

669.018

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ИНВАРАХ И ЭЛИНВАРАХ

Э.З. Валиев

(Институт физики металлов УрО АН СССР, Свердловск)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	87
2. Вывод термодинамических соотношений из уравнений состояния в дифференциальной форме	89
3. Термодинамический потенциал ферромагнетика с учетом магнитообъемных взаимодействий (МОВ) и уравнения состояния	91
4. Магнитоупругие взаимодействия в приближении среднего поля для модели Гейзенберга	95
5. Магнитообъемные взаимодействия и влияние фононов на магнитные свойства в слабых коллективизированных ферромагнетиках	100
6. Формулировка теории магнитообъемных взаимодействий как проблемы взаимодействующих полей в классической теории поля	103
6.1. Флуктуационные поправки к уравнениям состояния. 6.2. Особенности распростра- нения звуковых волн при учете МОВ. 6.3. Особенности динамики спиновой системы. 6.4. Взаимосвязь флуктуаций намагниченности и смещений и дифракционные эффекты.	
7. Обсуждение результатов феноменологической теории магнитообъемных взаимодействий и сравнение с экспериментом	117
ΔE-эффект инваров и элинваров.	
8. Заключение. О микроскопическом механизме большого МОВ в инварах	125
Список литературы	126

1. Введение

Проблема инвара имеет более чем полувековую историю. Название "инвар" происходит от латинского *invariabilis* — неизменный и означает постоянство длины образца железо-никелевого сплава в окрестности комнатной температуры, которое наблюдал впервые Ш. Гильом в 1899 г. Это открытие послужило основанием присуждения ему Нобелевской премии в 1920 г.

В книгах [1 — 4] имеется подробное изложение истории проблемы. Приведены разнообразные факты, относящиеся к особым тепловым, упругим и магнитным свойствам инваров (т.е. материалов, показывающих инварные или инвароподобные свойства). Описаны состав, свойства и область технического применения инварных сплавов. Обсуждаются десятки различных моделей, объясняющих инварные свойства. Упомянутые издания, особенно [3], содержат обширную библиографию, включающую работы вплоть до 1986 г.

Опыт показывает, что в инварах, представленных ферромагнитными сплавами $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ и другими, наряду с аномалиями коэффициента

теплового расширения и упругих свойств наблюдаются большие магнитообъемные эффекты. В частности, велики: зависимость температуры Кюри T_c от давления, т.е. dT_c/dP ; зависимость намагниченности от давления, т.е. dM/dP ; вынужденная объемная магнитострикция $d\omega/dH$ и др. Эти факты указывают на сильную связь магнитных и упругих свойств инварных сплавов. Дальнейший прогресс в решении проблемы сдерживается из-за отсутствия общепринятой теории, позволяющей рассчитывать инварные эффекты.

Близкими по свойствам и составу к инварным сплавам являются ферро- или антиферромагнитные элинвары (elastic invars), характеризующиеся постоянством модуля Юнга E в определенном интервале температур [1 — 4]. Можно, по-видимому, считать, что к инварному и элинварному эффектам приводит одна и та же причина — магнитоупругое взаимодействие.

В настоящем обзоре дано изложение феноменологической теории магнитообъемных взаимодействий (МОВ) для целей количественного описания необычных свойств инварных и элинварных сплавов. Под магнитообъемным взаимодействием будем понимать ту часть магнитоупругого взаимодействия, которая зависит от чисто объемных деформаций (в первом порядке разложения по деформациям) и только от абсолютной величины намагниченности (M). Зависимость интересующего нас магнитоупругого взаимодействия от M^2 связана с тем, что оно происходит от изменения обменной энергии магнетика при наличии деформаций.

Обзор основан на результатах, которые можно рассматривать как обобщение и развитие идей, заложенных в работах К.П. Белова [4], Э. Вольфарта [5], М. Шимицу [6] и др.

Здесь сделана попытка показать: 1) Влияние МОВ на термодинамические и динамические свойства ферромагнетиков, по возможности, в наиболее полном виде. 2) Инвары и элинвары являются ферромагнетиками с сильным магнитообъемным взаимодействием и их свойства удовлетворительно описываются феноменологической теорией МОВ. Точность оценок большого числа эффектов МОВ совпадает с экспериментом для инваров в пределах нескольких десятков процентов.

Проблема МОВ имеет также общетеоретический интерес и рассматривается как одна из основных задач физики магнетизма соединений из 3d-элементов при конечных температурах.

Подход к этой проблеме с точки зрения теории взаимодействующих подсистем (магнитной и решетки) позволяет выразить результат взаимодействия как изменение (перенормировку) основного состояния (объем, намагниченность) и возбужденных состояний (фононов, магнонов). При таком подходе можно разделить влияние вкладов от перенормировки основного и возбужденных состояний на термодинамические свойства сложной системы. Если с этой точки зрения проанализировать работы по магнитообъемным взаимодействиям в ферромагнетиках, то их условно можно разбить на три группы. К первой группе относятся работы [4 — 6], а также [7 — 9], в которых рассматриваются следствия перенормировки основного состояния (спонтанная объемная магнитострикция). В работах [7 — 9] учтены магнитные флуктуации. Большинство работ этого направления выполнены для моделей ферромагнетика с коллективизированными электронами.

В работах на основе модели Гейзенберга [10, 11] рассматривается изменение возбужденных состояний и их влияние на термодинамические свойства, причем перенормировка основного состояния не учитывается.

К третьей группе отнесем работы [12, 13], учитывающие влияние пере-

нормированных фононов на магнитные свойства ферромагнетиков с коллективизированными электронами. Нужно сказать, что последние работы строго не укладываются в схему теории взаимодействующих подсистем. В них рассматривается сначала изменение фононных частот из-за МОВ, а потом влияние этого изменения на магнитные свойства, в то время как в теории взаимодействующих подсистем включение взаимодействия одновременно сказывается на фононах и магнитных свойствах. Отметим, что эти три группы работ развиваются практически независимо друг от друга.

Все вышеизложенное указывает на необходимость систематического изложения теории МОВ, чтобы иметь возможность сравнить различные подходы, используемые в этой теории. Феноменологическая теория поможет ответить на вопросы: какие магнитообъемные эффекты следует рассматривать в феноменологическом подходе и что оставить для анализа в микроскопической теории? Однако ответы на эти вопросы целесообразно отложить до заключительного раздела.

За пределами обзора остались кинетические свойства инваров и влияние МОВ на кинетические свойства ферромагнетиков. Список литературы не претендует на исчерпывающую полноту. При цитировании работ того или иного направления указаны типичные работы по нашему выбору.

2. Вывод термодинамических соотношений из уравнений состояния в дифференциальной форме

Рассмотрим связи между термодинамическими величинами, характеризующими магнитные и немагнитные свойства ферромагнетика, вытекающие из анализа дифференциальных уравнений состояния.

Независимыми переменными выберем температуру T , давление P и магнитное поле H , а объем V , намагниченность M и энтропия S есть функции T , P и H . Ферромагнетик считаем бесконечным и однодоменным.

Уравнения состояния в дифференциальной форме имеют вид:

$$dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P,H} dT + \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{T,H} dP + \left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_{T,P} dH, \quad (2.1)$$

$$dM = \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{P,H} dT + \left(\frac{\partial M}{\partial P} \right)_{T,H} dP + \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_{T,P} dH, \quad (2.2)$$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P,H} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_{T,H} dP + \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{T,P} dH. \quad (2.3)$$

Несколько отличный вывод термодинамических соотношений для "скачков" коэффициента объемного расширения и модуля сжатия в точке Кюри см. в [4а, гл. IV].

В дальнейшем сосредоточим внимание на анализе магнитных и упругих свойств ферромагнетика, хотя в случае надобности из уравнений (2.1) — (2.3) Можно вывести зависимость между величинами, определяющими тепловые свойства (теплоемкость, магнитокалорический эффект и др.).

Уравнения (2.1) и (2.2) являются связанными уравнениями состояния для магнитной и упругой подсистем. Параметрами связи будут величины dV/dH и $\partial M/\partial P$, для которых выполняется известное соотношение

$$\frac{\partial M}{\partial P} = - \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial H}. \quad (2.4)$$

Из (2.1) при $M = \text{const}$ и $T = \text{const}$ получаем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{M,T} = \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{H,T} + \left(\frac{\partial V}{\partial H}\right)_{P,T} \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_{M,T}, \quad (2.5)$$

а из (2.2)

$$\left(\frac{\partial M}{\partial P}\right)_{T,H} = - \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_{T,P} \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_{M,T}. \quad (2.6)$$

Имеем, используя (2.5), (2.6) и (2.4):

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{M,T} = \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{H,T} + \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial H}\right)_{T,P}^2 \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_{T,P}^{-1},$$

или, вводя обозначения

$$K_M = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{M,T}, \quad h = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial H}\right)_P \equiv \frac{\partial \omega}{\partial H}, \quad \chi_P \equiv \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_{P,T},$$

получим для изотермической сжимаемости при постоянных M и H

$$K_M = K_H - h^2 \chi_P^{-1}. \quad (2.7)$$

Аналогичным образом получим для коэффициентов объемного расширения α_H и $\alpha_M \equiv (1/V)(\partial V/\partial T)_{M,P}$ при постоянных H и M соответственно равенства

$$\alpha_M = \alpha_H - \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_P h \chi_P^{-1}, \quad (2.8)$$

и для магнитных восприимчивостей χ_V и χ_P при постоянных объеме и давлении

$$\chi_V = \chi_P - h^2 K_H^{-1}. \quad (2.9)$$

Выполняется также и соотношение

$$\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_P - h \alpha_H K_H^{-1}. \quad (2.10)$$

Используя формулы (2.7) — (2.10) и вводя обозначения $B_{H,M} \equiv K_{H,M}^{-1}$, где B — модуль всестороннего сжатия, можно вывести следующие равенства:

$$B_H = B_M (1 - h^2 \chi_P^{-1} B_H), \quad \chi_P B_H = \chi_V B_M, \\ \alpha_H = \left[\alpha_M + h \chi_P^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial P}\right)_V \right] (1 - h^2 \chi_P^{-1} B_H)^{-1}. \quad (2.11)$$

Из выражения (2.11) видно, что если выполнено условие $h^2 \chi_P^{-1} B_H = 1$, то K_H , α_H , χ_P обращаются в бесконечность. Развивающаяся при этом неустойчивость приводит к невозможности существования однородного состояния. Физический смысл этой неустойчивости обсудим позднее. Термодинамические равенства в форме (2.7) — (2.11) подробно обсуждены М. Шимицу [6]. Он отметил, что нужно различать B_H и B_M , χ_P и χ_V , α_H и α_M , чего, к сожалению, не делается в большом числе работ по инварам. По нашему мнению, правильно

сформулированная теория МОВ должна давать результаты, согласующиеся с термодинамическим подходом.

Приведенные выше соотношения, несмотря на большую общность (они не зависят от конкретной модели ферромагнетика), страдают существенной неполнотой, так как не учитывают анизотропии упругих и магнитных свойств реальных инварных сплавов. Чтобы преодолеть этот недостаток, можно было бы в уравнениях (2.1) — (2.3) перейти от объема V к тензору деформаций u_{ik} и от скалярных M и H к трехмерным векторам M_i и H_i . Но мы изберем другой путь, начало которому положено в работах [4 — 6]. Этот подход основан на учете зависимости термодинамического потенциала ферромагнетика от деформаций. Упругая подсистема ферромагнетика учитывается в гармоническом приближении (возможно обобщение). Термодинамический потенциал магнитной подсистемы записывается так, чтобы была возможность рассмотреть фазовый переход ферромагнетик—парамагнетик. Явный вид членов МОВ определяется из соображений симметрии, эксперимента или диктуется выбором конкретной модели ферромагнетика.

3. Термодинамический потенциал ферромагнетика с учетом магнито-объемных взаимодействий и уравнения состояния

Термодинамический потенциал ферромагнетика записывается в виде суммы, включающей энергию обменного взаимодействия, упругую энергию, энергию внешних магнитного и упругих полей и энергии МОВ. Учтены МОВ первого и второго порядка по степеням деформаций. МОВ первого порядка имеет обычный вид, принятый, например, в работах [4, 5]. Взаимодействие второго порядка зависит как от объемных, так и от сдвиговых деформаций. Необходимость его учета вытекает из экспериментов и анализа Г. Хауша [14]. Изложение этого раздела основано на результатах работ [15, 16].

Учитывая сказанное выше, примем

$$\Phi = \varphi(M^2) - MH + \frac{1}{2} c_{iklm}^0 u_{ik} u_{lm} - \\ - \sigma_{ik} u_{ik} + \gamma_{ik} u_{ik} M^2 + \frac{1}{2} \varepsilon_{iklm} u_{ik} u_{lm} M^2; \quad (3.1)$$

здесь $\varphi(M^2)$ — обменная энергия, c_{iklm}^0 и σ_{ik} — тензор упругих постоянных без учета МОВ и тензор внешних напряжений соответственно, γ_{ik} и ε_{iklm} — константы МОВ первого и второго порядка соответственно.

Мы не учитываем энергию магнитной кристаллической анизотропии, так как для инваров она значительно меньше энергии МОВ. Пятое слагаемое в (3.1) получается из общего выражения для энергии магнитоупругого взаимодействия $\gamma_{iklm} u_{ik} M_l M_m$ [17a], если выделить члены, зависящие от чисто объемных деформаций, т.е. если положить в нем $i = k$. Отсюда автоматически следует, что энергия МОВ зависит только от абсолютной величины намагниченности и не зависит от ее направления. Будем считать также, что $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$.

Влияние анизотропии магнитных свойств обсудим в разделе, посвященном флуктуационным поправкам.

Равновесные уравнения состояния получаются из условия минимума термодинамического потенциала по M и u_{ik} :

$$H = 2M\varphi'(M^2) + 2M\gamma_{ik} u_{ik} + M\varepsilon_{iklm} u_{ik} u_{lm},$$

$$\sigma_{ik} = c_{iklm}^0 u_{lm} + \gamma_{ik} M^2 + \varepsilon_{iklm} M^2. \quad (3.2)$$

Везде по повторяющимся латинским индексам подразумевается суммирование от 1 до 3. Свойства симметрии тензора ε_{iklm} совпадают с известными свойствами симметрии c_{iklm}^0 . Далее будем рассматривать кубические кристаллы, для которых $\gamma_{ik} = \gamma \delta_{ik}$.

При $\sigma_{ik} = 0$ второе уравнение в (3.2) дает для равновесных самопроизвольных деформаций u_{lm}^0

$$(c_{iklm}^0 + \varepsilon_{iklm} M^2) u_{lm}^0 = -\gamma_{ik} M^2. \quad (3.3)$$

Если учесть в термодинамическом потенциале термоупругий член $\alpha_{ik} u_{ik} T B_0$ (см., например, [176], где $\alpha_{ik} = \alpha \delta_{ik}$ — коэффициент теплового расширения), то выражение (3.3) будет иметь вид

$$(c_{iklm}^0 + \varepsilon_{iklm} M^2) u_{lm}^0 = -\gamma_{ik} M^2 + \alpha_{ik} T B_0. \quad (3.4)$$

При $\gamma < 0$ первый член в (3.4) уменьшается с повышением температуры как M^2 , а второй член увеличивается. Это может привести к компенсации теплового расширения — основному признаку промышленных инварных сплавов. Вообще говоря, это лишь одно из очевидных следствий МОВ. Мы постараемся показать, что МОВ, при достаточной его величине, существенно изменяет равновесные и динамические свойства ферромагнетика.

Отметим, что, как видно из (3.4), γ играет роль постоянной "магнитного расширения", а ε_{iklm} подобны "магнитным упругим постоянным".

Из уравнения (3.3) следует

$$u_{ik}^0 = -\frac{1}{3} \gamma M^2 B_M^{-1} \delta_{ik}, \quad B_M = \frac{1}{3} [c_{11}^0 + 2c_{12}^0 + (\varepsilon_{11} + 2\varepsilon_{12}) M^2],$$

и самопроизвольная магнитообъемная деформация равна

$$\omega \equiv u_{ii}^0 = -\gamma M^2 B_M^{-1}. \quad (3.5)$$

Дифференцируя систему уравнений (3.2) по H при $u_{ik} = \text{const}$, получим для продольной магнитной восприимчивости при постоянном объеме χ_V выражение

$$\chi_V = [2\varphi'(M^2) + 4M^2\varphi''(M^2) + 2\gamma_{ik} u_{ik}^0 + \varepsilon_{iklm} u_{ik}^0 u_{lm}^0]^{-1}. \quad (3.6)$$

Если продифференцировать уравнения по H при $\sigma_{ik} = \text{const}$, то получим систему линейных уравнений для определения восприимчивости при постоянном давлении χ_P и вынужденной магнитострикции $\partial u_{ik} / \partial H$:

$$c_{iklm}^M \frac{\partial u_{lm}}{\partial H} = -2M\Gamma_{ik}\chi_P, \quad \chi_V^{-1}\chi_P + 2M\Gamma_{ik} \frac{\partial u_{ik}}{\partial H} = 1, \quad \Gamma_{ik} = (\gamma_{ik} + \varepsilon_{iklm} u_{lm}^0). \quad (3.7)$$

Аналогичным образом можно показать, что упругие постоянные $c_{iklm}^H = (\partial \sigma_{ik} / \partial u_{lm})_H$ и $c_{iklm}^M = (\partial \sigma_{ik} / \partial u_{lm})_M$ равны

$$c_{iklm}^H = c_{iklm}^M - 4M^2\chi_V\Gamma_{ik}\Gamma_{lm}, \quad c_{iklm}^M = c_{iklm}^0 + \varepsilon_{iklm}M^2. \quad (3.8)$$

Из первого уравнения (3.2) получим

$$\chi_V^{-1} \frac{\partial M}{\partial \sigma_{lm}} = 2M\Gamma_{ik}s_{iklm}^H, \quad (3.9)$$

где

$$s_{iklm}^H = \left(\frac{\partial u_{ik}}{\partial \sigma_{lm}} \right)_H.$$

Используя (3.6) — (3.9), получим равенства, которые будут нужны при сравнении с экспериментом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial H} &= -2M\gamma\chi_P B_M^{-1} \text{ при } \sigma_{ik} = -P\delta_{ik}, \quad \frac{\partial M}{\partial P} = 2M\gamma\chi_V B_H^{-1}, \\ B_H &= B_M(1 - 4\gamma^2 M^2 \chi_V B_M^{-1}), \quad \chi_P^{-1} = \chi_V^{-1} - 4\gamma^2 M^2 K_M, \\ \alpha_H &= \alpha_M - 2\gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Соотношения (3.10) совпадают с выражениями (2.7) — (2.11), так как $h^2\chi_P^{-1}B_H = 4\gamma^2 M^2 \chi_V B_M^{-1}$. Несложно увидеть из (3.10), что соотношение (2.4) также выполняется. В (3.10) принято, что $\Gamma_{ik} = \gamma[1 - (\varepsilon_{11} + 2\varepsilon_{12})M^2(3B_M)^{-1}]\delta_{ik} \approx \gamma\delta_{ik}$. Как будет показано ниже, это равенство выполняется с точностью до нескольких процентов.

Если еще раз записать выражения для восприимчивости и сжимаемости

$$\begin{aligned} \chi_P^{-1} &= \chi_V^{-1} - 4\gamma^2 M^2 K_M, \quad K_H^{-1} = K_M^{-1} - 4\gamma^2 M^2 \chi_V, \\ \chi_V^{-1} &= \chi_0^{-1} - 2\gamma^2 M^2 K_M, \end{aligned}$$

здесь χ_0 — продольная восприимчивость без учета МОВ, которая получается из (3.6) при $\gamma = 0$ и $\varepsilon_{iklm} = 0$, то можно увидеть, что эти соотношения напоминают формулы для функции Грина в теории поля [17в] и представляют собой перенормировку термодинамических величин из-за МОВ. В данном случае перенормировка связана с изменением основного состояния магнитной и упругой подсистем магнетика при включении МОВ. Как будет показано ниже, учет флуктуаций в магнитной и упругой подсистемах (фоонов, магнонов и прочих) приводит к дополнительным изменениям термодинамических величин.

Чтобы понять необходимость учета МОВ для реальных ферромагнетиков, уместно привести численные оценки. Численные оценки и сравнение с экспериментом проведем в основном для Fe—Ni- и Fe—Pt-инваров, потому что они наиболее полно исследованы экспериментально и показывают большие магнитообъемные эффекты.

Для неупорядоченного сплава Fe₆₅Ni₃₅ известны следующие экспериментальные величины [18]: $\omega(0 \text{ K}) = 1,9 \cdot 10^{-2}$, $M(0 \text{ K}) = 1,55 \cdot 10^6 \text{ А/м} = 1,55 \cdot 10^3 \text{ эрг/Гс} \cdot \text{см}^3$, $B_M(0 \text{ K}) \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^3 = 2 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$, $T_c = 500 \text{ К}$. Постоянную МОВ определим из экспериментального значения $\omega(0 \text{ К})$ по фор-

муле (3.5). Таким образом, получим $\gamma \approx -1,6 \cdot 10^4 \text{ Гс}^2 \text{см}^3 / \text{эрг} = -1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Н/А}^2$. Аналогичные оценки можно найти в книге [4а, гл. IV]. Постоянные МОВ второго порядка определяются так, как описано в работе [11]. Их значения равны $\epsilon_{11} \approx -2,5 \cdot 10^4 \text{ Гс}^2 / \text{эрг} \cdot \text{см}^{-3}$, $\epsilon_{12} \approx 10^5 \text{ Гс}^2 \text{см}^3 / \text{эрг}$, $\epsilon_{44} \approx -6 \cdot 10^4$.

В выражение (3.10) входят продольные магнитные восприимчивости χ_P и χ_V . Их значения трудно определить из экспериментальных данных по высокополевой восприимчивости (восприимчивости парапроцесса), потому что эта восприимчивость есть сумма продольной и поперечной слагаемых. Чтобы определить χ_P и χ_V , используем экспериментальные данные по вынужденной объемной магнитострикции $\partial\omega/\partial H$ и по формуле (3.10) определим χ_P , так как другие величины, входящие в эту формулу, уже известны.

Таким образом, для Fe—Ni-инвара при 300 К $\chi_P \approx 6,8 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/Гс} \cdot \text{см}^3$, $\chi_V \approx 4,3 \cdot 10^{-4}$. Заметим, что $\chi_{\text{эксп}} \approx 13 \cdot 10^{-4}$.

Из расчета

$$B_M - B_H = 4\gamma^2 \chi_V M^2 \approx 5,2 \cdot 10^{11} \text{ эрг/см}^3,$$

что неплохо согласуется с экспериментальным значением, равным $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ эрг/см}^3$ (см., например, [16]).

Из экспериментальных данных [18] (см. также [4а, гл. IV])

$$M^{-1} \frac{\partial M}{\partial T} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial T} \approx -10^{-3} (\text{град})^{-1},$$

$$\alpha_H - \alpha_M = 2\gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P \approx 3 \cdot 10^{-5} (\text{град})^{-1},$$

$$(\alpha_H - \alpha_M)_{\text{эксп}} = 4,0 \cdot 10^{-5} (\text{град})^{-1}.$$

Из оценок видно, что χ_P в два раза меньше $\chi_{\text{эксп}}$. Причину несовпадения для восприимчивости мы уже кратко обсудили. К анализу этого вопроса, а также к более подробному сравнению с экспериментом мы еще вернемся.

Для неупорядоченного сплава Fe₇₂Pt₂₈ [20]: $\omega(0) = 1,6 \cdot 10^{-2}$, $M_0(0 \text{ К}) = 1,5 \cdot 10^3 \text{ эрг/Гс} \cdot \text{см}^3 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ А/м}$, $B_M(0 \text{ К}) = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$, $T_c = 380 \text{ К}$. Так же как и для Fe—Ni-сплава, получим: $\gamma \approx -1,3 \cdot 10^4 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 / \text{эрг}$. В тех же единицах $\epsilon_{11} \approx -7,4 \cdot 10^4$, $\epsilon_{12} \approx 1,8 \cdot 10^5$, $\epsilon_{44} \approx -10^5$. С этим значением констант МОВ получается удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных модулей сдвига, модуля сжатия и коэффициента теплового расширения.

Из приведенных выше численных значений следует, что для инваров энергии МОВ $\gamma M^2 \omega \approx 5 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^3$. Это составляет десятки процентов от энергии обменного взаимодействия.

Таким образом, видим, что феноменологическая теория МОВ является удовлетворительной основой для количественного описания термодинамических свойств инваров. Для микроскопической теории остается вопрос о связи особенностей электронной структуры с большими магнитообъемными эффектами в ферромагнетиках и расчет значений постоянных МОВ.

Мы обсудили далеко не все следствия МОВ. Чтобы продвинуться вперед, рассмотрим МОВ в приближении молекулярного поля для модели Гейзенберга. Нужно сказать, что магнитообъемные эффекты рассматривались многими авторами с точки зрения той или иной модели ферромагнетика [8, 9, 12, 13]. Не анализируя достоинства и недостатки этих работ, укажем, вслед за М. Шимицу [6], что не все их результаты согласуются со строгим термодинамическим подходом, т.е. с теми результатами, которые мы изложили выше.

4. Магнитоупругие взаимодействия в приближении среднего поля для модели Гейзенберга

Несмотря на то что большинство инваров и элинваров являются соединениями 3d-металлов и применимость модели Гейзенберга к ним может вызвать возражения, эта модель позволяет рассчитать большое число свойств в широком интервале температур и представить влияние МОВ в целом. Кроме того, мы покажем, что основные следствия МОВ не зависят от принятой модели ферромагнетика. От модели зависят лишь величины, определяющие магнитные свойства $M(T)$, χ , T_c и другие.

Следуя работе [19], примем во внимание зависимость обменного интеграла от однородных деформаций:

$$J = J_0 + \gamma_{ik}^* u_{ik} + \frac{1}{2} \varepsilon_{iklm}^* u_{ik} u_{lm}. \quad (4.1)$$

γ_{ik}^* и ε_{iklm}^* — тензоры МОВ 1-го и 2-го порядка. Ниже мы установим их связь с введенными ранее величинами γ_{ik} и ε_{iklm} .

В модели Гейзенберга γ_{ik}^* — первые производные от обменного интеграла по деформациям, а ε_{iklm}^* — линейные комбинации первых и вторых производных. Если бы мы исходили из модели коллективизированных электронов, то константы МОВ определились бы зависимостью от деформаций таких параметров электронной структуры, как плотность состояний, константы межэлектронных взаимодействий [56]. При современном состоянии теории магнетизма нет возможности рассчитать значение констант МОВ и ответить на вопрос, какие особенности электронной структуры могут приводить к большой величине постоянных МОВ, хотя попытки отдельных авторов [9] позволяют объяснить значения константы γ по порядку величины.

Термодинамический потенциал единицы объема ферромагнетика запишем в следующем виде:

$$\Phi = F_m + \frac{1}{2} c_{iklm}^0 u_{ik} u_{lm} - \sigma_{ik} u_{ik}, \quad (4.2)$$

где

$$F_m = nzJs^2m^2 - nk_B \ln \left[\text{sh} \frac{2s+1}{s} (h + h_E m) \left(\text{sh} \frac{h + h_E m}{2s} \right)^{-1} \right]$$

— свободная энергия магнитной подсистемы ферромагнетика с обменным интегралом (4.1); n — число атомов в единице объема, z — число ближайших соседей, s — спин, m — приведенная намагниченность, $h = 2\mu s H / k_B T$, $h_E = 2\mu s H_E / k_B T$, $H_E = Js/\mu$, H — внешнее магнитное поле, μ — магнетон Бора. Наш расчет, по существу, является обобщением модели Бина—Родбелла [21] на случай произвольного спина и нелинейной зависимости обменного

интеграла от расстояния. В теории фазовых переходов [22] аналогичный подход для изинговских спинов носит название модели Киттеля.

Из условия минимума термодинамического потенциала по m и u_{ik} имеем связанные уравнения состояния для магнитной и упругой подсистем:

$$m = B_s(x), \quad x = (2\mu s H + 2zs^2 J m)(k_B T)^{-1}, \quad (4.3)$$

$$(c_{iklm}^0 - nzs^2 m^2 \epsilon_{iklm}^*) u_{ik} = nzs^2 m^2 \gamma_{ik}^* + \sigma_{ik};$$

$B_s(x)$ — функция Бриллюэна.

Недеформированным считаем ненапряженное ($\sigma_{ik} = 0$) парамагнитное ($m = 0$) состояние при произвольной температуре, так как мы пренебрегли тепловым расширением.

Уравнения (4.3) аналогичны уравнениям (3.2) и определяют все равновесные свойства ферромагнетика. Если мы возьмем u_{ik} из уравнения (4.3) и подставим в (4.2), то обменный интеграл J , перенормированный из-за МОВ, будет зависеть от намагниченности и внешних напряжений. Молекулярное поле H_E будет тогда нелинейной функцией намагниченности. При определенных условиях это приведет к изменению рода магнитного фазового перехода от второго к первому. Намагниченность и температура Кюри в этом случае зависят от внешних напряжений.

Дифференцируя выражения (4.3) по u_{ik} при $H = \text{const}$, получим уравнения для упругих констант

$$c_{iklm}^H = c_{iklm}^0 - nzs^2 m^2 \epsilon_{iklm}^* - \frac{s_z^2 z^2}{\mu^2} m^2 \chi_V \Gamma_{ik}^* \Gamma_{lm}^*; \quad (4.4)$$

здесь $\Gamma_{ik}^* = (\gamma_{ik}^* + \epsilon_{iklm}^* u_{lm})$; магнитную восприимчивость при постоянном объеме χ_V определим позднее. Чтобы получить c_{iklm}^* как функцию t , σ_{ik} и T , нужно подставить u_{ik} из (4.3) в (4.4). Упругие постоянные c_{ik}^H зависят от напряжений как непосредственно, так и через намагниченность. Таким образом, МОВ приводят к эффективному ангармонизму.

При $m = \text{const}$ упругие постоянные равны

$$c_{iklm}^M = c_{iklm}^0 - nzs^2 m^2 \epsilon_{iklm}^*. \quad (4.5)$$

Из сравнения выражений (4.4), (4.5) с (3.8) видно, что они тождественно совпадают при условии

$$\gamma_{ik}^* = -\frac{4\mu^2 n}{z} \gamma_{ik}, \quad \epsilon_{iklm}^* = -\frac{4\mu^2 n}{z} \epsilon_{iklm}, \quad M = 2\mu s n m. \quad (4.6)$$

Принимая во внимание, что $\gamma_{ik}^* = \partial J / \partial u_{ik} = a(\partial J / \partial a) \delta_{ik}$, получим явное выражение для постоянной МОВ γ через производную обменного интеграла по координате:

$$\gamma = -\frac{za}{4\mu^2 n} \frac{\partial J}{\partial a}. \quad (4.7)$$

Самопроизвольная объемная магнитострикция ω , согласно (4.3), при $\sigma_{ik} = 0$

$$\omega = nzs^2 \gamma^* B_M^{-1} m^2,$$

что совпадает с (3.5), если учесть равенства (4.6).

Явные выражения для вычисления магнитных восприимчивостей χ_V и χ_P следуют из (4.3):

$$\chi_V = 2\mu sn \left(\frac{\partial m}{\partial H} \right)_V = 4\mu^2 s^2 n B'_s(x) (k_B T - 2zs^2 J B'_s(x))^{-1}, \quad (4.8)$$

$$\chi_P = \chi_V \left(1 - \frac{\Gamma^2 m^2 \chi_V}{2\mu sn} \right)^{-1}, \quad (4.9)$$

где

$$\Gamma^2 = 2z^2 n s^3 \mu^{-1} B_M^{-1} [\gamma^* + \frac{1}{3} (\epsilon_{11}^* + 2\epsilon_{12}^*) \omega]^2.$$

Снова можно убедиться, что формула (4.9) совпадает с соответствующим выражением из предыдущего раздела. Совпадают также формулы для $\partial\omega/\partial H$ и $\partial M/\partial P$. Это доказывает, что следствия МОВ не зависят от модели ферромагнетика.

В выражении (4.2) не учитывается тепловое расширение. Учесть его можно, добавив в (4.2) термоупругий член вида $B_0 \alpha_{ik} u_{ik} T$, где $\alpha_{ik} = \alpha_0 \delta_{ik}$; α_0 — коэффициент объемного расширения ферромагнетика без МОВ. Тогда в правой части второго уравнения (4.3) появится слагаемое $B_0 \alpha_{ik} T$, представляющее термоупругую деформацию. Дифференцируя равенства (4.3) по T , получим тогда выражение для коэффициента линейного расширения при постоянном H :

$$\alpha_H = \left(\alpha_0 - \frac{z s k_\sigma T_c \gamma^*}{2\mu^2 T B_V} \chi_V m^2 \right) \left(1 - \frac{\Gamma^2 m^2 \chi_V}{2\mu sn} \right)^{-1}. \quad (4.10)$$

Сравнивая это выражение с соответствующей формулой (2.11), получим соотношение между $(\partial M/\partial T)_V$ и χ_V

$$\left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_V = - \frac{k_B T_c}{2\mu T} \chi_V m, \quad (4.11)$$

справедливое для нашей модели, как и (4.10), при температурах, больших температуры Дебая θ_D .

Подставляя u_{ik} из второго уравнения в (4.3) в первое, имеем выражение для определения зависимости $m(T)$. Из высокотемпературного разложения функции Бриллюэна в степенной ряд следует равенство для T_c как функции внешних напряжений σ_{lm}

$$T_c = \frac{2zs(s+1)}{3k_B} (J_0 + \gamma_{ik}^* s_{iklm}^0 \sigma_{lm} + \frac{1}{2} \epsilon_{iklm}^* s_{ikpn}^0 \sigma_{pn} s_{lmrs}^0 \sigma_{rs}); \quad (4.12)$$

s_{iklm}^0 — коэффициенты упругой податливости [23].

Зависимость температуры Кюри от давления $\sigma_{ik} = -P\delta_{ik}$ имеет вид

$$T_c = T_c^0 - \frac{2zs(s+1)\gamma^*}{3k_B B_0} P + \frac{2zs(s+1)(\epsilon_{11}^* + 2\epsilon_{12}^*)}{18k_B B_0^2} P^2. \quad (4.13)$$

Подставляя в (4.13) численные значения $\gamma^* \approx 3,6 \cdot 10^{-14}$ эрг и $\epsilon_{11}^* + 2\epsilon_{12}^* \approx -3,8 \cdot 10^{-13}$ эрг, определенные с помощью равенств (4.6) из численных значений γ и ϵ_{ik} для железо-никелевого сплава, а также $z = 12$, $s = 1$, получим $\partial T_c / \partial P \approx -3$ К/кбар при давлении 10 кбар, что хорошо согласуется с экспериментальными данными 3 — 5 К/кбар [1]. Третье слагаемое при $P \sim 10$ кбар составляет лишь несколько процентов от второго. Они сравниваются по порядку величины при давлении в сотни кбар.

Из (4.12) можно получить зависимость T_c от сдвиговых напряжений. Например, при крутящих напряжениях σ вокруг главной оси симметрии кубического кристалла

$$T_c = T_c^0 + \frac{2zs(s+1)(\epsilon_{11}^* - \epsilon_{12}^*)}{k_B(c_{11}^0 - c_{12}^0)^2} \sigma^2. \quad (4.14)$$

Так как $(\epsilon_{11}^* - \epsilon_{12}^*) > 0$ в Fe—Ni-инваре, то отсюда следует увеличение T_c с ростом σ .

Еще одним следствием, к которому приводит МОВ в ферромагнетиках, является изменение рода магнитного фазового перехода со второго на первый при увеличении абсолютной величины константы γ^* . Выражение для критического значения $\gamma_{кр}^*$ получается из условия обращения в нуль коэффициента при m^3 в высокотемпературном разложении функции Бриллюэна. Одновременно должен быть равен нулю и коэффициент при m . В отсутствие внешнего давления и для $s = 1$

$$\gamma_{кр}^2 = \frac{9k_B T_c B_0}{32z^2 n}, \quad \text{или} \quad |\gamma_{кр}| = \frac{3}{16\sqrt{2}} \frac{(k_B T_c B_0)^{1/2}}{\mu^2 n^{3/2}}. \quad (4.15)$$

Это условие для трикритической точки на кривой фазового перехода II рода [24]. Если $\gamma^* < \gamma_{кр}^*$, имеет место фазовый переход II рода, при $\gamma^* > \gamma_{кр}^*$ происходит переход I рода. Это условие справедливо в теории среднего поля. Если учесть флуктуации, то даже при $\gamma^* < \gamma_{кр}^*$ возможен переход I рода в области малых значений $(T - T_c)/T_c$ [25].

Например, для Fe—Ni-инвара $\gamma_{кр}^* \approx 4,9 \cdot 10^{-21}$ Дж, или $\gamma_{кр} \approx -2,1 \cdot 10^4$ Гс²см³/эрг. Сравнивая эти значения с экспериментально определенной величиной $|\gamma| \approx 1,6 \cdot 10^4$ в Fe—Ni-инваре, видим, что при нулевом давлении в нем магнитный фазовый переход должен быть переходом II рода. Это и наблюдается.

Когда коэффициент $\eta = 1 - h^2 \chi_P^{-1} B_H = 1 - \Gamma^2 m^2 \chi_V / 2\mu s n$ обращается в нуль, то, как видно из (2.11) и (4.9), χ_P , α_H и B_H^{-1} неограниченно возрастают. Подставим в формулу для η

$$m^2 = \frac{8}{3} \frac{T_c - T}{T}, \quad \chi_V = \frac{4}{3} \frac{\mu^2 n}{k_B} (T_c - T)^{-1},$$

справедливые при $T \leq T_c$ и $s = 1$, а также Γ^2 из (4.9). Тогда из условия $\eta = 0$ при $T = T_c$ следует равенство (4.15). Это означает, что в трикритической точке значения некоторых термодинамических величин расходятся, как и должно быть.

Если в отсутствие давления магнитный фазовый переход в Fe—Ni- и Fe—Pt-инварах является переходом II рода, то, приложив всестороннее давление, можно изменить род перехода со второго на первый [26]. Рассчитаем диаграмму магнитного состояния Fe—Ni- и Fe—Pt-инваров под давлением, используя постоянные МОВ этих сплавов.

Воспользуемся уравнениями (4.3) (см. [27]):

$$m = B_s(x), \quad x = \frac{2zs^2Jm}{k_B T}; \quad (4.16)$$

здесь J зависит от деформаций в соответствии с (4.1).

Нужно сказать, что из термодинамического потенциала предыдущего раздела (3.1) не следует возможность изменения рода фазового перехода под давлением. Чтобы получить этот вывод, в (3.1) необходим более последовательный учет МОВ. При небольших давлениях ~ 10 кбар результаты предыдущего и настоящего разделов полностью совпадают. (Если $\gamma^* < 0$, то при приложении давления магнитный переход I рода может стать непрерывным, т.е. переходом II рода [25].)

Тензор деформаций, учитывающий самопроизвольную магнитообъемную деформацию и деформацию всестороннего сжатия, имеет вид

$$u_{ik} = (nzs^2\gamma^*m^2 - P)(3B_M)^{-1}\delta_{ik}. \quad (4.17)$$

Чтобы построить диаграмму состояния, достаточно в уравнении состояния (4.16) оставить слагаемые не выше пятого порядка по m . Подставляя (4.17) в (4.1) и далее в (4.16), раскладывая функцию Бриллюэна, а также коэффициенты, зависящие от m , в ряд по степеням намагниченности, получим уравнение состояния в виде

$$Am + Bm^3 + Cm^5 = 0; \quad (4.18)$$

$A = (T - T_c(P))/T$, $T_c(P)$ задано уравнением (4.13), а B и C — функции температуры и давления.

При малых давлениях $B > 0$ и кривая фазовых переходов II рода задана условием $A = 0$. Трикритическая точка получается совместным решением равенства $A = 0$, $B = 0$. В области $B < 0$, $C > 0$ и линии фазовых переходов I рода и спинодальной магнитной ($m \neq 0$) и немагнитной ($m = 0$) фаз определяются уравнениями $A = (3/16) \times B^2/C$, $A = (1/4)B^2/C$, $A = 0$ соответственно.

На рис. 1 приведена диаграмма состояний неупорядоченного сплава Fe₇₂Pt₂₈, при расчете которой использованы значения постоянных МОВ, определенные из эксперимента. Здесь не приведена диаграмма состояний для сплава Fe₆₅Ni₃₅,

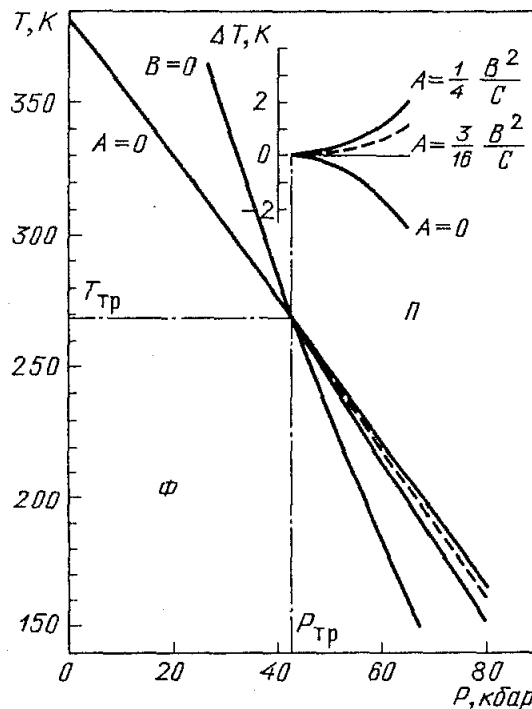


Рис. 1. Диаграмма магнитного состояния неупорядоченного сплава Fe₇₂Pt₂₈ под давлением [27]

так как она незначительно отличается от показанной на рисунке. Для железо-никелевого инвара $T_{\text{тр}} = 322$ К, $P_{\text{тр}} = 61$ кбар.

Обращает внимание относительно небольшая величина температурного гистерезиса в области фазового перехода I рода (см. рис. 1). За величину гистерезиса принимается разность температур при $P = \text{const}$ между спинодами магнитной и немагнитной фаз.

Из результата расчета следует вывод о существенном влиянии постоянных МОВ 2-го порядка на положение трикритической точки и на диаграмму состояния в целом. Без их учета ($\epsilon_{11}^* = \epsilon_{12}^* = 0$) координаты трикритической точки были бы $T_{\text{тр}} = 145$ К, $P_{\text{тр}} = 61$ кбар для $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ и $T_{\text{тр}} = 250$ К, $P_{\text{тр}} = 84$ кбар для $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. МОВ 2-го порядка, во-первых, сдвигают трикритическую точку в область меньших давлений, во-вторых, приводят к тому, что появляется еще одна трикритическая точка в области отрицательных давлений. Ее координаты для сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$: $P_{\text{тр}} = -470$ кбар, $T_{\text{тр}} = 320$ К. Она представляет, по-видимому, чисто академический интерес. Значительное влияние МОВ 2-го порядка на диаграмму состояния является еще одним доказательством важности их учета при объяснении инварных аномалий.

Подробное обсуждение влияния МОВ 2-го порядка вызвано тем, что их статус не столь надежен, как МОВ 1-го порядка. Константы ϵ_{ik}^* определяют температурную зависимость сдвиговых упругих постоянных $c_{11} - c_{12}$ и c_{44} . МОВ 2-го порядка приводят также к нелинейной зависимости T_c от внешних напряжений (4.13), (4.14). На остальные свойства МОВ 2-го порядка влияют слабо. Имея это в виду в последующем изложении, мы иногда будем пренебрегать ими, чтобы упростить изложение.

5. Магнитообъемные взаимодействия и влияние фононов на магнитные свойства в слабых коллективизированных ферромагнетиках

В этом разделе рассмотрим МОВ в слабых ферромагнетиках, чтобы количественно оценить их влияние на термодинамические свойства. По сравнению с предыдущими разделами учтем влияние тепловых фононов. Этот учет, по существу, является выходом за рамки гармонического приближения для упругой подсистемы, так как принимается во внимание зависимость температуры Дебая θ_D от объема. Влияние фононов на магнитные свойства рассматривалось в работах [12, 13]. Фононы учитывались через зависимость модулей упругости и температуры Дебая от намагниченности. Используя такое предположение, авторы работ [12, 13] делают выводы о значительном влиянии фононов на магнитные свойства. По их мнению, фононы могут определять температурную зависимость намагниченности, приводить к закону Кюри—Вейса в коллективизированных магнетиках и дать объяснение инварному эффекту. Даже если механизм, предложенный в [12, 13], работает, чему, по нашему мнению, нет достаточных экспериментальных доказательств, существует иной подход для учета влияния фононов на магнитные свойства. Изложим метод учета фононов, который в отличие от [12, 13] согласуется с результатами, изложенными ранее. Аналогичный расчет для модели Гейзенберга см. в [10].

Рассмотрим модель слабого коллективизированного магнетика, для которой термодинамический потенциал можно записать в виде

$$\Phi = \frac{1}{2} a_0 M^2 + \frac{1}{4} b_0 M^4 + \frac{1}{2} B_0 \omega^2 - P\omega + 3nk_B \theta(V) f\left(\frac{T}{\theta(V)}\right) + \gamma \omega M^2 - HM; \quad (5.1)$$

здесь $V = V_0(1 + \omega)$, $a_0 = \chi^{-1}(0)(T_0^2 - T^2)/T_0^2$, $\chi^{-1}(0) = \chi_M^{-1} - \lambda$; $\chi_\Pi = 2\mu^2 N_F n$ — одночастичная восприимчивость Паули, N_F — плотность состояний на уровне Ферми; $b_0 = b_0(0)(1 + gT^2)$, $b_0(0) = (\mu^2/2\chi_\Pi^3)[(N_F'/N_F)^2 - (N_F''/3N_F)]$; $T_0 = T_F(\lambda\chi_\Pi - 1)^{1/2}$, γ — постоянная МОВ, может быть выражена через параметры зонной структуры [5]. Член, пропорциональный $\theta f(T/\theta)$, — фононный вклад в модели соответственных состояний Грюнаизена. V_0 — объем при $T = 0$, $M = 0$ и без учета эффектов ангармоничности. Остальные обозначения те же, что и в [28]. В (5.1) мы пренебрегли МОВ 2-го порядка, чтобы упростить изложение.

Принимая во внимание, что $\theta(V) = \theta_0(1 - \Gamma\omega)$, где $\Gamma = -\partial \ln \theta / \partial \ln V$ — постоянная Грюнаизена, из условия минимума (5.1) по M и ω получим равновесные уравнения состояния:

$$H = a_0 M + b_0 M^3 + 2\gamma \omega M, \quad \omega = -\left(\gamma M^2 + P - 3nk_B \theta_0 \Gamma \varphi\left(\frac{T}{\theta_0}\right)\right) B_0^{-1}. \quad (5.2)$$

В (5.2): $\varphi(x) = f(x) - xf'(x)$, $b_0 > 0$. Подставляя ω из второго уравнения в первое, получим

$$H = aM + bM^3, \quad (5.3)$$

где $a = a_0 - 2\gamma B_0^{-1}P + 6\gamma nk_B \theta_0 \Gamma \varphi(T/\theta_0)$, $b = b_0 - 2\gamma^2 B_0^{-1}$. Основное отличие результата (5.3) от выводов работ [12], [13] в том, что там не учтена перенормировка коэффициента b_0 , а перенормировка в a определяется другой константой взаимодействия, и также в том, что в [12, 13] зависимость θ от M изначально предполагается, а у нас это результат взаимодействия. Зависимость $\theta(M)$ становится очевидной, если в $\theta(\omega)$ подставить вместо ω его равновесное значение из (5.2).

Все перенормировки магнитных свойств здесь возникают из-за изменения равновесного объема ферромагнетика, вызванного спонтанной объемной магнитострикцией, внешним давлением, нулевыми колебаниями и термически возбужденными фононами.

Приведем выражения для физических величин в ферромагнитном состоянии:

$$\begin{aligned} a(0) &= \chi_\Pi^{-1} - \lambda + 6\gamma nk_B \theta_0 B_0^{-1} \Gamma f(0) - 2\gamma B_0^{-1} P, \quad M^2 = -a/b, \\ \chi_V^{-1} &= 2b_0 M^2, \quad \chi_P^{-1} = 2bM^2, \quad B_H = B_0 - 4\gamma^2 M^2 \chi_V, \\ \frac{b}{b_0} &= 1 - 4\gamma^2 M^2 \chi_V B_0^{-1}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Сравнивая (5.4), (3.10) и (4.9), можно еще раз убедиться, что следствия МОВ не зависят от модели ферромагнетика. Так как $\gamma < 0$ для многих слабых ферромагнетиков и $n \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\theta \sim 3 \cdot 10^2 \text{ К}$; $|\gamma B_0^{-1}| \sim 10^{-8} (\text{см}^3/\text{ме})^2$;

$\Gamma f(0) \sim 1$, то при $\chi(0) \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ увеличение $\chi_P^{-1}(0)$ и $M(0)$ из-за нулевых колебаний составляет от 1 до 10%. Оценки показывают отличие b_0 от b на доли процента для слабых ферромагнетиков, в то время как для Fe—Ni- и Fe—Pt-инваров [16] это отличие достигает нескольких десятков процентов.

Для ненулевых температур при $P=0$

$$a(T) = \chi^{-1}(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right) - 6\gamma n k_B \theta_0 B_0^{-1} \Gamma \varphi\left(\frac{T}{\theta_0}\right). \quad (5.5)$$

В случае $T < \theta$, $\varphi(T/\theta) = (\pi^4/5)(T/\theta)^4$ условие $a = 0$, определяющее температуру Кюри T_c , принимает вид

$$1 - \frac{T^2}{T_0^2} - \frac{T^4}{T_1^4} = 0, \quad T_1 = \theta \left(\frac{5B_0}{6\pi^4 \gamma n k_B \theta_0 \Gamma} \right)^{1/4}. \quad (5.6)$$

Напомним, что T_0 определяет вклад стонеровских возбуждений. При $T > \theta$ $\varphi(T/\theta) = T/\theta$, и T_c определяется из уравнения

$$1 - \frac{T^2}{T_0^2} - \frac{T}{T_2} = 0; \quad T_2 = (6n k_B \Gamma \chi(0))^{-1} B_0. \quad (5.7)$$

В уравнениях (5.6) и (5.7) $T_c = T_0$, если $T_1(T_2) \gg T_0$, и $T_c = T_1(T_2)$, когда $T_0 \gg T_1(T_2)$. Численные оценки дают $T_1 \sim \theta \sim T_0$ и $T_2 \sim 10^4 \text{ К}$ при $\chi(0) \sim 10^{-4}$. Известно, что в большинстве очень слабых ферромагнетиков $T_c \ll T_0$, т.е. при рассматриваемом нами механизме влияния фононов они не могут оказывать решающего влияния на температурную зависимость намагниченности и восприимчивости ферромагнетиков. Этот вывод противоречит утверждениям работ [12, 13].

Если принять, вслед за авторами работы [29], что T_c слабого ферромагнетика определяется формулой (5.6), но с заменой T_0 на T_{0c} , где T_{0c} — характеристическая температура спиновых флуктуаций и $T_{0c} \ll T_0$, то для величины изотопического эффекта зависимости T_c от массы атомов m получим

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln m} = -\frac{1}{2} \frac{d \ln T_c}{d \ln \theta} \approx \frac{3}{4} \left(\frac{T_c}{T_1} \right)^4 \sim 10^{-3}.$$

Эта величина не противоречит эксперименту для ZrZn_2 [30]. Когда $T_c \sim T_1$, т.е. фононный механизм определяет T_c ,

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln m} \sim 1.$$

Таким образом, в нашем подходе фононы не оказывают решающего влияния на магнитные свойства ферромагнетика, хотя в некоторых случаях (большая сжимаемость, сильный ангармонизм) они могут способствовать возникновению температурно-индуцированного ферромагнетизма и заметно ($\sim 10\%$) влиять на магнитные свойства. Для слабых коллективизированных, ферромагнетиков MnSi , ZrZn_2 и др. величина $4M^2 \gamma^2 \chi B_0^{-1} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$, а B_H и B_M , χ_P и χ_V , b и b_0 отличаются менее чем на процент. В Fe—Ni- и Fe—Pt-

инварах $4M^2\gamma^2\chi B_0^{-1} \sim 1$ и упомянутые выше величины отличаются на десятки процентов. Это происходит потому, что, несмотря на одинаковые константы **МОВ** γ в слабых ферромагнетиках и Fe—Ni-инваре, их намагниченность различается почти на два порядка. Таким образом, для большой величины эффектов **МОВ** кроме $\gamma \sim 10^4$ необходима величина намагниченности $M \sim 10^3$ Гс.

В заключение несколько замечаний о коэффициенте теплового расширения. Из (5.2) $\alpha_H = \partial\omega/\partial T$ есть

$$\begin{aligned} \alpha_H &= 3nk_B \Gamma B_M^{-1} \varphi'(T/\theta) - 2\gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P \equiv \\ &\equiv \Gamma_\Phi B_M^{-1} c_\Phi - 2\gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P; \end{aligned} \quad (5.8)$$

c_Φ — фононная часть теплоемкости. Если обобщить это выражение с учетом тепловых возбуждений в электронной подсистеме и магнитных флуктуаций, то можно записать

$$\alpha_H = \alpha_M - 2\gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P, \quad \alpha_M = \Gamma_\Sigma B_M^{-1} c_\Sigma + \Gamma_M B_M^{-1} c_M + \Gamma_\Phi B_M^{-1} c_\Phi, \quad (5.9)$$

где c_Σ , c_M и Γ_Σ , Γ_M — электронная и магнитная теплоемкости и константы Грюнайна соответственно.

Из (5.9) следуют два магнитных вклада в коэффициент объемного расширения. Один (последний член в (5.9)) связан с перенормировкой основного состояния или спонтанной объемной магнитострикцией, второй (пропорциональный магнитной теплоемкости) — с перенормировкой возбужденных состояний.

Аналогичное выражение, но без учета последнего члена обсуждается в работе [10] для модели Гейзенберга. В этой модели

$$\Gamma_M = - \frac{d \ln J}{d \ln V} = - \frac{\gamma^*}{3J}.$$

Таким образом, при $\gamma < 0$ оба магнитных вклада отрицательны. Они могут объяснить отрицательные значения коэффициента теплового расширения в слабых коллективизированных магнетиках и многих инварных сплавах при низких температурах [1]. Формула (5.9) является попыткой учесть влияние флуктуаций на термодинамические свойства.

6. Формулировка теории магнитообъемных взаимодействий как проблемы взаимодействующих полей в классической теории поля

Феноменологическая теория **МОВ**, изложенная выше, применяется для объяснения равновесных термодинамических свойств инваров. Причем обсуждаемые аномалии физических величин связаны с перенормировкой основного состояния, т.е. с ненулевыми спонтанной намагниченностью M_0 и спонтанной объемной магнитострикцией.

Чтобы иметь возможность обсудить динамические эффекты: особенности распространения спиновых и звуковых волн, а также влияние флуктуаций (фононов, магнонов и др.) на термодинамические свойства, — рассмотрим

проблему МОВ в духе теории взаимодействующих полей, т.е. мы должны считать $M(\mathbf{x}, t)$ и $u_{ik}(\mathbf{x}, t)$ функциями пространственных координат $\mathbf{x}$ и времени t .

Из уравнения движения для $M(\mathbf{x}, t)$ и $u_{ik}(\mathbf{x}, t)$ получим, что МОВ модифицирует законы дисперсии спиновых и звуковых волн и вызывает их затухание. Кроме того, покажем, что МОВ приводят к нелинейным эффектам как в упругой, так и в магнитной подсистемах ферромагнетика (ангармонизм магнитоупругого происхождения и нелинейный параметрический резонанс в спиновой системе). Будет рассмотрено влияние магнитных флуктуаций на термодинамические свойства, приводящие к магнитным вкладам в коэффициент линейного расширения и модуль сжатия выше T_c .

Если в приближении среднего поля проблема МОВ, как показано выше, решается точно, то при учете флуктуаций нам придется делать те или иные приближения.

В данном случае термодинамический потенциал будет иметь вид [31]

$$F = \frac{1}{V} \int \phi \left[M(\mathbf{x}); u_{ik}(\mathbf{x}); \frac{\partial M_i}{\partial x_j} \right] dV, \quad (6.1)$$

где плотность термодинамического потенциала ϕ есть

$$\begin{aligned} \phi = & \varphi(M^2) + \frac{1}{2} \alpha_0 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{1}{2} c_{iklm}^0 u_{ik} u_{lm} + \gamma u_{ik} \delta_{ik} M^2 + \\ & + \frac{1}{2} \gamma' u_{ik} \delta_{ik} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_j} \right)^2 - M_i H_i - \sigma_{ik} u_{ik}, \end{aligned} \quad (6.2)$$

$\varphi(M^2)$ и $\alpha_0 (\partial \mathbf{M} / \partial x_j)^2$ — обменные энергии, связанные с однородным и неоднородным распределениями намагниченности соответственно; член в γ' представляет МОВ, вызванное неоднородным распределением намагниченности.

В (6.2) мы пренебрегли магнитными взаимодействиями и анизотропной магнитострикцией на том основании, что в инварах их энергия на два порядка меньше, чем энергия МОВ. Также пренебрегли граничными эффектами, влиянием доменной структуры и МОВ второго порядка.

Для эффективных тензора напряжений $\tilde{\sigma}_{ik} = \partial \phi / \partial u_{ik}$ и магнитного поля

$$\tilde{\mathcal{H}}_i = - \left[\frac{\partial \phi}{\partial M_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \phi}{\partial} \frac{\partial M_i}{\partial x_k} \right) \right]$$

получим из (6.1)

$$\tilde{\mathcal{H}}_i = H_i - 2\varphi'(M^2)M_i - 2\gamma u_{kk}M_i + (\alpha_0 + \gamma' u_{kk}) \frac{\partial^2 M_i}{\partial x_k \partial x_k}, \quad (6.3)$$

$$\tilde{\sigma}_{ik} = c_{iklm}^0 u_{lm} + \gamma M^2 \delta_{ik} + \frac{1}{2} \gamma' \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_j} \right)^2 \delta_{ik} - \sigma_{ik}.$$

Уравнения движения имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{2\mu}{\hbar} [\tilde{\mathcal{H}}\mathbf{M}] + \mathbf{R}, \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ik}}{\partial x_k}, \quad (6.4)$$

где u_i — вектор смещения, ρ — плотность, $\mathbf{R}$ — релаксационный член.

Равновесные уравнения состояния вида (3.2), (5.2) получаются из (6.3), если в равенствах $\tilde{\mathcal{H}}_i = 0$, $\tilde{\sigma}_{ik} = 0$ пренебречь пространственными производными. В этой главе примем

$$\varphi(M^2) = \frac{1}{2} a_0 M^2 + \frac{1}{4} b_0 M^4,$$

что справедливо и для произвольного ферромагнетика в окрестности T_c [24]. Тогда из (6.3) получим уравнение магнитного состояния, совпадающее с (5.3), а для равновесных деформаций $u_{ik}^0 = -B_0^{-1}(\gamma M^2 + P)\delta_{ik}/3$. В дальнейшем нам понадобится зависимость восприимчивости и намагниченности от внешнего магнитного поля H . Как следует из (5.3),

$$M_0(H) \approx M_0(0) + \chi_P H, \quad M_0^2(0) = -\frac{a}{b}, \quad \chi_P^{-1}(H) \approx \chi_P^{-1}(0) + 3 \frac{H}{M_0},$$

$$\chi_P^{-1}(0) = a + 3bM_0^2 = 2bM_0^2, \quad \chi_V^{-1} = \chi_P^{-1} \frac{b_0}{b}, \quad \chi_V^{-1}(H) = \chi_V^{-1}(0) + 3 \frac{b_0}{b} \frac{H}{M_0}.$$

Напомним, что χ_V и χ_P — продольные восприимчивости при постоянных объеме и давлении соответственно и что они зависят от давления.

6.1. Флуктуационные поправки к уравнениям состояния. Влияние спиновых флуктуаций на термодинамические свойства при учете МОВ рассматривалось в работах [9, 32, 33]. Однако метод расчета флуктуационных поправок, предложенный в работе [32], нельзя назвать последовательным. В работе [9] не учитывается вклад поперечных флуктуаций магнитного момента. Наш подход [31] ограничен гауссовым приближением, а результаты близки к выводам работы [33]. Кроме того, у нас принято во внимание МОВ с неоднородным распределением намагниченности, не учтенное в [9, 32, 33].

Отметим работы [11, 25], в которых рассматривались задачи, близкие к обсуждаемой нами. В [25] учитывалось влияние МОВ на критическое поведение ферромагнетика. Результаты работ по учету МОВ в модели Гейзенберга (см. цитируемые в [11] статьи) выражаются в изменении частот спиновых волн и фононов. Влияние этого изменения на термодинамические свойства оценить нелегко из-за сложности аналитических выражений для них и наличия неизвестных параметров.

Чтобы учесть флуктуации в гауссовом приближении, нужно $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{x})$ и $u_{ik} = u_{ik}^0$ подставить в выражение (6.1) и ограничиться членами не выше m^2 , а затем провести функциональное интегрирование по $\mathbf{m}(\mathbf{x})$ в выражении

$$Z = \sum \exp \left(-F \frac{(m(x))}{k_B T} \right).$$

Вообще говоря, надо бы взять $u_{ik} = u_{ik}^0 + \Delta_{ik}$ и проинтегрировать также по Δ_{ik} , что равносильно учету флуктуаций смещений или фононов. Но, как показано в [25], это не меняет результата в нашем приближении.

Переходя к разложению Фурье для $m(x)$ и проводя вычисления, получим для равновесного термодинамического потенциала $\Phi = (k_B T/V) \ln z$ выражение

$$\Phi(P, T, H) = \Phi_0(P, T, H) - \frac{k_B T}{2V} \sum_k \ln \chi_v(k). \quad (6.5)$$

В (6.5) значок v обозначает вклад продольной ($\parallel$) и двух поперечных ($\perp$) компонент магнитного момента, а также

$$\langle |m_k^v| \rangle = \frac{k_B T}{V} \chi_v(k), \quad \chi_v(k) = (\chi_v^{-1} + \alpha k^2)^{-1}, \quad \chi_{\parallel}^{-1} = \chi_{\perp}^{-1} + 3 \frac{b_0}{b} \frac{H}{M_0},$$

$$\chi_{\perp}^{-1} = H/M_0, \quad \alpha = \alpha_0 [1 - \frac{\gamma'}{\alpha_0 B_0} (\gamma M_0^2 + P)], \quad (6.6)$$

$$\Phi_0(P, T, H) = \frac{1}{2} a M_0^2 + \frac{1}{4} b M_0^4 - \frac{P^2}{2B_0} - H M_0, \quad (6.7)$$

$\Phi_0(P, T, H)$ — равновесный термодинамический потенциал в приближении среднего поля.

Константа α в формулах (6.6), перенормированная обменно-упругим взаимодействием, зависит от давления. Из сравнения с экспериментальными данными о зависимости $D(P)$ для сплавов Fe—Ni [34] следует, что по порядку величины $\gamma' \approx -\gamma a^2$ (a — постоянная решетки), $D = 2\mu M \alpha / \hbar$.

Из (6.7) получаются те же результаты, что и при использовании системы уравнений (5.2).

Уравнения состояния с учетом флуктуационных поправок получим из (6.5) при помощи равенств $\omega = \partial \Phi / \partial P$ и $M = -\partial \Phi / \partial H$:

$$M = M_0 - \frac{1}{2M_0} \left(3 \frac{b_0}{b} \langle m_{\parallel}^2 \rangle + 2 \langle m_{\perp}^2 \rangle \right), \quad (6.8)$$

$$\omega = \omega_0 + \frac{2\gamma}{B_H} \langle m_{\parallel}^2 \rangle - \frac{\gamma'}{2B_H} \sum_k [\langle |m_k^{\parallel}|^2 \rangle + 2 \langle |m_k^{\perp}|^2 \rangle] k^2, \quad T < T_c, \quad (6.9)$$

$$\omega = -\frac{P}{B_0} - \frac{\gamma'}{B_0} \langle m^2 \rangle - \frac{\gamma'}{2B_0} \sum_k \langle |m_k|^2 \rangle k^2, \quad T > T_c; \quad (6.10)$$

здесь $\langle m_{\parallel, \perp}^2 \rangle = \sum_k \langle |m_k^{\parallel, \perp}|^2 \rangle$. При выводе формул (6.9) и (6.10) учтено, что

$\partial \chi_{\parallel}^{-1} / \partial P = 4\gamma / B_H$, $\partial \alpha / \partial P = -\gamma' / B_H$ для $T < T_c$ и $\partial \chi_{\parallel}^{-1} / \partial P = -2\gamma / B_0$, $\partial \alpha / \partial P = -\gamma' / B_0$ для $T > T_c$.

Формула (6.8) совпадает с соответствующим выражением работы [29] при $\langle m_{\parallel,\perp}^2 \rangle / M_0^2 \ll 1$, за исключением множителя b_0/b у слагаемого $\langle m_{\parallel}^2 \rangle$. Так как $b_0/b > 1$, то из (6.8) видно, что МОВ усиливает вклад продольных флуктуаций в температурную зависимость намагниченности.

Из (6.9) следует отрицательный вклад флуктуаций ($\gamma < 0$) в объемную деформацию наряду с положительной спонтанной объемной магнестрикцией $\omega_0(P=0)$. Качественно такой же результат получен в работе [32], но там флуктуационный вклад $\sim \gamma^{-1}$, а в выражении (6.9) он пропорционален γ , что более вероятно. Наш вывод о знаке флуктуационного вклада в ω ниже T_c противоречит результатам работ [9, 33] и совпадает с ними для $T > T_c$. Разные знаки флуктуационного вклада для ω в (6.9) и (6.10) связаны с изменением знака коэффициента a при переходе через T_c и приводит к отрицательному вкладу в тепловое расширение как выше, так и ниже T_c . Последнее утверждение есть следствие роста $\langle m_{\parallel}^2 \rangle$ с увеличением температуры ниже T_c и уменьшения $\langle m^2 \rangle$ с ростом температуры при $T > T_c$. Так ведут себя $\langle m_{\parallel}^2 \rangle$ и $\langle m^2 \rangle$, если для их вычисления использовать формулы (6.6), в которых учтены только длинноволновые тепловые флуктуации магнитного момента.

Используя выражение (6.10), оценим флуктуационный вклад в коэффициент линейного расширения β и модуль сжатия при $T > T_c$. Учитывая, что $B^{-1} = -\partial\omega/\partial P$, и пренебрегая в (6.10) зависимостью α от давления и последним слагаемым, получим

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{B - B_0}{B} = - \frac{3\gamma^2 k_B T \chi^{1/2}}{8\pi B_0 \alpha^{3/2}}. \quad (6.11)$$

Сделанные приближения соответствуют, как уже упоминалось, учету при вычислении $\langle m^2 \rangle$ лишь длинноволновых критических флуктуаций с помощью равенств (6.6). С теми же приближениями имеем для $\Delta\beta = \frac{1}{3} \partial\omega/\partial T$

$$\Delta\beta = \frac{\gamma}{B_0} \frac{3k_B T \chi^{1/2}}{16\pi \alpha^{3/2}} \frac{\partial \chi^{-1}}{\partial T}. \quad (6.12)$$

Отметим, что выражение, аналогичное (6.11) и (6.12) для флуктуационного вклада в теплоемкость ΔC_P , обсуждается, например, в [24], а формула (6.12) согласуется с формулой (5.9), т.е. и в (6.12) $\Delta\beta \sim \Delta C_P$. Для численных оценок используем следующие значения физических величин для сплава $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ из [16]: $\gamma = -1,6 \cdot 10^4 \text{ Гс}^2 \text{ см}^3 / \text{эрг}$, $B_0 \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^3$, $\alpha \approx 10^{-12} \text{ Гс}^2 \text{ см}^5 / \text{эрг}$, $\chi \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^3 \text{ Гс}^2$, $T = 5,5 \cdot 10^2 \text{ К} > T_c$; $\partial \chi^{-1} / \partial T \equiv C^{-1} \approx 6 \text{ Гс}^2 \text{ см}^3 / \text{эрг} \cdot \text{град}$.

С этими значениями $\Delta B/B \approx -2 \cdot 10^{-2}$, $\Delta\beta \approx -3 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, что по порядку величины и по знаку согласуется с экспериментальными данными [1, 22с, 141с].

Положительный магнитный вклад в β выше T_0 предсказан в [9]. Согласно

ему $\langle m^2 \rangle$ растет при $T > T_c$. Это, очевидно, результат того, что в [9] должным образом не учтены длинноволновые критические флуктуации намагниченности при вычислении $\langle m^2 \rangle$. Справедливости ради нужно сказать, что вывод работы [9] верен для многих коллективизированных магнетиков за пределами области сильно развитых критических флуктуаций намагниченности.

Несколько замечаний по поводу формулы (6.8). Известное из приближения спиновых волн соотношение для температурной зависимости намагниченности

$$\langle s_z \rangle \simeq s - \langle b^+ b \rangle$$

можно переписать в виде

$$M = M_0 - \frac{\langle m_{\perp}^2 \rangle}{M_0},$$

где $M_0 = g\mu_B s$, $M = g\mu_B \langle s_z \rangle$, $\langle m_{\perp}^2 \rangle = (g\mu_B)^2 \langle s_x^2 \rangle$, $\langle s_x^2 \rangle = s \langle b^+ b \rangle$; b^+ , b — операторы спиновых отклонений.

Вероятно, формулу (6.8) можно рассматривать как обобщение последнего равенства на учет продольных флуктуаций магнитного момента.

Для инваров существует проблема "скрытых" магнитных возбуждений [35]. Она состоит в том, что коэффициент D в законе дисперсии спиновых волн $\omega = Dk^2$, если его определить из магнитных измерений, отличается от полученного в нейтронографическом эксперименте, т.е. спиновые волны не могут объяснить температурной зависимости намагниченности в инварах даже при низких температурах. Поэтому формула (6.8) может служить указанием на поиск "скрытых" магнитных возбуждений в инварах среди продольных флуктуаций магнитного момента. Это могут быть продольные возбуждения парамагнетического типа [29] или продольные спиновые флуктуации — "диффузоры" [36].

Необходимо упомянуть, что в теории спин-фононных взаимодействий при учете ангармоничности решеточных колебаний в температурной зависимости намагниченности появляется дополнительный член $\sim T^4$ [10а, 6]; см. также формулы (5.4) — (5.6). Этот член сравним с вкладом в температурную зависимость от спин-спинового взаимодействия [10] и, по-видимому, не может объяснить особенностей зависимости $M(T)$ в инварах.

6.2. Особенности распространения звуковых волн при учете МОВ.

6.2.1. *Дисперсия скорости звука.* При малых отклонениях от равновесия имеем из (6.3)

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{H}}_i &= -\chi_{ij}^{-1} m_i + \alpha \nabla^2 m_i - 2\gamma M_{0i} \Delta_{kk} + \gamma' \Delta_{kk} \nabla^2 m_i, \\ \tilde{\sigma}_{ik} &= c_{iklm}^0 \Delta_{lm} + 2\gamma M_{0i} m_i \delta_{ik}; \end{aligned} \quad (6.13)$$

здесь $\Delta_{ik} = (1/2)(\partial u_i / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i)$, $\chi_{ij}^{-1} = 4M_{0i} M_{0j} \varphi''(M_0^2) + [2\varphi'(M_0^2) + 2\gamma u_{ij}^0] \delta_{ij}$ — обратная восприимчивость при $u_{ij} = \text{const}$.

Из (6.13) видно, что в линейном приближении со звуковыми волнами взаимодействует только компонента $\mathbf{m} \parallel \mathbf{M}_0$, т.е. m_z , если направить $\mathbf{M}_0$ вдоль z . В этом приближении $m_z \equiv m$ участвует в релаксационном и диффузионном движениях.

Для релаксационного члена примем $R_i = \tilde{\mathcal{H}}_i / \tau_1$. Тогда для звуковых волн, взаимодействующих с магнитной подсистемой, получим [37]

$$\begin{aligned} \rho \ddot{u}_i &= c_{iklm}^0 \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_m} + 2\gamma M_0 \frac{\partial m}{\partial x_i}, \\ \dot{m} &= -\frac{1}{\tau_1 \chi_{\parallel}} m - \frac{2\gamma M_0}{\tau_1} \Delta_{ll}. \end{aligned} \quad (6.14)$$

Мы обозначили $\chi_{zz} \equiv \chi_{\parallel}$ и пренебрегли членом с пространственными производными m во втором уравнении (6.14).

Рассмотрим, например, распространение звука в направлении [110] кубического кристалла.

Для звуковых волн, распространяющихся и поляризованных в плоскости x, y , подставляя в (6.14) решение в виде $u_i, m \sim \exp[i\{k/\sqrt{2}(x+y)\} - \omega t]$, получим из условия разрешимости уравнений для u_i, m

$$(\omega^2 - c_{0T}^2 k^2) \left[\rho(\omega^2 - c_{0L}^2 k^2) \left(-i\omega + \frac{1}{\tau_1 \chi_{\parallel}} \right) - \frac{4\gamma^2 M_0^2}{\tau_1} k^2 \right] = 0, \quad (6.15)$$

где

$$\rho c_{0T}^2 = \frac{1}{2} (c_{11}^0 - c_{12}^0), \quad \rho c_{0L}^2 = \frac{1}{2} (c_{11}^0 + c_{12}^0 + 2c_{44}^0).$$

Отсюда следует, что МОВ не влияет на распространение поперечного звука. Этот вывод справедлив, если пренебречь МОВ 2-го порядка. При их учете в (6.15) следует сделать замену

$$c_{ik}^0 \rightarrow c_{ik}^0 + \epsilon_{ik} M^2 \equiv c_{ik}^M, \quad \gamma \rightarrow \gamma [1 - (\epsilon_{11} + 2\epsilon_{12}) M_0^2 (3B_M)^{-1}].$$

Но даже при этом поперечные звуковые волны не будут испытывать ни дисперсии, ни затухания, что находится в согласии с экспериментом [40].

Для продольных звуковых волн

$$c^2(\omega) = \frac{\omega^2}{k^2} = (1 - i\omega\tau)^{-1} (c_L^2 - i\omega\tau c_{0L}^2); \quad (6.16)$$

$c_L^2 = c_{0L}^2 - 4\gamma^2 M_0^2 \chi_{\parallel} / \rho$ — квадрат равновесной скорости звука, $\tau = \tau_1 \chi_{\parallel}$ — время релаксации продольной компоненты намагниченности. Выражение (6.16) полностью совпадает с результатом Мандельштам—Леонтовича [38]. При $\omega\tau \gg 1$ получаем из (6.16) $c = c_{0L}$, а при $\omega\tau \ll 1$ $c = c_L$. Как в высокочастотном, так и низкочастотном пределе затухание мало, $\text{Im } k/|k| \ll 1$.

Распространение продольного звука вызывает изменение объема, что из-за магнитострикции приводит к изменению намагниченности. Если

$\tau \gg \omega^{-1}$, то намагниченность не достигает равновесного значения и скорость звука определяется упругими модулями при $M = \text{const}$. Для $\tau \ll \omega^{-1}$ намагниченность достигает равновесного значения и скорость звука определяется равновесными упругими постоянными. Легко видеть из (6.16) и (3.8), что они в точности совпадают с c_{ik}^H .

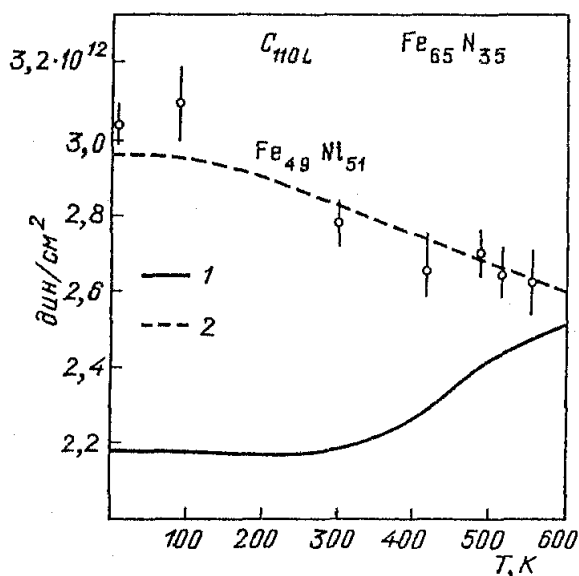


Рис. 2. Температурная зависимость упругого модуля $(c_{11} + c_{12} + c_{44})/2$ в $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ (нейтроны). Кривые — результаты измерения скорости звука в $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ (1) и $\text{Fe}_{49}\text{Ni}_{51}$ (2) [37]

Все эти выводы подтверждаются экспериментально, как можно увидеть из рис. 2. Там изображена температурная зависимость величины $(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$ в сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, определенная в нейтронографическом эксперименте [39], и результат измерения скорости ультразвука [14, 40, 41]. С помощью нейтронов измеряется скорость звука с частотой $\omega \gtrsim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а частота ультразвука $\sim 10^7$ Гц. На рисунке видно, что упругие постоянные, определенные из высокочастотных и низкочастотных измерений, отличаются на $\sim 27\%$. Эта величина хорошо согласуется с оценкой $\rho(c_{0L}^2 - c_L^2) = 4\gamma^2 M^2 \chi_{\parallel} \approx 0,6 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$. Мы подробно остановились на этом примере, потому что из него следует важный вывод о разных временах, связанных с МОВ 1-го и 2-го порядка. Время взаимодействия, связанное с МОВ 1-го порядка, определяется временем релаксации намагниченности $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$. Масштаб времени, связанного с МОВ 2-го порядка, по-видимому, $\lesssim 10^{-13} \text{ с}$. Из рис. 2 видно, что разница между высокочастотной и низкочастотной скоростями звука не исчезает выше T_c , где механизм Мандельштам—Леонтовича не работает. Дисперсию скорости звука выше T_c можно объяснить, если учесть взаимодействие объемных деформаций с флуктуациями намагниченности. Этот вопрос рассмотрен в работе [42]. Влияние МОВ на решетку не ограничивается лишь малыми k . В работе [43] в сплавах Fe_3Pt и $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ обнаружены аномалии на кривых дисперсии поперечных фононов, измеренных в направлении (110) при $k \approx 0,5\pi/a$. Причем при этих же волновых векторах имеет

максимум зависимость ширины фононных резонансов от k . Авторы делают вывод, что для волнового вектора, равного половине размера зоны Бриллюэна, имеет место усиление электрон-фононного (МО) взаимодействия. Этим фактам еще следует найти объяснение.

6.2.2. Эффективный анггармонизм упругой подсистемы. Упругая часть термодинамического потенциала твердого тела с точностью до членов третьего порядка по компонентам тензора деформаций $\hat{u}$ имеет вид

$$\Phi = \frac{1}{2} c^{(2)}_{iijj} \hat{u}_i \hat{u}_j + \frac{1}{6} c^{(3)}_{iijij} \hat{u}_i \hat{u}_j \hat{u}_k.$$

$c^{(2)} \sim 10^{11}$ Н/м² — модули упругости второго порядка, которые мы и рассматривали до сих пор; $c^{(3)} \sim 10^{12} - 10^{13}$ Н/м² — модули упругости третьего порядка, ответственные за нелинейные акустические эффекты.

В магнетиках упругая подсистема взаимодействует с магнитной, и это взаимодействие приводит к появлению поправок $\Delta c^{(2)}$ и $\Delta c^{(3)}$. Как уже обсуждалось, для инваров $\Delta c^{(2)}/c^{(2)}$ составляет десятки процентов, того же порядка эта величина в антиферромагнитном гематите. В работе [44] решена задача об эффективном анггармонизме упругой подсистемы антиферромагнетика и показано, что он в 30 — 100 раз должен превышать естественный. В [45] этот вывод подтвержден экспериментально. Здесь мы, следуя работе [16], проведем расчет модулей упругости второго порядка и эффективных модулей упругости третьего порядка $\Delta c^{(3)}$ для инваров. Проанализируем симметрию модулей и оценим их величину.

Исходя из термодинамического потенциала в виде (3.1), запишем уравнения для продольной компоненты эффективного поля $\tilde{\mathcal{H}} \equiv \tilde{\mathcal{H}}_z$ и эффективного тензора напряжений $\tilde{\sigma}_{ik}$ с точностью до квадратичных по $m \equiv m_z$ и Δ_{ik} слагаемых:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{H}} = & -\chi_{\parallel}^{-1} m - \left[\frac{3}{2} (\chi_{\parallel}^{-1} M_0^{-1} - H M_0^{-2}) + 4 M_0^3 \varphi'''(M_0^2) \right] m^2 - 2 \Gamma_{ik} \Delta_{ik} m - \\ & - 2 M_0 \Gamma_{ik} \Delta_{ik} - M_0 \varepsilon_{iklm} \Delta_{ik} \Delta_{lm}, \end{aligned}$$

$$\tilde{\sigma}_{ik} = (c_{iklm}^0 + \varepsilon_{iklm} M_0^2) \Delta_{lm} + 2 M_0 \Gamma_{ik} m + \Gamma_{ik} m^2 + 2 M_0 \varepsilon_{iklm} \Delta_{lm} m.$$

$\chi_{\parallel}$ — продольная восприимчивость при $u_{ik} = \text{const}$ ($\chi_{\parallel} \equiv \chi_V$).

Разрешая уравнение $\tilde{\mathcal{H}} = 0$ относительно m с точностью до квадратичных по Δ_{ik} слагаемых и подставляя результат в $\tilde{\sigma}_{ik}$, получим

$$\tilde{\sigma}_{ik} = c_{iklm}^{(2)} \Delta_{lm} + \frac{1}{2} c_{iklmrs}^{(3)} \Delta_{lm} \Delta_{rs},$$

где

$$c_{iklm}^{(2)} = c_{iklm}^0 + \varepsilon_{iklm} M_0^2 - 4 M_0^2 \chi_{\parallel} \Gamma_{ik} \Gamma_{lm}, \quad (6.17)$$

$$\begin{aligned} \Delta c^{(3)} \equiv c_{iklmrs}^{(3)} = & 8(3 M_0 H - 8 M_0^6 \varphi'''(M_0^2)) \chi_{\parallel}^3 \Gamma_{ik} \Gamma_{lm} \Gamma_{rs} - \\ & - 4 \chi_{\parallel} M_0^2 \Gamma_{ik} \varepsilon_{lmrs} - 8 M_0^2 \chi_{\parallel} \varepsilon_{iklm} \Gamma_{rs}. \end{aligned} \quad (6.18)$$

Формулы (6.17) и (6.18) справедливы при $\omega\tau \ll 1$, так как условие $\tilde{\mathcal{H}} = 0$ есть условие равновесия. Поэтому $c_{iklm}^{(2)} \equiv c_{iklm}^H$, что видно из (3.8).

В кубическом кристалле имеется шесть независимых упругих модулей третьего порядка. Однако в эффективном тензоре упругих модулей из (6.18) не все компоненты имеют одинаковую величину. Перейдем к трехиндексным обозначениям для $c_{iklmrs}^{(3)}$ по правилу из [46]. Тогда

$$\begin{aligned} c_{111}^{(3)} &\approx 8(3M_0H - 8M_0^6\varphi'''(M_0^2))\chi_1^3\gamma^3 - 12M_0^2\chi_1\gamma\epsilon_{11}, \\ c_{112}^{(3)} &\approx 8(3M_0H - 8M_0^6\varphi'''(M_0^2))\chi_1^3\gamma^3 - 8M_0^2\chi_1\gamma\epsilon_{11} - 4M_0^2\gamma\chi_1\epsilon_{12}, \\ c_{123}^{(3)} &\approx 8(3M_0H - 8M_0^6\varphi'''(M_0^2))\chi_1^3\gamma^3, \quad c_{456}^{(3)} \approx 0. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Остальные, отличные от нуля компоненты тензора $c^{(3)}$ сводятся с выписанным в (6.19).

Численная оценка выражений (6.19) для сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и Fe_3Pt показывает, что первые три упругие в (6.19) больше, чем последние. Поэтому нелинейные упругие эффекты в инварах должны наблюдаться в основном для продольных звуковых волн. Наибольшую величину имеют константы $c_{111}^{(3)}$ и $c_{123}^{(3)}$. Они должны возрастать с увеличением температуры, достигая в окрестности T_c величины 10^{13} Н/м², что в несколько раз превышает собственный ангармонизм.

В заключение обсудим возможный эксперимент по наблюдению нелинейных акустических эффектов в инваре.

Для продольной звуковой волны фиксированной частоты, распространяющейся в направлении (100) кубического кристалла, на расстоянии r от границы образца, должна наблюдаться волна удвоенной частоты с амплитудой

$$u'' = \frac{c_{111}^{(3)}}{c^2} \frac{k^2 u_0^2}{8} r;$$

здесь u_0 , $c = (c_{11}/\rho)^{1/2}$, k — амплитуда, скорость распространения и волновое число первой гармоники соответственно. Затухание волн не учитывается. Аналогичный расчет см. в [47]. Отсюда следует, что при достижимых деформациях $u_0 \sim 10^{-6}$ в первичной волне нелинейные эффекты в инваре могут быть обнаружены.

6.3. Особенности динамики спиновой системы.

6.3.1. Затухание спиновых волн. Экспериментальные данные [48] свидетельствуют о сильном затухании спиновых волн в инварах, причем $\text{Im } \omega(k) \equiv \Gamma(k, T) = \Gamma_0 k^2$ в интервале квазиимпульсов $k \sim (0,01 - 0,3)\pi/a$ и $\Gamma_0/D \approx 0,05$, $\text{Re } \omega(k) = Dk^2$. Как сказано в [48], эти результаты не могут быть объяснены магнон-магнонным взаимодействием $\Gamma(k, T) \sim T^2 k^4$ и электрон-фононным $\Gamma(k, T) \sim T^2 k^3$. Там отмечается также, что это затухание не связано, по-видимому, с магнитными неоднородностями Fe—Ni-инвара, так как аналогичный эффект наблюдается в однородном упорядоченном сплаве

$\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$. Таким образом, источник сильного затухания магнонов в инварах не ясен.

Рассмотрим влияние МОВ на распространение спиновых волн. Из (6.4) и (6.11) получаем уравнение движения для поперечных компонент вектора намагниченности

$$i\hbar \dot{m}^+ = 2\mu M_0 \alpha \nabla^2 m^+ + 2\mu M_0 \gamma' \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \nabla^2 m^+ - 2\mu M_0 \gamma' \frac{\partial u_l}{\partial x_l} m^+, \quad (6.20)$$

где $m^+ = m_x + im_y$. Отсюда следует отсутствие линейного магнитоакустического резонанса при пересечении ветвей дисперсии звуковых и спиновых волн. Условием резонанса является линейный по du/dx член в уравнении для спиновых волн, а уравнение (6.20) содержит слагаемые МОВ в комбинации $m(du/dx)$. Кроме того, из (6.20) видно, что спиновые волны взаимодействуют лишь с продольными звуковыми волнами.

Для решения уравнения применим метод, аналогичный использованному в работе [49]. Переходя в (6.20) к компонентам Фурье и усредняя, получим

$$(\omega - Dk^2)\langle m^+(\mathbf{k}, \omega) \rangle + \frac{iA}{(2\pi)^4} \int k'^2 (k_l - k'_l) \langle u_l(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \omega') m^+(\mathbf{k}', \omega') \rangle d\mathbf{k}' d\omega' = 0.$$

Мы ввели обозначения $\hbar D = 2\mu M_0 \alpha$, $\hbar A = 2\mu M_0 \gamma'$ и пренебрегли последним членом в (6.20).

Расщепляя коррелятор под интегралом, будем иметь в низшем порядке по A уравнение для модифицированного закона дисперсии спиновых волн

$$\begin{aligned} (\omega - Dk^2)\langle m^+(\mathbf{k}, \omega) \rangle + \frac{A^2}{(2\pi)^8} \int \frac{(k_l - k'_l)(k'_m - k''_m)k'^2 k''^2}{(\omega' - Dk'^2)} \times \\ \times \langle u_l(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \omega') u_m(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'', \omega' - \omega'') \rangle \times \\ \times \langle m^+(\mathbf{k}'', \omega'') \rangle d\mathbf{k}' d\omega' d\mathbf{k}'' d\omega'' = 0. \end{aligned}$$

Как показано в [31], из этого уравнения следует для $\text{Im } \omega(k) = \Gamma(k)$ выражение

$$\Gamma(k) = \Gamma_0 k^2 = \frac{3k_B T A^2}{16\pi M c^2 D} \frac{k_x^3}{k_D^3} k^2, \quad (6.21)$$

где $k_x = c/D$, k_D — дебаевское волновое число, M — масса атома.

Формула (6.21) справедлива в пределе $k \rightarrow 0$ и при конечных температурах. Она согласуется с соответствующими выражениями работ [10, 50], полученными при рассмотрении спин-фононного взаимодействия в модели Гейзенберга, и представляет затухание магнонов из-за неупругого рассеяния их на фононах.

Для количественной оценки величины затухания в инваре используем $\hbar D = 2,4 \cdot 10^{-40}$ Дж·м²; $c = 5 \cdot 10^3$ м/с, $k_D \approx \pi/a$, $\gamma' \approx -\gamma a^2$, $T = 300$ К. Тогда получим с помощью (6.21) $\Gamma_0/\Gamma \approx 0,002$, что составляет около 5% от экспериментально наблюдаемой величины.

Для окончательного решения этого вопроса, по-видимому, необходим расчет величины затухания методом, выходящим за пределы теории возмущений. По этому поводу смотрите также работу [51].

6.3.2. Параметрическое усиление спиновых волн. В этом разделе рассмотрим возбуждение спиновых волн в инваре внешней звуковой волной подкачки. Возможность такого эффекта следует из уравнения (6.20). Ограничимся стационарным случаем, когда продольная звуковая волна с частотой ω передает энергию двум спиновым волнам с частотами ω_1 и ω_2 , распространяющимся в том же направлении. Частоты и волновые числа волны подкачки и усиливаемых волн связаны условием

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad k = k_1 + k_2, \quad (6.22)$$

имеющим смысл законов сохранения энергии и импульса для элементарного процесса уничтожения квазичастицы, соответствующей волне подкачки, и рождения двух квазичастиц, соответствующих нарастающим спиновым волнам.

Введем в уравнение (6.20) члены, учитывающие влияние внешнего магнитного поля и затухание спиновых волн $\sim \beta \dot{m}^+$. Тогда уравнение (6.20) для плоских волн, распространяющихся вдоль оси z , примет вид

$$i\dot{m}^+ + \omega_H m^+ - D \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} + \beta \dot{m}^+ = A \frac{\partial u_z}{\partial z} \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} + 2 \frac{A}{a^2} \frac{\partial u_z}{\partial z} m^+; \quad (6.23)$$

здесь $\omega_H = 2\mu H/\hbar$. Заданную продольную звуковую волну подкачки считаем незатухающей: $u_z = u \exp[i(\omega t - kz)] + \text{к.с.}$; u — заданная постоянная величина, ω и $k = \omega/c$ — заданные частота и волновое число упругой волны. Следствием параметрического резонанса является генерация звуковой волной, распространяющейся вдоль оси z , двух спиновых волн. Когда амплитуда звуковой волны u превышает пороговую $u_{\text{п}}$, амплитуды спиновых волн будут возрастать по закону $m_{1,2}(z) = m_{1,2}^0 \exp(\theta z)$, θ — коэффициент нарастания при $u > u_{\text{п}}$.

Величину пороговой амплитуды получим из (6.23) аналогично [31, 52]:

$$u_{\text{п}} = \frac{(\Gamma_1 \Gamma_2)^{1/2} a^2}{k A^2 [(2 + k_1^2 a^2)(2 + k_2^2 a^2)]}.$$

Для количественной оценки $u_{\text{п}}$ примем $\Gamma_1 \approx \Gamma_2 \approx \Gamma$; $\Gamma_{1,2} = \Gamma_0 k_{1,2}^2$, $k_1 \sim k_2 \sim \frac{k}{2}$, $\omega = ck$, $\omega \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а также используем приведенные выше значения физических величин Fe—Ni-инвара. Тогда получим $u_{\text{п}} \sim 10^{-13} \text{ м}$, что соответствует потоку мощности упругой волны в сотые доли ватта через площадь поперечного сечения $\sim 10 \text{ мм}^2$, т.е., несмотря на сильное затухание спиновых волн в инварах, пороговая амплитуда невелика из-за большой величины константы МОВ.

Коэффициент нарастания $\theta = (\Gamma/Dk)(\xi - 1)$; $\xi = |u|/u_{\text{п}}$. При превышении пороговой мощности на 1% $(\xi - 1) \approx 0,005$; на частоте $\omega \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$

$\theta \approx 50$, т.е. на длине 1 см мощность спиновых волн возрастает в 10^{30} раз, что, конечно, недостижимо, и должно иметь место эффективное ограничение мощности упругой волны за счет передачи энергии спиновым волнам.

Усилия параметрического резонанса для волновых векторов и частот усиливаемых волн можно получить из равенств (6.22) и дисперсионных соотношений $\omega_{1,2} = \omega_H + Dk_{1,2}^2$. При экспериментальной проверке этих результатов наиболее просто обнаружить насыщение мощности упругой (гиперзвуковой) волны накачки на выходе из кристалла. Наличие уровня спиновых волн, превышающего термический, можно обнаружить в нейтронографическом эксперименте. Однако из-за экспериментальных трудностей, связанных с конечным угловым и энергетическим разрешением современных нейтронных спектрометров, требуемая частота звуковой волны подкачки должна быть не менее 10^{12} с^{-1} .

Таким образом, параметрическое усиление спиновых волн звуком может явиться еще одним методом изучения МОВ в инварах.

6.4. Взаимосвязь флуктуаций намагниченности и смещений и дифракционные эффекты. Естественно ожидать, что, кроме взаимного влияния намагниченности и однородных объемных деформаций друг на друга при магнитообъемном взаимодействии, флуктуации этих величин также должны быть связаны. Флуктуации намагниченности обычно сильно возрастают в окрестности точки Кюри. В некоторых ферромагнетиках, например Fe—Ni-инваре, флуктуации намагниченности, вызванные флуктуациями состава, обнаружены и при низких температурах [53, 54]. Из-за магнитообъемного взаимодействия эти флуктуации вызывают смещения атомов, которые можно обнаружить по ослаблению интенсивности брегговских отражений и диффузионному рассеянию падающего на кристалл излучения.

В этом разделе получим, следуя работе [55], корреляционную функцию атомных смещений, вызванных МОВ.

Выражение для векторов смещений, вызванных малыми отклонениями намагниченности m_i от равновесных значений M_0 , определим из условия отсутствия объемных сил $\partial \tilde{\sigma}_{ik} / \partial x_k = 0$. Аналогичный метод использован в [56] при анализе искажений в твердом растворе из-за флуктуаций состава и в [57] при расчете диффузного рассеяния на смещениях, вызванных выделениями новой фазы. Для $\tilde{\sigma}_{ik}$ используем выражение (6.13), дополненное членом m^2 , которым пренебрегли в (6.13).

Тогда для фурье-компонент вектора смещений будем иметь

$$u_i(\mathbf{q}) = 2i\gamma M_{ij}^{-1} [M_0 m_l + \sum_{\mathbf{k}} m_l(\mathbf{q} - \mathbf{k}) m_l(\mathbf{k})] l q_j,$$

где M_{ij}^{-1} — матрица, обратная M_{ij} .

Для кубических кристаллов

$$M_{ij} = (c_{12} + c_{44}) q_i q_j + [c_{44} q^2 + (c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) q_i^2] \delta_{ij}.$$

Используя последние формулы, получим для фурье-образа корреляционной функции смещений выражение

$$\langle u_i u_j^* \rangle = \frac{k_B T}{V} \frac{4\gamma^2}{c_{11}^2 q^4} \left[\frac{M_0^2}{\chi_{||}^{-1} + \alpha q^2} + \frac{k_B T}{8\pi\alpha^2 q} \left(\arctg \frac{qr_{c||}}{2} + 2 \arctg \frac{qr_{c\perp}}{2} \right) \right] q_i q_j, \quad (6.24)$$

$r_{c||,\perp} = (\chi_{||,\perp} \alpha)^{1/2}$ — корреляционный радиус.

Это выражение справедливо при $T \lesssim T_c$ для упруго-изотропного твердого тела. Первое слагаемое в фигурных скобках — вклад флуктуаций намагниченности второго порядка, а второе слагаемое — четвертого порядка.

При $T > T_c$ выражение для корреляционной функции смещений следует из (6.24) при $M_0 = 0$ и $r_{c||} = r_{c\perp}$.

Дифференциальное сечение диффузного рассеяния нейтронов на флуктуациях смещений следует из известного выражения [56]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N^2 b^2 \langle u_i u_j^* \rangle q_{1i} q_{1j}; \quad (6.25)$$

$q_1 = Q + q$ (Q — вектор обратной решетки), b — амплитуда ядерного рассеяния нейтронов, N — число атомов кристалла. Интенсивность рассеяния рентгеновских лучей получаем из (6.25) заменой b на атомный фактор рассеяния рентгеновских лучей.

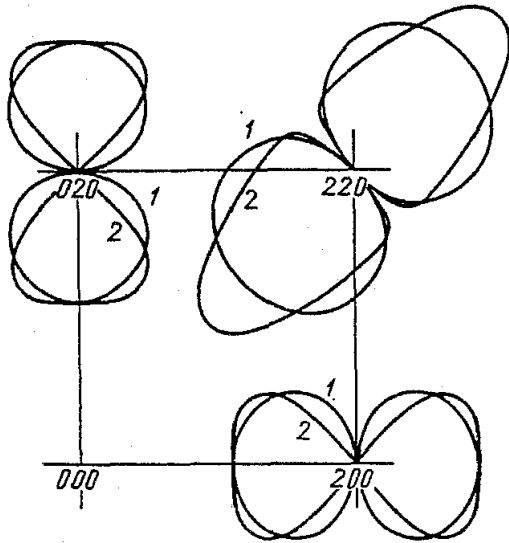


Рис. 3. Кривые равной интенсивности для рассеяния на атомных смещениях в плоскости (001) обратной решетки в случае объемной магнитострикции $T \lesssim T_c$. 1 — упруго-изотропное твердое тело, 2 — кубический кристалл $\text{Fe}_{68}\text{Ni}_{32}$

На рис. 3, взятом из работы [55], представлены кривые равной интенсивности вокруг узлов обратной решетки в плоскости (001). Расстояние от точки на кривой рис. 3 до ближайшего узла обратной решетки является мерой интенсивности рассеяния.

Максимум интенсивности рассеяния для направлений, параллельных Q , есть следствие того, что $u(q) \parallel q$ во флуктуационной волне. Численная оценка величины сечения по формулам (6.25), (6.24) для Fe—Ni-инвара дает $d\sigma/d\Omega \sim 1$ барн для окрестности узла (220).

По всей вероятности, этот эффект наблюдали авторы работы [58] на монокристалле $\text{Fe}_{68}\text{Ni}_{32}$ при изучении диффузного рассеяния нейтронов.

Измеренные ими угловое распределение рассеянных нейтронов и их интенсивность, а также температурная зависимость хорошо согласуются с выводами, следующими из формул (6.24), (6.25).

Обращает внимание следующий из этих формул факт резкого убывания интенсивности при удалении от узла обратной решетки (сильнее, чем q^{-2}). Это связано с тем, что корреляционная функция смещений слабо убывает с расстоянием в прямом пространстве. Корреляционная функция, определяемая первым слагаемым в (6.24), имеет вид

$$G(r) = \frac{k_B T \gamma^2 \chi_{\parallel} M_0^2}{\pi c_{11}^2} \frac{1}{r} [1 - \exp(-\kappa r)], \quad \kappa = r_c^{-1},$$

т.е. корреляции смещений уменьшаются как $1/r$, в отличие от экспоненциального убывания магнитных корреляций при $T \neq T_c$.

Уменьшение интенсивности бреговских отражений определяется величиной $\langle u^2 \rangle = \Sigma \langle u^2(\mathbf{q}) \rangle$, где суммирование по $\mathbf{q}$ включает все векторы, лежащие в первой зоне Бриллюэна $0 \leq q \leq 2\pi/a$. Наши формулы справедливы при $q \ll \pi/a$.

Оценочное выражение для $\langle u^2 \rangle$ можно получить, заменяя суммирование по q интегрированием и интегрируя от 0 до q_m , где q_m — некоторый подгонный параметр. В формуле (6.21) $q_m \equiv k_D$.

Используя (6.24), получим

$$\begin{aligned} \langle u^2 \rangle &= \frac{2\gamma^2 M_0^2 k_B T}{\pi^2 c_{11}^2 \alpha} r_c \operatorname{arctg} q_m r_c + \frac{(k_B T)^2 \gamma^2}{4\pi^3 \alpha^2 c_{11}^2} = \frac{q_m r_c}{2}, \quad \frac{q_m r_c}{2} < 1, \\ &= \frac{\pi}{2} \ln \frac{q_m r_c}{2}, \quad \frac{q_m r_c}{2} > 1. \end{aligned} \quad (6.26)$$

Как следует из (6.26), для Fe—Ni- и Fe—Pt-инваров $\langle u^2 \rangle^{1/2} \sim 0,05 \cdot 10^8$ см при $T \sim 0,95T_c$. Особенно большой величины сечения рассеяния (6.25) и среднеквадратичных отклонений (6.26) следует ожидать в магнетиках с сильным МОВ, испытывающих магнитный фазовый переход I рода. На спинодали магнитной фазы $M_0 \neq 0$, $\chi_{\parallel} \rightarrow \infty$, в то время как в точке Кюри $\chi_{\parallel} \rightarrow \infty$, $M_0 \rightarrow 0$. Эксперименты работы [59], в которых наблюдалась аномальная температурная зависимость интенсивности структурных отражений на MnAs, проявляющем сильные магнитообъемные эффекты, по-видимому, можно объяснить с помощью выражения (6.26).

Кроме дифракционных эффектов обсуждаемые здесь флуктуации смещений могут проявляться в аномалиях кинетических свойств и влиять на интенсивность линий мессбауэровских спектров.

7. Обсуждение результатов феноменологической теории магнитообъемных взаимодействий и сравнение с экспериментом

Выше уже проводились численные оценки эффектов МОВ в инварных ферромагнитных сплавах. В этой главе остановимся на сравнении с экспери-

ментом подробнее. Мы выбрали для сравнения с экспериментом сплавы $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ и $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ по той причине, что, во-первых, они основательно изучены экспериментально, во-вторых, температурные зависимости термодинамических величин этих сплавов имеют различный характер. Если в сплаве $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ аномалии модуля сжатия, коэффициента теплового расширения и $\partial\omega/\partial H$ сосредоточены в основном в окрестности T_c , то в сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ наибольшей величины аномалии B и α достигают значительно ниже T_c . Отмеченные факты позволяют обсудить роль магнитных неоднородностей в проблеме инваров.

На рис. 4 — 10 приведены основные магнитные, тепловые и упругие свойства, характерные для инварных сплавов. Разность между значениями термодинамических величин, полученными экстраполяцией из парамагнитного состояния, и экспериментальными значениями на рис. 6 — 10 представляет типичную величину магнитного вклада в упругие модули и коэффициент линейного расширения инварных сплавов. Кроме того, типичными для инварных сплавов являются величины $\omega \sim 10^{-2}$, $\partial\omega/\partial H \sim 10^9 \text{ Э}^{-1}$, $\partial T_c/\partial P \sim (3 - 5) \text{ К/кбар}$.

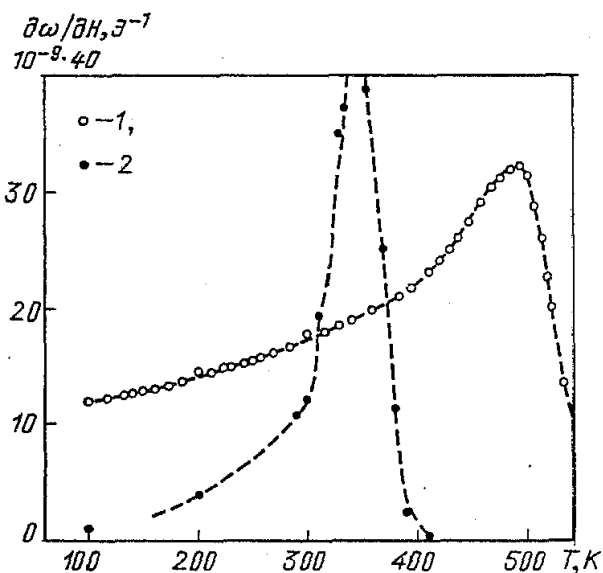


Рис. 4. Температурная зависимость вынужденной магнестрикции $\partial\omega/\partial H$ для неупорядоченных сплавов. 1 — $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ [18], 2 — $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ [20]

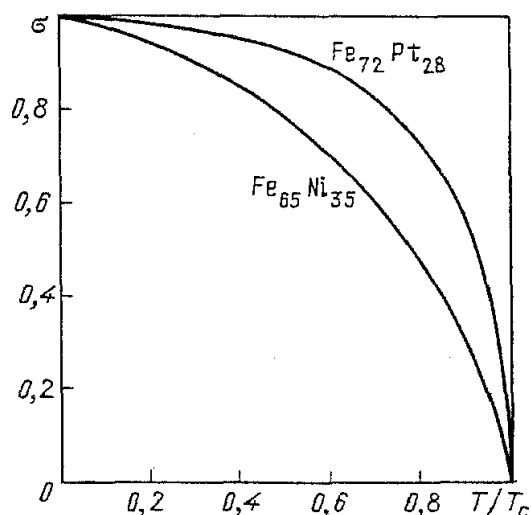


Рис. 5. Температурная зависимость приведенной намагниченности неупорядоченных сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ [20]

Из расчетных формул (3.5), (3.8), (3.10) и (4.13) следует, что магнитоупругие вклады в термодинамические величины определяются постоянными МОВ γ и ϵ_{ik} . На рис. 6 — 10 сплошными линиями проведены температурные зависимости модулей сдвига c_{44} и $(c_{11} - c_{12})/4$, модулей сжатия B_M , B_H , коэффициентов теплового расширения, рассчитанные по формулам (3.8), (3.10), с указанными ранее значениями γ и ϵ_{ik} . Как видно из рисунков, наш расчет позволяет объяснить не только порядок величины, но и некоторые особенности температурной зависимости этих величин.

Рис. 6. Зависимость коэффициента линейного расширения от температуры. 1 — эксперимент для $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ [18], 2 — то же для $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ [20], 3 — α_{ϕ}^L (верхняя кривая) и расчет по формуле в тексте для сплава $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ (нижняя кривая), 4 — расчет для $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$

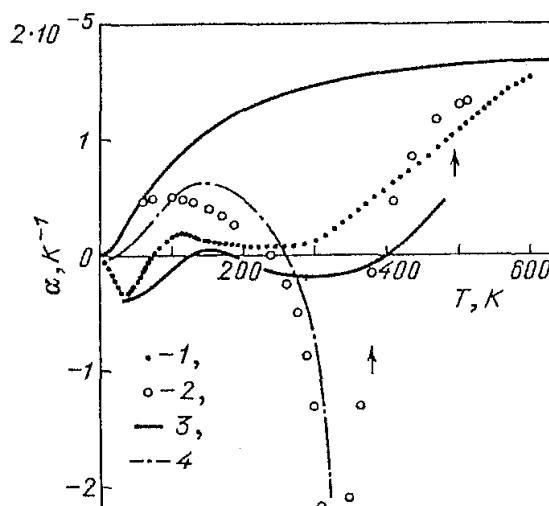


Рис. 7. Модуль всестороннего сжатия сплава $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ [16]

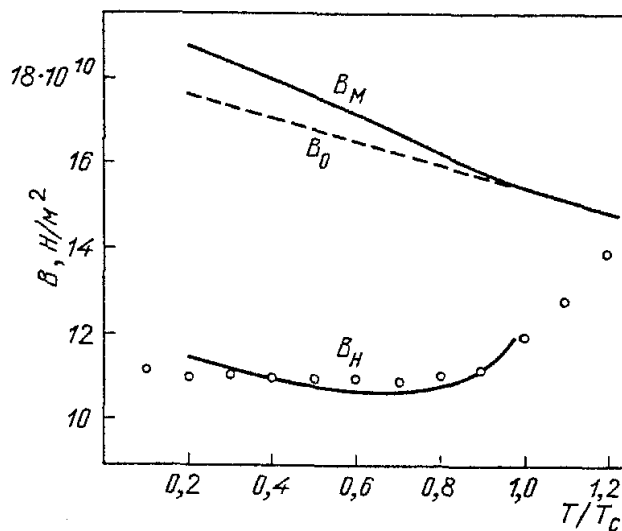
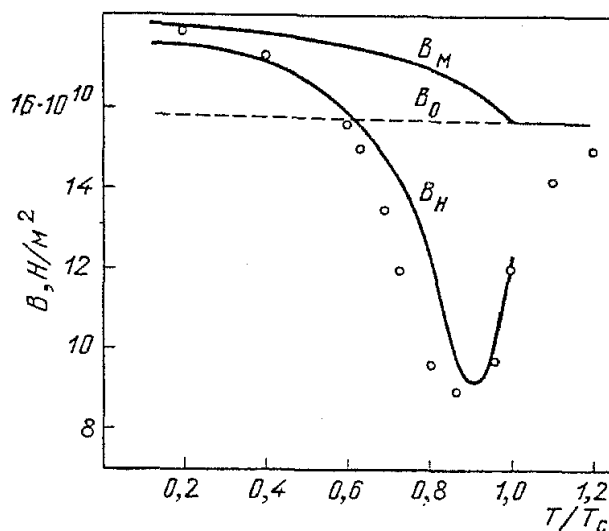
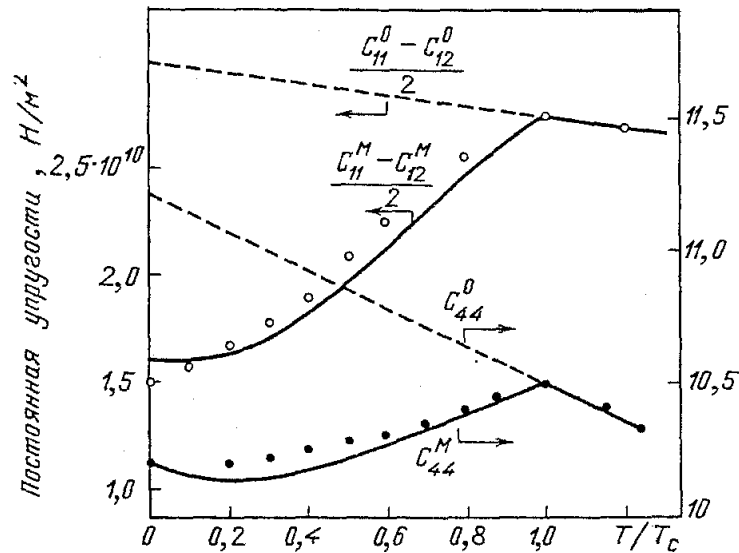
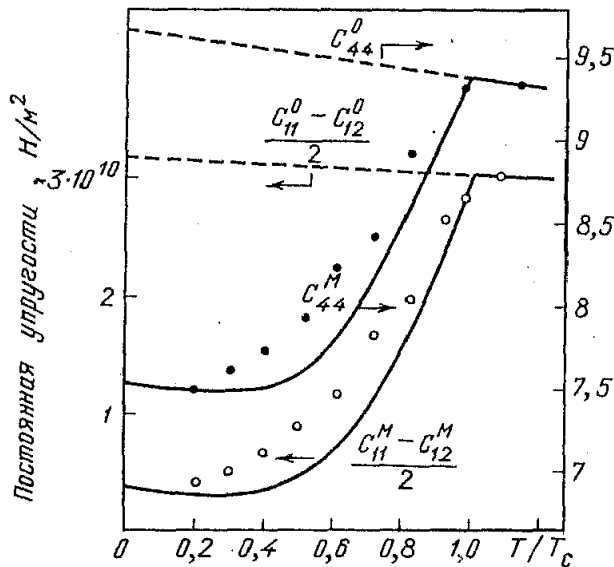


Рис. 8. Температурная зависимость модуля сжатия сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ [16]



Рис. 9. Модули сдвига монокристаллического Fe₆₅Ni₃₅ [19]Рис. 10. Температурная зависимость модулей сдвига сплава Fe₇₂Pt₂₈

Прежде чем продолжить анализ, обсудим детали расчета. При вычислении температурной зависимости модулей сдвига использовали следствия формул (3.8):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) &= \\ &= \frac{1}{2}(c_{11}^0 - c_{12}^0) + \\ &+ \frac{1}{2}(\epsilon_{11} - \epsilon_{12})M^2, \\ c_{44} &= c_{44}^0 + \epsilon_{44}M^2 \end{aligned}$$

и численные значения величин ϵ_{11} , ϵ_{12} и ϵ_{44} , приведенные выше.

Коэффициент линейного расширения α^L вычислялся по формуле

$$\alpha_L = \alpha_\Phi^L - \frac{2}{3} \gamma M B_M^{-1} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_p.$$

Были использованы $B_M \sim 1,8 \cdot 10^{12}$ эрг/см³ (см. рис. 7, 8) и температурные зависимости намагниченности (см. рис. 5). Величина производной $\partial M / \partial T$ получена численным дифференцированием графика $\sigma(T)$ на рис. 5, α_Φ^L , изображенная тонкой сплошной линией на рис. 6, есть фононный вклад в α^L в приближении Грюнаизена, взятый из работы [18] и принятый одинаковым для Fe—Ni- и Fe—Pt-инваров.

Модуль сжатия вычислялся по формуле

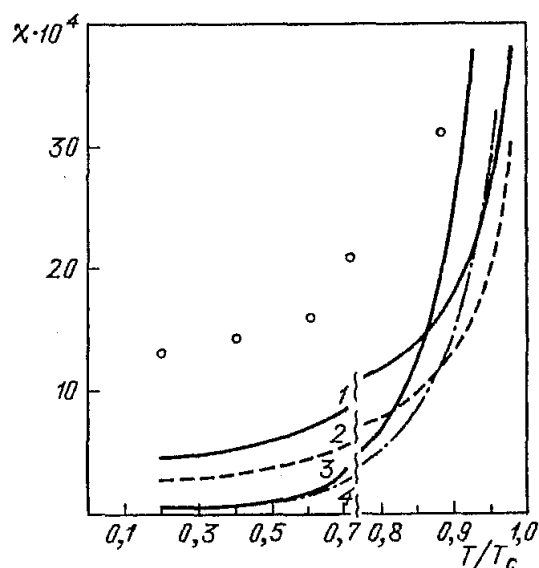
$$B_H = B_M - 4\gamma^2 M^2 \chi_V,$$

$$B_M = B_0 + \frac{1}{3} (\epsilon_{11} + 2\epsilon_{12}) M^2.$$

Если вычислить χ_V по формуле (3.10), взяв в качестве χ_P экспериментальные значения высокополевой восприимчивости (восприимчивость пара-процесса), то для $B_H - B_M$ получим в два раза большую величину, чем измеренную в эксперименте. Мы определили χ_V , используя экспериментальные данные по $\partial\omega/\partial H$. Из этих значений по формулам (3.10) определяли χ_P , а затем по формуле $\chi_P^{-1} = \chi_V^{-1} - 4\gamma^2 M^2 B_M^{-1}$ вычислялось χ_V . Рассчитанные таким образом χ_V и χ_P изображены на рис. 11. Эти же значения χ_V использованы в расчетах B_H .

Хорошее согласие расчетных и экспериментальных величин, изображенных на рис. 6 — 10, не может быть случайным и является основным доказательством применимости феноменологической теории МОВ к объяснению инварных аномалий. Дополнительными аргументами могут быть упомянутые выше оценки $\partial T_c/\partial P$, ΔB и $\Delta\alpha$ выше T_c , объяснение дисперсии скорости звука и предсказание диффузного рассеяния на флуктуациях смещений, наблюдавшегося в работе [58]. По нашему мнению, Х. Масумото в 1931 г. и М. Корнецкий и У. Делингер в 1936 г. были первыми, кто верно указал, что причиной аномалий в инваре является большая положительная спонтанная объемная магнитострикция (см. исторический обзор в [1]).

Рис. 11. Температурная зависимость продольной восприимчивости при постоянном объеме χ_V (кривые 2, 4) и постоянном давлении χ_P (1, 3) для сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ (кривые 1, 2) и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ (3, 4). Кружки — эксперимент для высокополевой восприимчивости в $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ [18]



Интересным представляется вопрос о продольной магнитной восприимчивости инварных сплавов. На рис. 11 видно, что при $T = (0 - 0,5)T_c$ χ_V в Fe—Ni-инваре примерно на порядок больше, чем в Fe—Pt-инваре. Это, по-видимому, следствие магнитных неоднородностей, обнаруженных в Fe—Ni-сплаве в работе [53] и изученных в работах [54, 60]. Причиной магнитных неоднородностей являются статистические флуктуации состава, которые из-за резкой зависимости намагниченности от состава [61] вызывают заметные магнитные неоднородности, существующие в этом сплаве в широком интервале температур. Этот факт согласуется с выводом работы [62], согласно которому при низких температурах

$$\chi_{\parallel} \sim \langle \delta M^2 \rangle \sim \left(\frac{\partial M}{\partial c} \right)^2 \langle \delta c^2 \rangle.$$

В разупорядоченном сплаве $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ флуктуации состава $\langle \delta c^2 \rangle$ приблизительно такие же, как в $\text{Fe}_{65}\text{Pt}_{35}$, но зависимость $M(c)$ гораздо слабее [63], что и приводит к большой величине $\chi_{\parallel}$ и эффектов МОВ в окрестности T_c в отличие от Fe—Ni -сплава, где они велики и при $T \approx (0,3 - 0,5)T_c$. Такой же вывод можно сделать из результатов работы [64].

Магнитные неоднородности Fe—Ni -инвара, по-видимому, являются основной причиной различной температурной зависимости намагниченности сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ [65, 66].

На основании вышеупомянутых фактов вопрос о роли магнитных неоднородностей в проблеме инваров может быть решен следующим образом. Большие магнитообъемные эффекты наблюдаются в ферромагнетиках, имеющих константу МОВ $\gamma \sim 10^4$ эрг/см³Гс², намагниченность $M \sim 10^3$ Гс и заметную продольную восприимчивость $\chi_{\parallel}$. Это следует из эксперимента и феноменологической теории МОВ. Как можно было увидеть из приведенных выше формул, магнитообъемные эффекты возрастают и при уменьшении жесткости решетки, в частности, чем меньше величина модуля B_M , тем больше $\omega \sim \gamma M^2 B_M^{-1}$.

В однородных инварных сплавах (упорядоченный и неупорядоченный сплавы $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, Fe—Pd и др.) аномалии величин α_H , B_H , $\partial\omega/\partial H$ наблюдаются в окрестности T_c и объясняются тем, что только там велики $\partial M/\partial T$ и χ_V . В неоднородных инварах ($\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и др. [69]) $\partial M/\partial T$ и χ_V имеют достаточную величину много ниже T_c и, как следствие, заметное отклонение α_H , B_H от "нормального" поведения при температурах $\sim (0,3 - 0,5)T_c$.

Таким образом, магнитные неоднородности не являются сами по себе причиной больших магнитообъемных эффектов, но могут сильно влиять на область температур, в которой наблюдаются аномалии термодинамических величин. Поэтому роль магнитных неоднородностей важна с точки зрения практического применения инваров, когда требуется иметь заданные темп теплового расширения или упругие свойства в определенном интервале температур.

С магнитными неоднородностями связан обсуждаемый в литературе [3] антиферромагнетизм $\gamma\text{-Fe}$ и его отношение к проблеме инваров. В Fe—Ni -инваре центры магнитных неоднородностей, которые являются областями с повышенным содержанием атомов Fe, переходят при понижении температуры в состояние с ближним антиферромагнитным порядком или спинового стекла [3, 48]. В любом случае эти центры, играя роль своеобразных дефектов магнитной структуры, приводят к многочисленным низкотемпературным аномалиям магнитных и иных свойств в сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. С другой стороны, известны многочисленные сплавы и соединения $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, MnAsSb [67], YMn_2 [68] и др., в которых не выявлены неоднородности магнитной структуры и отсутствуют аномалии при низких температурах. В то же время магнитообъемные эффекты в них выражены более ярко, чем в сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Поэтому приходится сделать вывод, что антиферромагнетизм $\gamma\text{-Fe}$ не является единствен-

ной причиной, приводящей к большим магнитообъемным эффектам. Окончательный ответ на вопрос об отношении антиферромагнетизма γ -Fe к проблеме должен быть получен в дополнительных исследованиях. Заметим только, что некоторые из соединений с большими магнитообъемными эффектами вообще не содержат атомов железа [67].

ΔE -эффект инваров и элинваров. Остановимся на проблеме ΔE -эффекта инварных сплавов. Как и ранее, пренебрежем влиянием доменной структуры.

Рассматривая ΔE -эффект инваров, величину изменения модуля Юнга при переходе в ферромагнитное состояние ΔE обычно представляют в виде суммы [70]

$$\Delta E = \Delta E_{\text{обм}} + \Delta E_{\omega}; \quad (7.1)$$

ΔE_{ω} — изменение, обусловленное объемной магнитострикцией, рассмотренное Дёрингом [71], $\Delta E_{\text{обм}}$ — обменный вклад, связанный с изменением межатомных сил при переходе в ферромагнитное состояние.

Обсудим пределы применимости выражения (7.1) и дадим явный вид составляющих его слагаемых.

Для поликристаллических образцов упругие постоянные выражаются через две независимые переменные — модуль сжатия B и модуль сдвига G , где $B = (c_{11} + 2c_{12})/3$ и $G = (c_{11} - c_{12})/2 = c_{44}$. Точно так же постоянные МОВ 2-го порядка определяются двумя независимыми величинами $(\epsilon_{11} + 2\epsilon_{12})/3 \equiv \epsilon_B$ и $\epsilon_{44} = (\epsilon_{11} - \epsilon_{12})/2 \equiv \epsilon_G$.

Температурную зависимость модуля Юнга поликристаллического Fe—Ni-инвара можно получить, используя упругие постоянные монокристалла, если принять, что модули сжатия монокристаллического и поликристаллического образцов одинаковы, а для модуля сдвига поликристаллического образца использовать приближенное равенство

$$G = \frac{1}{2} \left[c_{44} + \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12}) \right]. \quad (7.2)$$

Результат расчета определенного таким образом модуля Юнга

$$E = 9BG(3B + G)^{-1} \quad (7.3)$$

изображен на рис. 12 сплошной линией. Неплохое согласие расчета и эксперимента говорит о том, что равенство (7.2) можно использовать для Fe—Ni-инвара. Постоянные МОВ 2-го порядка для поликристаллов можно определять из данных по монокристаллам: $\epsilon_B = (\epsilon_{11} + 2\epsilon_{12})/3$, $\epsilon_G = [\epsilon_{44} + (1/2)(\epsilon_{11} - \epsilon_{12})]/2$. Отметим также, что магнитный вклад в модули сжатия ΔB и модуль сдвига ΔG поликристаллических образцов легко получить из выражений

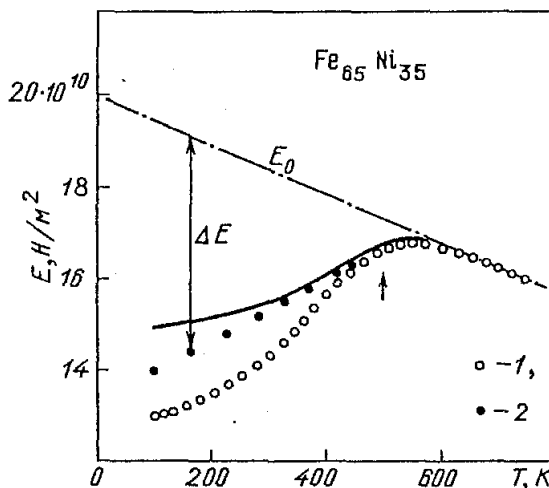


Рис. 12. Модуль Юнга неупорядоченного сплава Fe₆₅Ni₃₅. 1 — эксперимент из [18], $H=0$; 2 — [18], $H=500$ Гс

$$\Delta B_H = \varepsilon_B M^2 - 4\gamma^2 M^2 \chi_V, \quad \Delta B_M = \varepsilon_B M^2, \quad \Delta G_H = \Delta G_M = \varepsilon_G M^2. \quad (7.4)$$

Для модуля Юнга следует из (7.3)

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1}{9} \frac{\Delta B}{B} + \frac{8}{9} \frac{\Delta G}{G}. \quad (7.5)$$

Последнее равенство получено при условии $B = 8G/3$ (см. [72]) и справедливо для $\Delta B/B \ll 1$, $\Delta G/G \ll 1$.

В общем случае при расчете величины ΔE необходимо пользоваться точной формулой (7.3).

Из (7.4) и (7.5) получим

$$\Delta E_{\text{обм}} = \frac{E}{9} \left(\frac{\varepsilon_B}{B} + 8 \frac{\varepsilon_G}{G} \right) M^2, \quad \Delta E_{\omega} = -\frac{4}{9} \gamma^2 M^2 \chi_V = -\frac{1}{9} B^2 \left(\frac{\partial \omega}{\partial H} \right)^2 \chi_V^{-1}.$$

Еще раз отметим, что последние формулы справедливы при тех же условиях, что и (7.5).

Вышеизложенное, на наш взгляд, имеет прямое отношение и к элинварам. Ранее отмечалось, что элинвары по составу близки к инварным сплавам. Например, элинварным является сплав $\text{Fe}_{55}\text{Ni}_{45}$. Как показывает анализ экспериментальных данных [1 — 4, 40], постоянные магнитообъемных взаимодействий в элинварах в несколько раз меньше по абсолютной величине, чем в инварах. Это приводит не к положительному температурному коэффициенту dE/dT при $T < T_c$, как и инваре $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ (см. рис. 12), а к почти нулевому значению dE/dT в широком интервале температур $T < T_c$ для сплава $\text{Fe}_{55}\text{Ni}_{45}$ [40]. Однако чтобы более точно определить величины констант МОВ в элинварах и сравнить их свойства с выводами феноменологической теории, необходима экспериментальная информация для поли- и монокристаллических элинваров одного состава, в том же объеме, каким мы располагаем в случае сплавов $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$. Кроме того, меньшие по абсолютной величине магнитные вклады в упругие постоянные в элинварах по сравнению с инварами не позволяют достаточно надежно определить численные значения констант МОВ 2-го порядка для элинваров.

На этом закончим обсуждение феноменологической теории МОВ и сравнение ее с экспериментом. Хотя при сравнении с экспериментом мы ограничились сплавами $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, нужно сказать, что десятки ферромагнитных и антиферромагнитных сплавов и соединений, используемых как инварные и элинварные, имеют аналогичные свойства, т.е. их поведение в основных чертах можно объяснить на основе феноменологической теории МОВ. Изложенная в настоящем обзоре феноменологическая теория применима только для ферромагнитных инваров, обобщение ее на случай таких антиферромагнитных соединений, как YMn_2 , а также на антиферромагнитные сплавы Fe—Mn—Ni и $(\text{Cr})\text{FeMn}$ и др. несложно.

Среди нерешенных задач отметим проблему скрытых магнитных возбуждений [35], особенности динамики решетки при $K \neq 0$ [43], сильное затухание спиновых волн [48, 73] и, конечно, источник большого МОВ в инварах.

Незавершенным остался вопрос о флуктуационных вкладах в термоди-

намические величины. По-видимому, необходим более строгий анализ при расчете нелинейных эффектов.

Желательна экспериментальная проверка таких предсказаний феноменологической теории, как эффективный ангармонизм, параметрическое усиление спиновых волн звуком, дифракционные эффекты.

8. Заключение. О микроскопическом механизме большого МОВ в инварах

Путем, ведущим к правильной микроскопической теории МОВ, может явиться формальная аналогия между изложенной выше феноменологической теорией и полуфеноменологическим подходом, используемым для объяснения свойств соединений с промежуточной валентностью (СПВ) [74]. Так, выражения для спонтанной объемной магнитострикции $\omega \sim \gamma M^2$ и объемной деформации в СПВ $\omega \sim n_f$ (n_f — количество локализованных электронов) совпадут, если считать $n_f \sim \gamma M^2$. Принимая также во внимание сходство физических свойств СПВ и инваров (аномалии упругих постоянных и теплового расширения, дисперсия продольного звука), можно предположить, что и в инварах происходит изменение зарядовой плотности (валентности) при переходе в ферромагнитное состояние из парамагнитного. Многие авторы [7 — 9, 75] связывают большие магнитообъемные эффекты в инварах с изменением величины локального магнитного момента. На наш взгляд, причиной большого МОВ является не изменение локального магнитного момента самого по себе, а связанное с ним изменение зарядовой плотности, т.е. величина γM^2 может характеризовать сильную связь между спиновой и зарядной плотностью в инварах.

Ближкие идеи об изменении электронной плотности инваров высказаны в работах В. Захарова [2]. Модель Вейса [76] двух состояний атомов Fe в инварных сплавах также согласуется с этими представлениями, если считать, что эти состояния имеют разную валентность. Возможно, к этому вопросу имеет отношение работа [77], где получен результат о существовании связанных функций отклика спин—заряд при вычислении продольной спиновой восприимчивости электронов в кристалле.

На основании этих соображений можно следующим образом представить качественную картину изменения свойств инварных сплавов при понижении температуры.

Выше точки Кюри локальный магнитный момент инвара имеет величину, несколько меньшую, чем в магнитоупорядоченном состоянии. При переходе через точку Кюри часть коллективизированных электронов локализуется на атомах, увеличивая локальный магнитный момент и уменьшая заряд иона. Изменение зарядовой плотности, сопровождающее увеличение локального магнитного момента и намагниченности, приводит к изменению сил связи между атомами и, как следствие, к изменению объема и упругих свойств.

Если уменьшение локального магнитного момента в инварах при переходе через T_c — хорошо установленный факт [78, 79], то изменение плотности заряда изучалось, по-видимому, только в работах [80]. Поэтому желательны эксперименты по измерению зарядовой плотности при переходе через T_c или T_N в таких соединениях, как $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ и YMn_2 , где изменение плотности заряда

должно происходить в узком интервале $T \approx T_{c, N}$. Значительное изменение электронной структуры инваров при изменении температуры наблюдалось в экспериментах по фотоэлектронной эмиссии [81, 82].

Отметим также работу [83], из которой следует, что больших магнито-объемных эффектов следует ожидать в окрестности критических межатомных расстояний, т.е. межатомных расстояний, разделяющих магнитоупорядоченное и немагнитное состояния. То же можно сказать об окрестности критической концентрации [66, 84]. Последние факты указывают, что при возникновении локальных магнитных моментов и магнитоупорядоченных состояний заметно изменяются силы связи между атомами.

На зависимость между распределением спиновой и зарядовой плотностей указывает также интересная особенность магнитоупорядоченных состояний СПВ. Она заключается в том, что в геликоидальных магнитных структурах, встречающихся в СПВ CeAl_2 , CePb_3 , CeSb , по синусоидальному закону меняется не направление магнитного момента, как обычно, а его абсолютная величина [85].

Последние работы по физике инваров, где обсуждаются некоторые из затронутых здесь вопросов, можно найти в трудах международного симпозиума [86].

Таким образом, нежесткость магнитных моментов, промежуточная валентность, взаимосвязь спиновых и зарядовых флуктуаций должны быть в центре внимания при создании микроскопической теории МОВ. Краткое обсуждение, проведенное в этом разделе, показывает, что проблема инвара связана с решением самых тонких вопросов теории магнетизма и физики твердого тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Physics and Applications of Invars. — Tokyo: Marusen Co., 1978.
2. Захаров А.И. Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. — М.: Металлургия, 1986.
3. Седов В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа: Проблема инвара. — М.: Наука, 1987.
4. Белов К.П. а) Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. — М.: Гостехиздат, 1957;
б) Магнитные превращения. — М.: Физматгаз, 1959.
5. Wohlfart E.P.// а) IEEE Trans. Magn. 1975. V. Mag.-11. P. 1638;
б) J. Phys. Ser. C. 1969. V. 2. P. 68.
6. Shimizu M.//J. Magn. and Magn. Mat. (JMMM). 1979. V. 10. P. 231.
7. Koikehoshi Y.// J Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 2421; 1981. V. 50. P. 792.
8. Hasegawa H.//Physica. Ser. B. 1983. V. 119B. P. 15.
9. Moriya T., Usami K.//Sol. State Commun. 1980. V. 3. P. 95.
10. а) Pytte E.// Annals of Phys. 1965. V. 32. P. 377.
б) Vukajlovic F.R., Vlanov I.P.// Phys. Lett. Ser. A. 1973. V. 44. P. 231.
- [11] Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма. — М.: Наука, 1975.
12. Kim D.J., Tanaka C.// JMMM. 1986. V. 58. P. 264.
13. Зверев В.М., Силин В.П.//ФТТ. 1988. Т. 30. С. 1989.
14. Haush G.//Phys. State Sol. Ser. a. 1973. V. 15. P. 501.
15. Валиев Э.З.//ФММ. 1980. Т. 49. С. 988.
16. Валиев Э.З.//ФММ. 1988. Т. 65. С. 224.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. а) Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматгиз, 1959. — С. 202; б) Теория упругости. — М.: Наука, 1965. — С. 27; в) Статическая физика. Ч. II. — М.: Наука, 1982. — С. 74.
18. Deryabin A.V., Kazantsev V.K., Schvetsov// JMMM. 1985. V. 51. P. 98.
19. Valiev E.Z., Menshikov A.Z.// JMMM. 1984. V. 46. P. 199.
20. Sumijama K. et al.// J Phys. Ser. F. 1979. V. 9. P. 1665; J. Phys. Soc. Japan. 1976. V. 40. P. 996.

- [21] *Вонсовский С.В.* Магнетизм. — М.: Наука, 1971. — С. 440.
22. *Гуфан Ю.М.* Структурные фазовые переходы. — М.: Наука, 1982. — С. 24.
23. *Най Дж.* Физические свойства кристаллов. — М.: Мир, 1967. — С. 161.
24. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. — М.: Наука, 1976. — С. 524.
Гинзбург В.Л., Собянин А.А.//УФН. 1980. Т. 130. С. 615.
25. *Паташинский А.З., Покровский В.Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. — М.: Наука, 1982. — С. 128.
Нагаев Э.А. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. — М.: Наука, 1988. — Гл. V.
26. *Кузьмин Е.В., Петраковский Г.А., Завадский Э.А.* Физика магнитоупорядоченных веществ. — Новосибирск: Наука, 1976.
27. *Валиев Э.З.*//ФММ. 1985. Т. 59. С. 826.
28. *Левитин Р.З., Маркосян А.С.*//УФН. 1988. Т. 155. С. 623.
29. *Lonsarich G.G., Taillefer R.*// J Phys. Ser. C. 1985. V. 18. P. 4339.
30. *Knapp G.S., Corenzwitt E., Chu C.*//Sol. State Commun. 1970. V. 8. P. 639.
- [31] *Валиев Э.З.*//ФММ. 1990. № 6. С. 44.
32. *Mohn P., Wagner D., Wohlfart E.P.*// J. Phys. Ser. F. 1987. V. 17. P. L13.
33. *Силин В.П., Солонцов А.З.*//Тезисы XVIII Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. — Калинин, 1988. — С. 794.
34. *Gustafson J.G., Physllips T.G.*//Phys. Lett. Ser. A, 1969. V. 29. P. 273.
35. *Ishikawa Y., Noda Y. et al.*//Sol. State Commun. 1986. V. 57. P. 531.
36. *Continentino M.A., River N.*//J. Phys. Ser. F. 1979. V. 9. P. L145.
37. *Валиев Э.З.*//ФММ. 1983. Т. 55. С. 200.
38. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — Гл. VIII. С. 733.
39. *Endoh Y.*// JMM. 1979. V. 10. P. 177.
40. *Haush G., Warlimont H.*// Archiv Metallk. 1972. Bd. 63. S. 547; Acta Met. 1973. V. 21. P. 401.
- [41] *Haush G.*// JMMM. 1979. V. 10. P. 163.
42. *Леванюк А.П.*//ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 1304.
43. *Noda Y., Endoh Y.*// J Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. P. 4225.
44. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.*//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 988.
45. *Ожогин В.И., Лебедев А.Ю., Якубовский С.*//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 24. С. 333.
46. *Зарембо А.К., Красильников В.А.*//УФН. 1970. Т. 102. С. 549.
47. *Красильников В.А., Крылов В.В.* Введение в физическую акустику. — М.: Наука, 1984.
48. *Ishikawa Y., Onodera S., Tajima K.*//JMMM. 1979. V. 10. P. 183.
49. *Игнатченко В.А., Исхаков Р.С.*//ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 1435.
50. *Яковлев Н.*//ФТТ. 1962. Т. 4. С. 594.
- [51] *Wesselinova J.W.*// Z s . Phys. K1. B. 1987. Bd. 68. S. 57.
52. *Гуревич А.Г.*//ФТТ. 1964. Т. 6. С. 2376.
53. *Архипов В.Б., Меньшиков А.З., Сидоров С.К.*//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 356.
54. *Kotura S., Takeda T.*//JMMM. 1979. V. 10. P. 152.
55. *Валиев Э.З.*//ФММ. 1986. Т. 62. С. 228.
56. *Кривоглаз М.А.* Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. — М.: Наука, 1967.
57. *Хачатурян А.Г.* Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. — М.: Наука, 1974.
58. *Михайлов Ю.Н., Дубинин С.Ф.*//ФММ. 1989. Т. 68. С. 310.
59. *Говор А.С.*//ФТТ. 1986. Т. 28. С. 38.
60. *Kotura S., Takeda T., Endoh Y.*// JMMM. 1985. V. 50. P. 69.
- [61] *Grangle J., Hallam G.C.*//Proc. Roy. Soc. 1963. V. 272. P. 119.
62. *Валиев Э.З.*//ФММ. 1974. Т. 38. С. 7.
63. *Nakamura Y., Sumijama K., Shiga M.*// JMMM. 1979. V. 12. P. 127.
64. *Ishikawa Y., Onodera S., Tajima K.*//Sol. State Commun. 1981. V. 38. P. 561.
65. *Kashi S., Asano H.*// J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 27. P. 536.
66. *Валиев Э.З., Теплых А.Е.*//ФММ. 1980. Т. 49. С. 266.
67. *Nakamura Y.*// I E E E Trans. Magn. 1976. V. Mag.-12. P. 278.
68. *Shiga M., Wada H., Nakamura Y.*// JMMM. 1983. V. 3 — 34. P. 119.
69. *Shiga M., Muraoka Y., Nakamura Y.*//JMMM. 1979. V. 10. P. 280.
70. *Haush G., Torok E. et al.*//Ibidem. P. 157.
- [71] *Daring W.*// Ann. d. Phys. 1938. Bd. 32. S. 465.
Бозорм Р. Ферромагнетизм. — М.: ИЛ, 1956. — С. 550.
72. *Steinemann S.G.*//JMMM. 1978. V. 7. P. 84.
73. *Fernandes-Baca J.W., Rhyne J.J., Fish G.C.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 101.

74. Хамский Д.И.//УФН. 1979. Т. 129. С. 443.
75. Shiga M.// J Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 2573.
76. Weiss R.J.// Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. P. 281.
77. Galloway J., Chatterjee A.K.// J. Phys. Ser. F. 1978. V. 8. P. 2569.
78. Collins M.F.// Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 973.
79. Deportes J., Gulladidaf N., Ziebeck X.//JMMM. 1987. V. 70. P. 14.
Motoya K., Freltoft A., Koni P., Shirane G.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 3454.
80. Захаров А.И.//ФММ. 1976. Т. 41. С. 445; Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 276.
[81] Zakharov A.J., Narmonev A.C., Bartinev G.// JMMM. 1984. V. 44. P. 105.
82. Kisker E., Wassermann E.F., Carbon C.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1784.
83. Moruzzi V.L.//Jbidem. 1986. V. 57 P. 2211.
84. Franse J.J.M.// JMMM. 1979. V. 10. P. 259.
85. Хамский Д.И. Необычные электроны в кристаллах. — М.: Знание, 1987.
86. Proceeding of the International Symposium on Magnetoelasticity. Duisburg, 1989//l'hysica. Ser. B. 1989. V. 161.-P. 1 — 348.

Статья поступила 8.08.90 г.,
после доработки 29.03.91 г.