

05,01

Гальваномагнитные свойства сплавов Гейслера Co_2YAl ($Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$)

© Н.И. Коуров¹, В.В. Марченков¹⁻³, Ю.А. Перевозчикова¹, Н.В. Weber⁴

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия

³ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,
Wroclaw, Poland

⁴ Atominstitut, Vienna University of Technology,
Vienna, Austria

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 24 мая 2016 г.)

При $T = 4.2 \text{ K}$ в магнитных полях $H \leq 100 \text{ kOe}$ исследованы эффект Холла и магнитосопротивление ферромагнитных сплавов Гейслера Co_2YAl , где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$. Показано, что коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла по абсолютной величине максимальны в середине $3d$ -периода таблицы элементов. При переходе от слабо- ($Y = \text{Ti, V}$) к сильноферромагнитным ($Y = \text{Cr, Mn, Fe, Ni}$) сплавам коэффициент R_0 изменяет знак с отрицательного на положительный. Константа R_S для всех сплавов положительна и пропорциональна $\rho^{2,9}$. Магнитосопротивление исследованных сплавов не превышает нескольких процентов и в зависимости от числа валентных электронов z по абсолютной величине изменяется довольно сильно, а знаки варьируются произвольным образом.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“, № 01201463330) при частичной поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12), РФФИ (проект № 15-02-06686) и Правительства РФ (постановление № 211, контракт № 02.A03.21.0006).

DOI: 10.21883/FTT.2017.01.43951.207

1. Введение

Сплавы Гейслера Co_2YAl (где Y — переходные $3d$ -элементы), упорядоченные в кристаллической структуре $L2_1$, относятся к классу полуметаллических ферромагнетиков (ПМФ). Современные расчеты электронной зонной структуры методом функционала спиновой плотности [1–9] показывают, что в их спектре на уровне Ферми E_F реализуется широкая ($\sim 1 \text{ eV}$) энергетическая щель в одной из подполос, различающихся направлением спинов электронов. Следовательно, эти ПМФ можно рассматривать как „сильные“ зонные ферромагнетики, для которых справедлива „классическая“ теория Стонера [10]. Это подтверждают результаты исследования магнитных свойств сплавов Co_2YAl (см. работу [11] и ссылки в ней).

В последние годы эти сплавы интенсивно исследуются как экспериментальными методами, так и теоретически. Наибольшее число научных работ посвящено выяснению оптических [2], магнитных [4,5,11–13] и электрических [6,14–16] свойств, а также *ab initio* расчетам электронной зонной структуры [1–9]. Несомненно представляет интерес информация и о поведении других электронных свойств. В частности, в настоящее время практически отсутствуют исследования гальваномагнитных характеристик этих сплавов.

В настоящей работе при температуре жидкого гелия $T = 4.2 \text{ K}$ в магнитных полях $H \leq 100 \text{ kOe}$ проведены измерения полевых зависимостей сопротивления Холла $\rho_H(H)$, намагниченности $M(H)$ и сопротивления $\rho(H)$ сплавов Co_2YAl (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$), упорядоченных в структуре $L2_1$. Исследования магнитных и гальваномагнитных свойств были выполнены в Атоминституте Венского технологического университета (Австрия) и Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Польша). Измерения зависимостей $\rho_H(H)$ и $\rho(H)$ проводились четырехконтактным способом на постоянном токе. Поперечное магнитосопротивление $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) = \Delta\rho/\rho_0(H)$ и сопротивление Холла $\rho_H(H)$ определялись по четырем измерениям, полученным при коммутации электрического тока и магнитного поля [17,18]. Исследованные образцы имели форму пластин размером $\sim 0.5 \times 1.5 \times 5 \text{ mm}$. При этом вектор магнитного поля был направлен перпендикулярно плоскости пластины, а электрический ток протекал вдоль наибольшей грани образца. В такой же геометрии осуществлялись измерения кривых намагничивания $M(H)$. Результаты исследований магнитных и электрических свойств рассматриваемых сплавов, необходимые для анализа гальваномагнитных характеристик, приведены в [11,14]. В этих работах описана также методика

получения сплавов Co_2YAl (где $Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$).

2. Эффект Холла

Результаты измерений полевых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(H)$, полученные для сплавов Co_2YAl (где $Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$) при температуре $T = 4.2 \text{ K}$, приведены на рис. 1. Видно, что общий вид зависимостей $\rho_H(H)$ аналогичен виду кривых намагничивания $M(H)$, представленных на этом же рисунке. На кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ отчетливо выделяются два интервала магнитных полей: область технического намагничивания ($H < 20 \text{ kOe}$) и область парапроцесса (при более высоких полях). Согласно [11], в пределе сильных магнитных полей ($H \geq 20 \text{ kOe}$) намагниченность этих сплавов описывается в рамках модели Стонера [10]. При этом величины намагниченности насыщения и температуры Кюри имеют максимальные значения в середине $3d$ -периода таблицы Менделеева.

Для получения информации об особенностях электронной зонной структуры и процессах рассеяния электронов проводимости в исследованных зонных ферромагнетиках необходимо исходя из результатов измерений сопротивления Холла определить величины коэффициентов нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла. Обычно значения коэффициентов R_0 и R_S вычисляются в результате экстраполяции на нулевое поле зависимостей $\rho_H(H)$ и $M(H)$ из области парапроцесса, когда эти зависимости вышли на насыщение или являются линейными функциями поля. При этом используется выражение для сопротивления Холла в виде суммы двух членов (см., например, [19,20])

$$\rho_H(H) = R_0 B + 4\pi R_S M. \quad (1)$$

Первый член в выражении (1) описывает нормальный эффект Холла (НЭХ). Он обусловлен действием силы Лоренца на движение электронов проводимости в поле магнитной индукции B , которая определяется внешним магнитным полем H и величиной намагниченности M : $B = H + 4\pi M(1 - N)$, а $M = M_S + \chi H$. Здесь $0 \leq N \leq 1$ — размагничивающий фактор образца, χ — магнитная восприимчивость, M_S — спонтанная намагниченность.

В ферромагнитных металлах, как правило, доминирует второй член в выражении (1) — так называемый аномальный эффект Холла (АЭХ), который обычно связывают с наличием спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В отличие от нормального эффекта Холла АЭХ определяется прежде всего процессами рассеяния носителей тока на неоднородностях кристаллической решетки ферромагнетика (примесях и фононах) и магнитных рассеивающих центрах [19,20].

Основная особенность исследованных зонных ферромагнетиков заключается в отсутствии эффекта насыщения и линейной зависимости кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ в

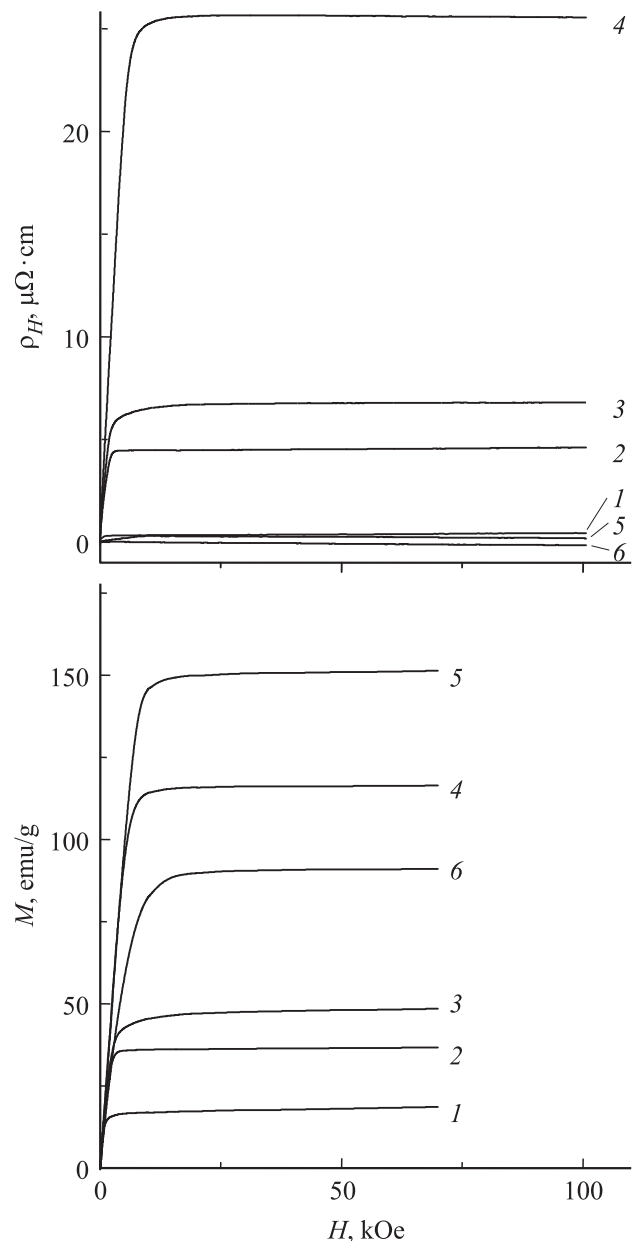


Рис. 1. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(H)$ и намагниченности $M(H)$ сплавов Гейслера Co_2YAl при $T = 4.2 \text{ K}$. $Y = \text{Ti}$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6).

сильных магнитных полях (см. рис. 1 и работу [11]). Поэтому в данном случае для определения величин коэффициентов R_0 и R_S более правильно не использовать способ, обычно применяемый экспериментаторами: путем экстраполяции зависимостей $\rho_H(H)$ и $M(H)$ из области парапроцесса на нулевое поле. Учитывая довольно обоснованные предположения о величинах размагничивающего фактора исследованных образцов $N \sim 1$, а также магнитной восприимчивости в области сильных магнитных полей $\chi \ll 1$, из выражения (1) можно получить соотношение

$$\rho_H/H = R_0 + 4\pi R_S M/H. \quad (2)$$

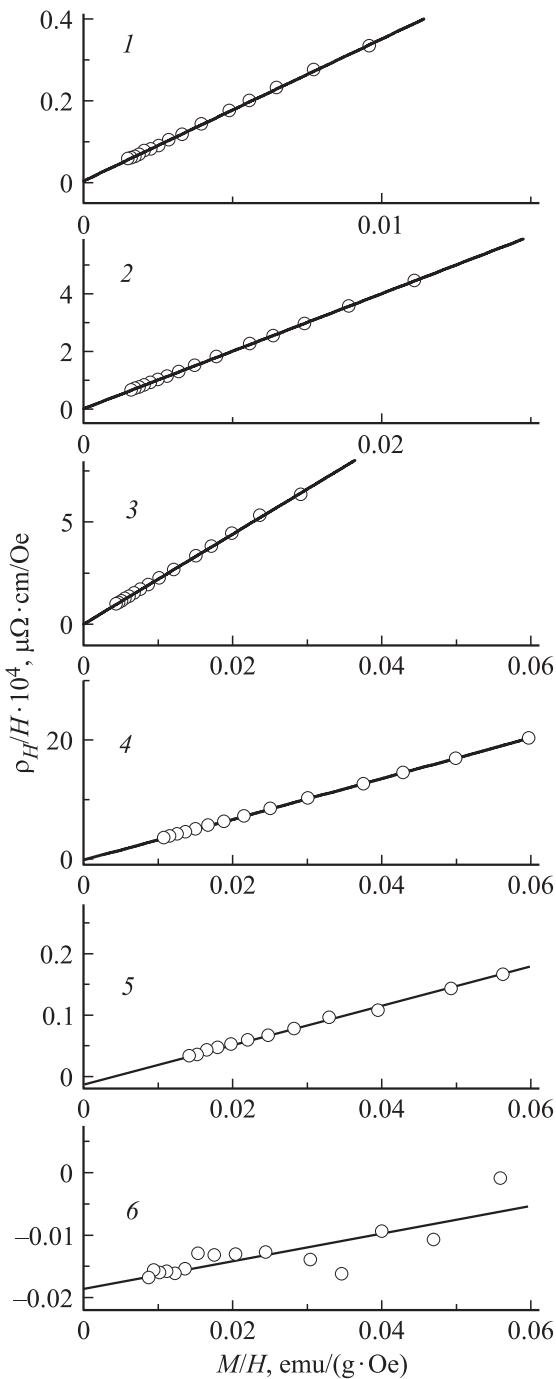


Рис. 2. Зависимость ρ_H/H от M/H для ферромагнитных сплавов Гейслера Co_2YAl . $Y = Ti$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6).

Из рис. 2 видно, что в пределе сильных магнитных полей ($H \geq 20$ kOe) для результатов измерений $\rho_H(H)$ и $M(H)$ в случае исследованных ферромагнитных сплавов соотношение (2) действительно справедливо. При этом мы получаем значения коэффициентов НЭХ R_0 и АЭХ R_S , которые приведены на рис. 3.

2.1. Нормальный эффект Холла. Известно [19–21], что коэффициент R_0 , характеризующий вели-

чину нормального эффекта Холла, в однозонной модели можно выразить в виде

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

где e — заряд носителя тока, c — скорость света в вакууме, n — концентрация носителей в единице объема. В этом простейшем приближении НЭХ определяется изменением числа свободных электронов в условиях перестройки электронного спектра. Коэффициент R_0 является константой, не зависящей от механизмов рассеяния носителей тока.

Однако, согласно *ab initio* расчетам зонной структуры [1–9], в исследуемых ПМФ в окрестности уровня Ферми наблюдается довольно сложный вид спектра. На уровне Ферми E_F наряду с широкими s -зонами присутствуют более узкие d -зоны. Кроме того, для подзон электронов со спином вниз в электронном спектре реализуется достаточно широкая энергетическая щель. Естественно, в таких условиях при рассмотрении кинетических свойств необходимо учитывать несколько групп носителей тока. Согласно теории кинетических явлений металлов [21], при учете двух типов носителей (электронов e и дырок h) для коэффициента R_0 можно записать соотношение

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

Здесь n_i — число соответствующих носителей в единице объема, а μ_i — их подвижности. В этом случае НЭХ зависит уже от механизмов рассеяния носителей тока через их подвижности ($\mu = R_0/\rho$).

Как видно из рис. 3, в ряду зонных ферромагнетиков Co_2YAl наблюдается сильное изменение величины коэффициента R_0 в зависимости от числа валентных электронов z , приходящихся на формульную единицу. Прежде всего следует отметить изменение знака коэффициента R_0 с положительного на отрицательный при переходе от слабомагнитных сплавов с $z < 27$ к сплавам с $z \geq 27$, имеющим достаточно большую величину спонтанной намагниченности M_S . Согласно выражениям (3) и (4), это свидетельствует об изменении типа носителей или их подвижностей при $z \sim 27$. Кроме того, абсолютная величина коэффициента R_0 значительно возрастает в сплавах с компонентами Y из середины $3d$ -периода таблицы Менделеева.¹ Эти особенности поведения $R_0(z)$ свидетельствуют о соответствующей перестройке электронного спектра вблизи E_F при изменении параметра z . С другой стороны, из рис. 3 видно, что в середине $3d$ -периода резко увеличивается и остаточное (при $T = 4.2$ K) электросопротивление ρ_0 сплавов Co_2YAl . Казалось бы, наблюдаемая корреляция в поведении зависимостей $R_0(z)$ и $\rho_0(z)$ указывает на существенную роль процессов рассеяния носителей тока

¹ Следует отметить, что подобные особенности поведения коэффициента R_0 наблюдались ранее в другой аналогичной системе зонных ферромагнетиков Fe_2YAl [22].

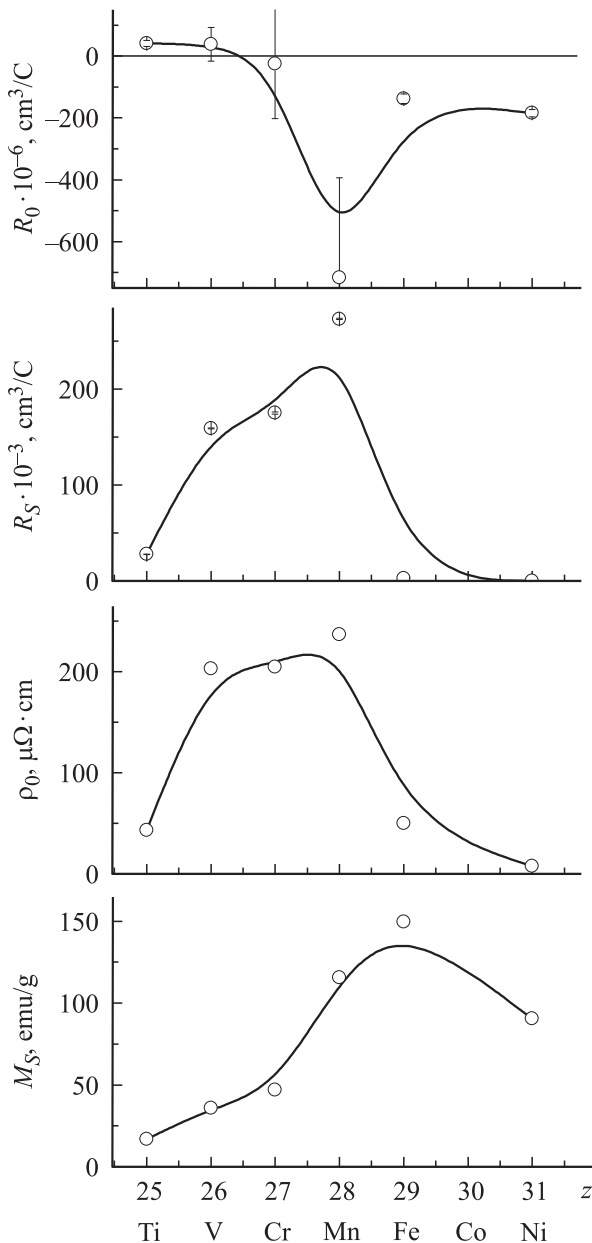


Рис. 3. Коэффициенты НЭХ R_0 и АЭХ R_S , определенные согласно выражению (2), электросопротивление ρ_0 и спонтанная намагниченность M_S при $T = 4.2$ К в сплавах Гейслера Co_2YAl ($Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$) в зависимости от числа валентных электронов z , приходящихся на формульную единицу.

в формировании величины НЭХ. Однако, как было показано ранее [6,14,15], электросопротивление рассматриваемых зонных ферромагнетиков в основном определяется параметрами электронного спектра на уровне Ферми E_F . Отсюда можно сделать вывод, что изменения R_0 и ρ_0 в зависимости от числа валентных электронов z обусловлены одинаковыми причинами, а именно перестройкой электронной зонной структуры вблизи E_F .

2.2. Аномальный эффект Холла. Как известно [19–21], коэффициент АЭХ R_S ферромагнитных

сплавов связан с их удельным сопротивлением ρ и спонтанной намагниченностью M_S соотношением

$$R_S \approx \lambda_{\text{eff}} \frac{\rho^k}{M_S}, \quad (5)$$

где λ_{eff} — эффективный параметр СОВ, а k — показатель степени, величина которого зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Обычно значение k равно 1 или 2.

Из сравнения экспериментальных данных, представленных на рис. 3, видно, что в исследованных сплавах величина коэффициента R_S практически на три порядка превосходит значения коэффициента R_0 . Из этих данных следует, что коэффициент АЭХ для всех сплавов имеет положительный знак, причем в слабоферромагнитных сплавах с $z > 27$ знак коэффициента R_S противоположен знаку коэффициента R_0 . Согласно соотношению (5), при любом механизме рассеяния носителей тока наблюдаемое различие знаков АЭХ и НЭХ можно связать со знаком константы СОВ λ_{eff} . Обращает на себя внимание то, что коэффициент АЭХ резко возрастает в середине $3d$ -периода таблицы Менделеева, как и R_0 (по абсолютной величине), ρ_0 и M_S . Следует подчеркнуть, что в данном случае (при $T = 4.2$ К) мы имеем дело, по существу, с остаточными значениями электросопротивления, спонтанной намагниченности и коэффициента АЭХ.

Одним из наиболее важных вопросов при рассмотрении АЭХ является определение основного механизма рассеяния носителей тока. Как известно (см., например, [19,20]), при наличии собственного СОВ (взаимодействия спина электрона со своим же орбитальным движением) или несобственного СОВ (взаимодействия спина электрона с орбитальным движением другого электрона), а также в случае механизма бокового смещения, т.е. скачкообразного изменения траектории движения электрона при рассеянии на примеси, имеет место квадратичная зависимость коэффициента R_S от сопротивления. Кроме того, при анализе АЭХ обычно рассматривается механизм асимметричного рассеяния, когда при наличии собственного или несобственного СОВ вероятность рассеяния электрона влево или вправо от его направления движения считается зависящей от направления спина. В случае слабого рассеяния электронов на примесях при $T = 0$ К механизм асимметричного рассеяния дает линейно-квадратичную зависимость коэффициента R_S от ρ_0 . При сильном рассеянии 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 случае для ферромагнитных сплавов интервала $26 \leq z \leq 28$ величина $\rho_0 \sim 200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ (рис. 3), т.е. превышает известный предел Иоффе–Регеля, соответствующий $l \sim a$. Основными

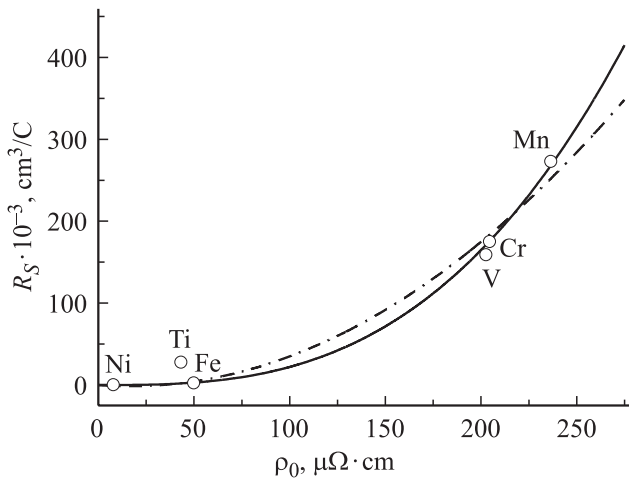


Рис. 4. Коэффициент АЭХ R_S в зависимости от электросопротивления ρ_0 в ферромагнитных сплавах Гейслера Co_2YAl ($Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni$). Сплошная линия показывает результаты обработки экспериментальных данных согласно формуле (5) с показателем степени $k = 2.9$, штрихпунктирная линия — линейно-квадратичная зависимость $R_S(\rho_0)$.

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 [23], при учете асимметричного рассеяния носителей тока дает зависимость типа (5) с показателем степени $k = 0.5$. Однако резкое возрастание АЭХ и электросопротивления в середине $3d$ -периода исследованной системы сплавов невозможно связать с геометрическим фактором, а именно с возрастанием R_S и ρ_0 за счет образования бесконечного ферромагнитного кластера. В данном случае коэффициент R_S определяется главным образом периодической частью СОВ. Отметим, что подобный режим формирования АЭХ до настоящего времени теоретически не рассматривался.

Как видно из рис. 4, для всех исследованных сплавов коэффициент R_S , определенный при $T = 4.2$ К, с наименьшей погрешностью подчиняется зависимости типа (5) с показателем степени $k = 2.9$. Даже линейно-квадратичная зависимость, учитывающая сумму механизмов для АЭХ, описывает экспериментальные данные менее точно. Поэтому можно заключить, что ни одна из известных моделей, обычно используемых при анализе АЭХ, не дает адекватного описания в исследованных зонных ферромагнетиках. Следует отметить, что зависимость типа (5) с показателем степени $k = 3.1$ была получена нами для подобной системы зонных ферромагнетиков Fe_2YAl в [22]. Скорее всего, АЭХ рассматриваемых ПМФ в значительной мере определяется не столько механизмами рассеяния носителей тока при

наличии периодического СОВ, сколько перестройкой электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F , сопровождаемой изменением числа носителей тока.

3. Магнитосопротивление

Результаты измерений полевых зависимостей поперечного магнитосопротивления (МС) в исследованных сплавах приведены на рис. 5. Видно, что зависимость для всех сплавов имеет обычный для ферромагнетика вид и по величине не превышает нескольких процентов. В об-

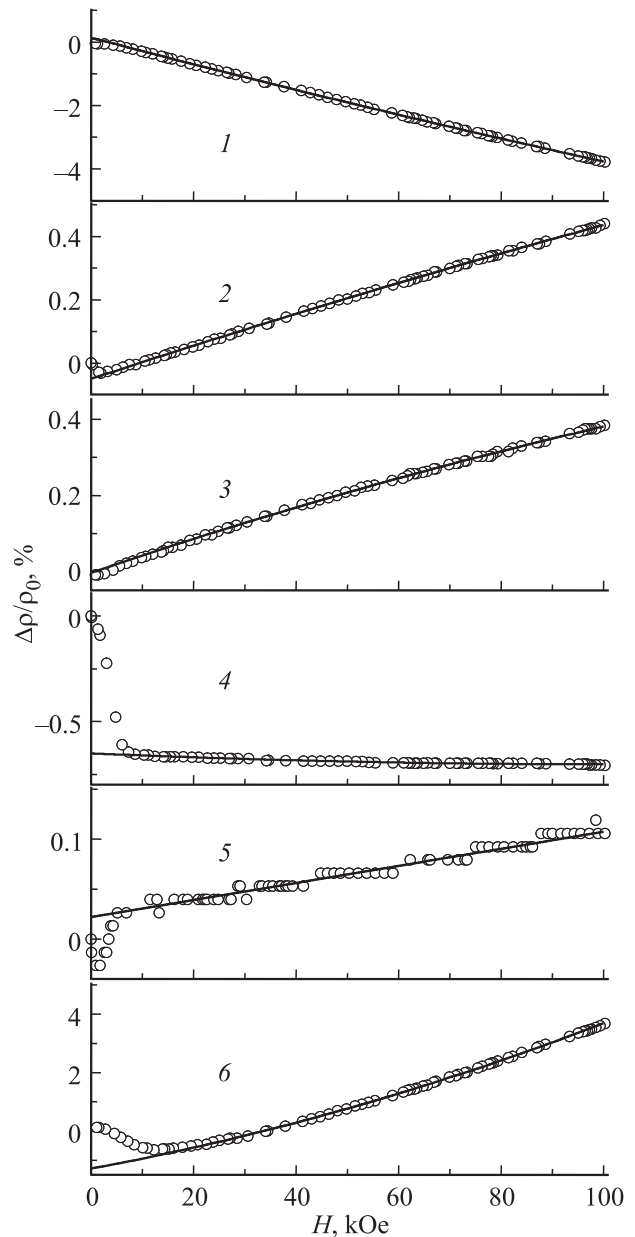


Рис. 5. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$ сплавов Гейслера Co_2YAl при $T = 4.2$ К. $Y = Ti$ (1), V (2), Cr (3), Mn (4), Fe (5), Ni (6). Сплошные линии — результат обработки экспериментальных данных, полученных в области парапроцесса, согласно выражению (6).

ласти технического намагничивания (в нашем случае при $H < 20$ кОе [11]) наблюдается аномально сильное изменение $\Delta\rho/\rho_0(H)$ -эффекта, которое в более высоких полях становится довольно слабым (характерным для парапроцесса). Следует отметить, что знаки МС сплавов в зависимости от числа валентных электронов z в них варьируются на первый взгляд произвольным образом.

Известно [19], что МС ферромагнитных металлов определяется в основном двумя причинами: лоренцевским закручиванием носителей тока и упорядочением неоднородностей в магнитном поле. В области парапроцесса полевые зависимости МС обычно 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.

На рис. 5 сплошными линиями показаны результаты обработки экспериментальных данных, полученных в этой области магнитных полей, согласно формуле (6), которые подтверждают справедливость такого приближения. Однако в исследованных зонных ферромагнетиках наблюдается присутствие $\Delta\rho/\rho_0$ -эффекта в нулевом магнитном поле, что отмечалось ранее практически для всех ферромагнитных металлов и связывалось с многодоменностью образцов в области технического намагничивания (см., например, [19,22]). Поведение МС в этой области непредсказуемо, так как неизвестно соотношение объемов доменов с намагниченностью, направленной вдоль и поперек вектора магнитного поля, а следовательно, неопределяемым является соотношение вкладов от продольного и поперечного МС в измеряемый эффект.

Разное поведение зависимостей $\Delta\rho/\rho_0(H)$ для сплавов в области парапроцесса находит объяснение при учете конкуренции вкладов от механизмов лоренцевского закручивания носителей тока и упорядочения неоднородностей в магнитном поле. Оба эти вклада изменяются довольно сильно в зависимости от z . С одной стороны, квадратичная по полю лоренцевская составляющая в выражении (6), имеющая положительный знак, возрастает на концах $3d$ -периода таблицы Менделеева, где электросопротивление исследованных сплавов значительно меньше, чем в середине $3d$ -периода [14]. С другой стороны, отрицательный по знаку вклад в $\Delta\rho/\rho_0(H)$ -эффект определяется величиной χ , которая в зависимости от z довольно сильно изменяется нерегулярным образом.

4. Заключение

Таким образом, проведенные исследования зонных ферромагнетиков Co_2YAl (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$) показывают, что в зависимости от числа валентных электронов z наблюдается значительное изменение их кинетических характеристик. Величины коэффициентов нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла в сплавах с компонентом Y из середины $3d$ -периода

таблицы Менделеева аномально резко возрастают по абсолютной величине, как и удельное электросопротивление ρ_0 . Это свидетельствует о существенной перестройке электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F при изменении параметра z , что имеет определяющее значение в формировании рассматриваемых кинетических характеристик исследованных сплавов.

При переходе от слабомагнитных сплавов с $z < 27$ к сплавам с достаточно большой величиной спонтанной намагниченности M_S при $z \geq 27$ происходит смена знака коэффициента R_0 с положительного на отрицательный. Это может быть обусловлено изменением типа носителей или их подвижностей при $z \sim 27$.

Аномальный коэффициент Холла R_S во всех исследованных сплавах имеет положительный знак. Различие знаков коэффициентов R_0 и R_S для сплавов с $z > 27$, скорее всего, связано с отрицательным знаком константы СОВ λ_{eff} в них. Зависимость величины коэффициента R_S от числа валентных электронов z при наименьшей погрешности подчиняется зависимости типа (5) с показателем степени $k = 2.9$.

Магнитосопротивление рассматриваемых зонных ферромагнетиков не превышает нескольких процентов и в зависимости от z по абсолютной величине изменяется довольно сильно, а знаки варьируются непредсказуемым образом, что обусловлено конкуренцией механизмов лоренцевского закручивания носителей тока и упорядочения неоднородностей в магнитном поле. Зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ в области парапроцесса описываются известным феноменологическим соотношением (6) при наличии составляющей в нулевом магнитном поле. В этом выражении член, квадратичный по полю, имеет положительный знак для сплавов на концах $3d$ -периода с достаточно малыми значениями ρ_0 .

Список литературы

- [1] M.I. Katsnelson, V.Yu. Irkhin, L. Chioncel, A.I. Lichtenstein, R.A. de Groot. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 315 (2008).
- [2] K.A. Fomina, V.V. Marchenkov, E.I. Shreder, H.W. Weber. *Solid State Phenom.* **168–169**, 545 (2011).
- [3] H. Luo, Z. Zhu, L. Ma, S. Xu, G. Wu, H. Liu, J. Qu, Y. Li, X. Zhu, C. Jiang, H. Xu. *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1345 (2008).
- [4] H.C. Kandpal, G.H. Fecher, C. Felser. *J. Phys. D* **40**, 1507 (2007).
- [5] T. Graf, G.H. Fecher, J. Barth, J. Winterlik, C. Felser. *J. Phys. D* **42**, 084003 (2009).
- [6] Н.И. Коуров, А.В. Лукоянов, В.В. Марченков. *ФТТ* **55**, 2366 (2013).
- [7] H. Han, Z. Bai, K.L. Yao. *J. Alloys Compd.* **576**, 93 (2013).
- [8] S. Ram, M.R. Chauhan, K. Agarwal, V. Kanchana. *Phil. Mag. Lett.* **91**, 545 (2011).
- [9] D.P. Rai, Sandeep, A. Shankar, M.P. Chimire, R.K. Thapa. *Phys. Scripta* **86**, 045702 (2012).
- [10] E.S. Stoner. *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **165**, 372 (1938).
- [11] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, Ю.А. Перевозчикова, А.В. Королев, Н.В. Weber. *ФТТ* **58**, 2346 (2016).

- [12] T. Kanomata, Y. Chieda, K. Endo, H. Okada, N. Nagasako, K. Kobayashi, R. Kainuma, R.Y. Umetsu, H. Tagahashi, Y. Furutani, H. Nishihara, K. Abe, Y. Miura, M. Shirai. *Phys. Rev. B* **82**, 144415 (2010).
- [13] R.Y. Umetsu, K. Kobayashi, A. Fujita, R. Kainuma, K. Ishida. *J. Appl. Phys.* **103**, 07D718 (2008).
- [14] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, Ю.А. Перевозчикова, Н.W. Weber. *ФТТ* **58**, 1311 (2016).
- [15] Н.И. Коуров, А.В. Королёв, В.В. Марченков, А.В. Лукьянов, К.А. Белозерова. *ФТТ* **55**, 899 (2013).
- [16] N.I. Kourov, V.V. Marchenkov, A.V. Korolev, K.A. Belozerova, N.W. Weber. *Curr. Appl. Phys.* **15**, 839 (2015).
- [17] Н.В. Волкенштейн, М. Глиньски, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, А.Н. Черепанов. *ЖЭТФ* **95**, 2103 (1989).
- [18] A.N. Cherepanov, V.V. Marchenkov, V.E. Startsev, N.V. Volkenshtein. *J. Low Temp. Phys.* **80**, 135 (1990).
- [19] В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d - и f -металлах и их соединениях*. УрО РАН, Екатеринбург (2004). 472 с.
- [20] А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков, А.П. Жуков, И.С. Дубенко. *ЖЭТФ* **142**, 916 (2012).
- [21] Дж. Займан. *Электроны и фононы*. ИИЛ, М. (1962). 488 с.
- [22] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, К.А. Белозерова, Х.В. Вебер. *ЖЭТФ* **148**, 966 (2015).
- [23] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский. *ФТТ* **28**, 2310 (1986).