

УДК 669.14.018.47 : 538.114
 © 1990

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ Fe—Ni—Pd ИНВАРНЫХ СПЛАВОВ: ДВА МАГНИТНЫХ ВКЛАДА

С. М. Подгорных

Экспериментально исследован коэффициент теплового расширения (КТР) инварных сплавов $Fe_{0.65}(Ni_{1-x}Pd_x)_{0.35}$ и $Fe_y(Ni_{0.5}Pd_{0.5})_{1-y}$ в диапазоне температур от 5 до 1000 К. Магнитный вклад в КТР представлен в виде суммы двух частей, которые связываются с двумя разными механизмами формирования магнитообъемного эффекта в магнитоупорядоченных металлах и сплавах. Предполагается, что одна часть вызвана изменением с температурой величины модуля локального магнитного момента, другая — разориентацией с повышением температуры направлений локальных магнитных моментов. Проводится сравнение магнитных вкладов в КТР с теплоемкостью инварных сплавов. Полевые зависимости продольной магнитострикции этих сплавов в области парапроцесса, измеренные при температуре 4.2 К в магнитных полях до 7 Тл, показывают сильную концентрационную зависимость и корреляцию с низкотемпературным магнитным вкладом в КТР. При обсуждении результатов используется феноменологическая теория, основанная на локальной зонной модели.

В инварных сплавах на основе железа $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$ и $Fe_{0.67}Pd_{0.33}$, имеющих ГЦК структуру, наблюдаются отрицательный коэффициент теплового расширения (КТР) при низких температурах [1], аномально низкие величины КТР при высоких температурах вплоть до температур Кюри T_c [2, 3]. Отрицательный, линейный по температуре КТР при низких температурах, обнаруженный также в ряде слабых ферромагнетиков, послужил поводом для объяснения инварного эффекта магнетизмом коллективизированных электронов [4, 5], в то время как наблюдение «скрытого антиферромагнетизма» ГЦК железа стимулировало развитие локального подхода к этой проблеме (см., например, [5, 6]), где весь магнитообъемный эффект связывается с существованием в сплавах обменного взаимодействия разного знака и его сильной зависимостью от объема. Учет влияния спиновых флуктуаций на магнитообъемные эффекты, сделанный в рамках феноменологической теории [2], также не привел к пояснению инварной аномалии КТР. Появившиеся недавно теоретические работы по фононному механизму инвариности [8, 9] пока не получили экспериментальной проверки из-за наличия в них дополнительных параметров, приводящих к трудности анализа результатов измерений.

Сложность описания экспериментальной картины явления существует, на наш взгляд, из-за кажущейся полной пропорциональности магнитного вклада в КТР производной по температуре от квадрата экспериментально измеренной намагниченности. Как при низких [4], так и при высоких температурах [10] это соотношение было проверено и подтверждено. Однако никто не смог описать всю температурную зависимость магнитного вклада в КТР сплава $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$ этой функцией, сохранив независимость от температуры коэффициента пропорциональности. При этом не спасает положения существование в температурной зависимости намагниченности члена, пропорционального T^2 [11]. Драматизирует ситуацию для Fe—Ni сплавов отсутствие корреляции между магнитной частью теплоемкости [12] и магнитным вкладом в КТР [2]. — корреляции, являю-

щейся термодинамически обязательной (см., например, [13]), известной как закон Грюнайзена. Происхождение аномального магнитного вклада в КТР остается центральной проблемой в инварном эффекте.

В сплавах Fe—Pd аномалия в зависимости КТР от температуры близка к температуре Кюри [3], в то время как для $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ низкие значения КТР существуют в широком диапазоне температур ниже температуры Кюри [2]. Увеличение содержания никеля в Fe—Ni сплавах приводит к сужению температурного диапазона аномального поведения КТР и приближению его к T_c . Однако существование для чистого никеля положительной аномалии КТР в T_c , по-видимому, приводит к усложнению картины перехода в сплавах Fe—Ni от инварного поведения в $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ к нормальному. В отличие от сплавов Fe—Ni сплавы Fe—Pd относятся к сильным ферромагнетикам с высокими температурами Кюри [4, 14], имеют отрицательную аномалию КТР вблизи температуры Кюри, и в них отсутствуют какие-либо эффекты, связанные со «скрытым антиферромагнетизмом». С целью изучения эволюции инварной аномалии КТР при переходе по концентрации от слабого ферромагнетика $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ к сильно ферромагнитным сплавам Fe—Pd в этой работе были исследованы температурные зависимости КТР и полевые зависимости магнитострикции ГЦК сплавов $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ и $\text{Fe}_y(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{1-y}$.

1. Образцы и методики измерений

Для приготовления сплавов использовались карбонильное железо, электролитический никель и палладий чистоты 99.99. Сплавы выплавлялись в высокочастотной печи в атмосфере аргона. Для гомогенизации состава слитки сплавов отжигались в вакууме при температуре 1000 °C в течение 50 ч. С целью получения разупорядоченной ГЦК структуры образцы цилиндрической формы, приготовленные для измерений, отжигались в атмосфере гелия при температуре 1100 °C в течение 3 ч с последующей закалкой их в воду. Все сплавы, по данным рентгенографии, были однофазными и имели ГЦК структуру. Численные значения составов образцов соответствуют содержанию компонентов сплавов в шихте. Для исследования были использованы сплавы $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ с $x=0, 0.15, 0.3, 0.5, 1$ и сплавы $\text{Fe}_y(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{1-y}$ с $y=0.67, 0.65, 0.63, 0.55$.

Температурные зависимости КТР сплавов в диапазоне температур от 5 до 300 К измерялись на емкостном dilatометре в равновесном режиме с общей погрешностью не более $1.5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, а в диапазоне температур от 300 до 1000 К на dilatометре фирмы «ULVAK—RIKO» (Япония) в динамическом режиме со скоростью 5 градусов в минуту с погрешностью не более $5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. Продольную магнитострикцию измеряли при температуре 4.2 К емкостным методом, используя аппаратуру для измерения КТР при низких температурах. Измерения магнитострикции проводились в стационарном режиме в магнитных полях до 7 Тл, создаваемых сверхпроводящим соленоидом.

2. Экспериментальные результаты

КТР всех исследованных сплавов в зависимости от температур представлен на рис. 1, где вертикальными стрелками указаны температуры Кюри, полученные из магнитных измерений образцов этих же составов. Можно видеть, что инварная аномалия в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$, существующая значительно ниже температуры Кюри, с увеличением концентрации палладия приближается к температуре Кюри, при этом низкотемпературный минимум общего КТР быстро исчезает. В сплаве $\text{Fe}_{0.55}(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{0.45}$, несмотря на высокую температуру Кюри, аномалия слабая, а низкотемпературная часть КТР не имеет заметных особенностей.

Для анализа полного КТР $\alpha(T)$ из него был выделен магнитный вклад $\alpha_m(T)$ по следующей формуле:

$$\alpha_m(T) = \alpha(T) - \alpha_{\text{реш}}(T). \quad (1)$$

где $\alpha_{\text{реш}}$ — решеточный КТР немагнитного сплава с такой же структурой, упругими константами и фононным спектром, что и исследуемые сплавы. Здесь, как и в [2], сделаем предположение, что α_m будет равен нулю в парамагнитной области значительно выше T_c . Такая процедура выделения α_m для $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ использовалась в [15], а в качестве реперного $\alpha_{\text{реш}}$ был взят КТР чистого никеля, не имеющий заметных аномалий при низких температурах. Температура Дебая палладия $\Theta_D = 272$ К существенно ниже температуры Дебая чистого никеля $\Theta_D = 470$ К [13], что может повлиять на Θ_D Fe—Ni—Pd сплавов. Экстраполированная от значений для чистых компонентов $\Theta_D = 345$ К сплава $\text{Fe}_{0.55}(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{0.45}$ равна Θ_D сплава $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ [16]. Поэтому в отличие от [2, 15] в данной работе в качестве реперного $\alpha_{\text{реш}}$ был использован общий КТР сплава $\text{Fe}_{0.55}(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{0.45}$ для получения α_m всех Fe—Ni—Pd сплавов при низких температурах вплоть до 300 К. При высоких температурах для репера $\alpha_{\text{реш}}$ были взяты данные по КТР чистого палладия, которые хорошо совпадали с КТР сплавов в парамагнитной области и удовлетворительно соединялись с низкотемпературными значениями при 300 К.

Вычисленный по формуле (1) $\alpha_m(T)$ представлен на рис. 2, из которого сразу отметим один важный факт — температура минимума α_m , находящаяся около $0.5T_c$, в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ смещается с увеличением концентрации палладия к T_c . Наглядность этого факта усиливается при построении α_m в зависимости от приведенной температуры $t = T/T_c$ для четырех сплавов системы $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ (рис. 3, сплошная линия). Особенно показательны результаты для крайних составов, где при $x=1$ имеется отрицательная аномалия, характерная для фазового перехода второго рода со скачком α_m в T_c , в то время как при $x=0$ α_m имеет куполообразную форму с минимумом при температуре около $0.5T_c$ и быстро уменьшается к T_c . В сплавах с промежуточной концентрацией наблюдаются обе отмеченные особенности. Из факта существования различных температурных зависимостей $\alpha_m(T)$ делается предположение, обсуждаемое ниже, о существовании различных механизмов формирования α_m в сплавах $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ и $\text{Fe}_{0.65}\text{Pd}_{0.35}$.

Объемная магнитострикция ферромагнетиков $(\partial\omega/\partial H)_T$, где $\omega = \Delta V/V$ — относительное изменение объема, измеренная в магнитном поле H , связана с α_m известным термодинамическим соотношением Дёринга [17].

$$\alpha_m = 1/3 (\partial\omega/\partial H)_T \cdot (\partial z/\partial T)_H / (\partial z/\partial H)_T, \quad (2)$$

где σ — намагниченность насыщения. Считая, что для кубических кристаллов в области парапроцесса $\omega = 3\Delta l/l = 3\lambda$, далее будем полагать, что измеренные величины $(\partial\lambda_z/\partial H)_T$ пропорциональны $(\partial\omega/\partial H)_T$. Полевые зависимости линейной продольной магнитострикции некоторых

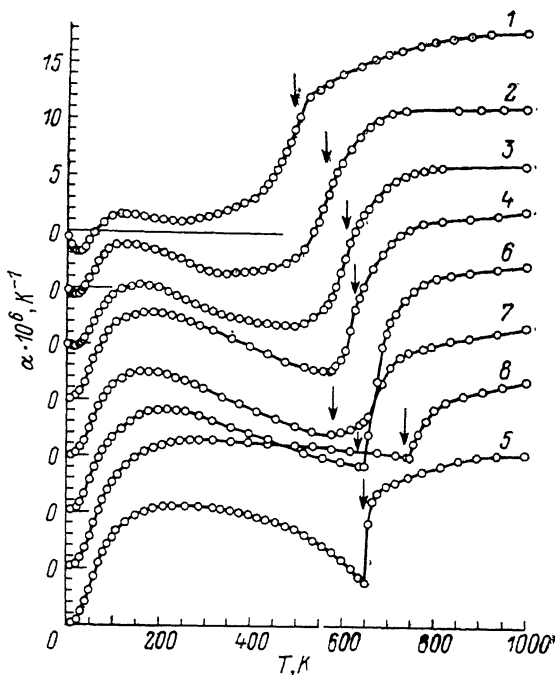


Рис. 1. Температурные зависимости КТР сплавов $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ и $\text{Fe}_y(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{1-y}$. 1 — $x=0$, 2 — 0.15, 3 — 0.3, 4 — 0.5 ($y=0.65$), 5 — 1, 6 — $y=0.67$, 7 — 0.63, 8 — 0.55.

Fe—Ni—Pd сплавов, измеренные при температуре 4.2 К, представлены на рис. 4, из которого видно, что в основном состоянии эти сплавы существенно различаются по величине $(\partial\lambda_{||}/\partial H)_T$, которая аномально велика в $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ и резко уменьшается с увеличением концентрации палладия в сплавах.

Прежде чем переходить к возможному теоретическому обоснованию различных механизмов магнитоупругой связи, заметим, что низкотемпературная ветвь экспериментальной зависимости $\alpha_m(T)$ сплава $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ до температур несколько выше $0.5T_c$ хорошо описывается функцией вида $At(1-t)$ (рис. 3, штриховая линия). Такая функция для описания α_m этого сплава предлагалась в [18] (формула (41) и рис. 96 из этой книги).

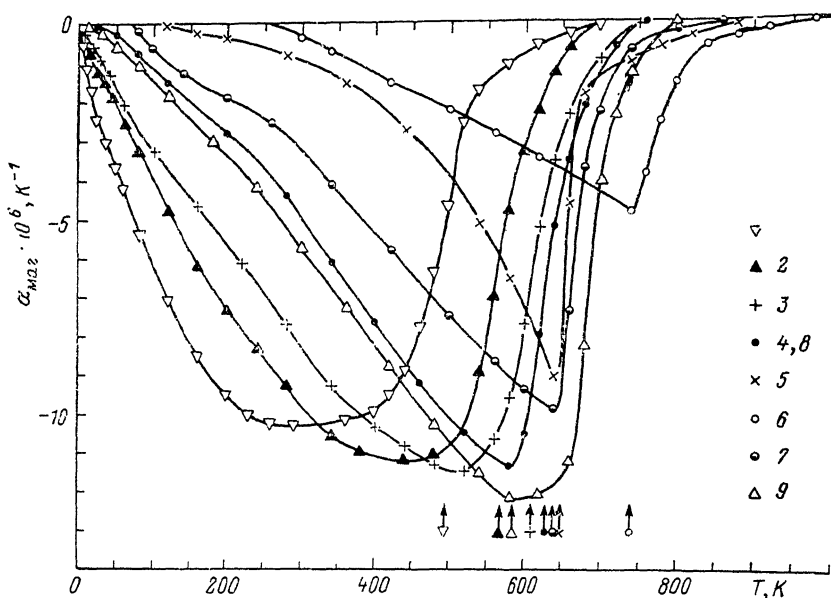


Рис. 2. Общие магнитные вклады в КТР сплавов $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ и $\text{Fe}_y(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{1-y}$ в зависимости от температуры.

1 — $x=0$, 2 — 0.15, 3 — 0.3, 4 — 0.5 ($y=0.65$), 5 — 1, 6 — $y=0.55$, 7 — 0.63, 8 — 0.65 ($x=0.5$), 9 — 0.67.

Несоответствие вблизи T_c между экспериментальной зависимостью $\alpha_m(T)$ и этой функцией связывалось там с «малой чувствительностью рентгеновских измерений атомного фактора». По нашему мнению, функция вида $At(1-t)$ описывает только часть экспериментальной зависимости α_m , тогда как вблизи T_c существует и всегда должна в той или иной степени наблюдаться другая часть, соответствующая вкладу фазового перехода ферромагнетик—парамагнетик, т. е. связанная с появлением спонтанной намагниченности. Эта последняя часть преобладает в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Pd}_{0.35}$, приводя к расходимости α_m в T_c . Таким образом, общий магнитный вклад в КТР представлен нами в виде суммы двух частей

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2}, \quad (3)$$

одна из которых α_{m1} прямо связана с фазовым переходом в T_c и максимальна вблизи этой температуры, другая α_{m2} определяет низкотемпературное поведение α_m и в некотором приближении может быть представлена в виде $A(x)t(1-t)$.

В теории молекулярного поля фазовый переход сопровождается скачком α_m , величина которого пропорциональна T_c (см., например, в [19] формулы (143.8÷143.10)), а температурная зависимость критического

поведения α_m будет сильно зависеть от степени однородности сплава, т. е. от концентрации. Полагая, что в таких неоднородных сплавах, как

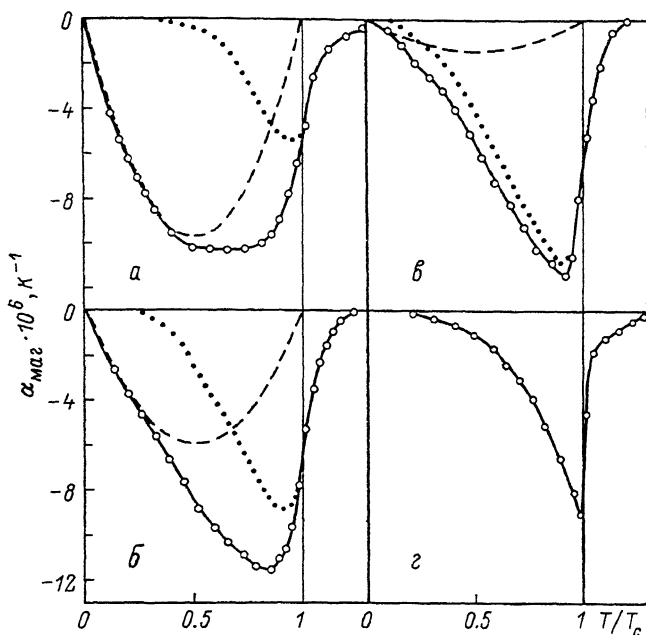


Рис. 3. Магнитные вклады в КТР сплавов $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ в зависимости от приведенной температуры $t = T/T_c$.
 $x = 0$ (а), 0.3 (б), 0.5 (в), 1 (г).

Fe—Ni—Pd, условия для универсального поведения в T_c отсутствуют, будем считать общей для всех сплавов только функцию $A(x)t(1-t)$ с $A(x)$ — подгоночным параметром, находя α_{m1} как разность $\alpha_m - \alpha_{m2}$. Эта разность (рис. 3, пунктирная линия) имеет минимум вблизи T_c , величина которого растет с ростом x почти линейно, так же как растет с концентрацией величина $T_c(x)$ (см. таблицу). Для сплава $\text{Fe}_{0.65}\text{Pd}_{0.35}$ зависимость α_m полностью отнесена к α_{m1} . Результаты по магнитострикции (рис. 4) показывают, что для всех сплавов величина $(\partial\lambda_{||}/\partial H)_T$ положительна. Это соответствует отрицательному α_m в основном состоянии (см. формулу (2)). Большое различие величин $(\partial\lambda_{||}/\partial H)_T$, кото-

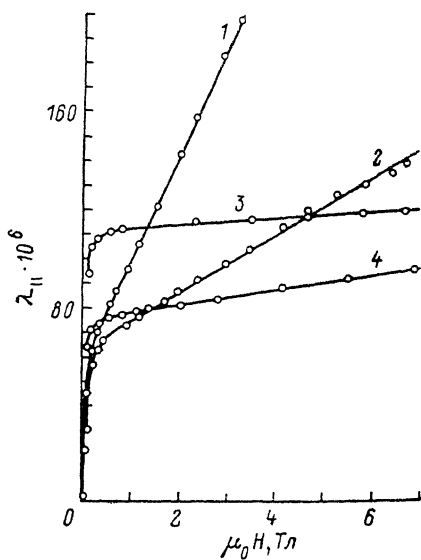


Рис. 4. Полевые зависимости продольной магнитострикции сплавов $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{0.35}$ (x : 1 — 0, 2 — 0.15, 3 — 1) и $\text{Fe}_{0.55}(\text{Ni}_{0.5}\text{Pd}_{0.5})_{0.45}$ (4).

рые оказались пропорциональны $A(x)$ (см. таблицу), подтверждает предположение о различных механизмах формирования магнитообъемного эффекта в этих сплавах.

	$x = 0$	$x = 0.15$	$x = 0.3$	$x = 0.5$	$x = 1$
$T_c(x), K$	495	568	587	603	645
$\Delta \alpha_m(T_c) \cdot 10^6, K^{-1}$	5—5.5	6.3—8.3	6.8—8.8	7.5—9	9.2
$A(x) \cdot 10^6, K^{-1}$	39	27	23	6	0
$(\partial \lambda_{II} / \partial H)_T \cdot 10^6, Tл^{-1}$	42	11	—	3	1
$\lambda_S \cdot 10^6$	48	62	—	74	122

3. Обсуждение результатов

В модели локализованных электронов (см., например, [5]) весь магнитообъемный эффект ω_{ms} связан с изменением с расстоянием интеграла обменного взаимодействия \mathcal{J} между ближайшими соседями

$$\omega_{ms} = \kappa N z \frac{d\mathcal{J}}{d\omega} (S\sigma(T))^2, \quad (4)$$

где κ — сжимаемость; N — число атомов на единицу объема; z — число ближайших соседей; S — атомный спин; σ , как и ранее, — относительная намагниченность. Вся температурная зависимость α_m , который равен производной по температуре от $\omega/3$, заключена в температурной зависимости намагниченности. Такая же связь в этой модели существует между магнитной частью теплоемкости C_m и намагниченностью, что является выражением закона Грюнайзена (см., например, [13])

$$\alpha_m(T) = \Gamma C_m(T) \kappa / v, \quad (5)$$

где $\Gamma = -(\partial \ln T_c / \partial \ln V)$ — коэффициент Грюнайзена, v — молярный объем. Сравнение экспериментальных данных по теплоемкости Fe—Ni сплавов [12] с результатами по КТР показывает, что соотношение (5) для инварных сплавов не выполняется. Магнитная часть теплоемкости сплава $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$ имеет максимум вблизи T_c [12] и ведет себя подобно α_{m1} , а не α_m . Трудности описания инваров локализованной моделью не исчезают при учете существования в сплавах нескольких типов обменных интегралов, так как они не дают разной температурной зависимости α_m и $C_m(T)$, которая определяется температурной зависимостью намагниченности.

В модели коллективизированных электронов вклад в магнитообъемный эффект связан с увеличением кинетической энергии электронов $E_{кин}$ при возникновении на атоме магнитного момента (см., например, [5])

$$\omega_{ms} = \omega(m) - \omega(0) = -N\kappa \left(\frac{dW}{d\omega} \frac{1}{W_0} [E_{кин}(m) - E_{кин}(0)] - \frac{m^2}{2} \frac{d\mathcal{J}}{d\omega} \right), \quad (6)$$

где W — ширина зоны. Как было показано в [20], эффект расширения за счет поляризации зоны может достигать величины $\omega = 10^{-1}$. Этот вклад в ω всегда положительный для ферромагнетиков и дает отрицательный вклад в общий α_m . Он присутствует в расчетах магнитообъемного эффекта с учетом конкретной зонной структуры [21], хотя не выделялся из общего α_m . Разность кинетических энергий $E_{кин}$ электронов в этой модели пропорциональна квадрату намагниченности, и, таким образом, результат (6) совпадает с (4).

В работе [22] описана феноменологическая локальная зонная модель, в которой априори существуют две константы магнитоупругой связи. В этой модели предполагается, что магнитный момент локализован на каждом атомном узле, а поведение каждого локального момента описывается моделью Стонера. Следовательно, величина локального момента может изменяться с увеличением температуры или приложением внешнего поля. Первая магнитоупругая константа $C_{0\omega}$ обусловлена обменным взаимо-

действием между соседними спинами m_i и m_j на i и j узлах решетки и связывает изменение объема с двухспиновой корреляционной функцией $\langle m_i m_j \rangle$ [23]

$$\omega = \chi \sum_{i,j} C_{обм} \langle m_i m_j \rangle, \quad (7)$$

что совпадает с (4) при замене $N^2 \langle \overline{m_i m_j} \rangle$ на $(S\sigma(T))^2$. Другая магнитоупругая константа C_* связывает изменение объема со степенью поляризации зоны. Однако разность кинетических энергий электронов в этой модели пропорциональна не квадрату общей намагниченности, а квадрату локального магнитного момента

$$\omega = \chi C_n N \sum_i m_i^2. \quad (8)$$

Общий магнитообъемный эффект с изменением температуры дается следующей формулой [22]

$$\omega_s(T) = \omega(T) - \omega(T \gg T_c)|_{H=0} = \chi [N^2 C_n \{m_0(T)^2 - m_0(T \gg T_c)^2\} + C_{обм} (S\sigma(T))^2], \quad (9)$$

которая допускает возможность разделения экспериментальной зависимости α_m на две части (3). Аналогичная формула возникает и для магнитоstriction

$$(\partial\omega/\partial H)_T = 2\chi S\sigma(T, H) [C_n \chi_L + C_{обм} \chi_{об}], \quad (10)$$

где χ_L — восприимчивость локальной зоны, $\chi_{об}$ — спин-волновая восприимчивость локальных магнитных моментов. Производная по температуре от второго слагаемого в (9) даст максимум α_m в T_c [10], и, по-видимому, формула такого же вида определяет поведение магнитной части теплоемкости $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$ сплава [12], в то время как производная от первого слагаемого будет определять низкотемпературное поведение α_m . Эти рассуждения не могут служить доказательством связи (9) с попыткой экспериментального разделения общего α_m (3). Для этого нужно провести сравнение измеренных величин намагниченности, изменения локального магнитного момента и теплоемкости этих сплавов. Здесь представлена возможность описать сложные температурные зависимости $\alpha_m(T)$ суммой двух универсальных функций, которые можно приписать двум разным механизмам магнитообъемных эффектов в ферромагнетиках. Произвол в выборе $\alpha_{m2} = At(1-t)$ основан на хорошем описании этой функцией низкотемпературных ветвей экспериментальных зависимостей $\alpha_m(T)$. Из (9) видно, что в случае сложного магнитного вклада в КТР закон Грюнрайзена (5) для инвариных сплавов нужно записывать в виде

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{\Gamma_1 C_{m1} \chi}{v} + \frac{\Gamma_2 C_{m2} \chi}{v}. \quad (11)$$

$\Gamma_1 = -(\partial \ln T_c / \partial \ln V)$ отражает зависимость T_c от давления или (в модели Гайзенберга) зависимость обменного интеграла от расстояния. Про второй член в (11) известно только, что его температурная зависимость близка к $A(x)t(1-t) = A(x)T(T_c - T)/T_c^2$. По-видимому, $\Gamma_2 = -(\partial \ln W_s / \partial \ln V)$ аналогично (6), где W_s — ширина локальной зоны, которая может сильно зависеть от объема в неоднородных в магнитном отношении сплавах, а $C_{m2} = B(x)t(1-t)$, хотя такая зависимость в теплоемкости экспериментально пока еще не наблюдалась. Однако хорошо известно, что в $Fe-Ni$ сплавах коэффициент электронной теплоемкости γ имеет максимум именно в инвариной области концентраций [16], там, где велика величина α_{m2} , т. е. $A(x)$ (см. таблицу). При низких температурах $t \ll 1$ зависимость $t(1-t)$ близка к линейной по температуре. Можно предположить, что механизм появления большого магнитообъемного эффекта при низких температурах, связанный с изменением величины локального

магнитного момента, дает вклад в величину теплоемкости сплава на уровне вклада электронов проводимости, увеличивая при низких температурах коэффициент γ . По нашему мнению, существование такого вклада в теплоемкость объясняет расхождение между экспериментальной величиной γ_n , найденной из парамагнитной области температур [12], и экспериментальной величиной γ_ϕ , найденной из ферромагнитной, т. е. низкотемпературной области [16], причем γ_ϕ всегда больше γ_n .

Таким образом, на примере инварных Fe—Ni—Pd сплавов впервые предложено разделить экспериментальную зависимость магнитного вклада в КТР на две части и сделана попытка обоснования этой процедуры в рамках локальной зонной модели. Переход от инвариного поведения в Fe—Ni сплавах к инварам Fe—Pd вместе с ростом T_c сопровождается ростом высокотемпературной части общего магнитного вклада в КТР и уменьшением низкотемпературной части, связанной с поляризацией локальной энергетической электронной зоны. Сравнение результатов по КТР с данными по магнитной части теплоемкости позволило снять вопрос о невыполнимости закона Грюнайзена для инваров и сделать предположение о существовании ранее не наблюдавшегося дополнительного вклада в теплоемкость с температурной зависимостью, близкой к $BT(T_c - T)/T_c^2$. Вид этой функции приводит к заключению, что инвариность — явление не уникальное, а свойство такого ферромагнетика, в котором оба параметра Грюнайзена будут отрицательными и большими по величине для компенсации расширения решетки.

Независимость двух частей общего магнитного вклада в КТР можно продемонстрировать на примере сплава Mn_5Ge_3 с положительным α_{m1} и большим отрицательным α_{m2} . Магнитный вклад в его объемный КТР имеет знакопеременную зависимость с минимумом около температуры $0.5T_c$ и с острым положительным максимумом в T_c [24].

Хочется сделать несколько замечаний относительно антиферромагнетизма и структурной неустойчивости инваров. Для объяснения магнитообъемного эффекта, как это сделано в настоящей работе, антиферромагнетизм не нужен, и, возможно, что наблюдаемые черты антиферромагнетизма есть проявление альтернативы слабому ферромагнетизму при низких температурах. Для большой величины α_{m2} необходима сильная зависимость ширины локальной зоны от объема, которая проявится в изменении локального момента с температурой. Такая зависимость, возможно, будет только в сплавах, близких по концентрации к структурному переходу и к критической концентрации разрушения ферромагнетизма. Переформулировка проблемы на язык изменений локальной зоны вместо интенсивно используемого в последнее десятилетие представления о неоднородной структуре сплавов с антиферромагнитными кластерами позволяет сделать шаг к поиску причин этой неоднородности, дать микроскопические критерии инвариности через характеристики электронной структуры.

Автор благодарен А. К. Затопляеву за приготовление сплавов и проведение высокотемпературных измерений КТР, а также А. З. Меньшикову за критические замечания по интерпретации результатов.

Список литературы

- [1] Ono F., Kittaka T., Maeta H. // Physica. 1983. V. B+C119. N 1—2. P. 78—83.
- [2] Tanji Y., Shirakawa Y. // Sci. Rep. Inst. Tohoku Univ. 1971. V. A22. N 4. P. 135—145; Tanji Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 5. P. 1366—1373; Захаров А. И., Меньшиков А. З., Уралов А. С. // ФММ. 1973. Т. 36. № 6. С. 1306—1308; Matsui M., Chikazumi S. // Tech. Rep. ISSP. 1978. N 872. 21 p.; Matsui M., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 45. N 2. P. 458—465; Chikazumi S. // JMMM. 1979. V. 10. N 2—3. P. 113—119.
- [3] Matsui M., Shimizu T., Adachi K. // Physica. 1983. V. B+C119. N 1—2. P. 84—89.
- [4] Wolfarth E. P. // IEEE Trans. Magn. 1975. V. 11. N 6. P. 1638—1644.
- [5] Fujimori H., Shiga M. // Honda Memorial Series on Material Science. N 3. Physics and Applications of Invar Alloys / Ed. H. Saito. Maruzen Company, Tokyo, 1978. P. 80—122.

- [6] Седов В. Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987. 288 с.
- [7] Moriya T., Usami K. // Sol. St. Comm. 1980. V. 34. N 2. P. 95—99.
- [8] Зверев В. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2. С. 709—722.
- [9] Kim D. J. // JMMM. 1988. V. 74. N 3. P. L255—L259.
- [10] Ono F. // J. Phys. Soc. Jap. 1979. V. 47. N 5. P. 1480—1485.
- [11] Nakai I., Ono F., Yamada O. // J. Phys. Soc. Jap. 1983. V. 52. N 5. P. 1791—1798.
- [12] Tanji Y., Asano H., Moriya H. // Sci. Rep. Res. Inst. Tôhoku Univ. 1973. V. 24. N 5—6. P. 205—217.
- [13] Barron T. H. K., Collins J. G., White G. K. // Adv. Phys. 1980. V. 29. N 4. P. 609—730.
- [14] Fukamichi K. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 10. P. 6562—6563; Miyata N., Kamimori T., Goto M. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 6. P. 2037—2042.
- [15] White G. K. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. Pt 1. N 549. P. 159—169.
- [16] Caudron R., Mennier J.-J., Costa P. // Sol. St. Comm. 1974. V. 14. N 10. P. 975—978.
- [17] Döring W. // Z. Physik. 1936. B. 103. N. 9—10. S. 560—582.
- [18] Захаров А. П. Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. М.: Металлургия, 1986. С. 58.
- [19] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. I. 3-е изд., доп. М.: Наука. 1976. С. 494—495.
- [20] Shiga M., Nakamura Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1969. V. 26. N 1. P. 24—32.
- [21] Shimizu M. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. N 3. P. 792—800; JMMM. 1980. V. 20. N 1. P. 47—55; Repts Progr. Phys. 1981. V. 44. N 4. P. 329—409.
- [22] Shiga M. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 8. P. 2573—2580.
- [23] Callen E., Callen H. B. // Phys. Rev. 1965. V. A139. N 2. P. 455—471.
- [24] Севастьянов А. А., Бармин С. М., Кортов С. В., Кренцис Р. П., Гельд П. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3612—3616.

Институт физики металлов УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
27 октября 1989 г.