

О МАГНИТОСТРИКЦИИ ИНВАРНЫХ СПЛАВОВ

А. Ю. Романов, В. П. Силин

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 июня 1997 г.

Формулируются положения теории фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние для инварных сплавов и других подобных неоднородных ферромагнетиков, для которых десятки лет существует концепция о наличии распределения локальных температур Кюри, что отвечает экспериментально наблюдаемому уширенному температурному интервалу перехода в ферромагнитное состояние. Предложен способ получения информации о распределении локальных температур на основании экспериментальных данных об изменении свойств магнетиков при изменении температуры. Для железо-никель-хромовых сплавов показано, как на основе данных о магнитном вкладе в коэффициент теплового расширения можно получить температурную зависимость восприимчивости магнитострикции парапроцесса. Последнее, во-первых, подтверждает важную роль распределения локальных температур Кюри, во-вторых, указывает на необходимость новой обработки экспериментальных данных по изучению температурно-уширенных фазовых переходов магнитного упорядочения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Неослабевающий интерес к инварным сплавам, открытым сто лет тому назад [1], связан, во-первых, с той практически необъятной областью технических применений, которая определяется уникальными свойствами таких сплавов, а во-вторых, с далеким от исчерпывающего понимания состоянием физических исследований инварных сплавов [2]. Общей является точка зрения о том, что своеобразные свойства инварных сплавов связаны с магнетизмом, поскольку они проявляются при переходе сплавов в ферромагнитное состояние. Так, например, уникальное уменьшение объемного коэффициента теплового расширения железо-никелевого сплава $Fe_{65}Ni_{35}$ возникает хотя и в сравнительно широкой области, но вблизи температуры Кюри фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние [3]. Согласно теории фазовых переходов второго рода Ландау [4] при температуре Кюри должно иметь место скачкообразное изменение коэффициента теплового расширения и других свойств при установлении магнитного упорядочения. Однако в действительности в инварных сплавах сколько-нибудь ярко выраженных скачкообразных изменений свойств при переходе в ферромагнитное состояние не наблюдается [2] (см. также, например, [5]). К этому исследователи привыкли настолько, что обычно не делается попыток количественного описания размытых по широкому температурному интервалу фазовых переходов магнитоупорядочения инварных сплавов. Восполнению такого пробела посвящена настоящая статья. В настоящем сообщении мы остановимся на описании такого важного свойства инварных сплавов, каким является магнитострикция.

Наше рассмотрение основывается на старом и хорошо известном положении о том, что инварные сплавы неоднородны по своему строению или составу [6] (см. также [7–

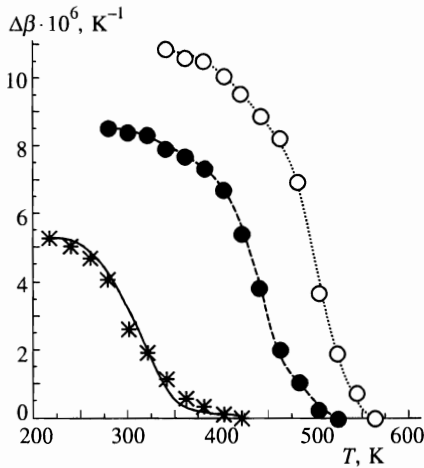


Рис. 1. Температурные зависимости магнитного вклада в коэффициент теплового расширения для трех сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35-x}\text{Cr}_x$. Экспериментальные результаты работы [16] изображены точками \circ ($x = 0$), \bullet ($x = 2.5$) и $*$ ($x = 5$). Линиями изображены непрерывные аппроксимации экспериментальных точек: сплошная линия — $x = 5$, штриховая линия — $x = 2.5$ и пунктирная линия — $x = 0$

13]). При этом считается, что такая неоднородность приводит к зависящему от неоднородности распределению локальных температур Кюри, что отвечает определяющемуся таким распределением уширенному температурному интервалу непрерывного перехода в ферромагнитное состояние. Хотя такая точка зрения получила широкое распространение, однако следует отметить определенную противоречивость высказываний авторов различных работ о количественном влиянии неоднородности инварных сплавов. Так, например, в работах [13, 14] сообщается о небольшом (на несколько градусов) отличии температур пика теплоемкости, пика коэффициента теплового расширения и точки Кюри, получаемой из магнитных измерений. С другой стороны, констатация наличия хвостов намагниченности (см., например, [2, 6]) указывает на значительное (не менее десятков градусов) смещение в сторону высоких температур того значения температуры, при котором начинается переход в магнитоупорядоченное ферромагнитное состояние, по сравнению с более низким значением температуры, обычно называемой температурой Кюри. Для определения последней используется, в частности, метод коэффициентов термодинамического потенциала [6]. В условиях такого противоречивого понимания свойств размытых фазовых переходов представляется необходимым последовательный теоретический анализ, основанный на подходе, указанном в монографии К. П. Белова [6].

Укажем здесь, что первый шаг в таком направлении сделан в работе [15], где в рамках предложенного в ней грубого скейлинга решалась задача приближенного, во многом качественного нахождения распределения локальных температур Кюри некоторых инварных сплавов.

В настоящем сообщении предлагается разработка подхода Белова [6], делающая возможным практический количественный анализ экспериментальных данных в области размытого фазового перехода инварных сплавов. Приводятся конкретные приложения такого подхода к анализу магнитоустрикции. Ниже во втором разделе изложены необходимые для нашего рассмотрения теоретические положения, на основании которых оказывается возможным связать температурные зависимости различных явлений в области размытого перехода магнитоупорядочения. Третий раздел посвящен приближению грубого скейлинга, указанного в работе [15]. В четвертом разделе излагаются

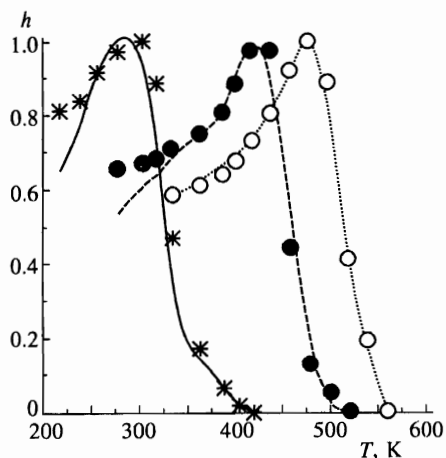


Рис. 2

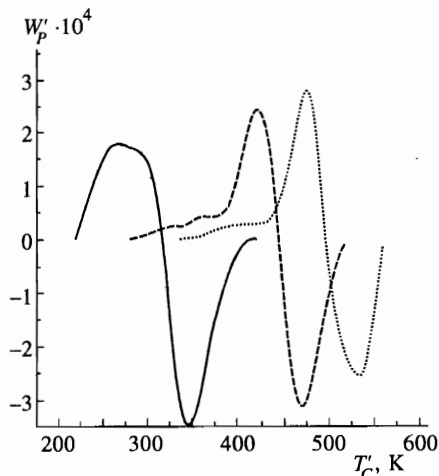


Рис. 3

Рис. 2. Температурные зависимости вынужденной магнитоэлектрики, нормированной на единицу. Экспериментальные результаты работы [16] изображены точками \circ ($x = 0$), \bullet ($x = 2.5$), $*$ ($x = 5$). Линии — результат расчета: сплошная линия — $x = 5$, штриховая линия — $x = 2.5$ и пунктирная — $x = 0$

Рис. 3. Функции $\partial W(T'_C)/\partial P$ для трех сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35-x}\text{Cr}_x$. Пунктирная линия соответствует $x = 0$, штриховая линия — $x = 2.5$, сплошная линия — $x = 5$

результаты основанного на разработанном подходе анализа экспериментальных данных работы Дерябина, Казанцева и Швецова [16] по магнитоэлектрике железо-никель-хромовых инварных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35-x}\text{Cr}_x$. Ниже мы используем данные работы [16] для коэффициента теплового расширения и для магнитоэлектрической восприимчивости парапроцесса (вынужденной магнитоэлектрики) только для сплавов с концентрацией хрома $x = 0, 2.5$ и 5 , поскольку с ростом x выделение магнитного вклада в коэффициент теплового расширения становится сложным и неточным. Соответствующее обсуждение дано в четвертом разделе. На рис. 1 кривые, изображенные пунктирной, штриховой и сплошной линиями, отвечают соответственно сплавам $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35-x}\text{Cr}_x$ с $x = 0, 2.5$ и 5 и характеризуют магнитный вклад в коэффициент теплового расширения. Точки, размер которых соответствует экспериментальным погрешностям, отвечают данным рис. 1 работы [16]. Эти экспериментальные точки изображены светлыми кружками ($x = 0$), черными кружками ($x = 2.5$) и звездочками ($x = 5$). Кривые интерполируют экспериментальную температурную зависимость. Для иллюстрации результата предлагаемого нами анализа представлен на рис. 2, на котором приведены экспериментальные данные для магнитоэлектрической восприимчивости парапроцесса в виде точек, которые взяты с рис. 3 работы [16]. Кривые рис. 2 построены для той же восприимчивости на основе экспериментальных данных рис. 1 и предложенного в нашей статье подхода для анализа экспериментальных данных о температурной зависимости свойств инварных сплавов. Общее обсуждение результатов статьи дано в пятом заключительном разделе.

Следует подчеркнуть, что излагаемый ниже материал представляет собой необходимый первый шаг в понимании свойств инварных сплавов, обусловленных их неод-

нородностью. При этом мы не отвергаем факта существования магнитных флуктуаций и полагаем, что их учет должен быть важен для детального понимания температурных зависимостей. Однако основной упор мы делаем на выявлении роли распределения неоднородных температур Кюри, прежде всего потому, что хотя словесные утверждения по этому поводу в литературе делаются много лет, но реальных попыток количественной интерпретации на этой основе свойств инварных сплавов и других ферромагнетиков не делалось.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Используемый нами подход восходит к идеям, изложенным в книге [6], где для описания свойств неоднородных магнетиков было предложено использовать термодинамический потенциал вида

$$\Phi_M(P, T, [M]) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\alpha}{2} (T - T_C(\mathbf{r})) M^2 + \frac{b}{4} M^4 \right\}. \quad (2.1)$$

Здесь локальная температура Кюри $T_C(\mathbf{r})$ является функцией координат. Такая зависимость представляет собой причину размытого перехода магнитоупорядочения. Помимо этого $T_C(\mathbf{r})$, а также коэффициенты α и β термодинамического потенциала являются функциями давления P . Формула (2.1) является обобщением термодинамического потенциала Гинзбурга–Ландау на случай неоднородного магнетика. При этом пренебрегается градиентными слагаемыми. Последнее пренебрежение принимается нами только потому, что обсуждаемые ниже эффекты не очень чувствительны к такому пренебрежению. В будущем мы намерены вернуться к более полному описанию неоднородных ферромагнетиков для рассмотрения таких эффектов, которые без учета градиентных слагаемых не могут быть поняты.

Имея в виду, что (2.1) является функционалом $M(\mathbf{r})$, а также учтя тот факт, что в модели (2.1) пространственная неоднородность связана лишь с зависимостью от координат локальной температуры Кюри $T_C(\mathbf{r})$, можно записать (2.1) в следующем виде [6, 17]:

$$\Phi_M(P, T, [M]) = \int dT'_C W(T'_C) \left\{ \frac{\alpha}{2} (T - T'_C) M^2 + \frac{b}{4} M^4 \right\}. \quad (2.2)$$

Теперь в отличие от (2.1) локальная плотность намагниченности является функцией T'_C , а $W(T'_C)$ определяется соотношением [15]

$$W(T'_C) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{r} \delta(T'_C - T_C(\mathbf{r})). \quad (2.3)$$

При таком определении функция (2.3) играет роль нормированной на единицу функции распределения локальной температуры Кюри. Средняя намагниченность при этом может быть представлена следующим образом:

$$\langle M \rangle = \frac{1}{V} \int d\mathbf{r}' M(\mathbf{r}') = \int dT'_C W(T'_C) M(T'_C).$$

Подход, основанный на термодинамическом потенциале (2.2), с некоторой заданной априорно функцией распределения $W(T'_C)$ предлагался в [6] для понимания размытых

фазовых переходов магнитоупорядочки. Качественные свойства явлений, сопровождающих переход к ферромагнитному состоянию, в предположении заданной функции распределения локальной температуры рассматривались в работах [12, 17–19].

В работе [15] была получена информация о функции распределения $W(T'_C)$ на основе грубого скейлинга, базирующегося на модели (2.1) для анализа экспериментальных данных. В настоящем сообщении мы также не будем делать детальных предположений о $W(T'_C)$, но сделаем также следующий шаг по сравнению с работой [15]. Именно, рассмотрим те связи экспериментальных закономерностей, которые позволяют получить модель (2.1).

Ниже мы приведем несколько больше следствий формулы (2.1), чем это нужно для обсуждения магнитоупорядочки железо-никель-хромовых инварных сплавов, свойства которой будут интерпретированы с помощью модели (2.1). Будут получены также те формулы, которые помогут понять основания для грубого скейлинга температурных зависимостей инварных сплавов, указанного в работе [15].

Отметим, что при современном понимании ферромагнетизма металлов должно быть очевидно, что (2.1) учитывает в определенной мере тепловые магнитные флуктуации, определяющие, в частности, линейный закон зависимости от температуры не только в узкой области температур.

Переходя к записи необходимых для дальнейшего формул, используем определение средней напряженности магнитного поля H варьированием функционала (2.2) по локальной плотности намагниченности $M(T'_C)$:

$$H = \alpha(T - T'_C)M + bM^3. \quad (2.4)$$

Это позволяет использовать далее термодинамический потенциал

$$\Phi_H(P, T, H) = \Phi_M(P, T, [M]) - H \langle M \rangle. \quad (2.5)$$

Последняя формула дает следующее соотношение, определяющее энтропию

$$S_H = -\frac{\alpha}{2} \int dT'_C W(T'_C) M^2. \quad (2.6)$$

В пределе равного нулю магнитного поля, $H = 0$, формула (2.4) дает для спонтанной локальной намагниченности

$$M^2 = \frac{\alpha}{b}(T'_C - T) \quad \text{при } T < T'_C, \quad (2.7)$$

поэтому формула (2.6) в таком пределе дает

$$S_{H=0} = -\frac{\alpha^2}{2b} \int_T^{T_C^0} dT'_C W(T'_C)(T'_C - T), \quad (2.8)$$

где T_C^0 — максимальная локальная температура Кюри. Отсюда непосредственно возникает следующая связь теплоемкости с функцией распределения локальной температуры Кюри

$$C_{H=0}(T) = T \frac{\alpha^2}{2b} \int_T^{T_C^0} W(T'_C) dT'_C. \quad (2.9)$$

Это соотношение в работе [15] было предложено использовать для определения $W(T)$ на основе экспериментальной зависимости магнитного вклада в теплоемкость, отвечающего формуле (2.9). Именно, согласно (2.9) имеем

$$W(T) = -\frac{2b}{\alpha^2} \frac{d[C_{H=0}/T]}{dT}. \quad (2.10)$$

Переходя к написанию формул, которые являются необходимыми для описания магнито-стрикции, выскажем некоторые упрощающие предположения. Прежде всего, отметим, что само выражение (2.1) разумно использовать лишь при сравнительно небольших значениях намагниченности, что мы всюду будем предполагать при построении нашего описания магнитных свойств в переходной области установления ферромагнетизма, отвечающей области температур, в которой $W(T)$ фактически отлично от нуля. Далее, помня о сравнительной малости намагниченности, при дифференцировании термодинамического потенциала по давлению будем пренебрегать производными коэффициентов термодинамического потенциала α и b . Это отвечает обычному подходу для рассмотрения свойств однородных магнетиков вблизи температуры Кюри, использующему положение о наиболее значительном эффекте, возникающем от зависимости температуры Кюри от давления. Последнему в используемой нами модели отвечает зависимость от давления функции распределения $W(T'_C)$ локальной температуры Кюри. В таком приближении формула (2.5) позволяет описывать магнито-стрикцию с помощью соотношения

$$\frac{\Delta V}{V} = \omega_M = \int dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} \left\{ \frac{\alpha}{2} (T - T'_C) M^2 + \frac{b}{4} M^4 - HM \right\}. \quad (2.11)$$

Отсюда при учете (2.4) получаем следующее выражение для магнито-стрикционного коэффициента теплового расширения:

$$\beta_H = \left(\frac{\partial \omega}{\partial T} \right)_{P,H} = \int dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} \frac{\alpha}{2} M^2. \quad (2.12)$$

В пределе равного нулю магнитного поля формула (2.12) принимает вид

$$\beta_{H=0} = \frac{\alpha^2}{2b} \int_T^{T'_C} dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} (T'_C - T). \quad (2.13)$$

Эта формула позволяет использовать экспериментально найденную зависимость $\beta_{H=0}(T)$ от температуры для определения следующих величин:

$$\int_T^{T'_C} dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} = -\frac{2b}{\alpha^2} \frac{d\beta_{H=0}(T)}{dT}, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial W(T)}{\partial P} = \frac{2b}{\alpha^2} \frac{d^2 \beta_{H=0}(T)}{dT^2}. \quad (2.15)$$

Дифференцирование формулы (2.11) по магнитному полю позволяет найти магнито-стрикционную восприимчивость парапроцесса (вынужденную магнито-стрикцию)

$$h = \left(\frac{\partial \omega_M}{\partial H} \right)_{P,T} = - \int dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} M. \quad (2.16)$$

В пределе равного нулю магнитного поля эта формула принимает вид

$$h = -\sqrt{\frac{\alpha}{b}} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{\partial W(T'_C)}{\partial P} \sqrt{T'_C - T}. \quad (2.17)$$

Если известна температурная зависимость коэффициента теплового расширения, то согласно (2.15) формула (2.17) может быть представлена в виде

$$h = -\frac{2}{\alpha} \sqrt{\frac{b}{\alpha}} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{d^2 \beta_{H=0}(T'_C)}{dT'^2_C} \sqrt{T'_C - T}. \quad (2.18)$$

Сравнение вычисляемой таким образом температурной зависимости магнитоэлектрической восприимчивости парапроцесса с измеряемой на опыте позволит понять возможности используемой нами модели для интерпретации эксперимента.

Наконец, получим с помощью (2.5) магнитный вклад в сжимаемость

$$\kappa_H = - \int dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2} \left\{ \frac{\alpha}{2} (T - T'_C) M^2 + \frac{b}{4} M^4 - HM \right\}. \quad (2.19)$$

В пределе равного нулю магнитного поля при учете (2.7) имеем

$$\kappa_{H=0} = \frac{\alpha^2}{4b} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2} (T - T'_C)^2. \quad (2.20)$$

Отсюда, в частности, следует, что если экспериментально определена зависимость $\kappa_{H=0}(T)$, то согласно формуле (20) имеем

$$\frac{d\kappa_{H=0}(T)}{dT} = \frac{\alpha^2}{2b} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2} (T - T'_C), \quad (2.21)$$

$$\frac{d^2 \kappa_{H=0}(T)}{dT^2} = \frac{\alpha^2}{2b} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2}, \quad (2.22)$$

$$\frac{d^3 \kappa_{H=0}(T)}{dT^3} = -\frac{\alpha^2}{2b} \frac{\partial^2 W(T)}{\partial P^2}. \quad (2.23)$$

Поскольку сжимаемостная восприимчивость парапроцесса согласно (2.19) имеет вид

$$\left(\frac{\partial \kappa_H}{\partial H} \right)_{P,T} = \int dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2} M, \quad (2.24)$$

то для нее в пределе $H = 0$ получаем

$$\left(\frac{\partial \kappa_H}{\partial H} \right)_{H=0} = \sqrt{\frac{\alpha}{b}} \int_T^{T_C^0} dT'_C \frac{\partial^2 W(T'_C)}{\partial P^2} \sqrt{T'_C - T}. \quad (2.25)$$

Используя формулу (2.23), находим

$$\left(\frac{\partial \kappa_H}{\partial H}\right)_{H=0} = -\frac{2}{\alpha} \sqrt{\frac{b}{\alpha}} \int_T^{T'_C} dT'_C \frac{d^3 \kappa_{H=0}(T'_C)}{dT'^3_C} \sqrt{T'_C - T}. \quad (2.26)$$

Проводившиеся в последние годы эксперименты по изучению зависимости модулей упругости от давления открывают возможность определения третьей производной по давлению от функции распределения локальных температур Кюри. Действительно, мы имеем

$$\left(\frac{\partial \kappa_H}{\partial P}\right)_{H,T} = - \int dT'_C \frac{\partial^3 W(T'_C)}{\partial P^3} \left\{ \frac{\alpha}{2} (T - T'_C) M^2 + \frac{b}{4} M^4 - HM \right\}. \quad (2.27)$$

Отсюда подобно (2.23) получаем

$$\frac{d^3}{dT^3} \left(\frac{\partial \kappa_H}{\partial P}\right)_{H=0} = -\frac{\alpha^2}{2b} \frac{\partial^3 W(T)}{\partial P^3}. \quad (2.28)$$

Приведенные в этом разделе формулы показывают, как на основе экспериментальных данных может быть получена информация о функции распределения локальных температур Кюри и о ее производных по давлению. На рис. 3 приведены три кривые для $\partial W(T'_C)/\partial P$, полученные согласно формуле (2.15) на основе дифференцирования кривых рис. 1 для трех сплавов $Fe_{65}Ni_{35-x}Cr_x$ при $x = 0, 2.5, 5$.

3. О ГРУБОМ СКЕЙЛИНГЕ

В работе [15] на основе экспериментальных данных был предложен грубый скейлинг температурной зависимости свойств инварных сплавов в той переходной области температур, в которой по терминологии книги [6] имеют место хвосты намагниченности, т. е. происходит постепенное установление ферромагнетизма во всем объеме магнетика. Такой скейлинг дал удивительное согласие с экспериментальными данными для пермаллоя — железо-никелевого сплава $Fe_{65}Ni_{35}$. В этом разделе мы обоснуем возможность грубого скейлинга размытого фазового перехода инварных сплавов, предложенного в работе [15].

Прежде всего заметим, что если функция распределения локальных температур Кюри имеет вид

$$W(T'_C) = \delta(T'_C - T_C), \quad (3.1)$$

то наше рассмотрение сводится к обычной теории Гинзбурга–Ландау однородных магнетиков. При этом T_C — обычная температура Кюри, информация о которой имеется во многих работах, в том числе данные о ее зависимости от давления $T_C(P)$. В действительности для инварных сплавов обычная температура Кюри, по-видимому, не является чем-то достаточно определенным. С другой стороны, рассуждения, приведенные в предыдущем разделе, позволяют считать, что температура T_m максимума распределения вероятностей локальных температур Кюри оказывается, по крайней мере, близкой

к тому, что в эксперименте обозначается температурой Кюри. В этой связи выскажем предположение о том, что

$$W(T'_C) = w(T'_C - T_m(P)), \quad (3.2)$$

где наиболее существенная зависимость от давления связана с функцией $T_m(P)$. Тогда

$$\frac{dW(T)}{dP} = - \frac{dw(T - T_m(P))}{dT} \frac{dT_m}{dP}, \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2W(T)}{dP^2} = \frac{d^2w(T - T_m(P))}{dT^2} \left(\frac{dT_m}{dP} \right)^2 - \frac{dw(T - T_m(P))}{dT} \frac{d^2T_m}{dP^2}. \quad (3.4)$$

Воспользовавшись формулой (3.3), преобразуем теперь формулу (2.13) к виду

$$\beta_{H=0} = - \frac{\alpha^2}{2b} \frac{dT_m}{dP} \int_T^{T'_C} dT'_C (T'_C - T) \frac{dw(T'_C - T_m(P))}{dT'_C} = \frac{\alpha^2}{2b} \frac{dT_m}{dP} \int_T^{T'_C} dT'_C W(T'_C). \quad (3.5)$$

Если теперь в соответствии с работой [15] использовать функцию

$$f(T) = \int_T^{T'_C} dT'_C W(T'_C), \quad (3.6)$$

то формулу (3.5) и формулу (2.9) можно переписать в форме предложенного в [15] грубого скейлинга:

$$\frac{C_{H=0}(T)}{T} = \frac{\alpha^2}{2b} f(T), \quad \beta_{H=0}(T) = \frac{\alpha^2}{2b} \frac{dT_m}{dP} f(T). \quad (3.7)$$

Наконец, если подставить выражение (3.4) в правую часть формулы (2.20), то для сжимаемости получаем

$$\kappa_{H=0} = \frac{\alpha^2}{2b} \left(\frac{dT_m}{dP} \right)^2 \int_T^{T'_C} dT'_C W(T'_C) + \frac{\alpha^2}{4b} \frac{d^2T_m}{dP^2} \int_T^{T'_C} dT'_C (T' - T) W(T'_C). \quad (3.8)$$

Пренебрежение вторым слагаемым в этой формуле приводит к третьей формуле грубого скейлинга [15]:

$$\kappa_{H=0}(T) = \frac{\alpha^2}{2b} \left(\frac{dT_m}{dP} \right)^2 f(T). \quad (3.9)$$

Удовлетворительное соответствие эксперименту формул грубого скейлинга (3.7), (3.9) указывает на реальную сравнительную малость второго слагаемого формулы (3.8). Для иллюстрации эффективности грубого скейлинга на рис. 4 приведены экспериментальные температурные зависимости $C_{H=0}(T)/T$ — штриховая кривая [20], $\beta_{H=0}(T)$ — пунктирная кривая [21] и $\kappa_{H=0}(T)$ — сплошная кривая [22], нормированные на единицу, характеризующие функцию $f(T)$, отвечающую сплаву $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. О построении этих кривых см. следующий раздел.

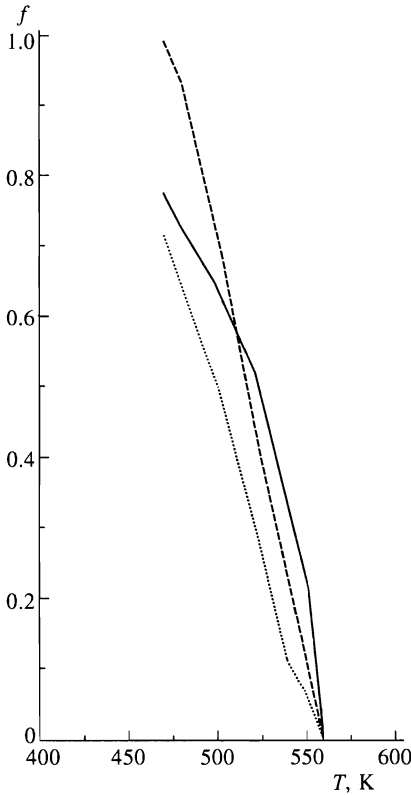


Рис. 4. Функции $f(T)$, полученные по экспериментальным данным: штриховая кривая — данные по измерению теплоемкости [20], пунктирная кривая — по измерению коэффициента теплового расширения [21], сплошная кривая — по измерению сжимаемости [22]

Далее на рис. 5 приведены три функции $f(T)$, построенные в соответствии с формулой (3.7) по данным рис. 1 для трех концентраций хрома $x = 0, 2.5$ и 5 железо-никель-хромового инварного сплава $Fe_{65}Ni_{35-x}Cr_x$. Дифференцирование кривых рис. 5 согласно формуле (3.6) позволяет на основе подхода грубого скейлинга получить функции распределения локальных температур Кюри инварных сплавов. Соответствующие результаты иллюстрирует рис. 6, на котором температуры максимума распределения локальной температуры Кюри T_m равны: 500 К ($x = 0$), 440 К ($x = 2.5$) и 320 К ($x = 5$). Эти величины оказываются весьма близки к значениям температур Кюри, отмеченным на графиках температурной зависимости коэффициента теплового расширения работы [16], которые соответственно равны 490 К ($x = 0$), 430 К ($x = 2.5$) и 310 К ($x = 5$). Приближение (3.2) позволяет записать формулу (2.17) в виде

$$h(T) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{b}} \frac{dT_m}{dP} \int_T^{T_C^0} \frac{dT'_C W(T'_C)}{\sqrt{T'_C - T}}. \tag{3.10}$$

Теперь мы получаем новую возможность для описания восприимчивости магнитоэлектрического парапроцесса с помощью этой формулы и найденной из эксперимента на основании формулы (3.7) функции распределения локальных температур Кюри. На рис. 7 для сплава $Fe_{65}Ni_{35}$ приведена температурная зависимость $h(T)$, полученная таким способом (сплошная линия), и зависимость, полученная согласно (2.18) (штриховая линия).

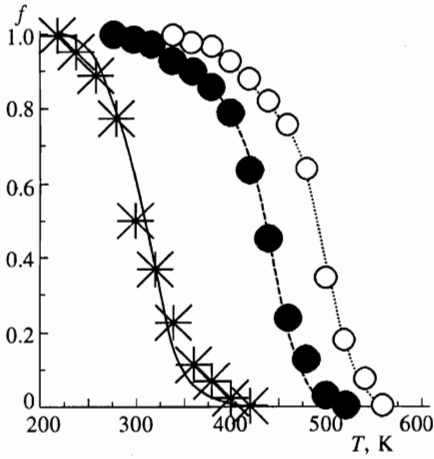


Рис. 5

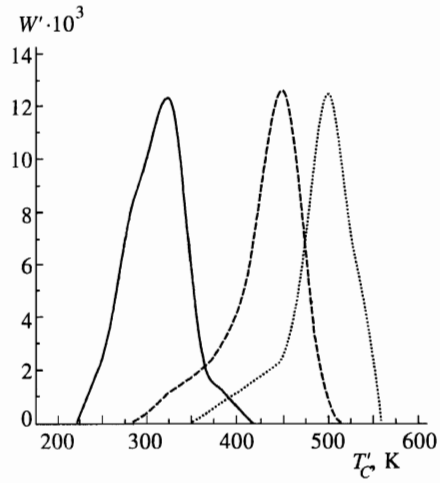


Рис. 6

Рис. 5. Функции $f(T)$, полученные из рис. 1. Обозначения такие же, как на рис. 1

Рис. 6. Функции распределения локальных температур Кюри $W(T'_C)$ трех сплавов, полученные по данным рис. 5 для $f(T)$. Пунктирная линия соответствует $x = 0$, штриховая линия — $x = 2.5$, сплошная линия — $x = 5$

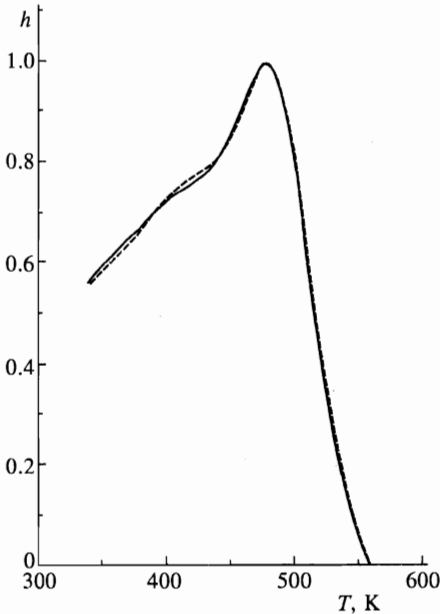


Рис. 7. Температурные зависимости вынужденной магнитоэлектричности, нормированные на единицу, вычисленные по формулам: (3.10) — сплошная линия, (2.18) — штриховая линия

Различие весьма мало.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При использовании излагаемого подхода для анализа эксперимента необходимо, в частности, установить ту максимальную локальную температуру Кюри $T'_C = T_C^0$, при которой начинает формироваться магнитоупорядоченное состояние ферромагнитного сплава. Соответствующие рассуждения оказываются наиболее наглядными в рамках подхода, изложенного в третьем разделе. Для этого используем соотношение (3.3) и запишем формулу

$$\omega_M = -\frac{\alpha}{2} \frac{dT_m}{dP} \int dT'_C W(T'_C) M^2. \quad (4.1)$$

Сравним эту формулу с известной формулой Мориа и Усами [23]:

$$\omega = (C_0/K) M_L^2, \quad (4.2)$$

где C_0 — магнитоупругая постоянная, K — модуль всестороннего сжатия, а M_L^2 — квадрат намагниченности, усредненный по тепловым флуктуациям. В обычной теории однородных магнетиков магнитоупругая постоянная пропорциональна барической производной температуры Кюри. В нашем рассмотрении

$$\frac{C_0}{K} = -\frac{\alpha}{2} \frac{dT_m}{dP}. \quad (4.3)$$

Возникшая в формуле (4.1) комбинация

$$\int dT'_C W(T'_C) M^2 = M_0^2 \quad (4.4)$$

представляет собой квадрат намагниченности, усредненный по распределению локальных температур Кюри. Естественно считать полный усредненный квадрат намагниченности складывающимся из усредненного как по тепловым флуктуациям, так и по распределению локальных температур Кюри. Поэтому воспользуемся обобщением формул (4.1) и (4.2), которое примем в виде (4.2), но будем считать

$$M_L^2 = M_0^2 + 2\delta m_i^2 + \delta m_l^2. \quad (4.5)$$

Здесь в отличие от обычной формулы Мориа и Усами M_0^2 определяется формулой (4.4), в то время как обычно под таким выражением понимается квадрат средней намагниченности. Помимо этого средние квадраты поперечных δm_i^2 и продольных δm_l^2 флуктуаций в соответствии с нашим подходом должны отвечать не только тепловому (бозевскому) усреднению, но также и усреднению по распределению локальных температур Кюри. Оставляя детальную теорию таких флуктуаций для последующих публикаций, воспользуемся здесь некоторыми общими положениями. Как и в обычной теории с единственной температурой Кюри в пределе $H = 0$ величина M_0^2 равна нулю при $T > (T'_C)_{max} = T_C^0$. В то же время δm_i^2 и δm_l^2 отличны от нуля в парамагнитной области, что является причиной отклонения температурной зависимости $\omega(T)$ от обычно обсуждаемой грюнайзеновской экстраполяции $\omega_{par}(T)$ из сравнительно далекой от области

фазового перехода парамагнитной области температур. Это означает, что отождествлять температуру начала магнитного упорядочения с температурой отклонения $\omega(T)$ от $\omega_{par}(T)$ нельзя. Более того, нельзя отождествлять $\omega(T) - \omega_{par}(T)$ с определяемым нашими формулами из второго раздела магнитным вкладом ω_M , поскольку он характеризует только ту часть магнитоэлектрики, которая не связана с тепловыми флуктуациями.

В количественном анализе эксперимента мы используем коэффициент теплового расширения. Зависимость δm_i^2 и δt_i^2 от температуры дает обусловленный тепловыми флуктуациями вклад в коэффициент теплового расширения. С другой стороны, их производные по магнитному полю в парамагнитной области в пределе $H = 0$ оказываются равными нулю. Это обстоятельство позволяет считать, что температура $T_C^0 = (T_C^1)_{max}$, при которой впервые возникает локальная спонтанная намагниченность, совпадает с той экспериментально измеряемой температурой, при которой становится отличной от нуля восприимчивость магнитоэлектрики парапроцесса. В работе [16] для интересующих нас железо-никель-хромовых сплавов значения таких температур определены.

Определяя таким образом максимальную локальную температуру Кюри, заметим, что, например, для сплава $Fe_{65}Ni_{35}$ согласно рис. 1 работы [16] отличие экспериментального значения $\beta(T_C^0)$ от грюнайзеновской парамагнитной экстраполяции $\beta_{par} = (\partial\omega_{par}(T)/\partial T)$ равно $\delta\beta(T_C^0) = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Это составляет 17% от наибольшего отклонения $\delta\beta(T) = \beta(T) - \beta_{par}$ в области размытого перехода, равного $\delta\beta_{max} = 13.1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. В этой связи интересующий нас магнитный вклад $\beta_M(T)$ мы извлечем из данных рис. 1 работы [16] с помощью следующей процедуры. Во-первых, получаем $\delta\beta(T)$ как разность экспериментально измеренного значения коэффициента теплового расширения $\beta(T)$ и грюнайзеновской экстраполяции β_{par} . Во-вторых, из $\delta\beta(T)$ вычитаем $\delta\beta(T_C^0)$. Именно такие величины $\Delta\beta(T) = \delta\beta(T) - \delta\beta(T_C^0)$ приведены на рис. 1 и используются в нашем анализе при сопоставлении результатов изложенной теории с данными по восприимчивости магнитоэлектрики парапроцесса. Обсуждение такого сопоставления приведено в заключительном разделе статьи.

Приведенная на рис. 4 кривая $\beta_{H=0}(T)$ отвечает полученному согласно описанной здесь процедуре магнитному вкладу $\Delta\beta(T)$. Для магнитного вклада в теплоемкость и сжимаемость, приведенного на рис. 4, использована аналогичная процедура вычитания флуктуационного вклада при $T = T_C^0$. Это отличает рис. 4 от рис. 1 работы [15], поскольку наше новое определение начала области размытого перехода сужает температурную область проявления пространственной неоднородности локальных температур Кюри.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное рассмотрение, основанное на простой теоретической модели (2.1), (2.2), позволило указать сравнительно простой путь определения свойств функции распределения (2.3) локальных температур Кюри на основе экспериментальных данных о теплоемкости, магнитоэлектрики и магнитоупругости. Полученные соотношения позволяют связать между собой температурные зависимости различных свойств пространственно-неоднородных ферромагнетиков. На примере магнитоэлектрики показано, как на основе экспериментальных данных о коэффициенте теплового расширения может быть найдена температурная зависимость восприимчивости магнитоэлектрики парапроцесса. Наше модельное описание представляется полезным для выделения

роли пространственной неоднородности ферромагнетиков, какими являются не только инварные сплавы, а также и другие магнетики, для фазовых переходов магнитоупорядочения которых характерно наличие «хвостов» намагниченности [6].

Два возможных подхода, изложенных во втором и третьем разделах статьи, и удивительное совпадение основанных на них результатов, демонстрируемых рис. 7, представляют собой первые шаги построения моделей свойств функции распределения локальных температур Кюри. Грубый скейлинг [15] является более простым для применения к анализу экспериментальных данных. Поэтому представляется важным предлагаемое в третьем разделе установление смысла такого скейлинга.

В заключение подчеркнем, что предложенный подход к анализу эксперимента, несмотря на продемонстрированный его успех, требует дополнительной разработки как в направлении исследования роли магнитных тепловых флуктуаций неоднородных ферромагнетиков, так и других свойств, требующих более общего по сравнению с (2.1) рассмотрения, учитывающего пространственные производные локальной намагниченности.

Отметим, наконец, что обсуждаемая в нашей статье ситуация характерна не только для ферромагнетиков. Так, например, согласно [24] общим свойством всех сегнетоэлектрических кристаллов является размытие фазового перехода при увеличении концентрации дефектов. При этом совершенно аналогично [6] считается, что имеется некоторое распределение локальных температур перехода, значения которых зависят от распределения дефектов по различным локальным областям кристалла. Изложенный подход к истолкованию свойств размытых фазовых переходов может быть перенесен не только на сегнетоэлектрики, но и на другие вещества.

Работа выполнена в рамках проекта 96-02-17318-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. Ch. E. Guillaume, *Compt. Rendue Acad. Sci.*, Paris **125**, 235 (1897).
2. E. F. Wassermann, in *Ferromagnetic materials*, ed. by K. H. J. Buschov and E. P. Wohlfarth, Elsevier, Amsterdam (1990), Vol. 6, p. 240 .
3. P. Chevenard, *Compt. Rendue Acad. Sci.*, Paris **172**, 594 (1921).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть I, Наука, Москва (1976).
5. M. Matsui and S. Shikazumi, *J. Phys. Soc. Jap.* **45**, 458 (1978).
6. К. П. Белов, *Магнитные превращения*, Гостехиздат, Москва (1959).
7. E. P. Wohlfarth, *J. Phys.* **32**, 1 (1971).
8. G. Hausch and H. Warlimont, *Acta Metallurg* **21**, 401 (1973).
9. S. Shtrikman and E. P. Wohlfarth, *Physica* **60**, 427 (1972).
10. D. M. Edwards, J. Mathon, and E. P. Wohlfarth, *J. Phys. F* **5**, 1619 (1975).
11. D. Wagner and E. P. Wohlfarth, *J. Phys. F* **9**, 717 (1979).
12. Y. Suzuki, H. Miyajima, G. Kido et al., *J. Phys. Soc. Jap.* **50**, 817 (1981).
13. O. Yamada and E. du Tremolet de Lacheisserie, *J. Phys. Soc. Jap.* **53**, 729 (1984).
14. B. Rellinghaus, J. Kästner, T. Schneider, and E. F. Wassermann, *Phys. Rev. B* **51**, 2983 (1995).
15. A. Yu. Romanov, V. P. Silin, and D. Wagner, *Physics Lett. A* **226**, 310 (1997).
16. A. V. Deryabin, V. K. Kazantsev, and B. N. Shvetsov, *J. Magn. Mater.* **51**, 98 (1985).
17. V. P. Silin, D. Wagner, and V. M. Zverev, *Phys. Lett. A* **199**, 395 (1995).

18. Д. Вагнер, А. Ю. Романов, В. П. Силин, *ЖЭТФ* **109**, 1753 (1996).
19. А. Ю. Романов, В. П. Силин, *ФММ* **83**, 111 (1997).
20. W. Bendick, H. H. Ettwig, and W. Pepperhoff, *J. Phys. F* **8**, 2525 (1978).
21. E. F. Wasserman, inv. doc., TMS Meeting, Cincinnati, USA (1996).
22. M. Shiga, K. Makita, K. Uematsu et al., *J. Phys. Condens. Matter.* **2**, 1239 (1990).
23. Т. Мориya, К. Usami, *Solid State Comm.* **34**, 95 (1980).
24. Б. А. Струков, *Соросовский образовательный журнал*, № 12, 95 (1996).