

Низкотемпературная теплоемкость микронеоднородных сплавов $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$

© Н.И. Коуров, Е.Г. Герасимов, М.А. Коротин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 3 февраля 2005 г.)

Исследована низкотемпературная ($1.8 \leq T \leq 30$ К) теплоемкость микронеоднородных сплавов $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ в области перехода между ферромагнитным атомно-упорядоченным сплавом PdFe и антиферромагнитным интерметаллическим соединением PdMn. Обнаружено хорошее согласие результатов теоретических расчетов электронной зонной структуры и экспериментальных данных по низкотемпературной теплоемкости сплавов. Обсуждаются возможные причины аномального поведения электронных (электросопротивления, обычного эффекта Холла, термоэдс и электронной теплоемкости) свойств при зарождении низкоомной ($\rho_0 < 8 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) фазы типа PdFe в высокоомной ($\rho_0 \sim 100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) матрице типа PdMn при $x_{C2} \sim 0.8$.

PACS: 65.40.Ba, 61.43.Dq

1. В последнее время большое внимание уделяется исследованию практически важных гетерофазных систем, имеющих мелкодисперсную структуру выделений низкоомной (металлической) и высокоомной (диэлектрической) фаз. Примером подобного рода систем являются сплавы $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$, которые в интервале концентраций $0.2 \leq x \leq 0.8$ состоят из смеси высокоомной ($\rho_0 \sim 100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) антиферромагнитной ($T_N = 815$ К) фазы типа PdMn и низкоомной ($\rho_0 < 8 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) ферромагнитной ($T_C = 725$ К) фазы типа PdFe [1–5]. Кристаллическая структура сплавов переходной области концентраций формируется чередующимися между собой областями в форме пластин двух $L1_0$ -фазовых состояний, отличающихся друг от друга размерами и степенью тетрагональности элементарных ячеек. Магнитная структура этих сплавов представляет собой микронеоднородную среду, сохраняющую характеристики граничных ферро- и антиферромагнитной фаз. В ближайшем пространстве вдоль границ областей с разным коллинеарным упорядочением моментов реализуется дополнительная неколлинеарная магнитная фаза [4,5].

Тройные сплавы $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ обладают рядом довольно необычных свойств, физическое понимание и описание которых представляет несомненный интерес [4–10]. При увеличении концентрации марганца в этих микронеоднородных сплавах появление высокоомной „диэлектрической“ фазы вблизи пороговой концентрации $x_{C1} \sim 0.2$ не вызывает каких-либо заметных аномалий поведения кинетических свойств. В то же время на границе исчезновения металлической фазы при концентрации $x_{C2} \sim 0.8$ наблюдается возрастание остаточного сопротивления до величины $\rho_0 \sim 220 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, значительно превосходящей значения ρ_0 в каждой из исходных фаз в отдельности. При этом происходит смена знака температурного коэффициента сопротивления с положительного (для металлической фазы) на отрицательный (для высокоомной фазы), а термоэдс и обыч-

ный эффект Холла, наоборот, при переходе к антиферромагнитным сплавам на основе PdMn (с $x > 0.8$) становятся положительными. В сплавах с $x \sim 0.8$ на кривых оптической проводимости в „древесной“ спектральной области ($\Delta E < 1$ eV) наблюдается острый пик, что, по мнению авторов [9], связано с присутствием здесь мелких металлических частиц в высокоомной (диэлектрической) матрице. Особо следует отметить изоморфизм поведения концентрационных зависимостей остаточного сопротивления и коэффициента обычного эффекта Холла R_0 , обнаруженный в рассматриваемой многофазной системе сплавов (см. рис. 1, а и [10]).

Возникает вопрос: связаны ли особенности кинетических свойств сплавов $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$, наблюдаемые в области перехода от металлической ферромагнитной фазы PdFe к высокоомной антиферромагнитной фазе PdMn, с механизмами рассеяния электронов проводимости и с перестройкой электронной зонной структуры, сопровождающий этот процесс, или являются следствием топологии кластерной структуры сплавов переходной области концентраций. Для того чтобы ответить на этот вопрос, актуальными являются исследования низкотемпературной теплоемкости данных сплавов.

2. Теплоемкость $C_P(T)$ измерялась при температурах $1.8 < T < 30$ К релаксационным методом на PPM-установке фирмы Quantum Design для десяти образцов системы $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$, полученных путем сплавления исходных компонент во всей области концентраций ($0 \leq x \leq 1$). Ранее именно на этих сплавах были проведены структурные исследования, а также измерения кинетических и магнитных свойств [4–10].

Для примера на рис. 1 показаны экспериментальные данные $C_P(T)$, полученные на некоторых образцах, а также результаты их обработки в рамках обычных физических приближений [11]. Результаты анализа зависимостей $C_P(T)$ воспроизведены на рис. 2, b. Из рис. 2 видно, что теплоемкость исследованных сплавов при $T \leq 10$ К

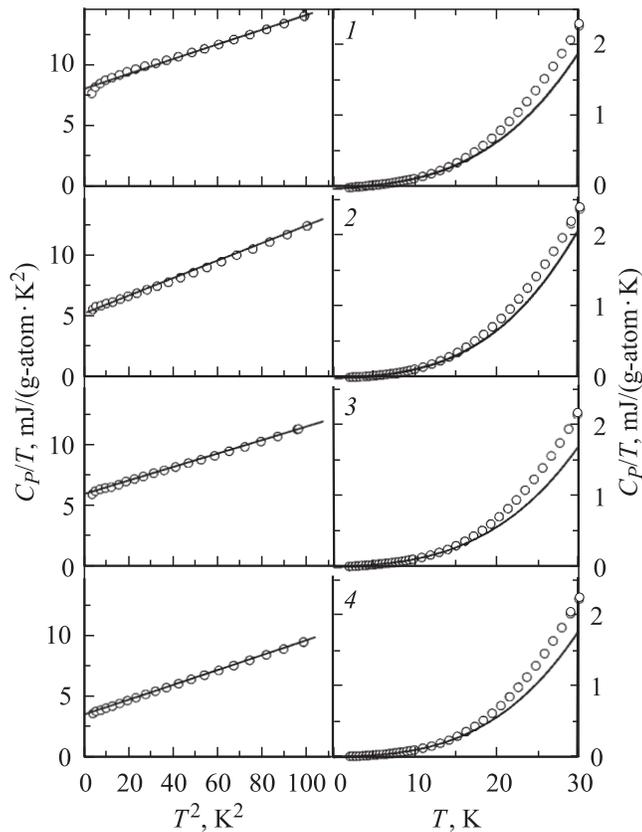


Рис. 1. Низкотемпературная теплоемкость сплавов PdMn_xFe_{1-x}: 1 — $x = 0.1$, 2 — 0.3 , 3 — 0.7 , 4 — 0.9 . Сплошные линии соответствуют зависимости (1) с коэффициентами γ и β , определенными при $T < 10$ К.

в пределах погрешности измерений описывается выражением

$$C_p = \gamma T + \beta T^3. \quad (1)$$

Отсюда следует (см. например, [11]), что она в основном определяется электронным $C_{el} = \gamma T$ и фоновым $C_{ph} = \beta T^3$ вкладами. Наблюдаемое отклонение от закономерности (1) в интервале $10 < T < 30$ К может быть обусловлено температурными изменениями как электронной, так и фоновой составляющих.

3. В дебаевском приближении при достаточно низких температурах фоновый вклад в теплоемкость, вычисленный в единицах $\text{mJ}/(\text{mole} \cdot \text{K}^2)$, определяется как

$$C_{ph} = 1944N(T/\theta_D)^3, \quad (2)$$

где N — число атомов в формульной единице, θ_D — температура Дебая. Отсюда, в частности, отклонение от соотношения (1), наблюдаемое в исследованных магнетиках при увеличении температуры, можно объяснить нарушением закономерности (2) при $T \geq 10$ К, когда параметр в разложении дебаевской функции становится достаточно большим $T/\theta_D \geq 0.1$.

Из рис. 2, *b* видно, что температура Дебая, определенная согласно (1) и (2) по результатам измерений

$C_p(T)$ при $T \leq 10$ К, изменяется в зависимости от концентрации достаточно слабо (в интервале значений $300 < \theta_D < 340$ К). Она только лишь незначительно уменьшается в сплавах переходной области концентраций. Это неудивительно, так как, согласно формуле Линдемана (см., например, [11]), θ_D определяется температурой плавления или образования кристаллической структуры. В свою очередь концентрационная зависимость температуры плавления в исследуемой системе сплавов имеет примерно такой же вид, как и полученная нами кривая $\theta_D(x)$, а температура образования структуры $L1_0$ во всей области концентраций ($0 \leq x \leq 1$) изменяется незначительно (см. фазовую диаграмму состояний рассматриваемых сплавов в [5]).

Следует отметить, что в антиферромагнетике PdMn член, пропорциональный T^3 в теплоемкости (1), кроме составляющей C_{ph} должен включать вклад от спиновых волн [12]. Однако экспериментально обнаруженная слабая концентрационная зависимость константы β свидетельствует о решеточной природе второго члена в выражении (1) для всех сплавов системы PdMn_xFe_{1-x}.

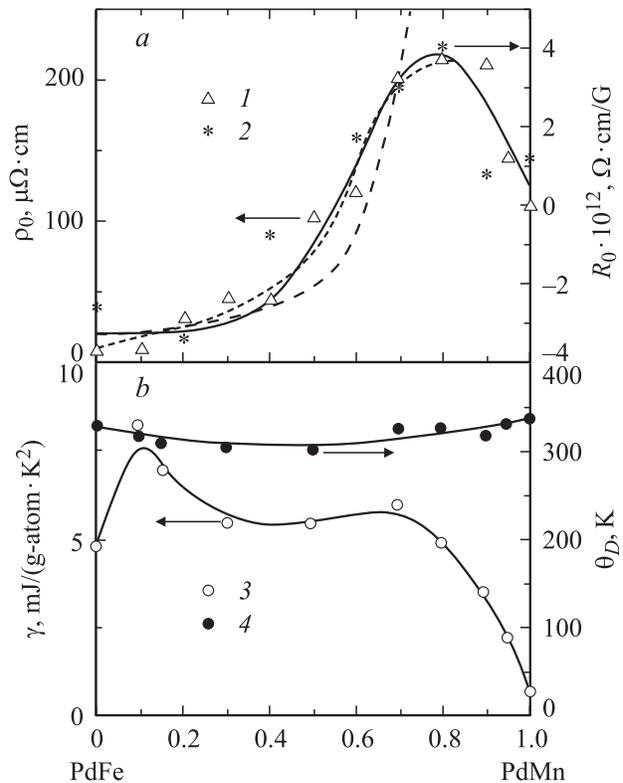


Рис. 2. *a* — остаточное электросопротивление ρ_0 (1) и коэффициент обычного эффекта Холла R_0 (2); *b* — коэффициент электронной составляющей теплоемкости γ (3) и температура Дебая θ_D (4) в микронеднородных сплавах PdMn_xFe_{1-x}. Результаты математической обработки экспериментальных данных $\rho_0(x)$ при $x \leq x_{c2}$ согласно теории протекания (штриховая линия) и модели эффективной среды (пунктирная линия). Сплошная линия — усредненная зависимость результатов измерений $\rho_0(x)$ и $R_0(x)$ [7,10]. Стрелки указывают соответствующие оси координат.

Этот вывод подтверждается, в частности, фактом практического совпадения значений θ_D для двух исследованных нами изоструктурных бинарных магнетиков PdMn и PdFe, имеющих разный тип коллинеарного упорядочения моментов, но близкие величины температур плавления и образования кристаллической структуры $L1_0$. Малая величина магнного вклада в низкотемпературную теплоемкость антиферромагнетика PdMn может быть обусловлена высоким значением его температуры Нееля.

4. Коэффициент электронной составляющей теплоемкости обычно записывается в следующем виде:

$$\gamma = \frac{1}{3} \pi^2 k_B^2 n(E_F)(1 + \lambda). \quad (3)$$

При $\lambda = 0$ выражение (3) описывает известный вклад в теплоемкость от тепловых одноэлектронных возбуждений, а при $\lambda \neq 0$ учитывается усиление линейной по температуре составляющей теплоемкости за счет взаимодействия электронов с другими степенями свободы (фононами, спиновыми флуктуациями и др.). Точное определение коэффициента λ является довольно сложной задачей, так как требует детального знания характеристик электронной, фононной и магнной подсистем сплавов.

Из-за размытия „ступеньки“ в фермиевском распределении электронов проводимости коэффициент электронной теплоемкости γ с ростом температуры изменяется по величине, что ведет к нарушению линейной зависимости $C_{el}(T)$. Наиболее сильным этот эффект будет в случае резкой зависимости $n(E)$ в окрестности E_F . Согласно электронным зонным расчетам [6,7,13–15], именно такое поведение $n(E)$ характерно для исследованных магнетиков. Вторая причина нарушения линейного закона $C_{el}(T)$, а следовательно, соотношения (1), может быть связана с температурной зависимостью коэффициента λ , которую теоретически вычислить достаточно сложно.

Из рис. 2, *b* видно, что коэффициент γ в линейной по температуре составляющей теплоемкости для микронеднородных сплавов PdMn_xFe_{1-x} имеет довольно сильную концентрационную зависимость, свидетельствующую о значительной перестройке электронной зонной структуры при переходе от ферромагнитного атомноупорядоченного сплава PdFe к антиферромагнитному интерметаллическому соединению PdMn. Прежде всего, обращает на себя внимание резкое уменьшение электронной составляющей теплоемкости в сплавах на основе антиферромагнетика PdMn (при $x > x_{C2} \sim 0.8$). Учитывая результаты электронных зонных расчетов и оптические данные [7,8], это можно объяснить наличием довольно широкой ($\Delta E \sim 1$ eV) и глубокой (плотность состояний на уровне Ферми падает до величины ~ 0.19 states/(eV · formula unit)) „псевдощели“ на E_F в энергетическом спектре антиферромагнетика PdMn. Значение плотности состояний на E_F , определенное нами из данных по низкотемпературной теплоемкости для PdMn, составляет $n(E_F) \sim 0.23$ states/(eV · formula unit).

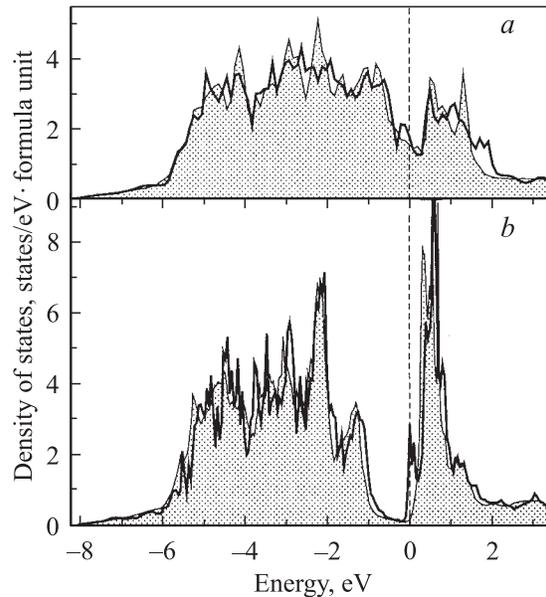


Рис. 3. Суммарная плотность состояний в сплавах PdMn_xFe_{1-x} на основе ферромагнетика PdFe (*a*) и антиферромагнетика PdMn (*b*). Заштрихованная часть показывает $n(E)$ в бинарных сплавах, сплошная жирная линия — в тройных сплавах с $x = 0.125$ и 0.875 соответственно.

Это значение достаточно близко к полученным ранее в результате зонных расчетов в [7,8] и из эксперимента в [15].

В области существования ферромагнитной фазы при $x \leq x_{C2} \sim 0.8$ коэффициент γ имеет обычные для *d*-металла значения $\sim (5-8)$ mJ/(g-atom · K²). Обращает на себя внимание только максимум на кривой $\gamma(x)$ вблизи бинарного состава PdFe (при $x \sim 0.1$), который не сопровождается какими-либо существенными аномалиями в поведении других электронных (электросопротивления [6,7], термоэдс [6], обычного эффекта Холла [10]) свойств.

Для выяснения причин возрастания коэффициента γ при отклонении от граничных ферро- (в PdFe) и антиферромагнитного (в PdMn) состояний были проведены расчеты электронного спектра тройных сплавов PdMn_xFe_{1-x} с $x = 0.125$ и 0.875 . Из рис. 3 видно, что частичная взаимная замена магнитоактивных атомов в бинарных сплавах PdFe и PdMn, имеющих разный тип коллинеарного магнитного порядка, приводит к формированию пика на кривой плотности состояний в окрестности E_F . Причем оценки величины возрастания $n(E_F)$ при указанных изменениях концентрации x дают достаточно близкие значения для случая зонного расчета и из эксперимента. Это свидетельствует о том, что указанные изменения линейной по температуре составляющей $C_p(T)$ действительно обусловлены электронным вкладом.

Необходимо указать, что в теплоемкости ферромагнитного сплава PdFe не обнаружен спин-волновой вклад типа $C_m \sim T^{3/2}$. Это можно объяснить наличием в

спектре спиновых волн ферромагнетика PdFe значительной энергетической щели Δ_m , обусловленной кристаллографической магнитной анизотропией. Как известно [12], в этом случае при $k_B T < \Delta_m$ спиновая теплоемкость экспоненциально падает. О существовании большой величины анизотропии в ферромагнитном сплаве PdFe свидетельствуют результаты измерений магнитных свойств [16].

5. Результаты определения электронной составляющей теплоемкости в микронеоднородных сплавах $PdMn_xFe_{1-x}$ дают дополнительную возможность понять отмеченные выше особенности поведения кинетических свойств. Прежде всего, это касается причин изоморфизма поведения концентрационных зависимостей остаточного сопротивления ρ_0 и коэффициента обычного эффекта Холла R_0 (рис. 2, а и [10]).

Согласно фазовой диаграмме состояний [5], сплавы на основе ферромагнетика PdFe (при $x \leq x_{C1} \sim 0.2$) являются обычными переходными металлами. В металлических сплавах остаточное сопротивление в основном определяется рассеянием электронов проводимости на статических неоднородностях кулоновского потенциала или магнитной подсистемы. В данном случае это будут в основном зародыши (конечные кластеры) антиферромагнитной фазы типа PdMn. Рассеяние электронов на таких крупномасштабных неоднородностях приводит к слабому изменению сопротивления (обычно $\leq 10 \mu\Omega \cdot \text{cm}$). Как правило, особенности электронной зонной структуры вблизи E_F на величину сопротивления сплавов не оказывают существенного влияния. В частности, с этим может быть связано незначительное изменение $\rho_0(x)$ в условиях довольно сильной зависимости $\gamma(x)$ в рассматриваемых сплавах при $x \leq x_{C1}$.

В то же время обычный эффект Холла в однозонном приближении для сплавов определяется только числом холловских носителей ($R_0 = \pm 1/n_{\pm}ec$) и не зависит от механизмов рассеяния. При замене атомов железа на атомы марганца в этом приближении можно ожидать, как и для $\rho_0(x)$, слабое линейное изменение величины $R_0(x)$. При наличии двух типов носителей (электронов с плотностью n_- и дырок с плотностью n_+ , имеющих соответствующие подвижности μ_- и μ_+) выражение для коэффициента Холла имеет более сложный вид

$$R_0 = (n_+\mu_+^2 - n_-\mu_-^2)/(n_+\mu_+ + n_-\mu_-)^2, \quad (4)$$

допускающий достаточно сильное изменение коэффициента R_0 с концентрацией x , связанное с существенной перестройкой электронной зонной структуры вблизи E_F сплавов. Из сравнения данных по термоэдс [6] и по эффекту Холла [10] видно, что действительно в системе сплавов $PdMn_xFe_{1-x}$ при переходе от металлической фазы PdFe к высокоомной фазе PdMn происходит смена знака основных носителей заряда (с электронов на дырки). Однако несмотря на значительное изменение электронной составляющей теплоемкости в металлических сплавах на основе ферромагнетика PdFe (рис. 2), отрицательная по знаку константа Холла R_0 имеет

слабую концентрационную зависимость, т. е. в основном определяется только одним электронным типом носителей.

Как видно из рис. 2, а, в области существования двух фаз — металлической (типа PdFe) и „диэлектрической“ (типа PdMn) фазы ($0.2 \leq x \leq 0.8$) — имеет место аномально сильное изменение остаточного сопротивления и обычного эффекта Холла с максимальными значениями при пороговой концентрации x_{C2} , где исчезает бесконечный ферромагнитный (металлический) кластер. В настоящее время возможность существования изоморфизма электросопротивления и обычного эффекта Холла в микронеоднородных средах предсказывается теоретически для двумерных двухкомпонентных систем в модели протекания (см., например, [17]). При определенном взаимном расположении межфазных границ относительно направлений магнитного поля и электрического тока в гетерофазных системах линейная связь между величинами $\rho_0(x)$ и $R_0(x)$ получена также в приближении эффективной среды [18].

В первоначальных вариантах теории протекания корреляция в поведении $\rho_0(x)$ и $R_0(x)$ также рассматривается довольно подробно (см., например, [19] и ссылки в ней). Показано, что вблизи порога протекания (для рассматриваемых сплавов при $x \leq x_{C2}$) эти два кинетических свойства определяются параметрами (топологией) бесконечного кластера и могут изменяться аномально сильно по степенному закону типа $(x - x_{C2})^{-\delta}$. Взаимосвязь между электросопротивлением и эффектом Холла в неоднородном материале, состоящем из диэлектрической и металлической фаз, зависит от соотношения подвижностей носителей тока и величин сопротивления этих фаз.

В то же время электронная составляющая теплоемкости как аддитивная характеристика с параметрами бесконечного кластера никак не связана. Она отражает плотность состояний на E_F , усредненную по всем конечным и бесконечным кластерам как металлических ферро- (типа PdFe), так и высокоомных антиферромагнитных (типа PdMn) фазовых состояний. Очевидно, что при $x \leq x_{C2}$ для электронной теплоемкости определяющей является металлическая фаза вследствие большей величины коэффициента γ в ней по сравнению с „диэлектрической“ фазой. Поэтому в этой области концентрации из эксперимента следуют значения коэффициента γ , обычные для d -переходных сплавов. Наблюдаемые здесь концентрационные изменения составляющей $C_{el} \sim \gamma \sim n(E_F)$ не связаны с видом концентрационных зависимостей кинетических свойств $\rho_0(x)$ и $R_0(x)$, которые, согласно теории протекания (см., например, [19]), определяются, по существу, только плотностью тока в бесконечном проводящем кластере.

Отсюда, казалось бы, практически одинаковые и достаточно сильные изменения с концентрацией x величин остаточного сопротивления и коэффициента Холла, наблюдаемые в микронеоднородных сплавах $PdMn_xFe_{1-x}$, находят объяснение как в модели протекания [17,19], так

и в приближении эффективной среды [18]. Однако эти два подхода объясняют только рост указанных кинетических коэффициентов до предельно высоких значений при пороговой концентрации x_{C2} с металлической стороны, как это показано на рис. 2, а. В этих приближениях остается неясным уменьшение величин $\rho_0(x)$ и $R_0(x)$ в рассматриваемых сплавах при дальнейшем увеличении x .

На другой стороне от пороговой концентрации x_{C2} в системе сплавов $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ бесконечный ферромагнитный (проводящий) кластер отсутствует. При $x > x_{C2}$ рассматриваемые сплавы являются однофазными антиферромагнетиками типа PdMn . В [7], исходя из однозонного приближения, делается предположение, что изменение $\rho_0(x)$, а следовательно и $R_0(x)$, в высокоомных сплавах на основе антиферромагнетика PdMn может происходить из-за увеличения глубины псевдощели на E_F в их электронном спектре, т.е. вследствие существенного уменьшения плотности состояний $n(E_F)$ при замене атомов марганца на атомы железа.

Проведенные зонные расчеты показывают (рис. 3), что в действительности при добавлении в PdMn атомов железа на кривой $n(E)$ вблизи уровня Ферми сплавов появляется пик плотности состояний. Обнаруженное увеличение $n(E_F)$ происходит в основном за счет плотности состояний в d -зоне. Для тройного сплава $\text{PdMn}_{0.875}\text{Fe}_{0.125}$ величина $n(E_F)$ возрастает практически на порядок относительно ее значения в исходном антиферромагнетике PdMn . Этот результат удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2, б, по концентрационной зависимости коэффициента электронной составляющей теплоемкости $\gamma(x)$. Он не противоречит также результатам измерений зависимости $\rho_0(x)$, если полагать, что сопротивление для коллективизированного переброса „легких“ носителей тока из зоны проводимости в узкую d -зону, сформированную „тяжелыми“ носителями. Согласно двухзонной модели Мотта [20], в этом случае при добавлении железа в PdMn следует ожидать возрастания ρ_0 , так как величина сопротивления будет обусловлена плотностью d -состояний на E_F . Следовательно, при $x > x_{C2}$ электронная составляющая теплоемкости и остаточное сопротивление в основном определяются одним и тем же параметром $n_d(E_F)$, а поэтому неудивительно, что в однофазных сплавах на основе антиферромагнетика PdMn по существу наблюдается изоморфизм их концентрационного изменения (рис. 2).

Казалось бы, в однофазных сплавах на основе антиферромагнетика PdMn (при $x > x_{C2}$) экспериментально обнаруженная в [10] концентрационная зависимость коэффициента R_0 , аналогичная $\rho_0(x)$, также должна быть связана с изменением величины $n(E_F)$. Действительно, при изучении эффекта Холла в высокоомных сплавах (в случае сильного рассеяния носителей тока) нередко используется модель Фридмана [21], согласно которой $R_0 = A/n_x e c g$. Здесь A — константа порядка

единицы; n_x и e — число и заряд холловских носителей; $g = n(E_F)/[n(E_F)]$ — фактор Мотта; $[n(E_F)]$ — плотность состояний, рассчитанная в приближении свободных электронов. В этой модели коэффициент R_0 обратно пропорционален плотности состояний на E_F . Однако сравнение результатов измерений зависимостей $\gamma(x) \sim n(E_F)$ и $R_0(x)$, приведенных для рассматриваемых сплавов на рис. 2, свидетельствует об отсутствии в этой области концентраций явной обратной пропорциональности между коэффициентом R_0 и плотностью состояний $n(E_F)$, которая следует из модели Фридмана. Обращает на себя внимание только сильный разброс и малое количество значений $R_0(x)$, экспериментально полученных в [10] при $x > x_{C2}$. Имеющиеся в настоящее время результаты измерений эффекта Холла в сплавах на основе PdMn не позволяют однозначно установить: существует ли обратно пропорциональная связь коэффициента R_0 с плотностью состояний $n(E_F)$ или же при замене атомов марганца на атомы железа происходят такие изменения подвижностей и чисел холловских носителей разного знака, которые, согласно (4), дают увеличение коэффициента R_0 , аналогичное наблюдаемому для зависимостей $\rho_0(x)$ и $\gamma(x)$.

Отсюда видно, что использование моделей, обычно применяемых при анализе электронных свойств металлических систем, в микронеоднородных сплавах $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ встечает ряд трудностей. Однако сопоставление результатов изменения $\rho_0(x)$, $R_0(x)$ и $\gamma(x)$, а также электронных зонных расчетов, однозначно показывает, что изоморфизм концентрационных зависимостей кинетических свойств в сплавах переходной области концентраций (при $0.2 \leq x \leq 0.8$) обусловлен топологическими особенностями кластерной структуры гетерофазного состояния. В однофазных высокоомных сплавах на основе антиферромагнетика PdMn (при $x > x_{C2} = 0.8$) определяющим параметром для этих свойств является перестойка электронной зонной структуры вблизи E_F , происходящая в результате замены атомов марганца на атомы железа. В обычных металлических сплавах на основе ферромагнетика PdFe (при $x < x_{C1} = 0.2$) для коэффициента R_0 и остаточного сопротивления ρ_0 имеют место незначительные (по сравнению с остальными сплавами) концентрационные изменения.

Список литературы

- [1] М. Хансен, К. Андерко. Структура двойных сплавов. ГНТИ, М. (1962). Т. 2. 1488 с.
- [2] Ю.А. Дорофеев, А.З. Меньшиков, С.К. Сидоров. ФММ **40**, 5, 978 (1975).
- [3] E. Kre'n, J. So'lyom. Phys. Lett. **22**, 3, 273 (1966).
- [4] Н.В. Волкова, Н.М. Клейнерман, Н.И. Коуров, В.Е. Найш, И.В. Сагарадзе, В.В. Сериков, Л.Н. Тюленев. ФММ **89**, 1, 39 (2000).
- [5] N.V. Volkova, Yu.A. Dorofeev, V.A. Kazantsev, N.M. Klei-nermann, A.V. Korolyov, N.I. Kourov, V.E. Naish, I.V. Sa-garadze, V.V. Serikov, Yu.E. Turkhan, L.N. Tulenev, Yu.N. Tsiovkin. Phys. Stat. Sol. (a) **188**, 3, 1115 (2001).

- [6] Н.И. Коуров, Ю.Г. Карпов, Н.В. Волкова, Л.Н. Тюленев. ФММ **84**, 6, 86 (1997).
- [7] Н.И. Коуров, М.А. Коротин, Н.В. Волкова. ФТТ **44**, 2, 193 (2002).
- [8] Ю.В. Князев, Н.И. Коуров, М.А. Коротин. ФММ **94**, 1, 54 (2002).
- [9] Н.И. Коуров, Ю.В. Князев, Е.В. Зенков, А.С. Москвин. ФТТ **45**, 5, 853 (2003).
- [10] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, А.В. Королев, Н.В. Волкова. ФММ **96**, 2, 1 (2003).
- [11] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела Мир, М. (1966). 416 с.
- [12] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [13] В.И. Анисимов, М.А. Коротин. ФММ **68**, 3, 474 (1989).
- [14] С.А. Kuhnenen, E.Z. da Silva. Phys. Rev. B **46**, 14, 8915 (1992).
- [15] R.Y. Umetsu, K. Fukamichi, A. Sakuma. J. Magn. Magn. Mater. **239**, 530 (2002).
- [16] В.В. Майков, А.Е. Ермаков, Г.В. Иванов, В.И. Храбров, Л.М. Магат. ФММ **67**, 1, 79 (1989).
- [17] Б.Я. Балагуров. ЖЭТФ **85**, 8, 548 (1983).
- [18] Е.А. Митюшов, Н.И. Коуров, Ю.П. Ирхин. ФТТ **41**, 1, 98 (1999).
- [19] Б.И. Шкловский. ЖЭТФ **72**, 1, 288 (1977).
- [20] F.J. Blatt. J. Phys. Chem. Sol. **17**, 3/4, 177 (1961).
- [21] L. Friedman. J. Non-Cryst. Sol. **6**, 4, 239 (1971).