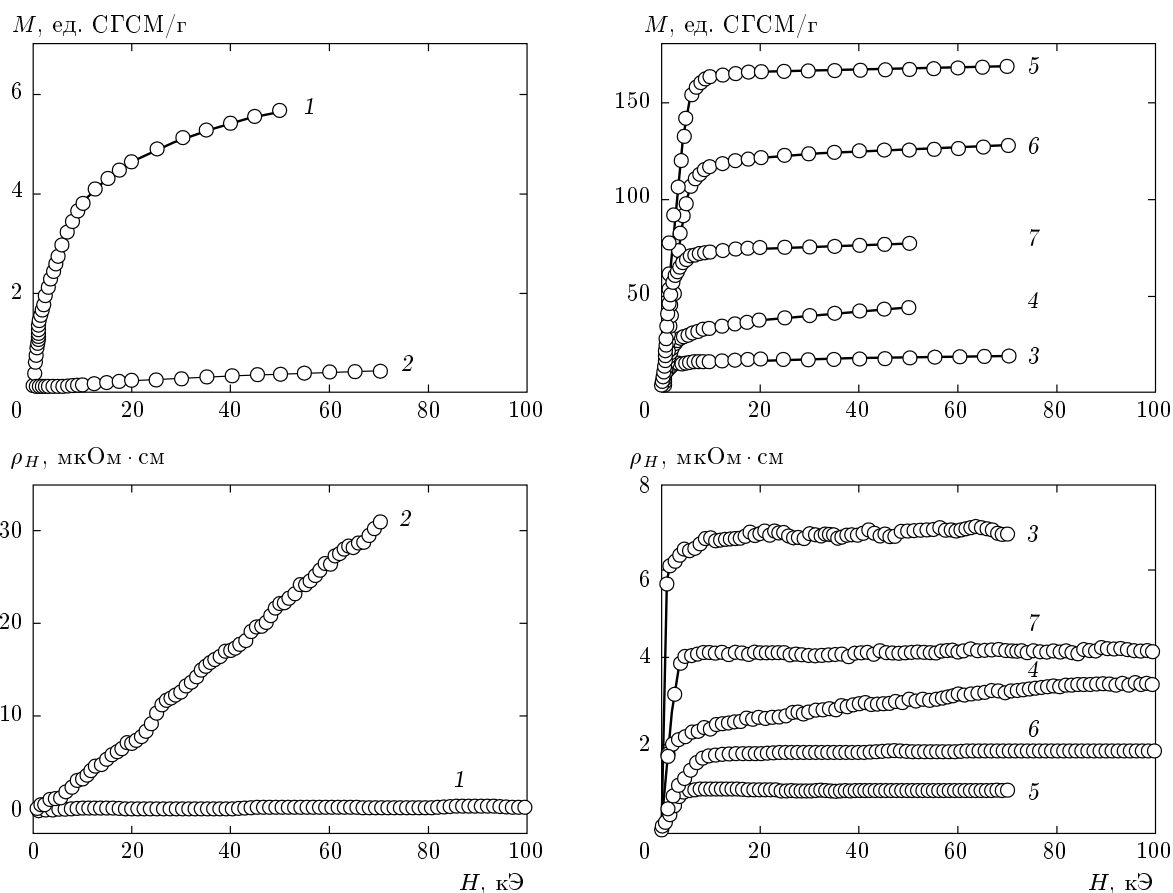


Рис. 1. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(H)$ и намагниченности $M(H)$ сплавов Гейслера Fe_2YAl , где $Y = Ti$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6), и Fe_2MnSi (7) при $T = 4.2$ К

ным сплавам Fe_2YAl ($Y = Cr, Mn, Fe, Ni$) и Fe_2MnSi существенно возрастает величина намагниченности, а также принципиально изменяется вид полевых зависимостей сопротивления Холла и намагниченности. На кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ отчетливо выделяются два интервала магнитных полей: область технического намагничивания ($H < 10$ кЭ), а при более высоких полях — область парапроцесса.

Известно (см., например, [20, 21] и цитируемую там литературу), что в ферромагнитных металлах сопротивление Холла обычно записывают в виде суммы двух членов:

$$\rho_H(H) = R_0B + 4\pi R_sM. \tag{1}$$

Первый член в выражении (1) описывает нормальный эффект Холла (НЭХ), обусловленный действием силы Лоренца на движение электронов проводимости в поле магнитной индукции B , которая определяется внешним магнитным полем H и величиной намагниченности M : $B = H + 4\pi M(1 - N)$, где $0 \leq$

$\leq N \leq 1$ — размагничивающий фактор образца. В сильных магнитных полях (в области парапроцесса) имеем $M = M_s + \chi H$. Здесь χ — восприимчивость парапроцесса, M_s — спонтанная намагниченность.

Второй член в выражении (1) обусловлен так называемым аномальным эффектом Холла (АЭХ), связанным с наличием в ферромагнитных металлах спин-орбитального взаимодействия. Определяется АЭХ в отличие от НЭХ прежде всего особенностями взаимодействия носителей тока с кристаллической решеткой ферромагнетика (примесиями и фононами) и с магнитными рассеивающими центрами [20, 21]. Следует отметить, что в последнее время возрос интерес к исследованиям АЭХ с целью дальнейшего развития теории этого эффекта, который имеет общую природу со спиновым эффектом Холла, перспективным для использования в спинтронике.

Для получения информации об особенностях электронной зонной структуры и процессах рассея-

ния электронов проводимости в исследованных сплавах Гейслера необходимо из результатов измерений сопротивления Холла и кривых намагничивания определить величины коэффициентов R_0 и R_s . Обычно значения коэффициентов R_0 и R_s вычисляются в результате анализа кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ в области парапроцесса, когда эти зависимости выходят в насыщение или являются линейными функциями поля [20, 21]. Однако основная особенность исследованных зонных ферромагнетиков заключается в отсутствии эффекта насыщения и линейной зависимости рассматриваемых характеристик в сильных магнитных полях (см. рис. 1 и работу [15]). Вставляя выражение для индукции в формулу (1), получаем

$$\frac{\rho_H}{H} = R_0 + 4\pi R'_s \frac{M}{H}, \quad (2)$$

где $R'_s = R_s + (1 - N)R_0$.

На рис. 2 видно, что в пределе сильных магнитных полей ($H > 10$ кЭ) для результатов измерений $\rho_H(H)$ и $M(H)$ во всех исследованных сплавах справедливо соотношение (2). При этом мы получаем значения коэффициентов НЭХ R_0 и АЭХ R'_s . Обычно, как и в рассматриваемом случае, коэффициент R_s по величине превосходит R_0 на два или даже на три порядка, а размагничивающий фактор исследованных образцов составляет $0.6 \leq N \leq 1$. Поэтому можно считать с большой долей достоверности, что $R'_s \approx R_s$. Как следует из данных рис. 2, при используемом способе определения холловских коэффициентов наибольшая погрешность возникает для коэффициента R_0 . Однако, как это видно из рис. 3, она не превышает 10 %¹⁾.

3.1. Нормальный эффект Холла

Известно (см., например, [20]), что коэффициент R_0 нормального эффекта Холла в однозонной модели определяется числом n носителей тока в единице объема образца:

$$R_0 = \frac{1}{nec}, \quad (3)$$

где c — скорость света, e — заряд носителя тока. При учете двух типов носителей, электронов (e) и дырок (h), НЭХ будет определяться не только типом и числом (n_e и n_h) носителей, но и их подвижностью (μ_e и μ_h). Соответственно,

$$R_0 = \frac{1}{ec} \frac{n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2}. \quad (4)$$

¹⁾ Авторы благодарны Н. Г. Бебенину за полезное обсуждение полученных результатов измерения эффекта Холла.

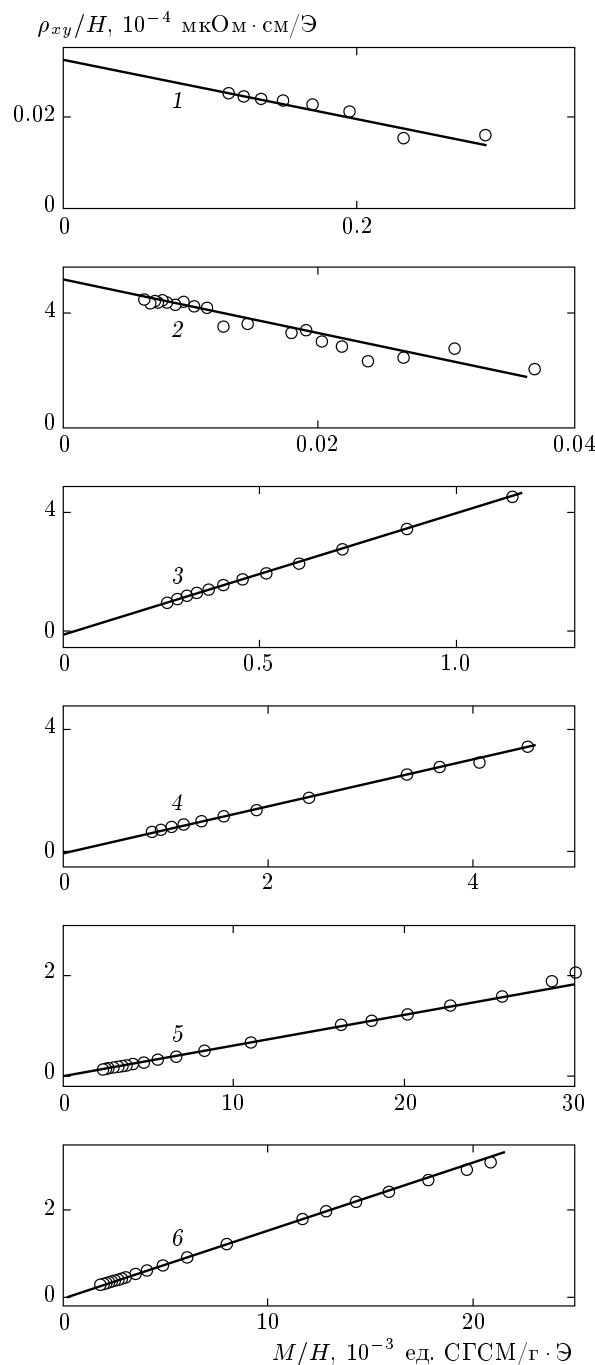


Рис. 2. Зависимости ρ_H/H от M/H для ферромагнитных сплавов Гейслера Fe_2YAl : $Y = Ti$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6)

Следовательно, НЭХ зависит в основном от параметров электронной зонной структуры сплавов на уровне Ферми E_F . Поскольку в настоящее время отсутствуют надежные данные о поверхностях Ферми исследуемых в данной работе сплавов, а тем более

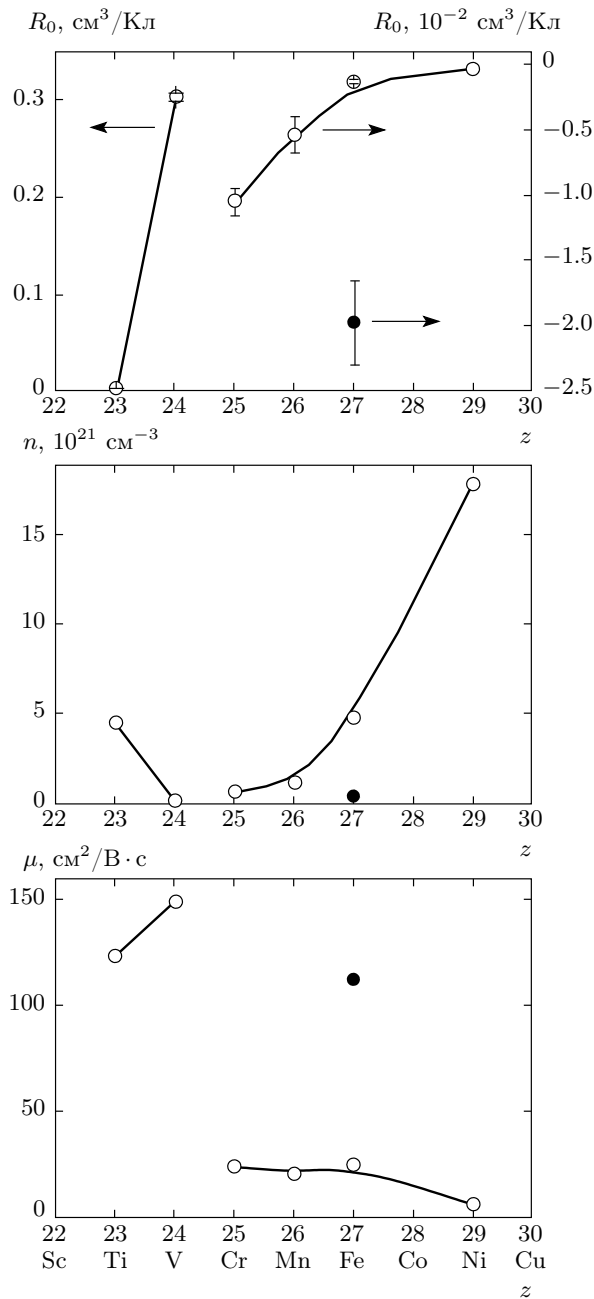


Рис. 3. Коэффициенты НЭХ R_0 , концентрации n носителей тока и их подвижности μ в сплавах Гейслера Fe_2YAl с $\text{Y} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$, определенные согласно выражениям (2) и (3), в зависимости от числа z валентных электронов. Значения R_0 , n и μ для сплава Fe_2MnSi показаны темными символами

данные о концентрациях и подвижностях носителей заряда, принадлежащих различным листам их поверхностей Ферми, в дальнейшем будем использовать однозонную модель. Это позволяет определить тип носителей тока, преобладающих в том или ином соединении, их эффективную концентрацию и подвижность, а также проследить за качественными изменениями их электронных характеристик при переходе от одного сплава к другому.

Как видно из рис. 3, в сплавах Fe_2TiAl и Fe_2VAl коэффициент R_0 имеет положительный знак. Поэтому можно считать, что в этих сплавах преобладающими носителями заряда являются дырки. В сплаве Fe_2TiAl коэффициент $R_0 = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{Кл}$. Следовательно, имеем величину, обычную для $3d$ -металлов [20]. Используя выражение (3), получаем концентрацию носителей тока $n \approx 4.4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В свою очередь, зная величину остаточного электросопротивления $\rho_0 = 11.5 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, определенную при $T = 4.2 \text{ К}$ и приведенную в работе [16], можно оценить холловскую подвижность носителей тока $\mu = R_0/\rho_0 \approx 123 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

В то же время вычисленный таким же образом коэффициент НЭХ для сплава Fe_2VAl равен $R_0 = 3 \cdot 10^{-1} \text{ см}^3/\text{Кл}$, т.е. по величине он практически на два порядка больше, чем в сплаве Fe_2TiAl . Это не удивительно, так как, согласно зонным расчетам, в электронном спектре Fe_2VAl на уровне Ферми E_F имеется энергетическая щель для электронов с обоими направлениями спинов. Следовательно, этот сплав можно отнести к классу полупроводников, для которых характерны высокие значения R_0 из-за малой концентрации n носителей. Согласно формуле (3), для сплава Fe_2VAl получаем концентрацию $n \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При уровне электросопротивления исследованного образца $\rho_0 = 2020 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ величина холловской подвижности равна $\mu \approx 149 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ²⁾.

Из данных на рис. 3 следует, что в области перехода от парамагнитных к ферромагнитным сплавам в интервале $24 < z < 25$ коэффициент R_0 изменяет свой знак с положительного на отрицательный. Следовательно, в ферромагнитных сплавах основными носителями заряда являются электроны. Это указывает на существенное различие зонной структуры вблизи E_F в пара- и ферромагнитных сплавах Fe_2YZ ($\text{Y} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$; $\text{Z} = \text{Al}, \text{Si}$). Действительно, согласно зонным рас-

²⁾ Эффект Холла в сплавах, близких по составу к стехиометрическому Fe_2VAl , более подробно рассматривался ранее (см., например, работу [22] и литературу в ней).

четам *ab initio* [3–10], исследованные зонные ферромагнетики с числом валентных электронов, приходящихся на формульную единицу, $z \geq 25$ имеют энергетическую щель в электронном спектре на E_F для электронов со спином, направленным вниз (\downarrow), т. е. против направления вектора намагниченности, а сплав Fe_3Al вблизи E_F не имеет щелевой особенности в спектре электронов с обоими направлениями спинов [6]. Наоборот, в электронном спектре парамагнитного сплава Fe_2TiAl на E_F реализуется глубокая «псевдощель» для электронов со спином, направленным вверх (\uparrow), а сплав Fe_2VAl характеризуется практически отсутствием на E_F электронов с разными направлениями спинов [3–6].

Из рис. 3 также видно, что в ферромагнитных сплавах в зависимости от числа z валентных электронов коэффициент НЭХ варьируется в интервале $-3.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл} < R_0 < -2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{Кл}$. Соответственно, концентрация носителей тока, в данном случае электронов, изменяется в интервале $0.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} < n < 18 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а их подвижность — в интервале $5.7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} < \mu < 112 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Следует отметить, что замена в сплаве Fe_2MnAl атомов Al на атомы Si не приводит к смене знака коэффициента НЭХ; при этом величины R_0 , n и μ изменяются достаточно сильно.

Необходимо отметить, что все измерения в данной работе были выполнены на поликристаллических образцах. Поэтому полученные оценки концентраций носителей заряда и их подвижностей являются качественными, позволяющими, однако, судить о порядке величин n и μ , а следовательно, проследить качественное изменение этих параметров при переходе от пара- к ферромагнитным сплавам. Согласно данным, приведенным на рис. 3, такой переход сопровождается аномальным изменением не только коэффициента НЭХ $R_0(z)$, но и типа основных носителей тока, их концентрации $n(z)$, а также величины холловской подвижности $\mu(z)$.

3.2. Аномальный эффект Холла

В общем случае коэффициент АЭХ R_s ферромагнитных сплавов связан с их удельным сопротивлением ρ и спонтанной намагниченностью M_s соотношением (см., например, [20] и приведенную там литературу)

$$R_s \approx \lambda_{eff} \frac{\rho^k}{M_s}, \quad (5)$$

где λ_{eff} — эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия, а k — показатель степени, вели-

чина которого зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Обычно $k = 1$ или $k = 2$.

Из сравнения экспериментальных данных, представленных на рис. 3 и 4, видно, что в исследованных сплавах величина коэффициента R_s на два (три) порядка превосходит значения коэффициента R_0 . Кроме того, знак коэффициента R_s противоположен знаку коэффициента R_0 , что, по-видимому, обусловлено отрицательным знаком константы λ_{eff} .

Следует отметить, что в данном случае мы имеем дело, по существу, с остаточными (при $T = 0 \text{ К}$) значениями электросопротивления, спонтанной намагниченности и коэффициента АЭХ. Из рис. 4 видно, что коэффициент R_s ферромагнитных сплавов с числом валентных электронов $z \geq 25$ имеет положительный знак. Обращает на себя внимание резкое возрастание коэффициента АЭХ в области перехода от ферромагнитных к парамагнитным сплавам в интервале $24 < z \leq 25$. В полном соответствии с выражением (5) при этом наблюдается также аномальное возрастание остаточного электросопротивления ρ_0 и, наоборот, уменьшение величины M_s .

Одним из наиболее важных вопросов при рассмотрении АЭХ является определение основного механизма рассеяния носителей тока. Как известно [20, 21], квадратичная зависимость коэффициента R_s от сопротивления имеет место при наличии 1) собственного спин-орбитального взаимодействия (взаимодействия спина электрона со своим же орбитальным движением) или 2) несобственного СОВ (взаимодействия спина электрона с орбитальным движением другого электрона), а также 3) механизма бокового смещения, т. е. скачкообразного изменения траектории движения электрона при рассеянии на примеси. Кроме того, при анализе АЭХ обычно рассматривается механизм асимметричного рассеяния, когда при наличии собственного или несобственного СОВ вероятность рассеяния электрона налево или направо от его направления движения считается зависящей от направления спина. При слабом рассеянии электронов на примесях и при $T = 0 \text{ К}$ механизм асимметричного рассеяния дает линейно-квадратичную зависимость $R_s(\rho_0)$. В случае сильного рассеяния в концентрированных сплавах такая линейно-квадратичная зависимость не имеет места. Роль указанных вкладов в формировании АЭХ анализировалась в многочисленных научных статьях и монографиях.

Однако выражение типа (5) получается в любом из этих приближений при условии, что длина свободного пробега l носителей тока больше, чем среднее межатомное расстояние a ($l > a$). В нашем слу-

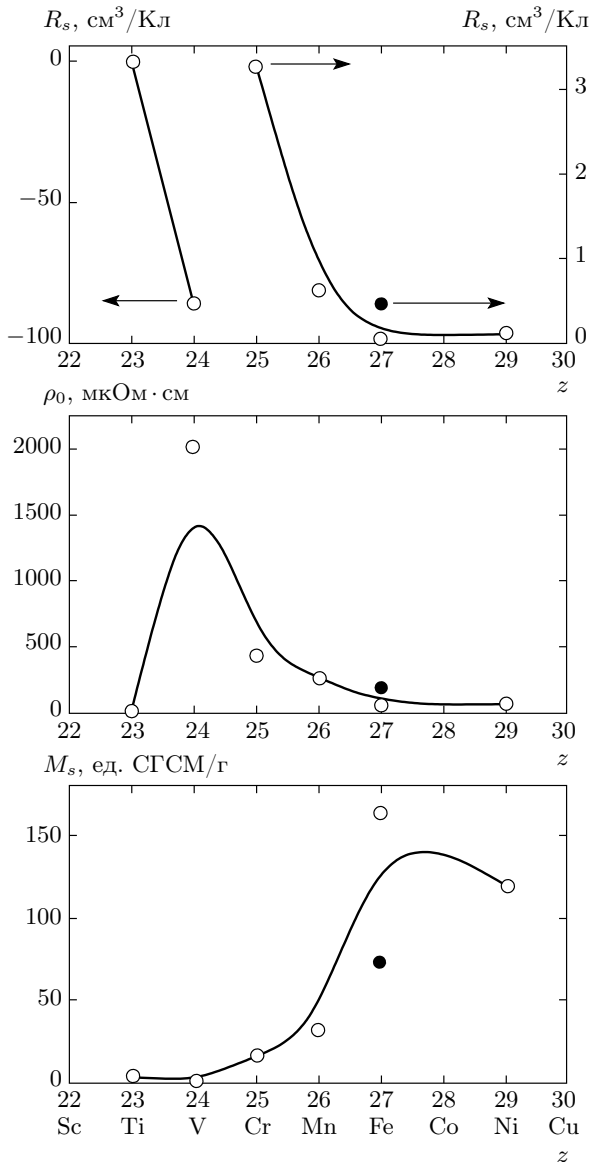


Рис. 4. Коэффициент АЭХ R_s , определенный согласно выражению (2), спонтанная намагниченность M_s и остаточное электросопротивление ρ_0 в сплавах Гейслера Fe_2YAl с $Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni$ в зависимости от числа z валентных электронов. Значения R_s , ρ_0 и M_s для сплава Fe_2MnSi показаны темными символами

чае для ферромагнитных сплавов с $z \approx 25$ величина $\rho_0 \approx 400$ мкОм·см (см. рис. 4), т.е. превышает известный предел Иоффе–Регеля, соответствующий $l \sim a$. Основными носителями тока в рассматриваемых ферромагнитных сплавах являются d -подобные поляризованные по спину электроны, принадлежащие узким зонам. Поэтому очевидно, что в этих

сплавах АЭХ формируется, скорее всего, в режиме прыжкового переноса заряда носителей тока. Теория АЭХ в модели прыжковой проводимости Миллера – Абрахамса, предложенная в работе [23], при учете асимметричного рассеяния носителей тока дает зависимость типа (5) с показателем степени $k = 0.5$. Однако резкое возрастание АЭХ на границе перехода от ферромагнитных к парамагнитным сплавам в нашем случае невозможно связать с геометрическим фактором, а именно с усилением АЭХ за счет образования бесконечного ферромагнитного кластера. В исследованных атомно-упорядоченных стехиометрических сплавах Гейслера в условиях зонной природы магнетизма переход от пара- к ферромагнитным сплавам реализуется не по кластерному механизму. В данном случае коэффициент R_s определяется, главным образом, периодической частью СОВ. Отметим, что подобный режим формирования АЭХ в настоящее время теоретически не рассматривался.

Как видно из рис. 5, для всех ферромагнитных сплавов с $z \geq 25$ коэффициент R_s , определенный при $T = 4.2$ К, с наименьшей погрешностью подчиняется зависимости типа (5) с показателем степени $k = 3.1$. Даже линейно-квадратичная зависимость, учитывающая сумму механизмов для АЭХ, описывает экспериментальные данные менее точно. Следовательно, ни одна из известных моделей, обычно используемых при анализе АЭХ, не дает адекватного описания в исследованных зонных ферромагнетиках. Скорее всего, АЭХ рассматриваемых сплавов в значительной мере определяется не только механизмами рассеяния носителей тока при наличии периодического спин-орбитального взаимодействия, но и процессами перестройки электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F .

В сильных магнитных полях перестройка электронного спектра зонных ферромагнетиков приводит к изменению как числа носителей тока, так и величины намагниченности — характеристик, определяющих коэффициенты Холла. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 5, показывают, что коэффициент АЭХ в рассматриваемых ферромагнетиках не только является степенной функцией электросопротивления, но и обратно пропорционален спонтанной намагниченности³⁾. Такое возможно только при условии отсутствия взаимосвязи между ρ_0 и M_s . Как известно [20], в зонных ферромагне-

³⁾ Наблюдаемое отклонение экспериментальных значений от зависимости $R_s(M_s)$ (5), по-видимому, обусловлено существенным различием величин λ_{eff} для исследованных сплавов.

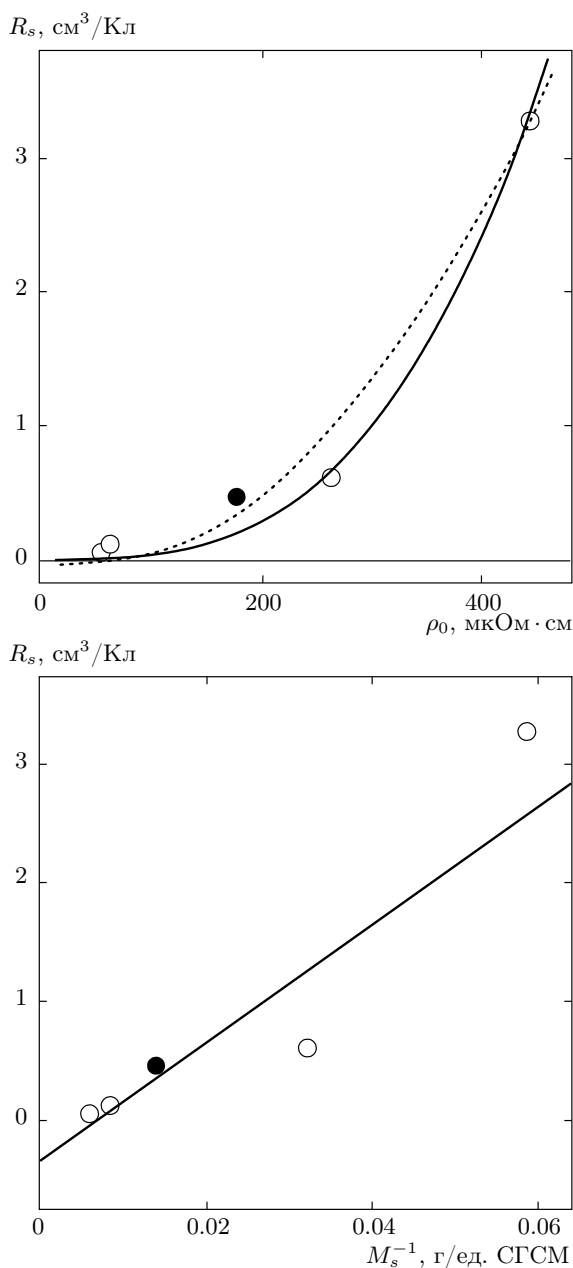


Рис. 5. Зависимости коэффициента АЭХ R_s от величины обратной спонтанной намагниченности M_s^{-1} и от остаточного электросопротивления для ферромагнитных сплавов Гейслера Fe_2YAl ($Y = Cr, Mn, Fe, Ni$) — светлые кружки, Fe_2MnSi — темные кружки. Сплошными линиями показаны результаты обработки экспериментальных данных зависимостью $R_s = \alpha\rho_0^{3,1}$, пунктиром — $R_s = \beta\rho_0 + \gamma\rho_0^2$

тиках величина M_s зависит в основном от разности плотностей d -электронных состояний на E_F со спинами вверх и вниз. В то же время электросопротивление определяется, главным образом, процессами рассеяния более легких s -электронов на различных статических и динамических неоднородностях в ферромагнитных сплавах или величиной суммарной плотности d -состояний на E_F в случае моттовского механизма проводимости [20].

Из рис. 2 видно, что в парамагнитных сплавах с $z \leq 24$ с помощью выражения (2) в пределе максимальных полей удается также определить константу АЭХ, хотя и с меньшей достоверностью, чем для ферромагнитных сплавов. При этом переход от ферромагнитных к парамагнитным сплавам сопровождается сменой знака коэффициента R_s с положительного на отрицательный, причем в парамагнитных сплавах сохраняются основные закономерности, которые следуют из соотношения (5). Коэффициент АЭХ увеличивается с ростом ρ_0 и, наоборот, уменьшается с ростом M_s . Отметим, что в настоящее время отсутствует какая-либо более или менее обоснованная теория АЭХ в парамагнитных металлах. Поэтому отсутствует возможность более глубокого анализа полученных результатов по АЭХ в парамагнитных сплавах исследованной системы Fe_2YAl ($Y = Ti, V$).

4. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Результаты измерений полевых зависимостей поперечного магнитосопротивления $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) \equiv \Delta\rho/\rho_0$, полученные в геометрии взаимно перпендикулярных направлений векторов магнитного поля и электрического тока, приведены на рис. 6. Видно, что для всех исследованных сплавов магнитосопротивление составляет по величине несколько процентов и имеет отрицательный знак. Следовательно, оно обусловлено в основном упорядочением неоднородностей в магнитном поле. В полях выше технического насыщения (в нашем случае при $H > 10$ кЭ [15]) полевая зависимость $\Delta\rho/\rho_0$, как правило, более слабая и определяется парапроцессом.

Известно [20], что полевые зависимости магнитосопротивления ферромагнетиков в области парапроцесса описываются эмпирическим выражением

$$\Delta\rho/\rho_0 = a [M_s^2 - M^2(H)] = -a_1(\chi H) - a_2(\chi H)^2, \quad (6)$$

где a , a_1 и a_2 — численные коэффициенты, χ — магнитная восприимчивость.

На рис. 6 сплошными линиями показаны результаты обработки экспериментальных данных, полу-

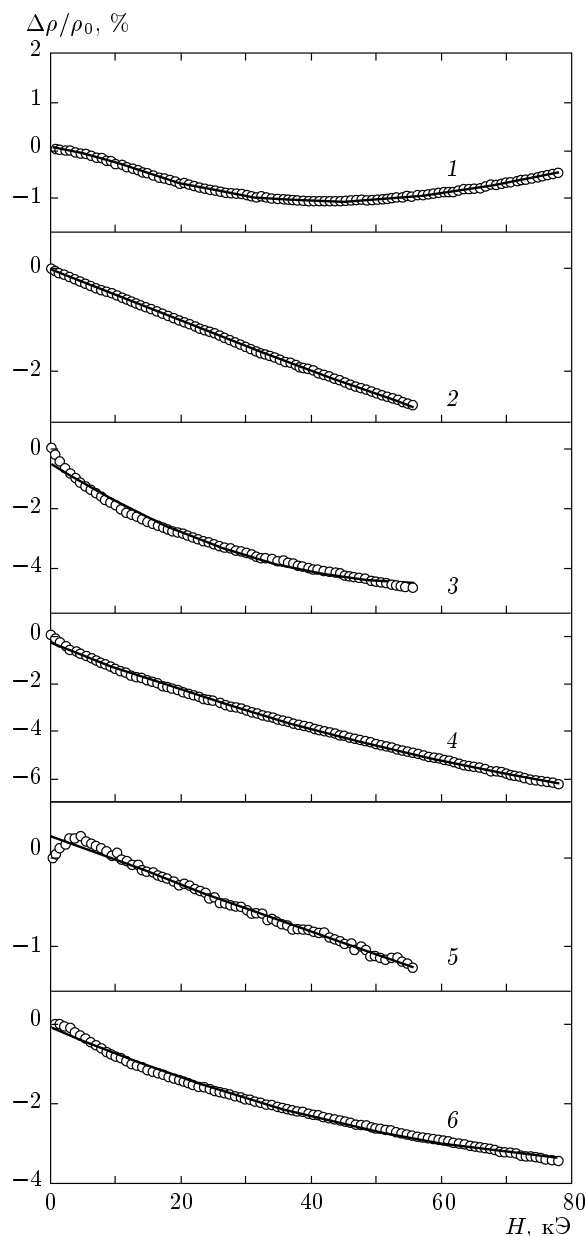


Рис. 6. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ сплавов Гейслера Fe_2YAl при $T = 4.2$ К для $Y = \text{Ti}$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6). Сплошные линии — результат обработки экспериментальных данных, полученных в области парапроцесса, согласно выражению (5)

ченных в области парапроцесса, согласно формуле (6), которые подтверждают справедливость такого приближения. При этом, однако, для исследованных зонных ферромагнетиков обнаруживается присутствие $\Delta\rho/\rho_0$ -эффекта в нулевом магнитном поле, что отмечалось ранее практически для всех ферромагнитных металлов и связывалось с многодоменно-

стью образцов [20]. В области технического намагничивания, из-за произвольного направления векторов спонтанной намагниченности отдельных доменов относительно направления внешнего поля, в эксперименте всегда наблюдается сумма продольного и поперечного магнитосопротивлений. Поэтому при обработке результатов измерений, полученных в области парапроцесса согласно (6), как правило, выделяется спонтанный эффект произвольного знака.

Кроме того, для всех сплавов получается положительный знак у квадратичного по полю вклада в выражении (6). При малой величине магнитной восприимчивости χ , которая характерна для области парапроцесса, это возможно по двум причинам. Во-первых, в сильных магнитных полях становится существенным лоренцево закручивание носителей тока, дающее положительную составляющую в $\rho(H)$. Во-вторых, при условии отсутствия эффекта насыщения кривых $M(H)$ и уменьшения величины χ с ростом H в полевой зависимости $\Delta\rho/\rho_0$ зонных ферромагнетиков появляется не учитываемая в выражении (6) «эффективная» добавка положительного знака.

Из рис. 6 видно, что в сплаве Fe_2TiAl , имеющем среди исследованных сплавов наименьшее значение $\rho_0 = 11.5$ мкОм·см [16], в сильных магнитных полях квадратичный вклад в $\Delta\rho/\rho_0$ -эффект становится определяющим. В то же время, в высокоомном сплаве Fe_2VAl ($\rho_0 = 2020$ мкОм·см [16]) член, квадратичный по H в выражении (6), пренебрежимо мал. Поэтому полевая зависимость $\Delta\rho/\rho_0$ в этом сплаве является практически линейной функцией поля. Следует отметить, что для сплава $\text{Fe}_{1.9}\text{V}_{1.1}\text{Al}$, близкого по составу к стехиометрическому Fe_2VAl , в работе [22] также отмечается существенная роль процессов рассеяния носителей тока на магнитных неоднородностях при описании поперечного магнитосопротивления.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные исследования гальваномагнитных свойств зонных ферромагнетиков Fe_2YZ ($Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$; $Z = \text{Al}, \text{Si}$) показывают, что при переходе от парамагнитных ($Y = \text{Ti}, \text{V}$) к ферромагнитным ($Y = \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$; $Z = \text{Al}, \text{Si}$) сплавам происходит существенное изменение параметров электронного спектра вблизи E_F . Об этом свидетельствует прежде всего аномальное изменение величины и знака коэффициента НЭХ $R_0(z)$, концентрации носителей тока $n(z)$, а также величины холловской подвижности $\mu(z)$.

Аномальная составляющая эффекта Холла в области перехода от ферромагнитных к парамагнитным сплавам также претерпевает аномальные изменения по величине и знаку. В исследованных сплавах коэффициент R_s имеет знак, противоположный знаку коэффициента R_0 , что может быть обусловлено отрицательным знаком константы спин-орбитального взаимодействия λ_{eff} . При изменении числа z валентных электронов наблюдается степенная зависимость коэффициента АЭХ от удельного электросопротивления сплавов с показателем степени $k = 3.1$, что не соответствует основным моделям, используемым в настоящее время при рассмотрении АЭХ [20, 21]. Наличие практически одинаковых зависимостей коэффициентов НЭХ и АЭХ от числа валентных электронов, но с разными знаками, указывает на определяющую роль изменения параметров электронного спектра на E_F в формировании эффекта Холла исследованных зонных ферромагнетиков.

Магнитосопротивление всех сплавов составляет несколько процентов и имеет отрицательный знак, что обусловлено упорядочением неоднородностей в магнитном поле. Полевые зависимости $\Delta\rho/\rho_0$ в области парапроцесса описываются известным феноменологическим соотношением (5) при наличии составляющей в нулевом магнитном поле. Однако в этом выражении член, квадратичный по полю, имеет положительный знак. В условиях малых значений магнитной восприимчивости этот факт объясняется вкладами в $\Delta\rho/\rho_0$ -эффект от механизма лоренцева закручивания носителей тока и от уменьшения величины χ с ростом магнитного поля в области парапроцесса, что характерно для зонных ферромагнетиков.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (грант № 15-02-06686), Программы фундаментальных научных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-12) и гранта Президента РФ для научных школ (НШ-1540.2014.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, УФН **164**, 705 (1994).
2. E. S. Stoner, Proc. Roy. Soc. London A **165**, 372 (1938); **169**, 339 (1939).
3. E. Shreder, S. V. Streltsov, A. Svyazhin et al., J. Phys.: Condens. Matter **20**, 045212 (2008).
4. Е. И. Шредер, А. Д. Свяжин, К. А. Фомина, ФММ **113**, 155 (2012).
5. K. A. Fomina, V. V. Marchenkov, E. I. Shreder, and H. W. Weber, Sol. St. Phenom. **168–169**, 545 (2011).
6. B. Xu, J. Liu, and L. Yi, Phys. Lett. A **363**, 312 (2007).
7. V. Sharma and G. Pilania, J. Magn. Magn. Mater. **339**, 142 (2013).
8. A. Bansil, S. Kaprzyk, P. E. Mijnders, and J. Tobo-ta, Phys. Rev. B **60**, 13396 (1999).
9. S. Fujii, S. Ishida, and S. Asano, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 185 (1995).
10. R. Y. Umetsu, N. Morimoto, M. Nagasako et al., J. Alloys Comp. **528**, 3219 (2011).
11. Zhuhong Liu, Xingqiao Ma, Fanbin Meng, and Guangheng Wu, J. Alloys Comp. **509**, 34 (2012).
12. К. Н. J. Buschow and P. G. Engen, J. Magn. Magn. Mater. **25**, 90 (1981).
13. М. Хансен, К. Андерко, *Структура двойных сплавов*, т. 1, Металлургия, Москва (1986).
14. T. Sakon, K. Koyama, O. Kamiya et al., J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 044802 (2013).
15. Н. И. Коуров, В. В. Марченков, А. В. Королев и др., ФТТ **57**, 1964 (2015).
16. Н. И. Коуров, В. В. Марченков, К. А. Белозерова, Х. В. Вебер, ЖЭТФ **145**, 491 (2014).
17. Н. В. Волкенштейн, М. Глиньски, В. В. Марченков и др., ЖЭТФ **95**, 2103 (1989).
18. A. N. Cherepanov, V. V. Marchenkov, V. E. Startsev, and N. V. Volkenshtein, J. Low Temp. Phys. **80**, 135 (1990).
19. Н. В. Волкенштейн, В. В. Марченков, В. Е. Старцев и др., Письма в ЖЭТФ **41**, 376 (1985).
20. В. Ю. Ирхин, Ю. П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях*, Изд-во УрО РАН, Екатеринбург (2004).
21. А. Б. Грановский, В. Н. Прудников, А. П. Казаков и др., ЖЭТФ **142**, 916 (2012).
22. V. V. Marchenkov, V. I. Okulov, K. A. Okulova, and H. W. Weber, J. Low. Temp. Phys. **159**, 208 (2010).
23. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, ФТТ **28**, 2310 (1986).