

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.221

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ*И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер***СОДЕРЖАНИЕ**

I. Введение	233
II. Разбавленные ферромагнетики со взаимодействием ближайших соседей	234
1. Концентрационный фазовый переход. Основные понятия (234). 2. Свойства ферромагнетика вдали от порога протекания (236). а) Спиновые волны в модели Гейзенберга (236); б) Метод эффективной среды (238); в) Высокотемпературные разложения (239). 3. Область концентраций вблизи порога протекания (240). а) Идеи теории подобия для концентрационного фазового перехода (240); б) Термодинамика гейзенберговского ферромагнетика (242). 4. Решетка Бете (244).	
III. Примесный ферромагнетизм сильно парамагнитных металлов	245
5. Модель примесного ферромагнетика (245). 6. Концентрационная зависимость температуры Кюри (248). 7. Спиновые волны (251). а) Коэффициент жесткости спиновых волн (251); б) Плотность состояний и электросопротивление (253). 8. Локальные перевороты спинов (253). а) Намагниченность и теплоемкость при низких температурах (253); б) Электронные кинетические явления (256); в) Намагниченность при высоких температурах (256); г) Экспериментальные результаты. Сравнение с теорией (257). 9. Влияние осциллирующего потенциала (259). 10. Тройные сплавы (260). а) Сплавы с немагнитными примесями (260); б) Два сорта магнитных атомов (262). 11. Парамагнитная фаза (263).	
IV. Заключение	265
Цитированная литература	266

I. ВВЕДЕНИЕ

Неупорядоченные магнетики, т. е. системы, в которых магнитные атомы не образуют правильной кристаллической решетки, интенсивно исследуются, начиная с 60-х годов. Развитие этого направления стимулировалось двумя обстоятельствами. Во-первых, общим интересом к проблеме неупорядоченных конденсированных систем. Во-вторых, в течение последних 10—15 лет были получены неупорядоченные магнетики самых разнообразных типов: аморфные магнетики¹, спиновые стекла¹⁻³, ферромагнитные сплавы с малой концентрацией магнитных атомов^{1, 4-6} и др. Их свойства своеобразны и подход к ним, основанный на привычных представлениях об упорядоченных магнетиках, часто оказывается несостоятельным.

Число работ, посвященных неупорядоченным магнетикам, огромно. Мы не ставили перед собой задачи дать обзор всего имеющегося материала. Наша цель — на простых примерах изложить общие концепции теории неупорядоченных магнитных систем и применить ее для анализа свойств некоторых конкретных веществ.

Будут рассмотрены ферромагнетики с локализованными магнитными моментами, в которых магнитные атомы распределены случайным образом

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1978.

(т. е. нескоррелированно) в узлах кристаллической решетки. При этом, в зависимости от типа потенциала, возможны две противоположные ситуации.

1. Взаимодействуют только ближайшие в решетке соседи. В этом случае магнитный порядок существует лишь, если концентрация магнитных атомов x превосходит критическую величину x_c (порог протекания), т. е. в системе наряду с температурным фазовым переходом при $x > x_c$ имеет место и концентрационный фазовый переход при нулевой температуре.

2. Обменное взаимодействие отлично от нуля при любом расстоянии между магнитными атомами. В этом случае ферромагнетизм существует при любой сколь угодно малой концентрации x . Мы будем считать, что обменный потенциал спадает с расстоянием экспоненциально: $V(r) \sim e^{-r/R}$.

Общим для этих систем является решающая роль пространственных флуктуаций в наиболее интересной области концентраций: в первом случае, когда концентрация x близка к особой точке — порогу протекания x_c , а во второй системе, когда среднее расстояние между магнитными атомами больше радиуса обменного потенциала R и поэтому велики флуктуации обменного взаимодействия. Естественно, что магнетизм таких систем сильно отличается от свойств обычных ферромагнетиков, и к ним, как и к сильно неупорядоченным немагнитным системам, методы теории возмущений неприменимы⁷.

Веществами первого типа могли бы стать ферродизэлектрики, в которых часть магнитных атомов замещена немагнитными. Хотя в настоящее время таким способом получены лишь разбавленные ферри- и антиферромагнетики⁸, модель разбавленного ферродизэлектрика теоретически наиболее изучена и именно на ее примере удалось сформулировать основные понятия теории неупорядоченного ферромагнетизма и получить некоторые общие результаты.

Классическим примером ферромагнетика второго типа являются разбавленные сплавы палладия с железом, кобальтом, марганцем. Необычные свойства этих сплавов были известны довольно давно, но долгое время оставались непонятными, так как не принимались во внимание пространственные флуктуации обменной энергии.

Теория ферромагнитных сплавов типа PdFe изложена в третьей главе обзора. Здесь же приведены основные экспериментальные результаты и их интерпретация^{*)}. Подчеркнем, что разбавленные сплавы типа PdFe представляют собой пока единственную реальную сильно неупорядоченную магнитную систему, свойства которой удастся понять достаточно полно.

II. РАЗБАВЛЕННЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

1. Концентрационный фазовый переход. Основные понятия

Рассмотрим систему локализованных спинов, взаимодействие которых описывается моделью Изинга или Гейзенберга:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} V_{ij} [\alpha (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + S_i^z S_j^z] - \mu H \sum_i S_i^z; \quad (1.1)$$

здесь s_i — спин, локализованный в узле решетки \mathbf{r}_i , H — внешнее магнитное поле, μ — эффективный магнетон, $V_{ij} = V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ — энергия

^{*)} Более детальные сведения об экспериментальной стороне дела изложены в обзоре Ньювенхейса⁹, опубликованном в 1975 г.

обменного взаимодействия ближайших соседей в решетке. При $\alpha = 1$ гамильтониан (1.1) соответствует модели Гейзенберга, при $\alpha = 0$ — модели Изинга.

Неупорядоченность в этой системе проще всего создать двумя способами. Во-первых, можно случайным образом замещать в узлах решетки магнитные атомы немагнитными. В этом случае $V_{ij} = V_0 p_i p_j$, где $p_i = 1$, если узел занят магнитным атомом, и $p_i = 0$, если немагнитным. Во-вторых, можно случайным образом разрывать связи, т. е. считать некоторые V_{ij} равными нулю. Осуществить такую ситуацию в принципе можно в ферромагнетиках с косвенным обменом через немагнитные ионы. Удаление последних или замена их ионами, не принимающими участия в косвенном обмене, соответствует разрыву связи между спинами. В соответствии с этим в (1.1) и всюду в дальнейшем предполагается суммирование лишь по занятым узлам или неразорванным связям.

При температуре, равной нулю, все спины, связанные обменным взаимодействием, ориентированы параллельно. Если концентрация x магнитных атомов или неразорванных связей мала, то магнитные атомы образуют изолированные друг от друга кластеры, размеры которых не меняются

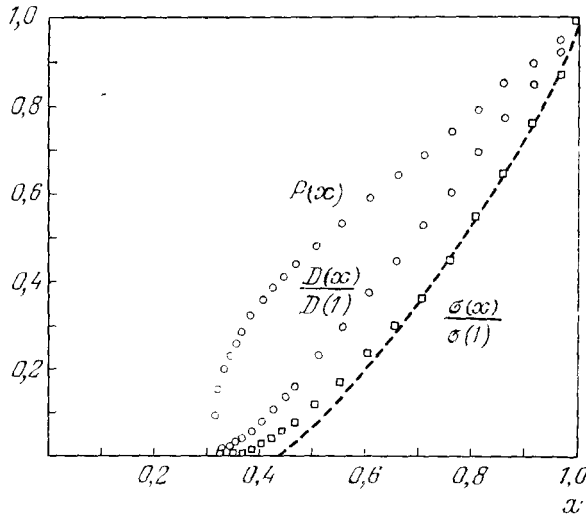


Рис. 1. Зависимость вероятности $P(x)$, коэффициента жесткости спиновых волн $D(x)/D(1)$ и проводимости $\sigma(x)/\sigma(1)$ от концентрации магнитных атомов x для простой кубической решетки^{11, 20} (штриховая кривая — расчет проводимости по теории эффективной среды).

с увеличением объема кристалла. Такие кластеры мы будем называть конечными. Средний магнитный момент всего кристалла в этом случае равен нулю.

С ростом x характерный размер конечных кластеров увеличивается и при некоторой критической концентрации x_c возникает кластер, число частиц в котором пропорционально объему системы. Такой кластер мы в дальнейшем будем называть бесконечным.

Магнитный момент кристалла $M(x)$ при $x > x_c$ отличен от нуля и равен

$$M(x) = M(1) P(x), \quad (1.2)$$

где $M(1)$ — момент упорядоченного кристалла, $P(x)$ — концентрация магнитных атомов (в расчете на один узел решетки), попавших в бесконеч-

ный кластер. Таким образом, в неупорядоченном ферромагнетике при $T = 0$ происходит фазовый переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное, когда концентрация $x = x_c$.

Задача о концентрационном фазовом переходе, т. е. о возникновении бесконечного кластера, изучается в теории протекания (см. обзоры ¹⁰⁻¹³). В соответствии с рассмотренными выше двумя способами создания неупорядоченности в решетке принято различать задачу узлов (site problem) и задачу связей (bond problem). Критическую концентрацию x_c называют порогом протекания. Значения x_c зависят от типа решетки и различаются для задачи узлов и задачи связей. Они были получены в результате машинных экспериментов. Для кубических решеток в задаче связей $x_c = 0,243$ (о. ц. к.), $0,195$ (г. ц. к.); в задаче узлов $x_c = 0,178$ (о. ц. к.), $0,120$ (г. ц. к.). Подробная таблица, содержащая x_c для различных решеток, приведена в обзоре Эссама ¹³.

Величина $P(x)$ изменяется от 0 при $x = x_c$ до 1 при $x = 1$. График функции $P(x)$, полученный с помощью машинных вычислений ¹¹, показан на рис. 1.

2. Свойства ферромагнетика вдали от порога протекания

а) Спиновые волны в модели Гейзенберга. В основном состоянии спины магнитных атомов, включенных в бесконечный кластер, параллельны, и магнитный момент насыщения определяется числом попавших в него атомов. Отклонение магнитного момента от насыщения при конечных температурах обусловлено магнитными возбуждениями в бесконечном кластере.

Возникает вопрос о характере элементарных возбуждений в такой неупорядоченной системе. В частности, заранее не очевидно, что низкочастотные возбуждения представляют собой слабо затухающую гидродинамическую моду спиновых волн, аналогичную спиновым волнам в упорядоченном ферромагнетике. Вообще говоря, низкочастотные магнитные возбуждения в неупорядоченном ферромагнетике могли бы быть локализованы подобно электронам в поле хаотического потенциала ⁷. Мы покажем сейчас, что по крайней мере в изотропном гейзенберговском ферромагнетике низкочастотные возбуждения действительно представляют собой слабо затухающие спиновые волны с квадратичным законом дисперсии.

В самом деле, уравнение движения для поперечной компоненты спина $S^+ = S^x + iS^y$ имеет вид

$$\frac{dS_m^+}{dt} = i \sum_l V_{lm} (S_l^+ - S_m^+). \quad (2.1)$$

Индексы l и m нумеруют узлы, занятые магнитными атомами и принадлежащие бесконечному кластеру. Оператор $\hat{V}\varphi = \sum_l V_{lm} (\varphi_l - \varphi_m)$ имеет нормированную на единицу собственную функцию $\varphi_{0l} = 1/\sqrt{P(x)N}$, соответствующую собственному значению $\omega = 0$. N — полное число узлов в кристалле. Поэтому следует ожидать, что собственные функции низкочастотных возбуждений, которые мы будем характеризовать «волновым вектором» q , можно представить в виде

$$\varphi_{qm} = u_{qm} e^{i(qr_m)}, \quad (2.2)$$

причем u_{qm} можно разложить в ряд по степеням q . Тогда уравнение для собственных значений ω_q оператора \hat{V} имеет вид ¹⁴

$$\sum_m V_{ml} (u_{qm} - u_{ql} e^{iqx_{lm}}) = \omega_q u_{ql}; \quad (2.3)$$

здесь ось x направлена вдоль q , $x_{lm} = x_l - x_m$. Учитывая, что $\omega_0 = 0$, получим в первом порядке по q

$$\sum_l V_{ml} (u'_{0m} - u'_{0l} - i u_{0l} x_{lm}) = \omega'_0 u_{0m}. \quad (2.4)$$

Суммируя (2.4) по l и переставляя местами m и l в левой части уравнения, получаем

$$\omega'_0 \sum_m u_{0m} = 0, \quad (2.5)$$

т. е. $\omega'_0 = 0$. Во втором порядке по q имеем

$$\sum_l V_{ml} (u''_{0m} - u''_{0l} - 2i u'_{0l} x_{lm} - u_{0l} x_{lm}^2) = \omega''_0 u_{0m}. \quad (2.6)$$

Суммируя по m , переставляя m в l и используя (2.3), получаем

$$\omega''_0 = \frac{\sum_{m,l} V_{ml} (u_{0l}^* u_{0l} x_{ml}^2 - |u'_{0m} - u'_{0l}|^2)}{\sum_n u_{0n}^* u_{0n}}. \quad (2.7)$$

Следовательно, спектр спиновых волн имеет вид

$$\omega_q = D(x) q^2 + O(q^3), \quad (2.8)$$

где $D(x) = \omega''_0$ — действительная, положительная величина.

Из (2.8) видно, что затухание магнонов пропорционально более высокой степени q , чем их энергия *). Подчеркнем, что этот вывод связан лишь с тем, что гейзенберговский гамильтониан сохраняет полный спин системы и не зависит от конкретного вида потенциала $V(r)$ и характера пространственного распределения примесей.

Дальнейшая задача состоит в определении концентрационной зависимости «жесткости» магнонов D . При этом, как показал впервые Киркпатрик ¹⁷, удобно воспользоваться связью, которая существует между концентрационными зависимостями $D(x)$ и проводимости $\sigma(x)$ эквивалентной решетки сопротивлений:

$$\frac{D(x)}{D(1)} = \frac{\sigma(x)}{P(x) \sigma(1)}. \quad (2.9)$$

Эквивалентная решетка сопротивлений построена из магнитной решетки следующим образом: магнитным связям V_{ij} сопоставляются проводимости σ_{ij} , распределенные по тому же закону, что и V_{ij} . Соотношение (2.9) можно вывести ¹¹, используя аналогию между правой частью уравнения движения (2.1) и законом Кирхгофа для эквивалентной решетки сопротивлений:

$$\sum_m \sigma_{lm} (\varphi_l - \varphi_m) = 0, \quad (2.10)$$

где φ_l — потенциалы в узлах внутри объема. Альтернативный вывод (2.9) основан на аналогии между (2.1) и кинетическим уравнением, описываю-

*) Результаты микроскопического исследования сплавов с малой концентрацией немагнитных атомов ¹⁵ или с большим радиусом взаимодействия спинов ¹⁶ позволяют предположить, что затухание спиновых волн в рассматриваемых сплавах пропорционально q^5 .

щим прыжковую проводимость электронов, для которых вероятность перехода с узла i на узел j равна V_{ij} ¹⁴.

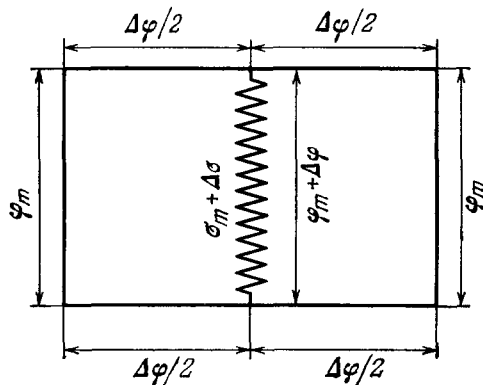
б) Метод эффективной среды. Вдали от порога протекания ($x > x_c$) большинство магнитных атомов включено в бесконечный кластер. Если число немагнитных атомов $1 - x$ не мало, то количество магнитных атомов в конечных кластерах сравнимо с числом их в бесконечном кластере, и последовательной аналитической теории этих систем раз-

вить не удается. Поэтому такие системы исследуются либо с помощью различных интерполяционных методов, либо с помощью численных расчетов на ЭВМ.

Интерполяционные методы оказались полезными при вычислении концентрационной зависимости жесткости спиновых волн $D(x)$. Наиболее простым и наглядным является метод эффективной среды, эквивалентный методу когерентного потенциала^{18,19}. К изложению этого метода и анализу полученных им результатов мы сейчас перейдем.

Согласно соотношению (2.9) вместо вычисления $D(x)$ достаточно вычисления $\sigma(x)$

Рис. 2. Падение напряжения вблизи проводимости $\sigma_m + \Delta\sigma$.



точно определить концентрационную зависимость проводимости эквивалентной сетки сопротивлений.

Идея метода эффективной среды состоит в замене случайных величин σ_{ij} некоторой средней проводимостью σ_m таким образом, чтобы изменение напряжения $\Delta\varphi$, связанное с отклонением проводимости одной связи от σ_m в среднем равнялось нулю:

$$\int g(\sigma) \Delta\varphi(\sigma) d\sigma = 0; \quad (2.11)$$

здесь $g(\sigma)$ — функция распределения проводимости σ . В частности, для обсуждавшейся выше задачи связей

$$g(\sigma) = x\delta(\sigma - \sigma_0) + (1 - x)\delta(\sigma). \quad (2.12)$$

Изменение потенциала $\Delta\varphi(\sigma)$ вычисляется по-разному для задачи связей и задачи узлов.

В первом случае для решетки сопротивлений, включенной во внешнюю цепь в режиме фиксированного тока, имеем (рис. 2)

$$\sigma_m \frac{\Delta\varphi}{2}(z-2) + \sigma_m \varphi_m = \sigma(\varphi_m - \Delta\varphi), \quad (2.13)$$

где z — число ближайших соседей; на рис. 2 схематично изображена плоская решетка, для которой $z = 4$.

Из (2.11) и (2.13) следует

$$\int g(\sigma) \frac{\sigma_m - \sigma}{\sigma + [(z/2) - 1]\sigma_m} d\sigma = 0. \quad (2.14)$$

Подставляя (2.12) в (2.14), находим

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{x - x'_c}{1 - x'_c}, \quad (2.15)$$

где $x'_c = 2/z$ — значение критической концентрации в рамках теории эффективной среды.

Для задачи узлов вычисления несколько сложнее, так как удаление одного узла соответствует скоррелированному разрыву z связей. Результат аналогичен (2.15) с заменой $(z/2) - 1$ на $(2t_p - 1)^{-1}$ ²⁰, где

$$t_p^{-1} = 1 - \frac{2}{Nz} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\sin^2 k_x d}{1 - \gamma_{\mathbf{k}}}, \quad (2.16)$$

$$\gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{z} \sum_{\mathbf{d}} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{d})},$$

d — постоянная решетки. Согласно²⁰ $t_p = 1,265$ (простая кубическая), 1,19 (о. ц. к.), 1,15 (г. ц. к.).

Численные расчеты на ЭВМ по методу Монте-Карло²⁰ показали, что формула (2.15) хорошо описывает концентрационную зависимость проводимости всюду, кроме узкой области x вблизи x_c (см. рис. 1). Неприменимость метода эффективной среды для описания критической области естественна, так как этот метод представляет собой вариант теории самосогласованного поля. Концентрационная зависимость $D(x)$ следует из (2.15) с помощью соотношения (2.9). При малых концентрациях дефектов ($1 - x \ll 1$) выражение для $D(x)$, полученное методом эффективной среды, совпадает с результатом Изюмова²¹.

Следует особо отметить, что в неупорядоченных ферромагнетиках спиновые волны определяют плотность состояний лишь при малых частотах. При больших частотах существенными становятся также локальные возбуждения в бесконечных и конечных кластерах. Плотность состояний неупорядоченных двумерных и трехмерных ферромагнетиков во всей области частот определялась с помощью численного решения уравнений движения (2.1) на ЭВМ в работах²² и²³.

в) **Высокотемпературные разложения.** Концентрационная зависимость температуры Кюри $T_C(x)$ и критические явления для различных моделей неупорядоченных ферромагнетиков изучались в течение многих лет методом высокотемпературных разложений²⁴⁻³⁰, успешно применявшимся для вычисления T_C и критических индексов в упорядоченных ферромагнетиках³¹. Оказалось, что T_C уменьшается с x по закону, не слишком сильно отличающемуся от линейного, причем

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{T_C(x)}{T_C(1)} \right)_{x=1} \begin{cases} = 1 & (\text{модель Изинга}), \\ > 1 & (\text{модель Гейзенберга}). \end{cases} \quad (2.17)$$

Определить этим методом зависимость $T_C(x)$ при x близких к x_c невозможно, так как в этой области концентраций ряды плохо сходятся. Если экстраполировать данные для $T_C(x)$ в область малых x , то оказывается, что $T_C(x)$ обращается в нуль при x , весьма близких к x_c . Точка пересечения кривой $T_C(x)$ с осью абсцисс лежит несколько левее x_c для модели Изинга и правее — для модели Гейзенберга. Критические индексы восприимчивости $\gamma_T(x)$ и радиуса корреляции $\nu_T(x)$ увеличиваются с уменьшением x (рис. 3)^{27,28,30}. Зависимость критических индексов от концент-

рации примесей противоречит гипотезе универсальности. В то же время отношение $\gamma_T(x)/\nu_T(x)$ не зависит от x в пределах точности вычислений³⁰ (см. рис. 3), т. е. концентрационная зависимость индексов согласуется

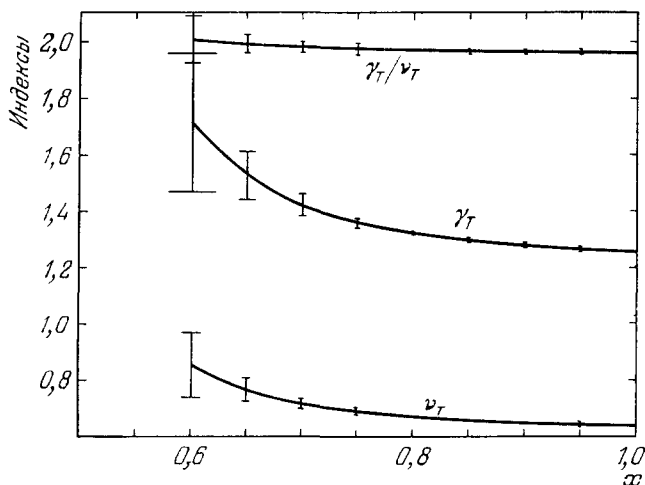


Рис. 3. Зависимость критических индексов γ_T и ν_T и их отношения γ_T/ν_T от концентрации магнитных узлов x для г. ц. к. решетки³⁰.

с гипотезой слабой универсальности, предложенной Сузуки³². Гипотеза, выдвинутая Сузуки, заключается в том, что универсальной является зависимость физических величин не от $T - T_C$, а от радиуса корреляции ζ . Поэтому от концентрации должно зависеть отношение $\gamma_T(x)/\nu_T(x)$, а не сами эти индексы.

3. Область концентраций вблизи порога протекания

а) Идеи теории подобия для концентрационного фазового перехода. Как мы уже отмечали, при $T = 0$ в системе магнитных атомов происходит концентрационный фазовый переход парамагнетик — ферромагнетик. Концентрация атомов в бесконечном кластере $P(x)$ играет роль параметра порядка; как видно из рис. 1, зависимость $P(x)$ от концентрации магнитных атомов похожа на температурную зависимость намагниченности ферромагнетика.

Магнитная восприимчивость вблизи порога протекания также ведет себя аналогично восприимчивости ферромагнетика вблизи точки Кюри. Характер изменения восприимчивости при $x \rightarrow x_C$ можно понять следующим образом.

Пусть n_l — число кластеров (в расчете на один узел решетки), содержащих l магнитных атомов. Если температура мала по сравнению с энергией обменного взаимодействия, то спины в каждом кластере ориентированы параллельно. Для модели Изинга, которую мы будем рассматривать в этом пункте, свободная энергия такого кластера во внешнем магнитном поле H , направленном по оси z , есть $-T \ln(e^{\beta \mu H S^l} + e^{-\beta \mu H S^l})$, а свободная энергия всей системы

$$F = -T \sum_l n_l \ln(e^{\beta \mu H S^l} + e^{-\beta \mu H S^l}), \quad \beta = T^{-1}. \quad (3.1)$$

Отсюда восприимчивость

$$\chi = -\frac{\partial^2 F}{\partial H^2} \Big|_{H \rightarrow 0} = \frac{\mu^2 S^2}{T} \sum n_l l^2. \quad (3.2)$$

Величина $\bar{n} = \sum_l n_l l^2$ представляет собой среднее число частиц в конечных кластерах.

При концентрациях, меньших критической, все магнитные атомы находятся в конечных кластерах, так что $\sum_l n_l l = x$. По мере приближения к критической концентрации происходит слияние конечных кластеров; их средний размер \bar{n} , а вместе с ним и восприимчивость (3.2), неограниченно растут.

Исходя из аналогии между фазовыми переходами второго рода и возникновением бесконечного кластера в теории протекания, для описания концентрационного фазового перехода в последние годы была сформулирована гипотеза подобия³³⁻³⁵, которая в дальнейшем была подтверждена многочисленными машинными расчетами³³⁻³⁷ и вычислениями с помощью метода ренормгруппы³⁸⁻⁴⁰.

В рамках теории подобия сингулярную часть свободной энергии (3.1) можно представить в виде³⁴,

$$F_{\text{sing}}(x, H, T) = -T |x - x_c|^{2\Delta - \gamma} \Phi \left(\frac{\mu H}{T |x - x_c|^\Delta} \right), \quad (3.3)$$

где Δ — «щелевой» индекс.

В слабом магнитном поле часть свободной энергии, связанная с полем, должна быть пропорциональна H^2 в парамагнитной фазе и H в ферромагнитной фазе. Это определяет зависимость $\Phi(z)$ от z при малых z .

Отсюда следует, что восприимчивость

$$\chi \sim |x - x_c|^{-\gamma}, \quad (3.4)$$

а спонтанный момент

$$M \sim (x - x_c)^\beta, \quad \beta = \Delta - \gamma. \quad (3.5)$$

Наряду с параметром порядка и восприимчивостью важной характеристикой системы вблизи точки фазового перехода является радиус корреляции L , который в парамагнитной фазе ($x < x_c$) характеризует расстояние, на котором спины можно считать связанными.

Связанность системы можно изучать с помощью функции корреляции спинов

$$G(i, j) = \langle S_i^z S_j^z \rangle - \langle S_i^z \rangle \langle S_j^z \rangle, \quad (3.6)$$

где угловые скобки означают термодинамическое усреднение. Легко видеть, что в нулевом магнитном поле

$$G(i, j) = \langle S_i^z S_j^z \rangle, \quad (3.7)$$

если i и j принадлежат одному и тому же конечному кластеру, и $G(i, j) = 0$ во всех остальных случаях. В теории подобия радиус корреляции является единственной характерной величиной размерности длины, поэтому коррелятор $G(r) = \overline{G(i, j)}$, где черта означает конфигурационное усреднение, записывается в виде

$$G(r) \sim (x - x_c)^{-\gamma + 3\nu} G_0 \left(\frac{r}{L} \right). \quad (3.8)$$

Так как однородная восприимчивость $\chi \sim \int G(r) d^3 r$, то из (3.4) и (3.8) следует, что

$$L \sim (x - x_c)^{-\nu}. \quad (3.9)$$

Как видно непосредственно из (3.7), радиус корреляции L при $x < x_c$ характеризует геометрический размер конечного кластера. При $x > x_c$ L как единственный масштаб размерности длины определяет также характерный размер неоднородности бесконечного кластера.

Согласно ³⁵⁻³⁷ $\gamma = 1,8$, $\beta = 0,39$, $\nu = 0,85$. Выше мы всюду предполагали, что спины в каждом кластере ориентированы параллельно. Поэтому введенные в этом пункте величины F_{sing} , χ , G , а также критические индексы характеризуют, по существу, топологию неупорядоченной системы магнитных атомов.

Применяя эти понятия, мы в следующем пункте изучим термодинамику гейзенберговского ферромагнетика при $x \approx x_c$.

б) Термодинамика гейзенберговского ферромагнетика. В модели Гейзенберга термодинамика системы определяется флуктуациями поперечных компонент спина. Вычислим плотность состояний соответствующих возбуждений ^{41,42}. Плотность состояний низкочастотных возбуждений в бесконечном кластере $\rho_{\text{inf}}(\omega)$ определяется спиновыми волнами, т. е.

$$\rho_{\text{inf}}(\omega) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\omega^{1/2}}{D^{3/2}}. \quad (3.10)$$

Согласно результатам машинных вычислений σ вблизи порога степенным образом зависит от $x - x_c^{11,12,20,43}$,

$$\sigma \sim (x - x_c)^t, \quad t = 1,72, \quad (3.11)$$

так что $D \sim (x - x_c)^{t-\beta}$. Следовательно,

$$\rho_{\text{inf}} \sim \omega^{1/2} (x - x_c)^{-(3/2)(t-\beta)} \sim (x - x_c)^{-2,0}.$$

Квадратичный закон справедлив, пока длина волны магнонов больше радиуса корреляции, т. е. если

$$\omega < \omega_0 = DL^{-2} \sim (x - x_c)^{t+2\nu-\beta}, \quad (3.12)$$

поскольку только в этом случае волна «усредняет» пространственные флуктуации, имеющиеся в структуре бесконечного кластера, и поэтому ее затухание мало.

Чтобы определить $\rho_{\text{inf}}(\omega)$ при $\omega > \omega_0$, мы используем известный из теории фазовых переходов метод сшивки длинноволновой гидродинамической моды с так называемой критической модой, для которой длина волны меньше радиуса корреляции ⁴⁴. При этом главным для нас будет тот факт, что, поскольку характерный масштаб критических возбуждений меньше L , их энергия и плотность состояний в расчете на один магнитный атом $\rho_{\text{inf}}(\omega)$ должны зависеть только от геометрических свойств бесконечного кластера на расстояниях, меньших L . Но геометрические характеристики системы на таких расстояниях не зависят от $x - x_c$; параметр $x - x_c$ определяет лишь топологию системы на расстояниях, больших L .

Таким образом, $\tilde{\rho}_{\text{inf}}(\omega)$ при $\omega \gg \omega_0$ не зависит от $x - x_c$, т. е. $\tilde{\rho}_{\text{inf}}(\omega) \sim f(\omega/V_0)$. Следовательно,

$$\rho_{\text{inf}}(\omega) \sim P(x) f\left(\frac{\omega}{V_0}\right). \quad (3.13)$$

Спивая при $\omega = \omega_0$ выражения для $\rho_{\text{inf}}(\omega)$, определяемые формулами (3.10) и (3.13), получим

$$\rho_{\text{inf}}(\omega_0) \sim \frac{\omega_0^{1/2}}{D^{3/2}} \sim \omega_0^{(v+\beta-t)/(t+2v-\beta)} \sim Pf\left(\frac{\omega_0}{V_0}\right). \quad (3.14)$$

Так как $P(x) \sim (x - x_c)^\beta$, то из (3.14) следует, что $f(y) \sim y^{-\zeta}$, где $\zeta = (t - v)/(t + 2v - \beta)$. Поэтому плотность состояний при $\omega \gg \omega_0$ равна

$$\rho_{\text{inf}}(\omega) = \frac{AP(x)}{V_0\Omega_0} \left(\frac{V_0}{\omega}\right)^\zeta, \quad (3.15)$$

где A — неизвестный численный коэффициент, Ω_0 — объем элементарной ячейки. Из приведенных выше значений индексов следует, что $\zeta = 0,27$.

Таким образом, плотность состояний имеет максимум при энергиях порядка ω_0 и довольно медленно убывает с ростом энергии при $\omega \gg \omega_0$. В нормировочный интеграл основной вклад дают энергии порядка V_0 ; число состояний в спин-волновой области пропорционально $L^{-3} \sim (x - x_c)^{2,6}$, т. е. весьма мало по сравнению с общим числом состояний. Зная плотность состояний, можно обычным образом вычислить отклонение намагниченности от насыщения:

$$\Delta M = M_0 - \langle M^z \rangle = \mu \int \frac{\rho_{\text{inf}}(\omega)}{e^{\omega/T} - 1} d\omega. \quad (3.16)$$

В спин-волновой области $T \ll \omega_0$ имеем

$$\Delta M \sim \left(\frac{T}{D}\right)^{3/2} \sim (x - x_c)^{-2,9}. \quad (3.17)$$

Отклонение намагниченности от насыщения мало во всей спин-волновой области вплоть до $\omega \sim \omega_0$. Действительно, при $\omega \sim \omega_0$

$$\frac{\Delta M}{M_0} \sim \frac{1}{PL^3} \sim (x - x_c)^{3v-\beta} = (x - x_c)^{2,2} \ll 1. \quad (3.18)$$

Отсюда видно, что температура Кюри много больше (по параметру $(x - x_c)^{-1}$) энергии ω_0 , при которой кончается спин-волновой участок спектра. Такое отклонение от свойств упорядоченного ферромагнетика, у которого эти две характерные величины совпадают, связано с уже отмечавшейся малостью числа состояний в спин-волновой области.

Если $T \gg \omega_0$, то основной вклад в интеграл (3.16) дают $\omega \sim \omega_0$, поэтому

$$\Delta M \sim \rho_{\text{inf}}(\omega_0) T. \quad (3.19)$$

Так как $\Delta M/M_0 \sim 1$ при температуре порядка T_c , то отсюда следует, что $T_c \sim P^{-1}(x)_{\text{inf}}(\omega_0)$, и с помощью (3.15) находим *)

$$T_c = BV_0 \left(\frac{x - x_c}{x_c}\right)^{t-v}; \quad (3.20)$$

здесь B — неизвестный численный коэффициент. Показатель степени в этой формуле $t - v \approx 0,9$.

Обращение T_c в нуль при $x \rightarrow x_c$ связано с тем, что магнитный порядок разрушается термодинамическими флуктуациями с энергией порядка ω_0 и характерным масштабом L , плотность состояний которых быстро растет по мере приближения к порогу протекания.

*) Качественные соображения, приводящие к (3.20), были впервые высказаны в ⁴⁵. Это соотношение было получено также Штауффером ⁴⁶. Заметим, что плотность состояний при $\omega > \omega_0$ определена им неверно, так как в уравнении спивки (3.13) опущен множитель $P(x)$.

Поскольку $T_C/\omega_0 \sim (x - x_c)^{\beta-3\nu} \gg 1$, то имеется широкая область температур, где $\Delta M \sim T$.

Теплоемкость C_M при $T \ll \omega_0$ определяется, как и ΔM , спиновыми волнами, т. е. $C_M \sim (T/D)^{3/2}$. При $T \gg \omega_0$ C_M определяется возбуждениями с энергией $\omega \gg \omega_0$, локализованными в основном в конечных кластерах. Теплоемкость пропорциональна ⁴²

$$C_M \sim \left(\frac{T}{V_0}\right)^{1-\zeta'}, \quad \zeta' = \frac{t-\beta-\nu}{t+2\nu-\beta} \quad (3.21)$$

Так как теплоемкость при $T \gg \omega_0$ определяется возбуждениями в конечных кластерах, то выражение (3.21) справедливо как при $x < x_c$, так и при $x > x_c$. Иными словами, теплоемкость нечувствительна к концентрации фазовому переходу (вопрос о критических аномалиях вблизи T_C мы здесь не обсуждаем). При $T \approx V_0$ теплоемкость достигает максимума.

4. Р е ш е т к а Б е т е

Система спинов, случайно расположенных в решетке Бете, представляет собой точно решаемую модель неупорядоченного ферромагнетика.

Многие результаты, которые в реальных моделях не вполне строго обоснованы или получены в результате численных расчетов на ЭВМ, могут быть строго и сравнительно легко получены для решетки Бете.

В решетке Бете из каждого узла выходят z связей, дающих начало непересекающимся ветвям (рис. 4). Предположим, что в узлах решетки Бете случайным образом распределены магнитные атомы, концентрация которых (в расчете на узел решетки) равна x и взаимодействие которых описывается гамильтонианом (2.1). Найдем выражение для среднего магнитного момента решетки при $T \ll V_0$. Пусть R — вероятность

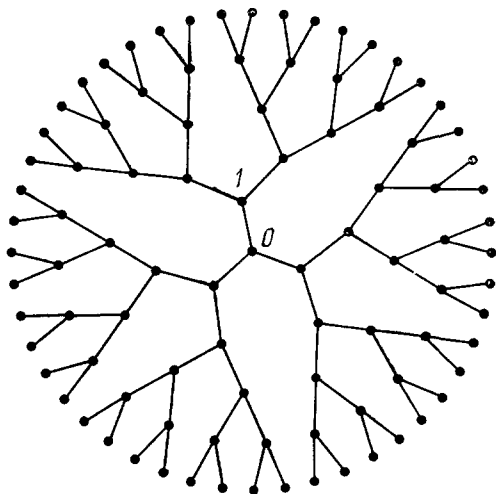


Рис. 4. Решетка Бете с $z = 3$ ⁴⁷.

того, что ветвь, исходящая из некоторого фиксированного узла (узел 0 на рис. 4), является конечной, т. е. магнитные атомы в ней не образуют бесконечного кластера. Ветвь может быть конечной, если узел, соседний с нулевым в данной ветви (узел 1), не занят (вероятность $1 - x$) либо если этот узел занят, но исходящие из него $z - 1$ ветвей конечны (вероятность xR^{z-1}). Следовательно, R удовлетворяет уравнению ⁴⁷⁻⁵⁰

$$R = 1 - x + xR^{z-1}. \quad (4.1)$$

Простота этого уравнения обусловлена основным свойством решетки Бете — непересечением ветвей.

Средний момент

$$M(x) \sim P(x) = 1 - R^z. \quad (4.2)$$

Уравнение (4.1) всегда имеет тривиальное решение $R = 1$, соответствующее $M = 0$. Нетривиальное решение $R \neq 1$ появляется при $x = x_c =$

$= (z - 1)^{-1}$, x_c — порог протекания в решетке Бете. Вблизи порога при $(x - x_c)/x_c \ll 1$ из (4.1) имеем

$$\frac{M(x)}{M(1)} = \frac{2z}{z-2} \frac{x-x_c}{x_c}. \quad (4.3)$$

Таким образом, для решетки Бете критический индекс $\beta = 1$.

Магнитный момент во внешнем поле H при $T \ll T_c$ можно найти из выражения (4.1) для свободной энергии. Ограничиваясь для простоты спином $S = 1/2$, имеем

$$\frac{M(x, H, T)}{M(1)} = P(x) + \sum_l n_l l \frac{1 - \Lambda^l}{1 + \Lambda^l}, \quad (4.4)$$

где $\Lambda = e^{-\mu H/T}$. Для величины

$$\Psi^z(\Lambda, x) = \frac{1}{\Lambda} \sum_l n_l l \Lambda^l \quad (4.5)$$

можно получить⁵⁰ уравнение, аналогичное (4.1):

$$\Psi^z(\Lambda, x) = 1 - x + x \Lambda \Psi^{z-1}. \quad (4.6)$$

В слабом магнитном поле вблизи порога протекания величины $\Lambda \approx 1$, $\Psi^z(\Lambda, x) \approx 1$, так что уравнение (4.6) легко решается, а в (4.4) знаменатель можно заменить некоторым не зависящим от поля числом порядка единицы. В результате получается

$$M(x_c, H, T) = \sqrt{1 - \Lambda} \sim \sqrt{H}. \quad (4.7)$$

Коэффициент пропорциональности был вычислен в⁴⁹. Из (4.7) следует, что индекс δ в решетке Бете равен 2. Для решетки Бете удастся также исследовать свойства температурного фазового перехода при любой концентрации $x > x_c$. В частности, Харрис⁵¹, Бэлл⁵² и Янг⁴⁹ показали, что для модели Изинга со спином $1/2$

$$\text{th} \frac{2V_0}{T_c} = \frac{x_c}{x}. \quad (4.8)$$

Спиновые волны в решетке Бете впервые изучал Стинчкомб⁴⁷ с помощью соотношения (2.9). Он определил проводимость, фиксируя разность потенциалов между началом (точка 0 на рис. 4) и границей. Оказалось, что для решетки Бете метод эффективной среды справедлив по параметру z^{-1} всюду, кроме области вблизи порога, для которой проводимость пропорциональна $(x - x_c)^2$. Де Жен⁵³ обратил внимание на то, что макроскопическую проводимость следует определять при фиксированном внешнем поле во всем образце. При этом вблизи порога проводимость меняется по закону⁵³:

$$\sigma \sim (x - x_c)^3, \quad (4.9)$$

т. е. для решетки Бете индекс $t = 3$. Из (2.9), (4.3) и (4.9) следует, что $D \sim (x - x_c)^2$. Мы видим, что точные результаты для решетки Бете полностью согласуются с гипотезой подобия вблизи порога протекания.

III. ПРИМЕСНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ СИЛЬНО ПАРАМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ

5. Модель примесного ферромагнетика

В начале 60-х годов в работах Крэнгла⁴ и Бозорта с соавторами⁵ было обнаружено удивительное явление: парамагнитный металл палладий становится ферромагнитным при незначительном легировании железом или кобальтом. В дальнейшем было показано, что спонтанный момент

возникает даже при концентрациях x железа и кобальта порядка 10^{-4} ^{54, 55}, а также в сплавах палладия с марганцем ⁵⁶, платины с железом и кобальтом ⁵⁷ и Ni_3Ga с железом ^{58, 59}.

Эффективный магнитный момент, приходящийся на одну магнитную примесь, оказался аномально большим: в сплавах $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ при $x =$

$= 0,0028$ он равен $12\mu_B$ ⁵⁷. С уве-

личением степени легирования магнитный момент уменьшается, при концентрации 10 ат % железа в Pd он равен $6\mu_B$. Большая величина магнитного момента на одну примесь в сплавах палладия обусловлена облаком поляризованных d -электронов матрицы, окружающих примесный спин. Существование таких облаков в разбавленных сплавах палладия с железом и кобальтом было подтверждено нейтронографическими измерениями Лоу, Холдена и Хикса ⁶⁰. Эти авторы изучали сечение диффузного рассеяния нейтронов в сплавах палладия, пропорциональное магнитному формфактору локализованных моментов. На рис. 5 показана полученная ими зависимость сечения рассеяния от переданного импульса. В разбавленных сплавах сечение имеет острый пик для рассеяния вперед, что свидетельствует о медленном спадаании поляризации с увеличением расстояния от примеси. С ростом концентрации примесей пик в рассеянии вперед понижается и при концентрации железа или кобальта в 4 ат. % сечение рассеяния вообще не зависит от переданного импульса, т. е. сплав намагничен почти однородно.

Возникновение примесного ферромагнетизма парамагнитных

металлов обусловлено косвенным взаимодействием примесных спинов через сильно скоррелированные электроны в узкой d -зоне ^{61, 62}.

Взаимодействие примесного спина S_0 , локализованного в точке решетки 0, со спинами $\sigma/2$ зонных электронов матрицы описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H}_J = -J (S_0 \sigma_0). \quad (5.1)$$

Это взаимодействие приводит к поляризации электронов матрицы вблизи примеси. Плотность момента поляризованного электронного облака в первом порядке по параметру $JN(\epsilon_F)$ ($N(\epsilon_F)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми) равна

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = S_0 \frac{2\Omega_0 J}{g\mu_B} \int \chi(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}, \quad (5.2)$$

где g_e — g -фактор d -электронов, μ_B — магнетон Бора.

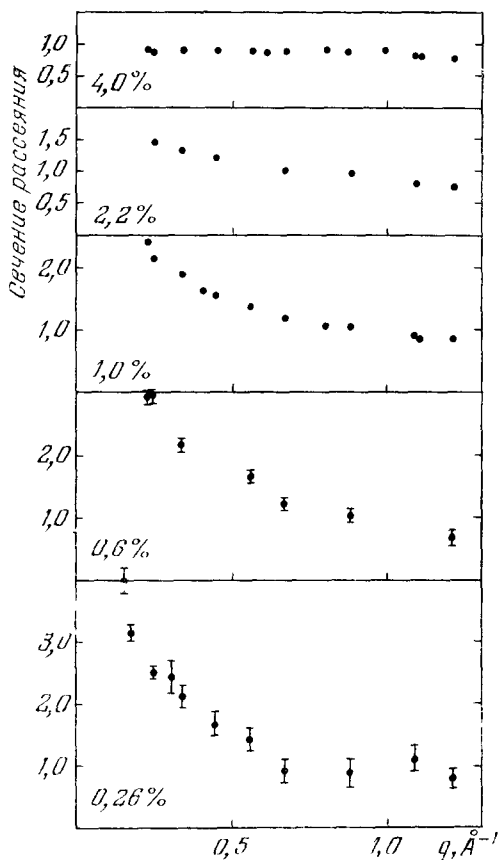


Рис. 5. Сечение диффузного магнитного рассеяния как функция вектора рассеяния $q = 4\pi \sin(\theta/\lambda)$ (2θ — угол рассеяния) для сплавов PdFe ⁶⁰.

Содержание железа указано на рисунке.

Согласно теории ферми-жидкости Ландау, однородная статическая восприимчивость⁶³

$$\chi(0) = \frac{\chi_P}{1 + \Gamma}, \quad (5.3)$$

где χ_P — паулиевская восприимчивость свободных электронов, Γ — обменная амплитуда рассеяния электронов.

Из (5.3) видно, что условием устойчивости парамагнитного состояния является неравенство $1 + \Gamma > 0$. В рамках приближения Хартри — Фока это соответствует критерию Стокера. Если $1 \gg 1 + \Gamma > 0$, то $\chi(0) \gg \chi_P$ («сильный парамагнетик»). Именно так обстоит дело в перечисленных выше парамагнитных металлах, в которых малая примесь парамагнитных атомов обуславливает переход в ферромагнитное состояние. Например, у палладия $1 + \Gamma \approx 0,1$ ^{9,64}, а у Ni_3Ga $1 + \Gamma \approx 0,03$ ⁵⁹. Имея в виду в дальнейшем такие металлы, мы можем $\chi(k)$ при малых k представить в виде⁶⁵

$$\chi(k) = \frac{\chi_P}{1 + \Gamma + a^2 k^2}, \quad (5.4)$$

где $a \approx k_F^{-1}$, k_F — фермиевский импульс электронов. При больших импульсах $k \gg a^{-1}$ электронная корреляция не влияет существенно на восприимчивость, так что $\chi(k)$ совпадает с восприимчивостью свободных электронов.

Таким образом, $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ можно представить в виде суммы двух частей $\mathbf{m}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{m}_2(\mathbf{r})$; $\mathbf{m}_1(\mathbf{r})$ обусловлено вкладом малых k в интеграл (5.2) и согласно (5.4) спадает с расстоянием от примеси как экранированный кулоновский потенциал:

$$\mathbf{m}_1(\mathbf{r}) = g\mu_B \mathbf{S}_0 \frac{\Omega_0 J N(\epsilon_F)}{4\pi a^2 r} e^{-r/R}, \quad R = \frac{a}{\sqrt{1 + \Gamma}} \gg a. \quad (5.5)$$

По данным цитированных выше работ Лоу, Холдена и Хикса для сплавов PdFe , PdCo радиус R в пределах точности эксперимента составляет 3—5 Å. Момент $\mathbf{m}_2(r)$ обусловлен вкладом больших k и определяется обычной формулой РККИ (Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды)⁶⁶, т. е. при $r \gg k_F^{-1}$

$$\mathbf{m}_2(\mathbf{r}) = g\mu_B \mathbf{S}_0 \frac{\Omega_0^2 k_F^6}{16\pi^3} \frac{J}{\epsilon_F} \frac{\cos(2k_F r)}{(k_F r)^3}. \quad (5.6)$$

Так как $R^2/a^2 = (1 + \Gamma)^{-1} \gg 1$, то на не слишком больших расстояниях $\mathbf{m}_1(r) \gg \mathbf{m}_2(r)$.

Таким образом, примесный спин окружен облаком электронов, поляризованных, в зависимости от знака J , по или против момента примеси. Осцилляции момента электронов, обычные для слабо парамагнитных металлов, начинаются только при больших r , когда сама поляризация уже мала. Поэтому в суммарный магнитный момент поляризованного электронного облака основной вклад дает $\mathbf{m}_1(r)$. Интегрируя (5.2) по r , получаем для эффективного момента примеси

$$\mu = g_i \mu_B S \left(1 + \frac{g_e}{g_i} \frac{J N(\epsilon_F)}{1 + \Gamma} \right), \quad (5.7)$$

где g_i — это g -фактор примеси.

Благодаря малости знаменателя $1 + \Gamma$ в (5.7) эффективный магнетон примеси значительно превосходит μ_B , если обменный интеграл не слишком мал.

Перекрытие поляризованных электронных облаков, окружающих примесь, приводит к косвенному обменно-взаимодействию между

примесями. Потенциал косвенного обмена

$$V(r) = \frac{4J^2}{g_e^2 \mu_B^2} \chi(r). \quad (5.8)$$

Аналогично моменту $m(r)$, потенциал $V(r)$ можно представить в виде суммы двух частей — ферромагнитной:

$$V_\Phi(r) = U_0 \frac{R}{r} e^{-r/R}, \quad U_0 = J^2 N(\epsilon_F) \cdot \frac{\Omega_0}{2\pi a^2 R}, \quad (5.9)$$

и осциллирующей:

$$V_{\text{РККИ}} = V_1 \frac{\cos(2k_F r)}{(k_F r)^3}, \quad V_1 = \frac{J^2 N(\epsilon_F) k_F^3 \Omega_0}{8\pi}, \quad (5.10)$$

причем на не слишком больших расстояниях $V_\Phi(r) \gg V_{\text{РККИ}}$. Поэтому примесные спины упорядочиваются ферромагнитно. Только при очень малых концентрациях примесей (в $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$, по-видимому, при $x < 10^{-4}$), когда среднее расстояние r_c между примесями достаточно велико, осциллирующий потенциал $V_{\text{РККИ}}$ превосходит ферромагнитный, так что в сплаве образуется спиновое стекло, аналогично сплавам типа CuMn ¹⁻³. В дальнейшем всюду, где это не будет оговорено особо, мы будем иметь в виду такие концентрации магнитных примесей, когда влиянием потенциала (5.10) можно пренебречь.

В ферромагнитной фазе магнитный момент локализованных спинов подмагничивает электроны матрицы. Средняя поляризация электронов порядка $J\chi(0)x$. Проведенное выше рассмотрение справедливо, очевидно, до тех пор, пока средняя поляризация электронов мала, т. е.

$$J\chi(0)x \sim \frac{JN(\epsilon_F)x}{1+\Gamma} \ll 1. \quad (5.11)$$

Как уже отмечалось, поляризация становится однородной при $x \approx 0,04$ (см. рис. 5). При $x \lesssim 0,02$ поляризация электронов сильно неоднородна, т. е. выполняется критерий (5.11).

Итак, в случае малых концентраций (в смысле неравенства (5.11)), которые в дальнейшем нас будут интересовать, магнитные свойства сплава могут быть описаны следующей моделью:

В узлах решетки случайно распределены магнитные атомы, концентрация которых $x \ll 1$. Их обменное взаимодействие описывается гейзенберговским гамильтонианом (1.1) с потенциалом (5.9).

В следующих параграфах будут подробно исследованы свойства такого неупорядоченного ферромагнетика, найдена концентрационная зависимость температуры Кюри, изучены спектр температурных возбуждений, температурная и концентрационная зависимости термодинамических величин.

Параллельно с изложением теории мы приведем результаты экспериментальных исследований свойств сплавов палладия с примесями железа, кобальта и марганца и покажем, что магнетизм сплавов типа PdFe хорошо описывается в рамках этой модели.

6. Концентрационная зависимость температуры Кюри

Свойства магнитной системы, описываемой сформулированной выше моделью, полностью определяются соотношением двух характерных длин: радиуса потенциала R и среднего расстояния между примесями $r_c \approx n^{-1/3}$ (n — число спинов в единице объема). Если $R \gg r_c$, то с данным спином в среднем эффективно взаимодействует большое число магнитных атомов

$v_R = (4/3) \pi n R^3 \gg 1$. Поэтому энергия обменного взаимодействия каждого спина с окружением слабо зависит от конкретной конфигурации. В этом случае T_C , естественно, пропорциональна средней энергии обменного взаимодействия, т. е. $T_C \sim x^{16}$.

Совершенно иная ситуация возникает, когда $R \ll r_c$, т. е. $v_R \ll 1$. В рассматриваемых сплавах при выполнении критерия (5.14) практически всегда справедливо именно это неравенство. Теперь энергия обменного взаимодействия данного спина с остальными спинами очень сильно зависит от конкретной конфигурации. В самом деле, для большинства спинов ближайший сосед расположен на расстоянии порядка r_c . Достаточно изменить расстояние между ними на величину Δr такую, что $R < \Delta r \ll r_c$, чтобы энергия взаимодействия изменилась экспоненциально сильно. Таким образом, даже незначительные флуктуации в расположении спинов приводят к существенному изменению энергии обменного взаимодействия.

Впервые концентрационная зависимость T_C при $R \ll r_c$ была найдена в работе ⁶⁷. Здесь мы получим эту зависимость с помощью идей теории протекания ⁶⁸.

Так как характерные расстояния задачи значительно превосходят R , то в (5.9) основную роль играет экспонента. Поэтому для простоты опустим сначала множитель r^{-1} и найдем T_C для системы случайно расположенных спинов, обменное взаимодействие которых

$$V(r) = V_0 e^{-r/R}. \quad (6.1)$$

Введем длину $r(T)$, определяемую равенством $V(r) = T$, т. е.

$$r(T) = R \ln \frac{V_0}{T}. \quad (6.2)$$

В силу экспоненциальной зависимости обменной энергии от r все спины, расстояние между которыми меньше $r(T)$, можно считать при данной температуре ориентированными параллельно. Спины, удаленные друг от друга на расстояние $r > r(T)$, можно считать не скоррелированными. Иными словами, все связи разбиваются на две группы: жесткие ($r < r(T)$), и разорванные ($r > r(T)$). Жесткие связи соединяют магнитные атомы в кластеры, в каждом из которых спины ориентированы параллельно. Система ферромагнитна, если связанные спины образуют бесконечный кластер. Таким образом, определение температуры Кюри свелось к следующей геометрической задаче:

В системе случайно расположенных точек включены все связи между точками, удаленными друг от друга на расстояние $r \leq r_{\max}$. Когда $r_{\max} \ll n^{-1/3}$, в системе имеются только конечные кластеры связанных атомов. При $r \gg n^{-1/3}$ почти все атомы связаны в бесконечный кластер. При каком значении r_{\max} впервые возникает бесконечный кластер?

Это одна из задач, рассматриваемых в теории протекания, так называемая континуальная задача, которая решалась во многих работах (подробная библиография в ¹²). Согласно ⁶⁹ критическое значение r_{\max} равно

$$r_0 = (0,87 \pm 0,01) n^{-1/3}. \quad (6.3)$$

При высоких температурах $r(T) < r_0$, т. е. система парамагнитна. Температура ферромагнитного перехода определяется из условия $r(T) = r_0$, т. е.

$$T_C = V_C \exp \left(-\frac{0,87}{R n^{1/3}} \right), \quad (6.4)$$

где $V_C \approx V_0 S^2$. Температура Кюри порядка энергии взаимодействия спинов, находящихся на расстоянии порядка среднего (но не равна средней энергии взаимодействия, которая пропорциональна n). Поэтому учет

предэкспоненциального множителя в потенциале взаимодействия дает

$$T_C = U_C \frac{R}{r_0} \exp \left(-\frac{0,87}{Rn^{1/3}} \right), \quad (6.5)$$

где $U_C \approx U_0 S^2$.

Температура Кюри сплавов палладия с железом, кобальтом и марганцем измерялась различными методами. Сводка большинства результатов приведена в ⁹. Укажем также на работы ⁷⁰⁻⁷². При анализе этих данных следует иметь в виду, что многие классические методы определения T_C непригодны для неупорядоченного ферромагнетика. Так, для сверхтонкого расщепления линии Мёссбауэра достаточно магнитного упорядочения в больших конечных кластерах, которые существуют и при $T > T_C$. Максимум в теплоемкости может быть сдвинут в сторону температур, меньших T_C , так как в теплоемкость существенный вклад дают возбуждения в конечных кластерах. И, наконец, парамагнитная температура Кюри, как будет показано в разделе 11, в данном случае параметрически больше T_C . Таким образом, наиболее надежными оказываются данные по намагниченности, если соответствующие измерения проведены в слабом магнитном поле. Эти данные, а также результаты нейтронографических исследований, приведены в табл. I. В таблицу включены также значения T_C ,

Таблица I

Температура Кюри сплавов палладия

Pd _{1-x} Fe _x		Pd _{1-x} Co _x ^{70, 71}		Pd _{1-x} Mn _x	
x, ат. %	T _C , °K	x, ат. %	T _C , °K	x, ат. %	T _C , °K
0,03	0,115 ⁵⁴	0,1	3,3±0,5	0,15	0,22 ⁹
0,043	0,2 ⁵⁴	0,35	12,5±1	0,2	0,39 ⁹
0,06	0,41 ⁵⁴			0,31	0,76 ⁹
		0,5	24±3	0,4	1,03 ⁹
0,15	2,10 ⁷³	0,6	28±3	0,45	1,41 ⁷⁶
0,16	2,8 ⁷⁴	0,7	38±3	0,49	1,55 ⁷⁷
0,23	5,4 ⁷⁴	1,1	60±3	0,5	1,44 ⁹
0,28	9,5 ⁵⁷			0,7	2,48 ⁹
0,41	13,0 ⁷⁴	1,6	88±3	0,96	3,45 ⁷⁷
0,50	18,0 ⁷²			1,0	3,41 ⁷⁸
0,53	23,0 ⁵⁷			1,05	3,9 ⁷⁹
0,54	20,1 ⁷⁴			1,2	4,9 ⁷⁶
0,78	32,6 ⁷⁴			1,3	4,54 ⁷⁷
1,0	39 ⁷⁵			1,8	7,5 ⁷⁶
1,1	36 ⁷²				

полученные по излому электросопротивления; они близки к T_C , найденным из намагниченности.

В течение ряда лет во многих экспериментальных работах ⁹ отмечалось, что концентрационная зависимость T_C нелинейна: T_C растет с x значительно быстрее, чем линейно. В то же время в теоретических работах на эту тему ^{80, 81} получалась линейная зависимость. Связано это с тем, что авторы указанных работ пренебрегли пространственными флуктуациями молекулярного поля, действующего на локализованные спины. Поэтому температура Кюри получилась равной средней энергии взаимодействия локализованных спинов, которая определяется парами близко расположенных спинов (на расстоянии $r \approx R \ll r_c$) и пропорциональна x . Ясно, однако, что взаимодействие в таких парах не имеет отношения к возникновению макроскопического момента.

На рис. 6 показана зависимость $\ln [x^{-1/3} T_C]$ от $x^{-1/3}$ для сплавов Pd (Fe, Co, Mn). Во всех трех случаях зависимость (6.5) хорошо выполняется в широком интервале концентраций и температур. Все три прямые имеют, как и должно быть, одинаковый наклон. Значение радиуса потенциала R , определенное по наклону этих прямых, оказалось равным

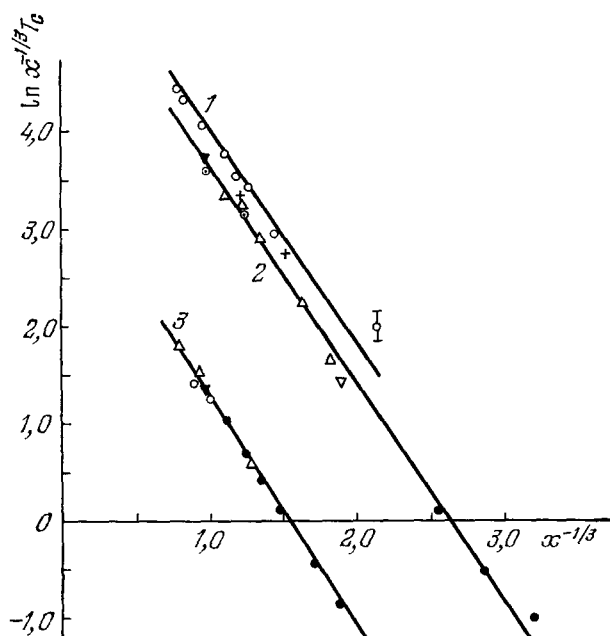


Рис. 6. Концентрационная зависимость температуры Кюри сплавов.

1 — PdCo: \circ — экспериментальные данные из ⁷⁰, ⁷¹; 2 — PdFe: \bullet — из ⁶⁴; ∇ — ⁷³, \triangle — ⁷⁴, $+$ — ⁷, \odot — ⁷², \blacktriangleleft — ⁷⁵; 3 — PdMn: \bullet — из ⁸, \triangle — ⁷⁶, \circ — ⁷⁷, \blacktriangledown — ⁷⁹.

$R = 4,3 \text{ \AA}$, что хорошо согласуется со значением $R = 3 - 5 \text{ \AA}$, полученным из нейтронографических измерений ⁶⁰. Экстраполируя прямые на рис. 6 к $x^{-1/3} = 0$, получаем $U_0 = 800 \text{ }^\circ\text{K}$ для PdFe и $80 \text{ }^\circ\text{K}$ для PdMn.

7. Спиновые волны

а) Коэффициент жесткости спиновых волн. Для определения концентрационной зависимости жесткости D при малых концентрациях магнитных атомов удобно воспользоваться связью между D и проводимостью σ эквивалентной сетки сопротивлений, о которой мы говорили в 2. Обобщение формулы (2.9) на неупорядоченный ферромагнетик, в котором потенциал взаимодействия спинов зависит от расстояния r по закону (5.9), состоит в том, что вероятность $P(x)$ следует заменить на число магнитных атомов, энергия связи которых превосходит энергию спиновой волны. Следовательно, в пределе низких частот ⁸²

$$D \sim \frac{\sigma}{n}; \quad (7.1)$$

здесь σ можно рассматривать как проводимость электронов в системе хаотически расположенных центров, в которой вероятность перескока электрона между центрами определяется формулой (5.9). Ее зависимость

от концентрации известна ^{83, 84 *}),

$$\sigma \sim r_0^{-(2+\nu)} \exp \left(-\frac{0,87}{Rn^{1/3}} \right), \quad (7.2)$$

где ν — индекс радиуса корреляции. Напомним, что $r_0 = 0,87 n^{-1/3}$. Из (7.1), (7.2) следует ⁸²

$$D \sim n^{-(1-\nu)/3} \exp \left(-\frac{0,87}{Rn^{1/3}} \right). \quad (7.3)$$

Основная концентрационная зависимость D определяется экспоненциальным множителем в (7.3), который (с точностью до r_0^{-1}) совпадает с энергией взаимодействия спинов, расстояние между которыми равно $r_0 \pm R$. Это представляется совершенно естественным, так как бесконечный кластер, в котором распространяются спиновые волны, существует только в том случае, если включены связи с длиной, большей или равной r_0 . Включенные в бесконечный кластер спины, расстояние между которыми меньше r_0 , т. е. энергия связи экспоненциально больше, чем $\exp(-0,87/Rn^{1/3})$, колеблются синфазно и потому не дают вклада в D . Не играют, очевидно, роли и слабо связанные спины, удаленные от ближайших соседей на расстояние, много большее r_0 . Таким образом, спиновые волны распространяются так, как если бы в бесконечный кластер были включены только связи с длиной $r_1 = r_0 \pm R$. Поэтому слабо затухающие спиновые волны существуют, если их длина больше характерного расстояния, определяющего масштаб пространственных неоднородностей этого кластера. Так как $|r_1 - r_0| \ll r_0$, то таким масштабом является радиус корреляции $L_R = r_0 (r_0/|r_1 - r_0|)^\nu$. Следовательно, слабо затухающими являются спиновые волны с длиной $\lambda \gtrsim L \sim r_0 (r_0/R)^\nu$. Максимальная энергия спиновых волн

$$\omega_0 \approx DL^{-2} \approx \left(\frac{R}{r_0} \right)^{3\nu+1} \exp \left(-\frac{0,87}{Rn^{1/3}} \right). \quad (7.4)$$

Легко видеть, что при $T \approx \omega_0$ отклонение намагниченности от насыщения, связанное с возбуждением спиновых волн, мало, т. е. $\omega_0 \ll T_C$.

Из (6.5) и (7.3) следует, что концентрационная зависимость D/T_C не содержит экспоненты и определяется только индексом радиуса корреляции ν :

$$\frac{D}{T_C} \sim n^{-(2-\nu)/3}. \quad (7.5)$$

Это открывает заманчивую возможность экспериментального определения ν .

Теория спиновых волн в сплавах типа PdFe впервые развивалась в работах ⁸⁵⁻⁸⁷. Предполагалось, что спиновое расщепление d -зоны палладия мало, т. е. что выполнено неравенство (5.11). Тем не менее авторы этих работ считали расщепление d -зоны однородным, что в свою очередь означает, что однородно молекулярное поле, действующее на локализованные спины. При таком подходе D фактически определяется средней энергией косвенного взаимодействия локализованных спинов, в которую основной вклад дают пары примесей с расстоянием порядка $R \ll r_c$, хотя такие пары, очевидно, не имеют отношения к распространению спиновых волн. В результате была получена неправильная зависимость $D \sim x$.

*) В ^{83, 84} вероятность перескока не содержала предэкспоненциального множителя r^{-1} . Поэтому (7.2) содержит дополнительный множитель r_0^{-1} по сравнению с цитированными работами.

При таких концентрациях, когда расщепление d -зоны палладия велико, и неоднородность намагниченности мала, экспоненциальная зависимость D от x сменяется более слабой ⁸².

б) Плотность состояний и электросопротивление. Плотность состояний спиновых волн $\rho_s(\omega)$, нормированная на единицу объема, определяется формулой (3.10). Соответственно выражения для отклонения плотности момента от насыщения и теплоемкости, обусловленные спиновыми волнами, имеют обычный вид:

$$\Delta M = \mu \frac{\zeta(3/2)}{8\pi^{3/2}} \left(\frac{T}{D(x)} \right)^{3/2},$$

$$C_s = \frac{15}{32} \frac{\zeta(5/2)}{\pi^{3/2}} \left(\frac{T}{D(x)} \right)^{3/2}, \quad (7.6)$$

где $\zeta(y)$ — дзета-функция Римана.

Заметим, что в ⁸⁷ из-за ошибки, допущенной при вычислении плотности состояний, в выражении для величины $\delta S = S - \langle S^2 \rangle$, равной $\Delta M/\mu n$ (а также величины $S^2 - \langle (S^2)^2 \rangle$), опущен множитель x^{-1} .

В отличие от намагниченности и теплоемкости, спин-волновой вклад в электросопротивление неупорядоченной системы зависит от температуры иначе, чем в упорядоченных ферромагнетиках.

В неупорядоченных ферромагнетиках температурно зависящая часть электросопротивления обусловлена двумя механизмами: упругим рассеянием на случайно расположенных спинах с потенциалом $I\langle S^2 \rangle$ и неупругим рассеянием на спиновых волнах. Из (7.6) ясно, что первая часть $\Delta\rho_1$ пропорциональна $(T/D)^{3/2}$. Такую же зависимость от температуры имеет и спин-волновая часть электросопротивления $\Delta\rho_2$. Дело в том, что при рассеянии электронов на спиновых волнах, распространяющихся в неупорядоченной системе поляризованных спинов, закон сохранения квазиимпульса не выполняется ^{16, 87}. Поэтому $\Delta\rho_2$ просто пропорционально числу спиновых волн, т. е. $(T/D)^{3/2}$.

Полное сопротивление

$$\Delta\rho = \Delta\rho_1 + \Delta\rho_2 = \frac{\sqrt{2}-1}{2^{3/2}\pi} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \frac{m_e}{n_e e^2} S I^2 \eta(\epsilon_F) \Omega_0 \left(\frac{T}{D}\right)^{3/2}, \quad (7.7)$$

где m_e , n_e , $\eta(\epsilon_F)$ — соответственно масса, концентрация и плотность состояний электронов.

Напомним, что в упорядоченных ферромагнетиках спин-волновой вклад в сопротивление пропорционален T^2 , так как в силу закона сохранения квазиимпульса электроны рассеиваются только на малые углы.

8. Локальные перевороты спинов

а) Намагниченность и теплоемкость при низких температурах ⁸⁷. В упорядоченных ферромагнетиках при низких температурах вся термодинамика определяется спиновыми волнами. В неупорядоченных имеется дополнительный вклад, связанный с локальными переворотами спинов, которые в силу случайного расположения магнитных атомов удалены от ближайших соседей на расстояние, большее среднего и поэтому слабо связаны с основной массой магнитных атомов. Молекулярное поле H , действующее на такие спины, меньше молекулярного поля на примесях, расположенных на среднем расстоянии друг от друга. Поэтому даже при низких температурах возможен переворот спина изолированных примесей.

Чтобы сосчитать количество изолированных примесей, нужно найти функцию распределения молекулярного поля $W(\omega)$ ($\omega = \mu H$), представляющую собой плотность вероятности того, что энергия спина в молекулярном поле лежит в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$.

При малых ω функция распределения пропорциональна вероятности флуктуаций, в которых одна из примесей удалена от остальных на расстояние, большее среднего. Из (6.1) *) следует, что для того, чтобы молекулярное поле на данной примеси не превосходило H , необходимо, чтобы ближайшая к ней примесь была расположена на расстоянии, не меньшем, чем

$$r(\omega) = R \ln \frac{SV_0}{\omega}. \quad (8.1)$$

Поле порядка H создает, очевидно, каждая примесь, расположенная в шаровом слое радиусом $r(\omega)$ и толщиной R . Если число примесей в этом слое, равное $4\pi n r^2(\omega) R$, мало, то молекулярное поле H создается одним ближайшим соседом, удаленным от данной примеси на расстояние $r(\omega)$. Поэтому, используя формулу Пуассона для распределения ближайших соседей, получим

$$\begin{aligned} W(\omega) &= 4\pi n r^2(\omega) \exp\left(-\frac{4\pi}{3} n r^3(\omega)\right) \frac{dr}{d\omega} = \\ &= \frac{3v_R}{\omega} \ln^2 \frac{SV_0}{\omega} \exp\left(-v_R \ln^3 \frac{SV_0}{\omega}\right), \end{aligned} \quad (8.2)$$

где $v_R = (4/3)\pi n R^3$. При малых молекулярных полях, когда $3v_R \ln^2(SV_0/\omega) \gg 1$, т. е. число примесей в слое радиусом $r(\omega)$ и толщиной R велико, молекулярное поле на данной примеси создается большим числом примесей. Поэтому, чтобы поле на данной примеси не превосходило H , ближайшие соседи от данной примеси должны быть удалены на расстояние, большее $r(\omega)$. Следовательно, функция $W(\omega)$ спадает при малых ω быстрее, чем по формуле (8.2), однако можно показать, что главное слагаемое в показателе экспоненты по-прежнему равно $v_R \ln^3(SV_0/\omega)$. При $\omega = 0$ функция распределения $W(\omega)$, естественно, обращается в нуль.

Отклонение намагниченности от насыщения при $v_R \ln^2(SV_0/T) \ll 1$, обусловленное локальными переворотами спинов, пропорционально числу спинов, энергия которых в молекулярном поле $\omega \lesssim T$. Используя функцию распределения (8.2), легко показать, что это число равно $\exp[-v_R \ln^3(SV_0/T)]$.

Таким образом, при температурах, удовлетворяющих неравенству $v_R \ln^2(SV_0/T) \ll 1$ (но $T \ll T_C$, т. е. $v_R \ln^3(SV_0/T) > 1$), отклонение средней проекции спина от насыщения

$$\delta S = S - \langle S^z \rangle = S \exp\left(-v_R \ln^3 \frac{SV_0}{T}\right). \quad (8.3)$$

Интересно, что в этой области температур δS убывает с температурой медленнее, чем по линейному закону.

Из (8.3) видно, что вторая производная $d^2\langle S^z \rangle/dT^2 > 0$ в указанной области температур. Таким образом, характер температурной зависимости намагниченности в рассматриваемых неупорядоченных ферромагнетиках качественно иной, чем в упорядоченных: в широкой области температур, в которой магнитный момент почти достиг насыщения, кривая $M(T)$

*) Для простоты мы здесь и дальше в этом пункте используем потенциал (6.1) вместо (5.9), так как при $r \gg R$ основная зависимость потенциала от r определяется экспонентой.

является вогнутой. Это свойство кривой $M(T)$ сохраняется вплоть до перехода (см. пункт в).

При низких температурах, когда $v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 \gg 1$, часть δS , связанная с локальными переворотами спинов, падает с температурой быстрее, чем степенным образом⁶⁷, поэтому основной вклад в отклонение намагниченности от насыщения должны давать спиновые волны.

Теплоемкость, обусловленная локальными переворотами спинов, зависит от температуры при $v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 \ll 1$ по тому же закону (8.3) (с точностью до несущественного предэкспоненциального множителя), что и намагниченность.

Однако при таких температурах, когда $v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 > 1$, вклад локальных переворотов спинов в теплоемкость существеннее, чем в намагниченность. Объясняется это следующим образом.

Теплоемкость спина, энергия которого в молекулярном поле равна ω , можно для оценки записать в виде $(\omega/T)^2 e^{-\omega/T}$, т. е. она экспоненциально

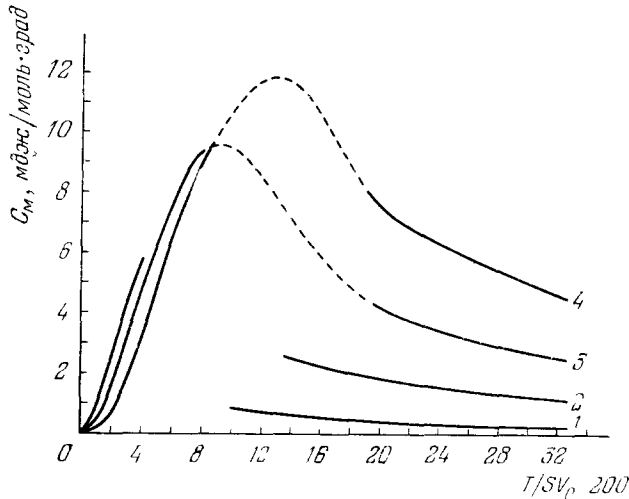


Рис. 7. Теплоемкость сплавов палладия (теория).

Низкотемпературные участки сплошных кривых показывают теплоемкость, обусловленную локальными переворотами спинов, высокотемпературные участки — теплоемкость пар (формула (11.3)). Штриховые участки кривых получены экстраполяцией: $v_R = 10^{-2}$ (1), $2 \cdot 10^{-2}$ (2), $3 \cdot 10^{-2}$ (3) и $4 \cdot 10^{-2}$ (4).

падает с ростом ω . С другой стороны, функция распределения $W(\omega)$, т. е. число спинов с энергией ω , быстро растет с ростом ω . В итоге оптимальными оказываются такие флуктуации, для которых $\omega/T \approx v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 \gg 1$, так что теплоемкость на одну примесь оказывается порядка

$$C_M \sim (v_R \ln^2 T^{-1} S V_0)^2 \exp(-v_R \ln^2 T^{-1} S V_0). \quad (8.4)$$

В этой формуле для простоты мы написали лишь главное слагаемое в показателе экспоненты. Точная формула содержится в работе⁶⁷.

Мы видим, что в теплоемкости (8.4) содержится большой предэкспоненциальный множитель, который растет с уменьшением температуры. Поэтому теплоемкость убывает с температурой медленнее, чем намагниченность, и роль локальных переворотов спинов оказывается в теплоемкости более существенной, чем в намагниченности.

Зависимость теплоемкости от температуры при различных концентрациях магнитных атомов показана на рис. 7. При не слишком низких температурах кривых $C_M(T)$ выпуклы. Из (8.3) и (8.4) следует, что теплоемкость обладает таким свойством, когда $3v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 < 1$.

б) Электронные кинетические явления. В сплавах типа PdFe эти явления определяются, естественно, легкими s -электронами. Их обменное рассеяние на магнитных примесях создает магнитный вклад в электро- и теплосоппротивление, термо-э.д.с. и прочие кинетические коэффициенты. Для вычисления кинетических коэффициентов в нашем случае следует вероятность рассеяния s -электронов на локализованном спине в молекулярном поле⁸⁸ усреднить с $W(\omega)$. Кинетические коэффициенты зависят от концентрации магнитных примесей и температуры в основном благодаря экспоненциальному множителю $\exp(-v_R \ln^3 T^{-1} S V_0)$ ⁸⁷. Кроме того, они содержат большие предэкспоненциальные множители, которые, так же как в теплоемкости, ослабляют их убывание с температурой. Например, термо-э.д.с. α равна⁸⁷

$$\alpha \sim \frac{1}{e} \left(\frac{I}{E} \right)^3 (v_R \ln^2 T^{-1} S V_0)^2 \exp(-v_R \ln^3 T^{-1} S V_0), \quad (8.5)$$

где e — заряд электрона, I и E соответственно константы обменного и необменного взаимодействия s -электрона с примесью. Предполагается, что $I \ll E$, $3v_R \ln^2 T^{-1} S V_0 > 1$.

в) Намагниченность при высоких температурах⁸⁸. В пункте а) настоящего раздела мы нашли температурную зависимость намагниченности в той области температур, где отклонение намагниченности от насыщения мало. Сейчас, используя результаты теории протекания, мы найдем $M(T)$ в более широком интервале температур.

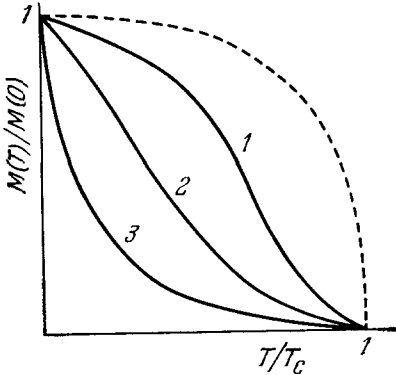


Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности: $v_R = 5 \cdot 10^{-3}$ (1), $5 \cdot 10^{-4}$ (2) и $5 \cdot 10^{-5}$ (3).

Для сравнения штриховой линией показана кривая $M(T)$ для чистого никеля.

Так как спины, входящие в бесконечный кластер, ориентированы параллельно, то относительная намагниченность $M(T)/M(0)$ равна вероятности $P(r(T))$ того, что данный магнитный атом принадлежит бесконечному кластеру (ср. с (1.2)); $r(T)$ определяется формулой (6.2)). Эта вероятность была вычислена методом Монте-Карло в работе⁸⁹. Ее зависимость от $p = (1/6) \ln r_{\max}^3$ приведена в⁸⁹ на рис. 2. Используя этот график и заменяя r_{\max} на $r(T)$, мы получаем зависимость $M(T)/M(0)$ от T/T_c , показанную на рис. 8 при различных значениях параметра v_R . Для сравнения на этом же рисунке штриховой линией дана температурная зависимость намагниченности чистого никеля.

Характерной особенностью этих кривых является большой участок вогнутости, который увеличивается с уменьшением v_R .

Пороговое поведение функции $P(r(T))$ такое же, как функции $P(x)$ для неупорядоченных ферромагнетиков со взаимодействием ближайших соседей¹², причем роль концентрации x играет параметр $\ln r^3(T)$. Поэтому вблизи T_c (но не в критической области) температурная зависимость момента определяется соотношением

$$M(T) \sim \left[\frac{r(T) - r(T_c)}{r(T_c)} \right]^\beta \approx \left(v_R \ln \frac{T}{T_c} \right)^\beta, \quad (8.6)$$

где β — критический индекс вероятности $P(x)$. Видно, что $M(T)$ очень медленно (логарифмически) увеличивается с уменьшением T . Фазовый переход по температуре оказывается чрезвычайно растянутым.

Когда вероятность P приближается к 1, отклонение P от 1 связано с такими изолированными спинами, которые удалены от ближайших соседей на расстояние, большее $r(T)$. Относительное число таких спинов равно $\exp(-4\pi nr^3(T)/3)$, т. е.

$$\frac{M(T)}{M(0)} = P(r(T)) = 1 - \exp\left(-v_R \ln^3 \frac{SV_0}{T}\right),$$

что совпадает с формулой (8.3).

г) Экспериментальные результаты. Сравнение с теорией. Начиная с 60-х годов изучаются экспериментально температурные и концентрационные зависимости теплоемкости^{9,90-92}, намагниченности и электросопротивления^{9,74,79,93,94} сплавов палладия. Измерения проводились при концентрациях магнитных примесей, больших 10^{-3} . На рис. 9 и 10 приведены типичные зависимости теплоемкости и электросопротивления от температуры при различных концентрациях магнитных примесей в сплавах палладия. Обращает на себя внимание резкий излом сопро-

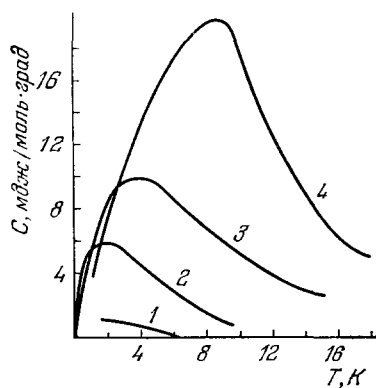


Рис. 9. Температурная зависимость магнитной теплоемкости C_M сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Co}_x$ ⁹.
 x (ат. %) = 0,075 (1), 0,16 (2), 0,24 (3) и 0,35 (4).

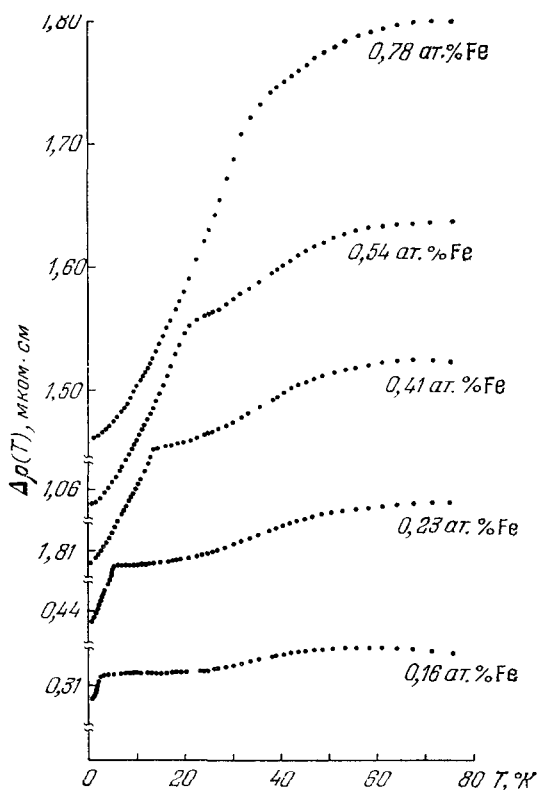


Рис. 10. Температурная зависимость примесной части сопротивления $\Delta\rho(T) = \rho_{\text{сплав}}(T) - \rho_{\text{Pd}}(T)$ сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ ⁷⁴.
 Содержание железа указано на рисунке.

тивления, связанный с возникновением магнитного порядка. Теплоемкость имеет в этой области температур широкий максимум.

Температурная зависимость магнитной части электросопротивления при $x < 0,01$ хорошо описывается спин-волновым законом $T^{3/2}$ (рис. 11). При $x > 0,02$ этот закон сменяется квадратичной зависимостью, характерной для упорядоченного ферромагнетика⁹⁴. Изменение температурной зависимости связано с переходом от сильно неупорядоченной системы к почти однородно намагниченной.

В работе ⁹⁵ была сделана попытка из данных по электросопротивлению определить концентрационную зависимость жесткости спиновых волн D . При этом авторы вместо формулы (7.7) использовали выражения, содержащие лишний множитель x .

Кроме того, было сделано мало обоснованное допущение о зависимости константы I от концентрации примесей.

В работе ⁹¹ измерялась температурная зависимость намагниченности сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$, $x \geq 0,002$ во внешнем магнитном поле. При фиксированном поле температурная зависимость намагниченности хорошо согласуется с теорией спиновых волн. Найденные в ⁹¹ значения D находятся в удовлетворительном согласии с результатами, полученными из ЯМР ⁹⁶ и из нейтронных экспериментов ⁹⁷ (табл. II *).

Теплоемкость следует спин-волновому закону $T^{3/2}$ только при $x \geq 0,01$. При $x < 0,01$ она растет с T значительно медленнее ^{90, 91}. Из рис. 9, на котором показана экспериментальная зависимость магнитной теплоемкости сплавов PdCO от температуры по данным ⁹, видно, что в области значительно левее максимума, т. е. при $T \ll T_c$, кривая $C_M(T)$ выпукла, а не вогнута, как должно быть по спин-волновому закону. Кроме того, величина теплоемкости значительно меньше спин-волновой теплоемкости (7.6) с D , взятыми из намагниченности. Такое anomальное поведение теплоемкости, по-видимому, означает, что в условиях эк-

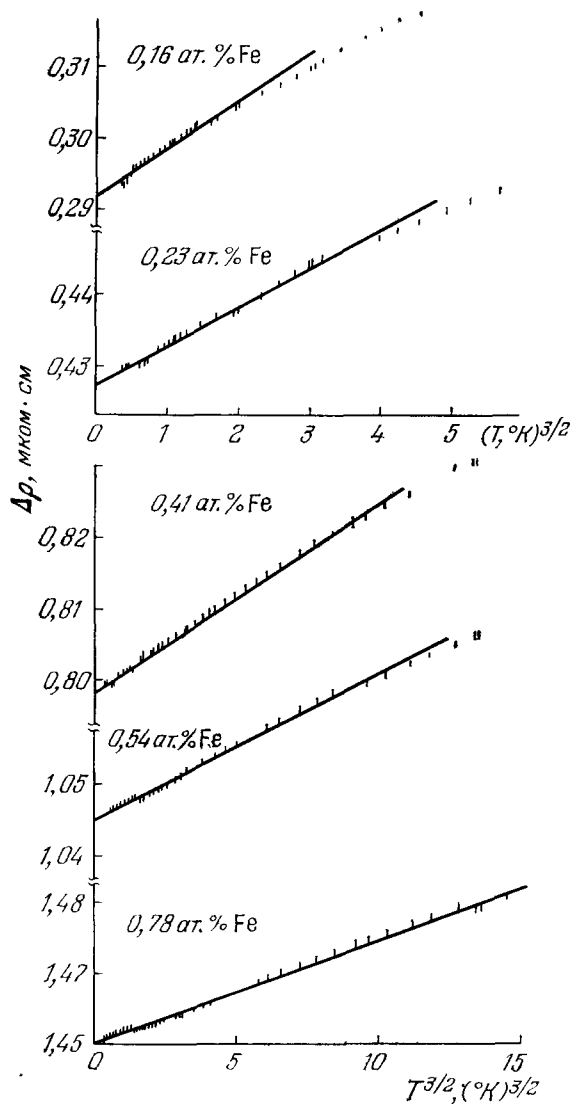


Рис. 11. Зависимость $\Delta\rho(T)$ от $T^{3/2}$ для сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ в ферромагнитной фазе ⁷⁴. Содержание железа указано на рисунке.

сперимента она определяется частотами $\omega > \omega_0$. Иными словами, основную роль играют не спиновые волны, а локализованные возбуждения с частотами $\omega > \omega_0$. В частности, это могут быть локальные перевороты одного спина, плотность состояний которых в рассматриваемой области частот уменьшается с ростом ω (см. (8.2)). Поэтому, как уже отмечалось, соот-

*) Отметим, что в ⁹¹ обнаружена довольно сильная зависимость D от магнитного поля. Причина этой зависимости не ясна.

ветствующая теплоемкость растет с T медленнее, чем по спин-волновому закону и кривая $C_M(T)$ выпукла.

Используя значение D из табл. II и T_C из табл. I, можно проверить справедливость соотношения (7.5) между D и T_C . На рис. 12 (в двойном

Таблица II

Коэффициент жесткости спиновых волн D в сплавах $Pd_{1-x}Fe_x$

x , ат. %	0,15	0,28	0,50	0,53	1,0	1,7	2,0
D , $^{\circ}K \cdot \text{\AA}^2$	104 ⁹¹	193 ⁹¹	364 ⁹⁶	366 ⁹¹	690 ⁹¹ , 556 ^{*)} ⁹¹ , 680 \pm 60 ^{**) 97}	950 ⁹¹	1020 \pm \pm 70 ^{**) 97}

*) Получено из анализа температурной зависимости теплоемкости. Все остальные значения D из работы⁹¹ найдены из анализа температурной зависимости намагниченности.
**) Измерения проводились в магнитном поле 4 кэ.

логарифмическом масштабе) приведена экспериментальная зависимость T_C/D от x при $x \leq 0,01$. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую, т. е. в согласии с теорией D и T_C содержат один и тот же экспоненциальный множитель. Из наклона прямой видно, что $D/T_C \sim x^{-0,45}$. Показатель степени близок к значению 0,38, которое следует из (7.5) при $\gamma = 0,85$.

9. Влияние осциллирующего потенциала

Мы уже упоминали, что осциллирующая часть обменного потенциала (5.10) обуславливает переход сплава при достаточно малых x из ферромагнитного состояния в состояние спинового стекла. Переход происходит, когда на расстояниях порядка r_c ферромагнитный потенциал (5.9) сравнивается с осциллирующим, т. е. при концентрациях, удовлетворяющих уравнению

$$\left(\frac{r_c}{a}\right)^2 e^{-r_c/R} \approx \frac{V_1}{U_0} \frac{a}{R}. \quad (9.1)$$

В бинарных сплавах палладия фазовый переход ферромагнетизм — спиновое стекло не наблюдался. В работе⁹⁸ был обнаружен такой переход при наводороживании сплавов PdFe. Заполняя d -зону палладия, водород уменьшает плотность состояний на поверхности Ферми и увеличивает $1 + G$, тем самым облегчая выполнение критерия (9.1). Переход в состояние спинового стекла наблюдался, по-видимому, также в сплавах платины⁹⁹, у которой параметр $1 + G \approx 0,5$ ⁶⁴, т. е. больше, чем у палладия.

Но и в ферромагнитной фазе, когда на средних расстояниях $V_\phi(r_c) > V_{\text{РККИ}}(r_c)$, осциллирующий потенциал приводит к ряду интересных эффектов. Дело в том, что на удаленных примесях осциллирующий потенциал может сравниться с ферромагнитным или даже превзойти его. Вследствие этого молекулярное поле на них при $T \ll T_C$ мало или отрицательно (направлено против намагниченности), т. е. теперь функция распределения молекулярного поля $W(\omega)$ отлична от нуля при $\omega \leq 0$. Отсюда

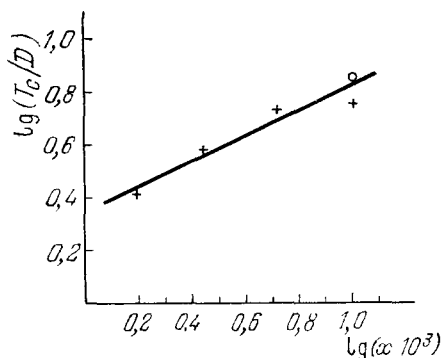


Рис. 12. Зависимость $\lg(T_C/D)$ от $\lg x$ для сплавов $Pd_{1-x}Fe_x$.

следует, во-первых, что даже при $T = 0$ часть спинов ориентирована против намагниченности. Их число

$$n_{\downarrow} = n \int_{-\infty}^0 W(\omega) d\omega \quad (9.2)$$

Во-вторых, в теплоемкости появляется вклад, линейно уменьшающийся с температурой.

В самом деле, спины, энергия которых в молекулярном поле порядка T , дают в теплоемкость вклад порядка 1 (напомним, что мы измеряем температуру в энергетических единицах). Число таких спинов при малых T порядка $\int_0^T W(\omega) d\omega \sim W(0) T$. Таким образом, теплоемкость на одну примесь ¹⁰⁰

$$C_M \sim W(0) T. \quad (9.3)$$

Так как спин-волновая часть теплоемкости $\sim T^{3/2}$, то при достаточно низких температурах теплоемкость (9.3), связанная с локальными переворотами спинов, становится преобладающей.

Концентрационная зависимость $W(0)$ может быть найдена методом оптимальной флуктуации. Вероятность удаления примеси от ближайших соседей на расстояние $r > r_c$ пропорциональна $\exp(-4\pi n r^3/3)$ и падает с ростом r . В то же время вероятность того, что молекулярное поле на удаленной примеси малое, растет с увеличением r .

В результате оказывается ¹⁰⁰, что

$$W(0) \sim e^{-(4/3)\pi n l^3},$$

где l — расстояние до ближайшей примеси в оптимальной флуктуации: $l \sim \sim R \ln(V_0/V_{1R})$.

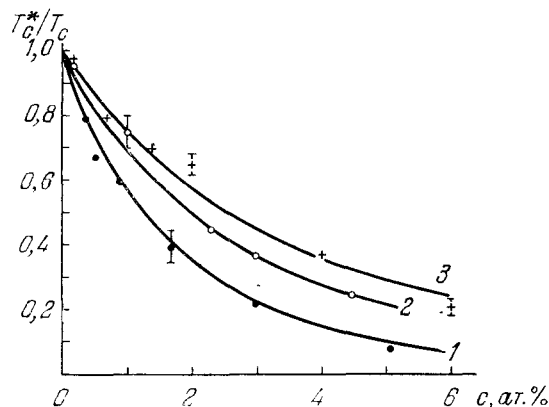


Рис. 13. Зависимость температуры Кюри сплавов PdCoSn от содержания олова при фиксированных концентрациях кобальта.

Экспериментальные точки — из ⁷¹: 1 — 0,35 ат.% Co; 2 — 1,1 ат.% Co; 3 — 2,0 ат.% Co. Кривые построены по формуле (10.3) при $\xi = 35$.

магнитные примеси Ag, Sn, Rh, H ^{9, 70, 71, 98, 101}. В большинстве случаев это приводит к резкому понижению температуры Кюри. Так, при добавлении в сплав Pd_{0,98}Co_{0,02} 6% олова температура Кюри падает с 94 °K до 20 °K ^{70, 71} (рис. 13). В то же время парамагнитная восприимчивость матрицы уменьшается значительно меньше.

Сформулированная в разделе 5 модель позволяет понять эти свойства тройных сплавов ¹⁰². Немагнитные примеси влияют на матрицу двояко:

1) рассеяние электронов на примесях и изменение их концентрации при легировании приводит к изменению плотности состояний электронов и их средней энергии корреляции;

10. Тройные сплавы

а) Сплавы с немагнитными примесями. Чтобы выяснить влияние свойств матрицы на ферромагнетизм разбавленных сплавов, в ряде работ в эти сплавы вводились также и немагнитные примеси.

2) локально изменяется энергия электронной корреляции в узле, занятом немагнитной примесью.

Рассмотрим сначала ситуацию, когда локальными эффектами можно пренебречь. Немагнитные примеси приводят к перенормировке величины Γ в формуле (5.4) для восприимчивости:

$$\chi(k) = \frac{\chi_p}{1 + \Gamma(1 - \alpha c) + a^2 k^2}, \quad (10.1)$$

где c — концентрация немагнитных примесей. Так как $1 + \Gamma \ll 1$, то при малых k можно пренебречь влиянием немагнитных примесей на χ_p и a . Величина и знак коэффициента α зависят от спектра электронов, разности валентностей матрицы и примеси, а также от величины рассеивающего потенциала примеси. При не очень сильном легировании величину α можно в большинстве случаев оценить в приближении Хартри — Фока для модели жесткой зоны. Из (5.8) и (10.1) находим радиус взаимодействия R^* в тройном сплаве:

$$R^* = R(1 + \xi c)^{-1/2},$$

$$\xi = -\frac{\alpha \Gamma}{1 + \Gamma} = -\frac{1}{\chi(0)} \frac{d\chi(0)}{dc} \Big|_{c \rightarrow 0} \gg 1. \quad (10.2)$$

Температура Кюри тройного сплава, в соответствии с (6.5), равна

$$T_C^* = T_C \exp \left[-\frac{0,87}{n^{1/3} R} (V \sqrt{1 + \xi c} - 1) \right], \quad (10.3)$$

где T_C — температура Кюри двойного сплава.

Так как $n^{1/3} R \ll 1$ и $\xi \gg 1$, то T_C^* может сильно отличаться от T_C даже при очень малых концентрациях немагнитных примесей.

Если $\xi c \ll 1$, то немагнитные примеси мало меняют восприимчивость насыщения и радиус потенциала. В то же время температура Кюри, которая в этом случае равна

$$T_C^* = T_C \exp \left(-\frac{0,87}{n^{1/3} R} \frac{\xi c}{2} \right), \quad (10.4)$$

может измениться сильно, возрастая или уменьшаясь в зависимости от знака ξ . Из (10.4) видно, что при малых c

$$\ln \frac{T_C^*}{T_C} \sim n^{-1/3} c. \quad (10.5)$$

Иначе обстоит дело, если основную роль играет локальное изменение хаббардовской корреляции на узле. Так как возмущение меняет свойства матрицы лишь на расстояниях порядка R от примеси, то обменное взаимодействие локализованных спинов, находящихся на среднем расстоянии r_c друг от друга, «чувствует» немагнитную примесь, только если последняя попадает в узкий цилиндр радиуса $\sqrt{R r_c}$, соединяющий магнитные примеси. Вероятность такой конфигурации мала, если концентрация немагнитных примесей (в единице объема) меньше, чем $(R n^{-2/3})^{-1}$.

Наиболее интересна ситуация почти магнитных примесей (в смысле критерия Андерсона¹⁰³), которые обладают большой магнитной восприимчивостью. Уже небольшое количество этих примесей может существенно увеличить магнитную восприимчивость образца и в то же время, как

ясно из предыдущего, мало влияет на температуру Кюри. Более того, нелокальные эффекты, о которых шла речь выше, могут даже привести к уменьшению T_C и для этого сорта примесей.

Эти соображения позволяют понять экспериментальные результаты для сплавов PdRhMn. В сплавах PdRh с содержанием родия меньше 5% восприимчивость быстро растет с ростом c . В то же время T_C в сплавах PdRhMn лишь незначительно увеличивается с содержанием родия при $c < 1\%$, а затем уменьшается⁹.

Влияние примеси олова, изучавшееся в^{70,71}, в первую очередь обусловлено уменьшением плотности состояний, которое связано с увеличением числа занятых состояний в d -зоне¹⁰⁴.

Формула (10.3) хорошо описывает экспериментальную зависимость T_C^* от c , если принять $\xi = 35$ (см. рис. 13). С другой стороны, ξ можно найти, воспользовавшись экспериментальной зависимостью восприимчивости сплава PdSn, от содержания олова. Такие измерения были проведены в¹⁰⁴, и по этим данным $\xi = 20-25$. Различие между этими двумя значениями ξ может быть связано, во-первых, с тем, что при выводе (10.3) не учитывалась зависимость энергии Ферми от концентрации немагнитных примесей, и, во-вторых, тем, что в¹⁰⁴ восприимчивость измерялась при сравнительно больших концентрациях олова, поэтому определение ξ по этим данным не вполне надежно.

Своеобразными свойствами обладают тройные сплавы, содержащие водород. Их изучение только начинается^{71,98}.

б) Два сорта магнитных атомов. Имеются магнитные примеси, обменное взаимодействие которых с d -электронами матрицы очень мало (например, гадолиний и некоторые другие редкоземельные элементы¹⁰⁵). В этом случае эффекты, обусловленные косвенным взаимодействием примесей, проявляются лишь при очень низких температурах. Взаимодействие таких примесей с матрицей удобно изучать, исследуя сплавы, содержащие также и магнитные примеси, сильно взаимодействующие с матрицей, например, Fe, Co¹⁰⁶. В таких сплавах имеется обменное взаимодействие трех типов: V_{AA} , V_{BB} , V_{AB} , где A обозначает сильно связанную примесь, а B — слабо связанную. Ясно, что $V_{AA} > V_{AB} > V_{BB}$. (Для определенности считаем $V_{AB} > 0$.) Поэтому если концентрация n_B примесей B меньше, или порядка n_A , то взаимодействием V_{BB} можно пренебречь, а T_C определяется примесями A . Спины примесей B могут быть слабо связаны со спинами A даже при $T \ll T_C$. Поэтому спины B могут определять теплоемкость и температурную зависимость намагниченности.

Вычисление термодинамических функций для таких сплавов может быть проведено с помощью функции распределения молекулярных полей, аналогично параграфу 8¹⁰⁶.

Если

$$T_C > T_0 = V_{AB} S_A \exp \left(-\frac{0,62}{R n_A^{1/3}} \right),$$

то в интервале $T_0 < T < T_C$ средний спин медленно растет с уменьшением температуры по закону

$$\langle S_B^z \rangle = S_B \frac{4}{3} \pi n_A R^3 \ln^3 \frac{S_A V_{AB}}{T}. \quad (10.6)$$

Теплоемкость как функция температуры имеет два максимума: один вблизи T_C , когда возникает ферромагнетизм в системе спинов A , и второй при $T \approx T_0$, когда намагничиваются спины B .

11. Парамагнитная фаза

Флуктуации в расположении примесей обуславливают необычные свойства примесного ферромагнетика по сравнению с упорядоченным не только ниже температуры перехода, но и выше нее. При $T > T_c$ остаются кластеры из жестко связанных спинов. Возбуждения в этих кластерах с энергией порядка T определяют магнитную теплоемкость и процессы неупругого рассеяния электронов и нейтронов. Поворот кластеров в магнитном поле определяет магнитную восприимчивость. Вследствие экспоненциального спада потенциала, для всех спинов с $r < r(T)$ энергия взаимодействия $V(r) > T$, т. е. такие спины жестко связаны. Если же $r > r(T)$, то такие спины можно считать свободными.

Пары жестко связанных спинов ведут себя в магнитном поле как один спин величиной $2S$, так что восприимчивость пары равна $\mu^2 2S(2S+1)/3T$. Восприимчивость несвязанной пары спинов равна $\mu^2 2S(S+1)/3T$. Таким образом, образование жестко связанной пары спинов меняет восприимчивость на величину $2\mu^2 S^2/3T$.

Число спинов, жестко связанных в пары, равно $(4/3) \pi n r^3(T) = v_R \ln^3 T^{-1} S V_0/2$, а число пар есть $v_R \ln^3 T^{-1} S V_0/2$.

Следовательно, поправка к удельной восприимчивости свободных спинов, обусловленная взаимодействием в парах, равна

$$\Delta\chi = \frac{S}{S+1} \chi_0 v_R \ln^3 T^{-1} S V_0, \quad (11.1)$$

где

$$\chi_0 = \frac{n\mu^2 S(S+1)}{3T}.$$

Формула (11.1) справедлива при $T \ll V_0$. Если $T \gg V_0$, то энергия взаимодействия примесей в паре меньше T при любом расстоянии между примесями. Поэтому поправка к восприимчивости $\Delta\chi$ оказывается пропорциональной $\bar{V}(r)/T$, где $\bar{V}(r)$ — средняя энергия взаимодействия.

Согласно ⁶⁷ в этой области температур

$$\Delta\chi = \chi_0 S(S+1) v_R \int_0^\infty \frac{dr \cdot r^2}{R^3} \frac{V(r)}{T}. \quad (11.2)$$

Общее выражение для $\Delta\chi$, справедливое при всех $T \gg T_c$, было получено в ⁶⁷ методом вириального разложения по степеням концентрации ¹⁰⁷. Таким образом, температурная зависимость восприимчивости имеет аномальный характер. Закон Кюри — Вейсса выполняется только при $T \gg V_0$, причем парамагнитная температура Кюри, как видно из (11.2) и (6.1), равна

$$\theta = 2S(S+1) v_R V_0 \gg T_c. \quad (11.3)$$

В широком интервале температур $T_c \ll T \ll \theta$ восприимчивость растет с уменьшением значительно медленнее, чем по закону Кюри — Вейсса. Магнитная теплоемкость в парамагнитной фазе при $T \gg T_c$ обусловлена переходами между спиновыми уровнями в парах. Максимальный вклад порядка единицы дают те пары, у которых расщепление уровней порядка T . Расстояние между примесями в этих парах, очевидно, лежит в интервале $r(T) < r < r(T) + R$; число таких пар порядка $v_R \ln^2 T^{-1} S V_0$. Следовательно, теплоемкость в расчете на одну примесь

$$C_M = A_S v_R \ln^2 T^{-1} S V_0. \quad (11.4)$$

Коэффициент A_S зависит от спина,

$$A_{1/2} = \frac{3}{2} \ln \frac{4}{3}, \quad A_1 = 0,86, \quad A_{3/2} = 1,15.$$

Температурную зависимость типа (11.4) в интервале $T_C \ll T \ll SV_0$ имеют поправки ко всем величинам, обусловленным переходами между магнитными уровнями в паре. При высоких температурах $T \gg V_0$ теплоемкость $C_M \approx \nu_R (V_0/T)^2$ ⁶⁷.

Методом вириального разложения можно также учесть влияние пар на электронные кинетические коэффициенты ^{67, 108}.

С уменьшением температуры существенными становятся кластеры все большего размера. Вследствие экспоненциального характера потен-

циала, связи внутри кластера можно считать жесткими, а между кластерами — разорванными *) (см. раздел 6). Поэтому свободная энергия конечных кластеров в

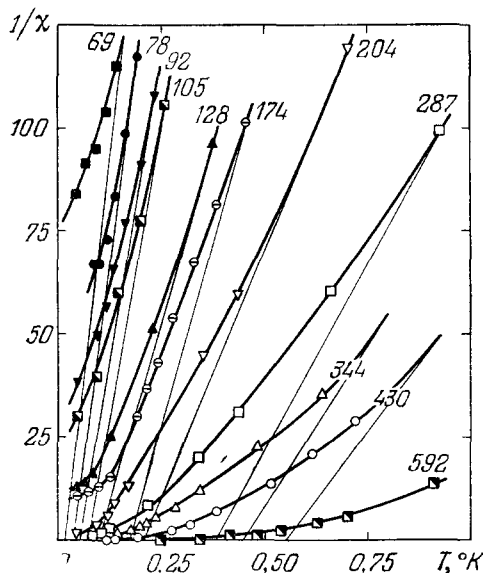


Рис. 14. Обратная восприимчивость сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ ⁵⁴. Числа у кривых указывают концентрацию железа $x \cdot 10^2$.

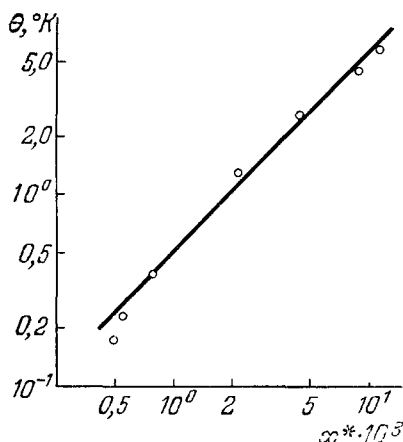


Рис. 15. Парамагнитная температура Кюри θ сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Mn}_x$ как функция $x^* = x(1 - 12x)$ (по ⁷⁷).

магнитном поле одинакова как для изинговского, так и для гейзенберговского ферромагнетика. Если $\tau \equiv (r(T_C) - r(T))/r(T) \ll 1$, то свободная энергия определяется формулой (3.3), в которой надо заменить $x - x_c$ на τ . Для восприимчивости имеем

$$\chi \sim \frac{n}{T} \left(\ln \frac{T}{T_C} \right)^{-\gamma}. \quad (11.5)$$

Парамагнитная восприимчивость измерялась в сплавах PdFe ⁵⁴ и PdMn ⁷⁷. На рис. 14 ⁵⁴ ясно видно, что во всей области температур, в которой проводились измерения, восприимчивость, в согласии с изложенной выше теорией, не подчиняется закону Кюри — Вейсса. Поэтому не имеют особого смысла парамагнитные температуры Кюри, найденные в этой работе.

*) Такое деление оправдано, если мы не интересуемся величинами, связанными с неупругими переходами между уровнями магнитной системы, например, теплоемкостью.

В сплавах PdMn восприимчивость измерялась в области достаточно высоких температур, когда закон Кюри — Вейсса выполняется. На рис. 15 представлена зависимость парамагнитной температуры Кюри θ от $x^* = x(1 - 12x)$ по данным ⁷⁷ (множитель $(1 - 12x)$ исключает пары атомов Mn, являющихся ближайшими соседями в решетке, между которыми имеется прямой антиферромагнитный обмен). Видно, что эта зависимость близка к линейной. Воспользовавшись значением $R = 3,3 \text{ \AA}^*$) и считая $S = 5/2$ ⁷⁷, получим из графика рис. 15 по формуле (11.3) $V_0 = 3 \text{ }^\circ\text{K}$, что разумно согласуется со значением температур Кюри. Так как для одной и той же концентрации температура Кюри в сплавах PdFe примерно в 10 раз превосходит T_C в PdMn, то закон Кюри — Вейсса в PdFe должен выполняться, начиная с температур порядка $30 \text{ }^\circ\text{K}$.

Большая магнитная теплоемкость в парамагнитной фазе сплавов была обнаружена уже в ранней работе Вила и Рейна ⁹⁰. Наиболее полные данные были получены в работах лейденской группы ⁹. Из рис. 9 видно, что в парамагнитной области теплоемкость медленно падает с ростом температуры; чем меньше концентрация, тем длиннее высокотемпературный «хвост» теплоемкости.

Теплоемкость, вычисленная по формуле (11.4), показана на рис. 7 (участки кривых правее максимума). Качественно поведение теплоемкости согласуется с экспериментом (см. рис. 9); отсутствие экспериментальных данных в широкой области температур выше T_C не позволяет провести количественного сравнения.

Экстраполируя результаты вычисления теплоемкости из области низких и высоких температур в область температур порядка T_C , получаем температурную зависимость теплоемкости во всей области от температур $T \ll T_C$ до далекой парамагнитной области (см. рис. 7). Ее можно сравнить с экспериментальными результатами на рис. 9. Общее качественное согласие не вызывает сомнений.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы подробно проанализировали свойства ферромагнитных систем с обменным потенциалом двух типов. Модель с экспонентциально спадающим обменным потенциалом позволила объяснить основные экспериментальные результаты по сплавам типа PdFe. При этом мы не касались термодинамики системы вблизи точки Кюри, которая в настоящее время еще не изучена (можно указать лишь работу ⁷².) Исследования критических явлений в таких сильно неупорядоченных системах, как теоретически, так и экспериментально, были бы, несомненно, интересными. Желательно было бы также более надежно определить концентрационную зависимость жесткости спиновых волн D . Это в свою очередь позволило бы, с одной стороны, выявить роль локальных возбуждений в термодинамике сплавов, а с другой стороны, дало бы возможность более точно найти индекс радиуса корреляции.

В некоторых металлах и вырожденных полупроводниках характерный период осцилляций потенциала РККИ (5.10) для всех электронов, или значительной группы их, может быть больше среднего расстояния между магнитными атомами. В этом случае потенциал (5.10) приводит к примесному ферромагнетизму, который экспериментально наблюдался в полупроводниковых сплавах GeTe — MnTe и SnTe — MnTe ^{109,110}. Благодаря далекодействующему характеру потенциала, флуктуации не играют

*) Формула (11.4) получена для потенциала (6.1), которому соответствует формула (6.4) для T_C . Сопоставляя (6.4) с экспериментом, получим $R = 3,3 \text{ \AA}$.

здесь столь большой роли, как в рассмотренных выше ситуациях. Тем не менее их влияние на термодинамические свойства системы может быть значительным¹¹¹. Экспериментально свойства таких ферромагнетиков изучены пока недостаточно.

Методы, обсуждавшиеся в гл. II, оказались полезными при анализе свойств не только разбавленных ферродиелектриков, но и ферри- и антиферродиелектриков^{22,112}, экспериментальное исследование которых началось в последние годы^{8*}). Изучение таких и других неупорядоченных магнитных систем со сложным магнитным порядком является в настоящее время одной из наиболее интересных задач в рассматриваемой области.

И, наконец, следует упомянуть аморфные ферромагнитные металлы (метглассы) — материалы, перспективные для практических применений. Интерес к ним в последние годы постоянно растет; в настоящее время удалось получить метглассы различных составов, свойства которых варьируются в очень широких пределах. Дальнейшее экспериментальное исследование их, несомненно, будет плодотворным.

В теории сделаны лишь самые первые шаги, и многие особенности этих веществ непонятны не только количественно, но даже качественно. В отличие от систем, рассмотренных в настоящем обзоре, в аморфных веществах большую роль играет корреляция в расположении магнитных атомов. Корректный учет корреляции — одна из основных задач теории.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Amorphous Magnetism: Proc. of Intern. Symposium on Amorphous Magnetism. 1972.— N. Y.; Lnd.: 1973.
2. Mydosh J. A.— In: Proc. of 20th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials.— San Francisco: 1974.
3. Edwards S. F., Anderson P. W.— J. Phys. Ser. F, 1975, v. 5, p. 965.
4. Crangle I.— Phyl. Mag., 1960, v. 5, p. 335.
5. Bozorth R. M., Wolf P. A., Davis D. D., Compton V. B., Wernik J. H.— Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 1157.
6. Cochran R. W., Hedgcock F. T., Strom-Ölsen J. O.— Ibid. Ser. B, 1973, v. 8, p. 4262.
7. Лифшиц И. М.— УФН, 1964, т. 83, с. 617.
8. Плахтий В. П., Голосовский И. В., Кудряшов В. А., Парфенова Н. Н., Смирнов О. П.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 85.
Breed D. J., Gilijamse K., Sterkenberg J. W. E., Miedema A. R.— Physica, 1973, v. 68, p. 303.
Als-Nielsen J., Birgeneau R. J., Guggenheim U. J., Shihane G.— Phys. Rev., 1975, v. 12, p. 4963.
9. Nieuwenhays G. J.— Adv. Phys., 1975, v. 24, p. 515.
10. Shante V. K. S., Kirkpatrick S.— Ibid., 1971, v. 20, p. 325.
11. Kirkpatrick S.— Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 574.
12. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— УФН, 1975, т. 117, с. 401.
13. Essam J. M. Phase Transition and Critical Phenomena.— Lnd.; N.Y.: Academic Press, 1972.— P. 197.
14. Brening W., Wölflle P., Döhler G.— Zs. Phys., 1971, Bd. 246, S. 1.
15. Edwards S. F., Jones R. C.— J. Phys. Ser. C, 1971, v. 4, p. 2109.
16. Гинзбург В. Л., Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 2255.
17. Kirkpatrick S.— Sol. State Comm., 1973, v. 12, p. 1279.
18. Kirkpatrick S.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1722.

*) Отметим в этой связи, что в недавно опубликованной работе¹¹³, в которой изучалось рассеяние нейтронов в анизотропном антиферромагнетике $Mn_{1-x}Zn_xF_2$, удалось непосредственно измерить концентрационную зависимость радиуса корреляции L вблизи порога протекания. Оказалось, что зависимость L от $x - x_C$ описывается степенным законом с показателем, чуть меньшим единицы.

19. Springlet B. E.—Ibid., 1973, v. 31, p. 1463.
Watson B. P., Leath P. L.—Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 4893.
Butcher P. N.—J. Phys. Ser. C., 1975, v. 8, p. L324.
20. Harris A. B., Kirkpatrick S.—Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 16, p. 542.
21. Izumov Y.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 87, p. 505.
22. Huber D. L.—Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 4621.
23. Alben R., Kirkpatrick S., Beeman D.—Ibid., 1977, v. 15, p. 346.
24. Rushbrooke G. S., Morgan D. J.—Molec. Phys., 1961, v. 4, p. 491; 1963, v. 6, p. 477.
25. Rushbrooke G. S.—J. Math. Phys., 1964, v. 5, p. 1106.
26. Rushbrooke G. S. Critical Phenomena in Alloys, Magnets and Superconductors.—N.Y.: McGraw-Hill, 1974.—P. 155.
27. Rappaport D. S.—J. Phys. Ser. C, 1972, v. 5, p. 1830, 2813.
28. Rushbrooke G. S., Muse R. A., Stephenson R. L., Pirnie K.—Ibid., p. 3371.
29. Brown E., Essam J. W., Place C. M.—Ibid., 1975, v. 8, p. 321.
30. Cox M. A., Essam J. W., Place C. M.—Ibid., 1976, v. 9, p. 1719.
31. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления.—М.: Мир, 1973.
32. Suzuki M.—Progr. Theor. Phys., 1974, v. 51, p. 1992.
33. Essam J. W., Gwilym K. W.—J. Phys. Ser. C, 1974, v. 4, p. L229.
34. Dunn A. G., Essam J. W., Loveluck J. M.—Ibid., 1975, v. 8, p. 743.
35. Левинштейн М. Е., Шкловский Б. И., Шур М. С., Эфрос А. Л.—ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 386.
36. Dunn A. G., Essam J. W., Ritchie P. S.—J. Phys. Ser. C, 1975, v. 8, p. 4219.
37. Kirkpatrick S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 69.
38. Brooks Harris A., Lubensky T. C.—Ibid., 1974, v. 33, p. 1540.
39. Lubensky T. C.—Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 11, p. 3573.
40. Гинзбург С. Л.—ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1145.
41. Шендер Е. Ф.—Ibid., т. 70, с. 2251; J. Phys. Ser. C, 1976, v. 9, p. L309.
42. Shender E. F.—Phys. Lett. Ser. A, 1977, v. 62, p. 151.
43. Omizako K.—J. Phys. Soc. Japan, 1975, v. 39, p. 527.
44. Halperin B. I., Hohenberg P. C.—Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 952.
45. Shender E. F., Shklovsky B. I.—Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 55, p. 77.
46. Stauffer O.—In: Proc. of the 2nd Intern. Symposium on Amorphous Magnetism. Troy, New York. 1976/Ed. R. A. Levy and R. Hesegava.—N.Y.: Plenum Press (in press).
47. Stinchcombe R. B.—J. Phys. Ser. C, 1973, v. 6, p. L1; 1974, v. 7, p. 179.
48. Fisher M. E., Essam J. W.—J. Math. Phys., 1961, v. 2, p. 609.
49. Yang A. P.—J. Phys. Ser. C., 1976, v. 9, p. 2103.
50. Essam J. W., Gwilym K. W., Loveluck J. M.—Ibid., p. 9, p. 365.
51. Harris A. B.—Ibid., v. 7, p. 1671.
52. Bell G. M.—Ibid., 1975, v. 8, p. 669.
53. De Gennes P. G.—J. de Phys. Lett., 1976, t. 37, p. L1.
Seraley J. P.—J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. 3009.
54. Choteau G., Tournier R.—J. de Phys., 1974, t. 32, p. C-1002.
55. Парфенова В. П., Алексеевский Н. Е., Ерзинкян А. Л., Шпинель В. Г.—ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 492.
56. Sarachik M. P., Shaltiel D.—J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 1115.
57. Crangle C., Scott W. R.—Ibid., 1965, v. 36, p. 921.
58. De Boer F. R., Shinkel C. J., Bierterbos J.—Phys. Lett. Ser. A, 1967, v. 25, p. 606.
Shinkel C. J., De Boer F. R., Bierterbos C. J.—Ibid., 1968, v. 26, p. 501.
59. Malletta H., Mössbauer R. L.—Sol. State Comm., 1970, v. 8, p. 143.
60. Low G. G., Holden T. M.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 89, p. 119.
61. Hicks T. J., Holden T. M., Low G. G.—J. Phys. Ser. C, 1968, v. 1, p. 528.
61. Giovanni B., Peter M., Schrieffer J. R.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 736.
62. Moriga T.—Progr. Theor. Phys., 1965, v. 34, p. 329.
63. Ландау Л. Д. Собрание трудов.—М.: Наука, 1972.—Т. 2.
64. Foner S., McNiff E. J.—Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 29, p. 28.
65. Ларкин Л. И., Мельников В. И.—ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1231.
66. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел.—М.: Наука, 1967.
67. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.—ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 1950; Phys. Lett. Ser. A, 1973, v. 43, p. 167.
68. Korenblit I. Ya., Shender E. F., Shklovsky B. I.—Ibid., 1974, v. 46, p. 275.

69. Kurkijarvi J.,— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 770.
70. Алексеевский Н. Е., Самарский Ю. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 1342.
71. Самарский Ю. А. Кандидатская диссертация.— М.: ИФПАН СССР, 1975.
72. Гордеев Г. П., Драбкин Г. М., Лазебник И. М., Аксельрод Л. А.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1712.
73. McDonald M., Manuel A. J.— J. Phys. Ser. C, 1970, v. 3, p. 147.
74. Williams G., Loram J. W.— J. Phys. and Chem. Sol., 1969, v. 30, p. 1827.
75. Clogston A. M., Matthias B. I., Peter M., Williams H. J., Corenzwit E., Sherwood R. C.— Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 541.
76. Rault J., Burger J. P.— C.R. Ac. Sci. Ser. B, 1969, v. 269, p. 1085.
77. Star W. M., Foner S., McNiff E. J.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 12, p. 2690.
78. Nieuwenhays G. J., Boerstool B. M.— Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 33, p. 281.
79. Williams G., Loram J. W.— Sol. State Comm., 1969, v. 7, p. 1261.
80. Takahashi T., Shimizu M.— J. Phys. Soc. Japan, 1965, v. 20, p. 26; 1967, v. 23, p. 945.
81. Kim D. J.— Phys. Rev., 1966, v. 149, p. 434.
82. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1564.
83. Ambegooкар V., Cochran S., Kurkijarvi J.— Phys. Rev. Ser. B, 1973, v. 8, p. 3862.
84. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 1, с. 174. Скал А. С., Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 506.
85. Doniach S., Wolfarth E. P.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1967, v. 296, p. 442.
86. Cole H. S., Turner R. E.— J. Phys. Ser. C, 1969, v. 2, p. 124.
87. Long P. D., Turner R. E.— Ibid. Suppl., 1970, v. 3, p. 5127.
88. Kasuya T.— Phys. Rev., 1966, v. 149, p. 434.
89. Holcomb D. F., Rehr J. J.— Ibid., 1969, v. 183, p. 773.
90. Veal R. W., Rayne J. A.— Ibid. Ser. A, 1964, v. 135, p. 442.
91. Gardner W. E., Smith T. F., Montgomery H.— J. Phys. Ser. C, Suppl., 1970, v. 3, p. 5370.
92. Wheeler J. C. C.— Ibid. Ser. C, 1969, v. 2, p. 135.
93. Williams G.— J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 529. Colp M. E., Williams G.— Phys. Rev. Ser. A, 1972, v. 5, p. 2599. Colp M. E., Roshko R. M., Williams G.— J. Low Temp. Phys., 1974, v. 17, p. 203. Roshko R. M., Williams G.— Ibid., 1975, v. 20, p. 383.
94. Skalski S., Kawatra M. P., et al.— Phys. Rev. Ser. B, 1970, v. 2, p. 3613.
95. Williams G., Loram J. W.— J. Phys. Ser. F, 1971, v. 1, p. 434.
96. Skalski S., Budnick J. T., Lechatou J.— J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 965.
97. Stringfellow M. W.— J. Phys. Ser. C, 1968, v. 1, p. 1699.
98. Mydosh J. A.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1562.
99. Sacli O. A., Emerson D. J., Brewer D. F.— J. Low Temp. Phys., 1974, v. 17, p. 425.
100. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 306.
101. Алексеевский Н. Е., Самарский Ю. А., Кирьянов А. Г. Цебро В. И.— Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 650.
102. Коренблит, И. Я., Шендер Е. Ф. Письма ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 594.
103. Anderson P. W.— Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 41.
104. Harris I. R., Cordey-Hayes M.— J. Less-Comm. Metals, 1968, v. 16, p. 223.
105. Crangle J.— Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 44, p. 77.
106. Коренблит И. Я.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 1928.
107. Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.— ЖЭТФ, т. 58, с. 1789.
108. Ларкин А. И., Мельников В. И., Хмельницкий Д. Е.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 846.
109. Rodot M., Lewis J., et al.— J. Phys. Soc. Japan, 1966, v. 21, p. 627. Cochran R. W., Hedgcock F. T., Strom-Olsen J. O.— Phys. Rev. Ser. B, 1973, v. 8, p. 4262.
110. Inoue M., Ishii K., Yagi H.— J. Phys. Soc. Japan, 1977, v. 43, p. 903.
111. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 112.
112. Kirkpatrick S., Harris A. B.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 12, p. 4980.
113. Cowley R. A., Shirane G.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 894.