

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ЗОННОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА К СПИН-ЛОКАЛИЗОВАННОМУ В СПЛАВАХ $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$

Н. И. Коуров, А. В. Королев*

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620990, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 27 декабря 2010 г.

При $T \leq 800$ К и $H \leq 7$ МА/м проведены исследования кинетических свойств ферромагнитных сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x \leq 0.6$. Анализируется поведение электросопротивления, термоэдс, магнитосопротивления, нормального и аномального эффектов Холла в области перехода от зонного в Ni_3Al к спин-локализованному в Ni_3Mn ферромагнетизму при $x \sim 0.15$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сплавы $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ являются удобным объектом для исследования особенностей свойств в области концентрационного перехода от зонного ферромагнетизма к спин-локализованному. Эти сплавы образуют непрерывный ряд твердых растворов, упорядочивающихся в гранецентрированную кубическую решетку со структурой $L1_2$ (типа Cu_3Au). Интерметаллид Ni_3Al имеет температуру образования сверхструктуры $T_M = 1640$ К, а атомно-упорядочивающийся сплав Ni_3Mn имеет температуру упорядочения $T_0 = 783$ К [1].

Все сплавы этой системы являются ферромагнетиками. В интерметаллиде Ni_3Al небольшой по величине спонтанный магнитный момент на атомах никеля $\mu_{\text{Ni}} \sim 0.07\mu_B/\text{Ni}$ и достаточно низкие значения температуры Кюри $T_C \geq 41.5$ К обычно объясняются в зонной модели магнетизма [2–4]. Сплав Ni_3Mn в упорядоченном состоянии является ферромагнетиком с температурой Кюри $T_C \approx 733$ К [5]. При описании его свойств, как правило, используется приближение магнитных моментов, хорошо локализованных на магнитоактивных атомах. Согласно [6–8], спонтанные магнитные моменты атомов в сплавах на основе Ni_3Mn равняются $\mu_{\text{Mn}} \sim 3.6\mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_{\text{Ni}} \sim 0.3\mu_B/\text{Ni}$. При переходе от зонного Ni_3Al к практически спин-локализованному ферромагнетизму Ni_3Mn поведение магнитных характеристик до-

статочно подробно исследовано в работах [7, 8]. В этих работах показано, что изменение степени локализации моментов на магнитных атомах происходит в интервале концентраций $0 < x < 0.2$. При этом отношение эффективного момента к спонтанному (параметр Роудса–Вольфарта) $p = \mu_{\text{eff}}/\mu_S$, характеризующий степень локализации магнитных моментов на атомах, изменяется от 15 до 1. Следовательно, в сплавах с $x \geq 0.2$ реализуется ситуация наибольшей локализации магнитных моментов на атомах Ni и Mn, несмотря на их отличие от целочисленных значений. Переход к наиболее возможной в рассматриваемых сплавах не зависящей от температуры локализации магнитных моментов сопровождается резким уменьшением их восприимчивости парапроцесса и, наоборот, возрастанием спонтанной намагниченности и температуры Кюри.

В настоящей работе рассматриваются кинетические свойства: удельное электросопротивление ρ , абсолютная дифференциальная термоэдс S , поперечное магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho_0$, нормальный и аномальный эффекты Холла. Измерения этих характеристик проведены в интервале $2 \leq T \leq 800$ К и $H \leq 7$ МА/м на установке PPMS-9 фирмы Quantum Design в отделе магнитных измерений Института физики металлов УрО РАН. Сопротивление определялось четырехконтактным способом на постоянном токе, гальваномагнитные характеристики — в условиях перпендикулярно направленных векторов магнитного поля и постоянного тока. Для того чтобы исключить влияние атомного разупорядочения при

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

высоких температурах на поведение исследованных свойств, мы ограничились областью концентраций $x \leq 0.6$. Способ получения и аттестация образцов описаны в работе [7].

Исследования кинетических свойств сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$, с нашей точки зрения, представляют интерес для выяснения тех изменений механизмов рассеяния и электронной зонной структуры вблизи поверхности Ферми, которые происходят при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным. Эти исследования целесообразны при создании единой теории магнетизма переходных металлов. Поэтому им уделяется большое внимание уже несколько десятилетий.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Результаты измерений удельного электросопротивления и абсолютной дифференциальной термоэдс сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x \leq 0.6$ приведены на рис. 1–3. Поведение температурных зависимостей ρ и S показано для наглядности только в некоторых образцах из области перехода от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным. На рис. 1 видно, что в парамагнитной области температур при $T > [T_C, \Theta_D]^1$ зависимости $\rho(T)$ всех исследованных сплавов близки к линейным функциям, т. е. определяются в основном механизмом электрон-фононного рассеяния электронов проводимости. Вблизи температуры Кюри особенно в сплавах переходной области концентраций ($0 < x \leq 0.2$) на кривых $\rho(T)$ наблюдаются «сглаженные» изломы, обусловленные изменением магнитной составляющей сопротивления. В спин-локализованных сплавах с $x > 0.2$ температуры Кюри на зависимостях $\rho(T)$ практически не выявляются. Их значения в рассматриваемых сплавах легко определяются по аномалиям в виде глубокого минимума на кривых температурных зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(T)$ (см. рис. 4).

Как видно на вставках рис. 1, при низких температурах, $T < 30 \text{ K} \ll [T_C, \Theta_D]$, поведение сопротивления в пределах погрешности измерений описывается выражением, характерным для ферромагнитных сплавов переходных металлов при условии малой величины электрон-фононного вклада [11]:

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

¹ Здесь Θ_D — температура Дебая, равная 465 К для Ni_3Al [9] и 315 К для Ni_3Mn [10].

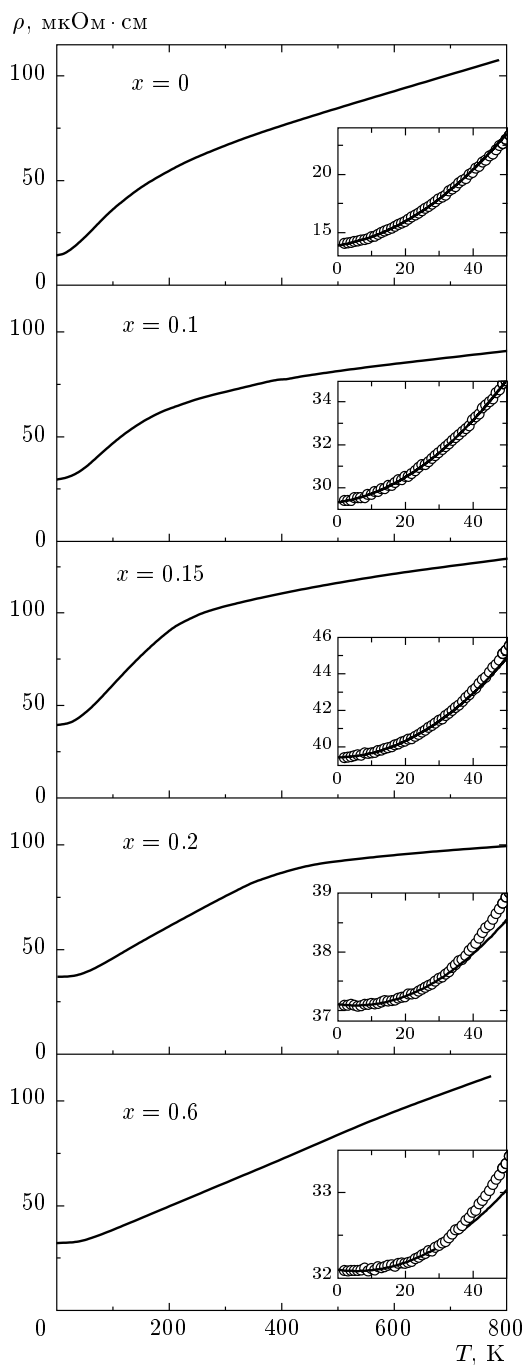


Рис. 1. Электросопротивление сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$. На вставке сплошными линиями показаны результаты обработки низкотемпературного сопротивления согласно выражению (1)

Здесь ρ_0 — остаточное сопротивление, при рассмотрении которого в исследованных магнитных сплавах с переменной степенью локализации магнитных моментов на атомах Ni, следует выделить основные

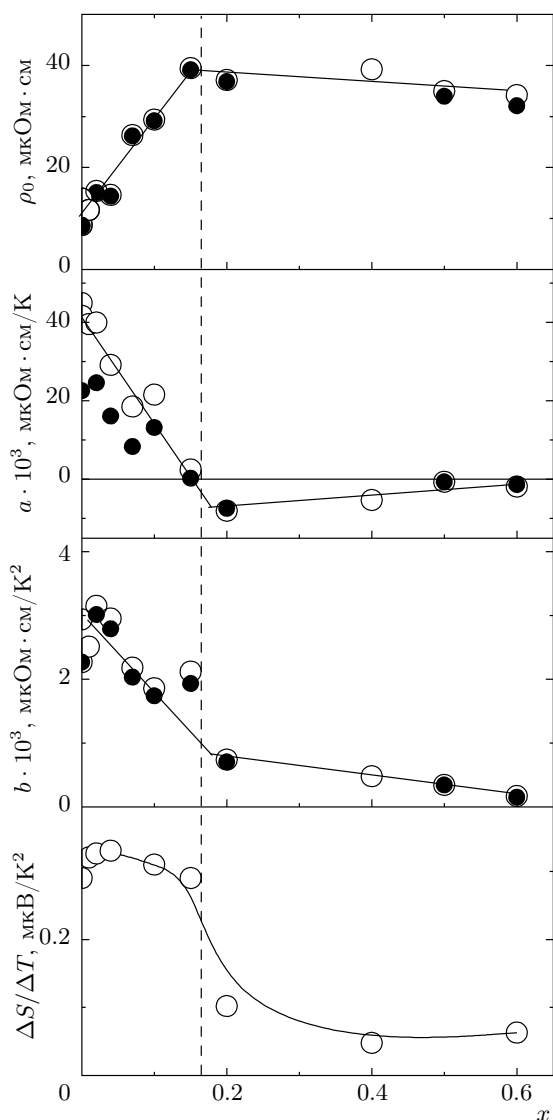


Рис. 2. Концентрационные зависимости коэффициентов в выражении (1) и коэффициента при линейной по температуре составляющей термоэдс $\Delta S/\Delta T$, определенные в области низких температур. Светлые обозначения соответствуют значениям, полученным в нулевом магнитном поле, темные — при $H = 4 \text{ MA/m}$

неоднородности трех типов, определяющие его величину. Прежде всего, это обычные нарушения трансляционной периодичности в кристаллах (примеси, дислокации и т. д.), вклад в ρ_0 от которых в исследованных сплавах можно считать не зависящим от концентрации Mn. Неоднородности второго типа, дающие вклад, пропорциональный $x(1-x)$, связаны непосредственно с изменением концентрации Mn. Нарушения периодичности третьего типа обу-

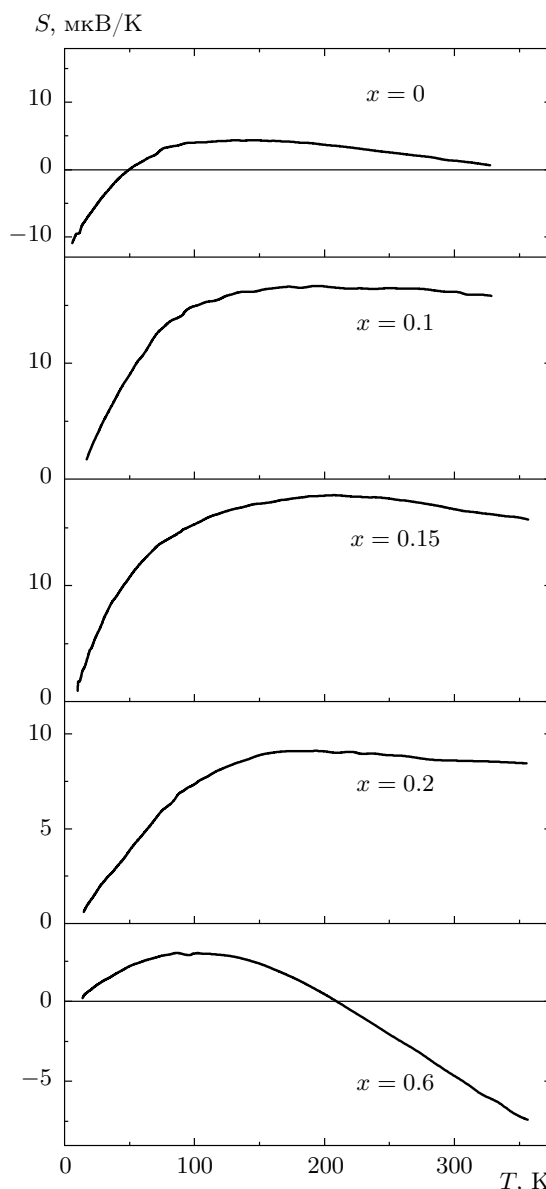


Рис. 3. Термоэдс сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$

словлены формированием локализованных магнитных моментов на атомах Ni. Согласно работе [8], из-за статистического распределения атомов Mn и Al по своим узлам в кристаллической решетке локализованные магнитные моменты при увеличении концентрации Mn случайным образом возникают на атомах Ni. На рис. 2 видно, что замещение атомов немагнитного алюминия в зонном ферромагнетике Ni_3Al на сильно магнитные атомы марганца ρ_0 сначала возрастает в несколько раз вплоть до некоторой критической концентрации $x_C \sim (0.15-0.2)$, где в основном заканчивается переход к ферромагнети-

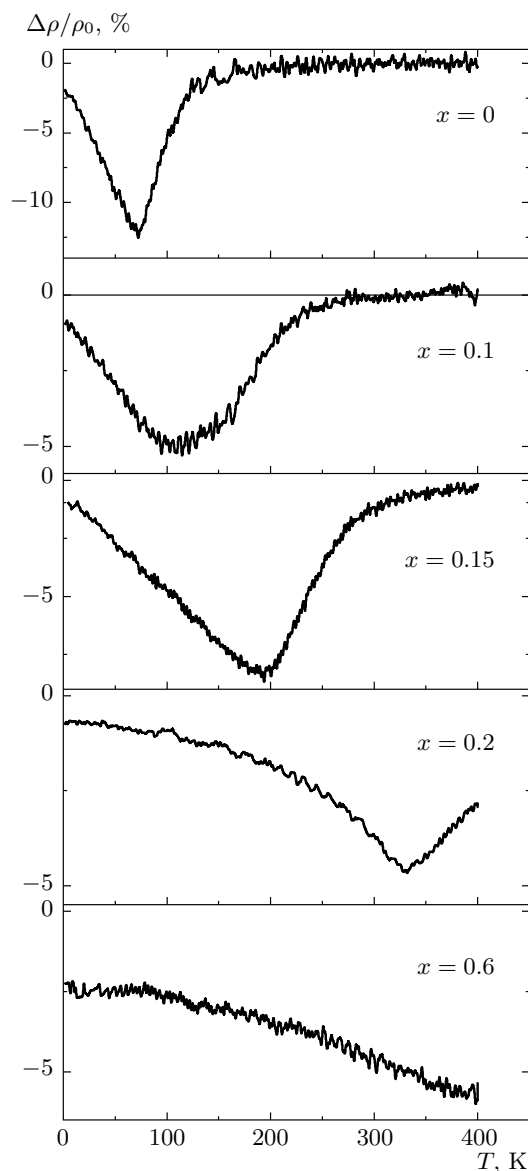


Рис. 4. Магнитосопротивление сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$, определенное при $H = 4 \text{ MA/m}$

кам с хорошо локализованными спиновыми моментами на магнитоактивных атомах Ni и Mn. При дальнейшем увеличении концентрации марганца остаточное сопротивление сплавов изменяется незначительно. Учитывая результаты исследований магнитных свойств рассматриваемых сплавов [7, 8], можно заключить, что особенности поведения зависимости $\rho_0(x)$, наблюдаемые на рис. 2, в основном обусловлены процессами формирования локализованных магнитных моментов на атомах никеля. Другими словами, в рамках теории магнетизма коллективизированных электронов (см., например, работу [12] и литера-

туру в ней) аномальный рост остаточного сопротивления на начальной стадии замещения немагнитных атомов Al на магнитные атомы Mn в зонном ферромагнетике Ni_3Al можно связать, в основном, с ростом степени локализации спиновых флуктуаций на атомах Ni, которая в значительной мере определяет также и величину намагниченности.

Природа линейной по температуре составляющей в сопротивлении ферромагнитных сплавов рассматривалась многими исследователями как теоретически, так и экспериментально. Можно выделить два механизма рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах, приводящих к линейному вкладу в формуле (1) [11, 13]. Первый обусловлен рассеянием подмагниченных носителей тока на спиновых волнах за счет s - d -обменной связи, а второй — спин-орбитальным взаимодействием спинов электронов, локализованных на магнитных атомах, с орбитой электронов проводимости. В нашем случае необычным является то, что коэффициент a в формуле (1) при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным в окрестности x_C изменяет знак с положительного на отрицательный. Разные знаки коэффициента a возможны: в случае первого механизма рассеяния из-за изменения вида закона дисперсии электронов проводимости, а во втором случае — вследствие смены знака константы спин-орбитальной связи. Отсюда можно заключить, что переход от зонного ферромагнетизма к спин-локализованному в исследуемых сплавах сопровождается существенной перестройкой электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F или сменой знака спин-орбитальной связи.

Аномальное изменение концентрационной зависимости коэффициента b при квадратичном члене в выражении (1), наблюдаемое на рис. 2 вблизи x_C , указывает на преимущество в сплавах $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ первого механизма рассеяния носителей тока за счет s - d -обменной связи. Для переходных металлов коэффициент b связывается в основном с рассеянием s -электронов на статических и динамических неоднородностях, сопровождаемым перескоками в d -зону, т. е. определяется параметрами электронной зонной структуры вблизи E_F .

Следует отметить, что расчет низкотемпературного сопротивления зонных ферромагнетиков в теории магнетизма коллективизированных электронов также показывает возможность линейного и квадратичного вкладов в $\rho(T)$ за счет рассеяния s -электронов на возбуждениях спиновой d -подсистемы, включая и локализованные спиновые флуктуации [12]. Причем величина и соотношение

линейного и квадратичного вкладов в $\rho(T)$ определяются параметром $\alpha = 2I\chi_0$, где I — константа обменного взаимодействия, а χ_0 — поперечная динамическая восприимчивость. Согласно такому теоретическому рассмотрению, добавочная за счет рассеяния на спиновых флуктуациях температурно-зависящая часть сопротивления тем больше, чем меньше намагниченность $M(0)$ при $T = 0$. В частности, для коэффициента b получено соотношение [12]

$$b \sim [M(0)]^{-1} \sim (\alpha - 1)^{-1/2}. \quad (2)$$

Отсюда следует, что существенное уменьшение температурно-зависящих вкладов в $\rho(T)$ при переходе от зонных ферромагнетиков к локализованным обусловлено увеличением степени локализации спиновых флуктуаций. В локализованных ферромагнетиках коэффициент b определяется только процессами рассеяния на спиновых волнах.

При обсуждении низкотемпературного сопротивления следует отметить еще один экспериментальный факт. Оказывается, достаточно сильное магнитное поле $H = 4$ МА/м по разному воздействует на величину отдельных составляющих $\rho(T)$. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, видно, что во всем исследованном интервале концентраций марганца остаточное сопротивление от магнитного поля практически не зависит, а линейный и квадратичный вклады в $\rho(T)$, наоборот, подавляются магнитным полем. В спин-локализованных сплавах при $x > x_C$ величины коэффициентов a и b в магнитном поле уменьшаются незначительно. Однако со стороны зонного ферромагнетика Ni_3Al в сплавах с $x < x_C$ магнитное поле подавляет температурно-зависящие составляющие $\rho(T)$ значительно сильнее, причем в наибольшей степени магнитное поле уменьшает коэффициент a . Обнаруженное поведение отдельных составляющих низкотемпературного сопротивления в магнитном поле естественно связать с процессом подавления магнитных неоднородностей двух типов. При $x < x_C$ основными неоднородностями являются спиновые флуктуации, а при $x > x_C$ — спиновые волны.

Температурные зависимости термоэдс сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ приведены на рис. 3. Видно, что кривые $S(T)$ для всех образцов в интервале температур 100–200 К имеют особенность в виде максимума. Очевидно [14], что такая особенность не связана с температурой Кюри, значения которой в рассматриваемых сплавах изменяются в широком интервале температур. Мало вероятно, чтобы она была обусловлена эффектом фононного

увлечения электронов, который максимален при $T \sim (0.1 - 0.2)\Theta_D$. При этом следует отметить, что в магнитно-неоднородных сплавах эффект фононного увлечения, как правило, мал по величине. Скорее всего, наблюдаемая в виде максимума аномалия на кривых $S(T)$ определяется общими особенностями электронной зонной структуры и процессов рассеяния, которые свойственны всем ферромагнитным сплавам $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$.

Согласно экспериментальным данным, приведенным на рис. 3, зависимости $S(T)$ в исследованной области температур становятся близкими к линейной функции в двух предельных случаях: наиболее высоких и низких температур. При этом наклон кривых $S(T)$ при переходе от низких температур к высоким изменяется с положительного на отрицательный. Известно (см., например, [14]), что линейную зависимость $S(T)$ имеет диффузионная составляющая термоэдс S_d , которая в двухзонной модели Мотта для ферромагнитных сплавов определяется главным образом перестройкой структуры d -подполос с противоположно направленными спинами электронов

$$S_d = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \ln \sigma}{\partial E} \right)_{E_F} = - \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3|e|} \left[\frac{3}{2} E_F - \frac{n'_d(\uparrow) + n'_d(\downarrow)}{n_d(\uparrow) + n_d(\downarrow)} \right]_{E_F}. \quad (3)$$

В выражении (3): e — заряд электрона, k — константа Больцмана, $\sigma = 1/\rho$ — проводимость, стрелки указывают плотности состояний n_d и их первые производные n'_d на уровне Ферми E_F для d -подзон со спинами электронов вдоль (\uparrow) и против (\downarrow) вектора намагниченности. Отсюда можно сделать вывод о существенной перестройке зонной структуры сплавов вблизи E_F при переходе от низких температур к высоким. При этом следует учитывать, что с ростом температуры изменяется роль основных рассеивателей s -электронов. При низких температурах определяющими рассеивателями являются статические неоднородности кристаллической решетки и электрон-электронное рассеяние, а при высоких — электрон-фононное рассеяние. В области низких и высоких температур существенно различается также роль рассеяния на неоднородностях магнитной подсистемы.

На рис. 2 показана концентрационная зависимость линейной по температуре составляющей термоэдс, определенная в области низких температур ($5 < T < 30$ К). Видно, что при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным

в окрестности критической концентрации x_C величина $\Delta S/\Delta T$ резко уменьшается. Согласно выражению (3), это может быть следствием перестройки электронной зонной структуры вблизи E_F сплавов, которая происходит из-за процессов локализации d -электронов на атомах Ni. Следует отметить, что при более полном рассмотрении диффузионной термоэдс, наряду с зонными параметрами, необходимо учитывать и процессы рассеяния электронов проводимости. Приведенные выше результаты исследования сопротивления сплавов $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ свидетельствуют об изменении значимости отдельных типов рассеивателей электронов проводимости при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным. При низких температурах в сплавах с $x < x_C$ кинетика электронов проводимости, а следовательно, и термоэдс во многом определяется спиновыми флуктуациями, а в сплавах с $x > x_C$ существенную роль играют уже спиновые волны. Другими словами, для исследованных сплавов при $x < x_C$ более справедливой является модель коллективизированных электронов, а при $x > x_C$ — модель локализованных спинов. Детальное рассмотрение термоэдс требует точного знания электронной зонной структуры и особенностей механизмов рассеяния в исследованных сплавах, что в настоящее время отсутствует.

3. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Результаты измерений гальваномагнитных свойств приведены на рис. 4 и 5. Следует отметить, что полевые зависимости поперечного магнитосопротивления и холловского сопротивления имеют обычный для ферромагнетиков вид [11]. Для всех исследованных образцов зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ являются линейно-квадратичными функциями, а $\rho_H(H)$ в пределе наиболее сильных магнитных полей становятся пропорциональными H .

Из рис. 4 следует, что магнитосопротивление всех сплавов имеет отрицательный знак, т.е. оно обусловлено упорядочением магнитных неоднородностей в поле. В окрестности температуры Кюри на зависимостях $\Delta\rho/\rho_0(T)$ наблюдается аномалия в виде глубокого минимума. В парамагнитной области температур магнитосопротивление становится практически равным нулю. В магнитоупорядоченном состоянии при $T = 2 \text{ K} \ll T_C$ переход от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным сопровождается достаточно сильным уменьшением абсолютной величины магнитосопротивления. Такое поведение

величины $\Delta\rho/\rho_0$ при $T = 2 \text{ K}$ со стороны зонного ферромагнетика (при $x < x_C$) свидетельствует об уменьшении рассеяния на термических возбуждениях магнитной подсистемы в результате возрастания степени локализации спиновых флуктуаций при переходе к спин-локализованным ферромагнетикам. В теории магнетизма коллективизированных электронов аналогичные явления при увеличении температуры объясняются за счет эффектов перенормировки или взаимодействия между модами спиновых флуктуаций. Пороговая концентрация $x \sim x_C$ на кривой $\Delta\rho/\rho_0$ при $T = 2 \text{ K}$ выделяется изломом. В спин-локализованных ферромагнетиках магнитосопротивление в основном обусловлено подавлением в магнитном поле рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах. При $x > x_C$ величина $\Delta\rho/\rho_0$ в зависимости от концентрации изменяется незначительно, как и отдельные вклады в $\rho(T)$, рассмотренные выше.

При анализе результатов измерений эффекта Холла в ферромагнетиках в области линейной зависимости $\rho_H(H)$ обычно используют стандартное выражение [11]

$$\rho_H = R_0 B + R_S J = R_0^* H + R_S^* J_S, \quad (4)$$

где $B = H + (4\pi - N)J$ — индукция в образце, N — его размагничивающий фактор. С учетом размеров образцов в форме параллелепипеда около $(3 \times 10 \times 0.2) \text{ мм}^3$, используемых в данной работе при измерении эффекта Холла, имеем величину $N \sim 12$. Из экспериментальных зависимостей $\rho_H(H)$, линейных в области парапроцесса, определяются величины: при экстраполяции на нулевое поле $4\pi[R_S + (1 - N/4\pi)R_0]J_S$, а из наклона $R_0^* = R_0 + 4\pi\chi_P R_S$. Имея из полевых зависимостей намагниченности $J(H)$, приведенных в работах [7, 8], значения спонтанной намагниченности J_S и высокополевой магнитной восприимчивости χ_P , можно вычислить истинные коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла.

На рис. 5 видно, что величина коэффициента R_0 , так же как магнитосопротивления и отдельных вкладов в $\rho(T)$, наиболее существенно изменяется в сплавах со стороны зонного ферромагнетика Ni_3Al там, где изменяется степень локализации магнитных моментов на атомах никеля [7, 8]. Критическая концентрация окончания перехода от зонного ферромагнетизма к спин-локализованному в сплавах $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ на зависимости $R_0(x)$ выявляется в виде излома и «выхода» при $x > x_C$ практически на константу. При этом в переходной области концентраций наблюдается смена знака коэффициента

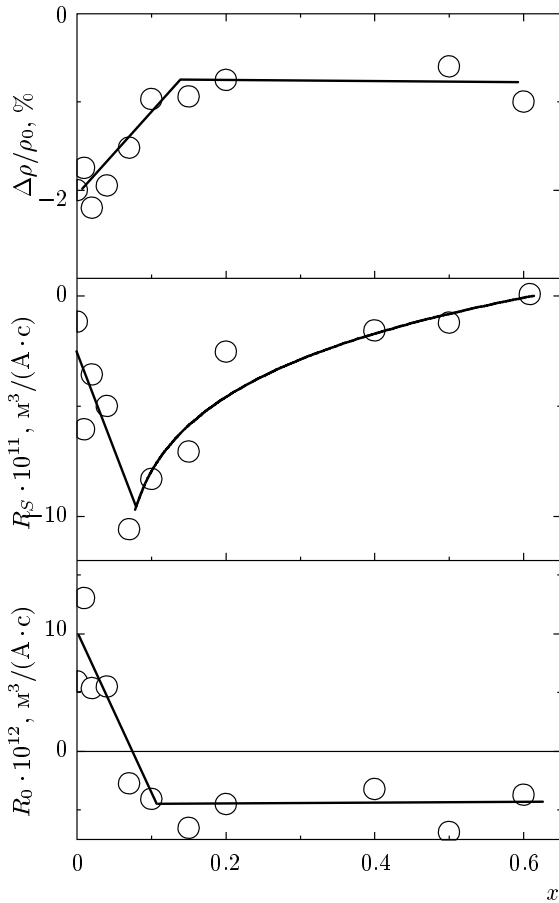


Рис. 5. Концентрационные зависимости поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$, коэффициентов нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла при $T = 2$ К

R_0 с положительного на отрицательный, что коррелирует с изменением коэффициента a в выражении (1), описывающем низкотемпературное сопротивление. Согласно теории кинетических явлений металлов (см., например, [11]), при учете носителей тока двух типов (электронов e и дырок h)

$$R_0 = \frac{1}{|e|c} (n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2) / (n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2. \quad (5)$$

Здесь e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме, n_i — число соответствующих носителей в единице объема, а μ_i — их подвижности. Отсюда следует, что в сплавах $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$ поведение коэффициента $R_0(x)$, как и коэффициента $a(x)$, свидетельствует о существенной перестройке электронной зонной структуры вблизи E_F при переходе от зонного ферромагнетизма к спин-локализованному.

При рассмотрении аномальной составляющей эффекта Холла в области низких температур опре-

деляющим можно считать механизм рассеяния электронов проводимости на неоднородностях магнитной подсистемы, а следовательно [11],

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

В выражении (6) знаки «+» и «-» соответствуют дырочной и электронной проводимостям, λ_{eff} — константа спин-орбитальной связи, J_S — спонтанная намагниченность, а ρ_m — магнитная составляющая сопротивления. На рис. 5 видно, что при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным в исследованных сплавах коэффициент R_S имеет неизменный отрицательный знак. Из сравнения поведения зависимостей $R_S(x)$ и $R_0(x)$ при учете формул (5) и (6) можно заключить, что такой магнитный переход, скорее всего, сопровождается сменой знака константы спин-орбитальной связи с отрицательного на положительный. Этот вывод согласуется с поведением коэффициента a в выражении (1) для случая, когда он обусловлен вторым механизмом рассеяния электронов проводимости, связанным со спин-орбитальной связью между спинами электронов, локализованных на магнитных атомах, с орбитой электронов проводимости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные исследования показывают обычное для ферромагнетиков практически одинаковое поведение температурных и полевых зависимостей кинетических свойств в зонных и спин-локализованных сплавах $\text{Ni}_3\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x$. Однако параметры всех исследованных кинетических свойств при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным испытывают существенные изменения. На их концентрационных зависимостях наблюдаются аномалии в виде излома, максимума или «скачка» в окрестности критической концентрации ($0.15 < x_C < 0.2$), где заканчивается такой магнитный переход, сопровождающийся максимальной локализацией d -электронов на атомах никеля [7, 8]. Значительное уменьшение величин линейного и квадратичного по температуре вкладов в низкотемпературное сопротивление, а также отрицательного магнитосопротивления при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным можно объяснить уменьшением рассеяния электронов проводимости на термических возбуждениях магнитной подсистемы в результате возрастания степени локализации спиновых флуктуаций.

Экспериментально обнаруженная смена знаков коэффициента a в линейной по температуре составляющей сопротивления и коэффициента нормального эффекта Холла при переходе от зонных ферромагнетиков к спин-локализованным свидетельствует о существенной перестройке электронной зонной структуры вблизи E_F в сплавах $Ni_3Al_{1-x}Mn_x$. В то же время сравнение концентрационных зависимостей коэффициентов нормального и аномального эффектов Холла, а также поведение коэффициента $a(x)$ в формуле (1) указывают на различие знака константы спин-орбитальной связи в зонных и в спин-локализованных ферромагнетиках.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Masahashi, T. Tagasugi, O. Izumi, and H. Kawazoe, *Z. Metallkde.* **77**, 212 (1986).
2. S. K. Dhar, K. A. Gschneidner, Jr., L. L. Miller, and D. C. Johnston, *Phys. Rev. B* **40**, 11488 (1989).
3. S. N. Kaul and S. Anita, *J. Phys.: Condens. Matter.* **16**, 8695 (2004).
4. R. P. Smith, *J. Phys: Condens. Matter.* **21**, 1 (2009).
5. N. Thompson, *Proc. Phys. Soc.* **52**, 217 (1940).
6. T. Shinohara, T. Tagasugi, H. Yamauchi et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **53**, L1 (1985).
7. Н. И. Коуров, С. З. Назарова, А. В. Королев и др., *ФММ* **110**, 3 (2010).
8. A. V. Korolev, N. I. Kourov, S. Z. Nazarova et al., *Sol. St. Phenom.* **168-169**, 149 (2011).
9. C. Stassis, F. X. Kayser, C.-K. Loong, and D. Arch, *Phys. Rev. B* **24**, 3048 (1981).
10. K. P. Gupta, C. H. Cheng, and P. A. Beck, *J. Phys. Chem. Sol.* **25**, 73 (1964).
11. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
12. Т. Мория, *УФН* **135**, 118 (1981); Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
13. А. Н. Волошинский, Е. А. Туров, Л. Ф. Савицкая, *ФТТ* **12**, 3141 (1970).
14. Ф. Дж. Блатт, П. А. Шредер, К. Л. Фойлз, Д. Грейг, *Термоэлектродвижущая сила металлов*, Металлургия, Москва (1980).