

УДК 538.11

© 1990

ЗОННЫЕ И КЛАСТЕРНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АНДЕРСОНА

А. К. Казанский, В. М. Уздин

Выполнен сравнительный анализ зонного и кластерного приближений в периодической модели Андерсона. Выяснено, что при достаточно большом значении интеграла перехода число учитываемых координационных сфер существенно влияет не только на величину локализованного магнитного момента, но и на тип фазового перехода. Предложен универсальный способ расчета массового оператора, позволяющий рассматривать различные кристаллические модификации, типы магнитного упорядочения, число атомов в кластере. Описан возможный механизм экспериментально наблюдаемого дальнедействующего взаимодействия примесей переходных металлов в α -железе.

Вопрос о том, можно ли считать отвечающие за магнитные свойства электроны в переходных металлах коллективизированными или локализованными, имеет давнюю историю. Современное состояние этой проблемы характеризуется соединением тех и других свойств в рамках единой теории [1]. Кластерные расчеты, когда межэлектронное взаимодействие учитывается внутри нескольких ближайших координационных сфер, соответствуют идее квазилокализованных электронов. Такое приближение часто используется при рассмотрении сплавов, где особую роль в формировании магнитных свойств играют ближайшие соседи выделенного атома. Для описания зависимости локализованных магнитных моментов от локального окружения используются простые феноменологические модели. Например, в работе [2] для объяснения магнитных свойств атомов железа в сплаве Nb—Mo предполагалось, что локализованный момент может исчезать или принимать свое максимальное значение в зависимости от числа соседей данного сорта в первой координационной сфере. В некоторых сплавах, таких как FeCr [3], FeAl [4], столь простое приближение оказывается слишком грубым. Возникает необходимость задавать феноменологическую функциональную зависимость, связывающую локализованный магнитный момент выделенного атома и конфигурацию его локального окружения [5].

Для описания микроскопического механизма этой зависимости можно воспользоваться моделью Андерсона [6], дающей наглядное представление о причинах возникновения магнитных моментов, связанных с примесными атомами. При увеличении концентрации примесей становится для существенным взаимодействие между ними. Учет такого взаимодействия для случая двух эквивалентных примесей был проведен в [7]. По мере уменьшения расстояния между примесями необходимо учитывать все более крупные кластеры, состоящие из взаимодействующих магнитных атомов. При этом с ростом концентрации примеси из изолированного виртуального уровня формируется примесная зона. Таким образом, мы приходим к периодической модели Андерсона, позволяющей моделировать и чистый переходной металл.

В работах [8, 9] в рамках периодической модели Андерсона описывались магнитные свойства как сплавов, так и чистого металла в разных кристаллических модификациях. Взаимодействие между d -электронами учитывалось только внутри первой координационной сферы, хотя и во всех

порядках теории возмущений по параметру перескочка V . В том же приближении выполнены расчеты локализованных магнитных моментов слабо неупорядоченных (слоисто-упорядоченных и топологически-упорядоченных) систем в [10, 11].

Следует, однако, отметить, что в ряде случаев для описания физических свойств магнетика приближение первой сферы оказывается явно недостаточно. Это относится, например, к «почти ферромагнитным» металлам (Pd), в которых введение атома магнитной примеси (Fe) приводит к поляризации матрицы на расстояниях, существенно превышающих постоянную решетки. В [12] проведен кластерный расчет системы PdFe, включающий 7 координационных сфер вокруг атома Fe, что потребовало в этом случае проведения самосогласованного расчета, учитывающего изменение моментов в каждой сфере. Отметим, что в действительности область ферромагнитной поляризации значительно превышает использовавшийся размер кластера [13].

В работе [14], где экспериментально изучались магнитные свойства разбавленных сплавов переходных металлов на основе железа в α -модификации с помощью данных рассеяния поляризованных нейтронов, было установлено, что магнитный момент на примеси (V, Cr, Mn, Ti) резко уменьшается, когда расстояние между примесями порядка 15 \AA , что составляет несколько (~ 4) постоянных решетки. Таким образом, теоретическое описание магнитных свойств в этом случае требует учета нескольких координационных сфер.

Необходимость учета взаимодействия атомов с дальними соседями приводит к развитию комбинированных зонно-кластерных методов. В простейшем приближении Бете [15] выделяется взаимодействие внутри кластера, а влияние его окружения задается через среднее поле. Зонное описание позволяет учесть взаимодействие между всеми атомами в периодической кристаллической решетке, но в нем не виден вклад отдельных конфигураций. Тем не менее зонный подход часто используется не только для описания свойств чистых металлов, но и сплавов. Так, в методе когерентного потенциала, применяемом в теории неупорядоченных сплавов [16], магнетизма при конечных температурах в формализме теории локальных спиновых флуктуаций [1], конфигурационно зависящий гамильтониан заменяется «эффективным», неэрмитовым, для которого может быть развита зонная теория.

Представляет интерес в рамках периодической модели Андерсона рассмотреть упорядоченные системы, сравнив результаты кластерного (при различных размерах кластера) и зонного расчетов.

1. Основные уравнения

Для определения магнитных свойств системы воспользуемся уравнениями для функций Грина d -электронов в узельном представлении

$$(\omega - E_n) g_{nn'} - \sum_{n_1} V_{nn_1} g_{n_1 n'} = \delta_{nn'}. \quad (1)$$

В периодической модели Андерсона, основанной на представлении о гибридизации затравочных d - и s -зон, связь между d - и s -электронами на узле предполагается сравнительно большой, тогда как связь между d -электронами, локализованными на разных узлах, относительно мала. При этом сначала строятся резонансные состояния, обладающие конечной шириной Γ , как в модели Андерсона уединенной примеси, а потом рассматривается взаимодействие между разными атомами. В результате у энергетических уровней E_n (спиновый индекс здесь и в (1) опущен для простоты) появляется собственная ширина Γ . Интегралы перехода V_{nn_1} также переопределяются благодаря s - d -взаимодействию

$$V_{nn_1} = E_{nn_1} + \sum_k V_{nk} V_{kn_1} [\omega - E_k]^{-1},$$

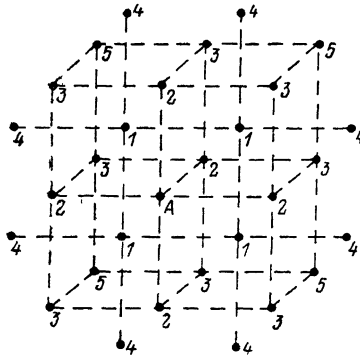
где первое слагаемое отвечает прямому переносу, второе — косвенному взаимодействию через s -зону. Будем считать V_{nn} , отличными от нуля только для ближайших соседей. Действительно, в рассматриваемой модели основной вклад в d - d -взаимодействие связан с косвенным обменом, осуществляемым благодаря когерентному рассеянию s -электронов локализованными d -электронами. При этом важным является учет взаимодействия между s -электронами, приводящего к формированию квазичастиц, в то время как s - d -обмен осуществляется частицами вследствие локального характера d -электронов. Таким образом, косвенное взаимодействие через зону проводимости осуществляется частицами, а переносится квазичастицами с потерей когерентности, что оправдывает достаточность учета d -переходов только между ближайшими соседями. Отметим, что и прямой d - d -обмен быстро убывает с расстоянием. Интеграл перехода V и ширина уровня Γ в таком подходе по существу независимы.

Итерационное решение уравнения (1) приводит к следующему выражению для диагонального матричного элемента функции Грина d -электронов:

$$g_i = (\omega - E_i - \sigma_i)^{-1},$$

Рис. 1. Атомы из первых пяти координационных сфер в ОЦК решетке.

Цифрами обозначен номер координационной сферы по отношению к атому А.



где массовый оператор σ_i определяется соотношением

$$\sigma_i = \sum_{i_1} \frac{V_{i i_1} V_{i_1 i}}{\omega - E_{i_1}} + \sum_{i_1 i_2} \frac{V_{i i_1} V_{i_1 i_2} V_{i_2 i}}{(\omega - E_{i_1})(\omega - E_{i_2})} + \dots \quad (2)$$

При учете d -взаимодействия внутри первых n координационных сфер выделенного атома из общего выражения для массового оператора (2) нужно выделить те пути переходов, которые полностью лежат внутри рассматриваемого числа координационных сфер. Проиллюстрируем расчет на примере ферромагнитного упорядочения в ОЦК решетке.

В первой координационной сфере в ОЦК решетке находится 8 атомов. Поэтому выражение для массового оператора представимо в виде

$$\sigma = 8V S_1,$$

где V — интеграл перехода между ближайшими соседями, а S_1 дает вклад в σ от всех путей перескока, начинающихся на атоме из первой координационной сферы и кончающихся на выделенном, лежащих внутри области учета d -взаимодействия. Поскольку помимо прямого перехода с атома первой координационной сферы на центральный существуют и переходы через промежуточные атомы (рис. 1), для величин S_i (i — номер координационной сферы) может быть получена система уравнений. При учете d -взаимодействия внутри первых пяти координационных сфер она имеет вид

$$\begin{aligned} S_1 &= a + 3a S_2 + 3a S_3 + a S_5, & S_2 &= 4a S_1 + 4a S_4, & S_3 &= 2a S_1 + 4a S_5, & S_4 &= a S_2 + \\ & & & & & & & + 2a S_3 + a S_5, & S_5 &= a S_1 + 3a S_4. \end{aligned}$$

Здесь $a = V/(\omega - E)$. Если в этой системе уравнений положить равными нулю значения S_i при $i \geq k$, то получающееся приближение соответствует учету d -взаимодействия в k сферах.

Для замыкания уравнений воспользуемся простейшим приближением для энергии

$$E_i^{\uparrow\downarrow} = E_0 + U n_i^{\uparrow\downarrow},$$

где n_i^{\uparrow} — число электронов с проекцией спина \uparrow на i -м узле

$$n_i^{\uparrow} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\omega \operatorname{Im} g(\omega - i0).$$

Параметр U учитывает отталкивание между электронами, локализованными на одном узле. Как указано в исходной работе Андерсона [6], этот

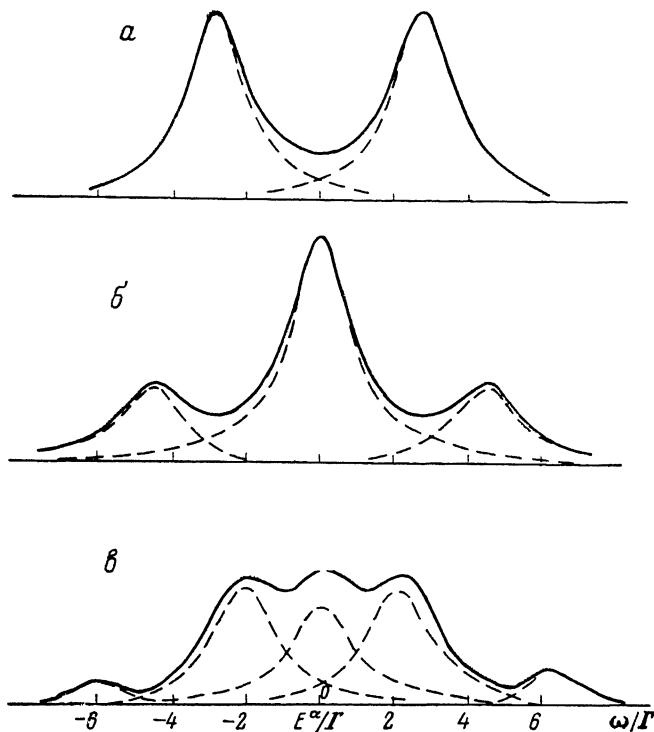


Рис. 2. Плотность d -состояний в ОЦК решетке.

Взаимодействие учитывается внутри одной (а), двух (б), пяти (в) координационных сфер. $V/\Gamma=1$.

параметр следует понимать в смысле теории Ферми-жидкости Ландау. Величина E_0 , определяющая положение d -уровня относительно энергии Ферми ϵ_F , задается полным числом d -электронов $N = n^{\uparrow} + n^{\downarrow}$. При учете пятикратного вырождения d -состояний в кристалле $N=5$ ($n^{\uparrow} + n^{\downarrow}$).

2. Локализованные магнитные моменты

Остановимся на результатах расчета для разного числа координационных сфер, внутри которых учитывается d -взаимодействие. С увеличением этого числа вид плотности состояний становится все более сложным. Так, при учете d -взаимодействия внутри 1 сферы исходный уровень расщепляется на два подуровня, для 2 сфер — на три подуровня, а для 5 сфер — на пять подуровней лоренцевского типа с различной амплитудой (рис. 2). При малых V/Γ расстояние между подуровнями мало и результирующий вид плотности состояний слабо зависит от числа учитываемых соседей. С ростом V/Γ подуровни раздвигаются, что приводит к существенному различию в виде плотности состояний.

Представляет интерес сравнение чисел заполнения электронных состояний, отвечающих самосогласованному решению, при различном учете d -взаимодействия. На рис. 3 показаны зависимости магнитного

момента $M=5(n^{\uparrow}-n^{\downarrow})\mu_B$ от параметра V/Γ при учете d -взаимодействия в $n=1, 2, 5$ координационных сферах и по всей решетке. Во всех случаях наблюдается монотонное уменьшение магнитного момента с ростом V/Γ . При малых V/Γ значения M практически совпадают, а с увеличением V/Γ начинают расходиться. Для $n=2, 5$ имеется область, где магнитное решение неустойчиво. Вблизи этих точек можно ожидать фазовый переход I рода со скачкообразным изменением магнитного момента [17].

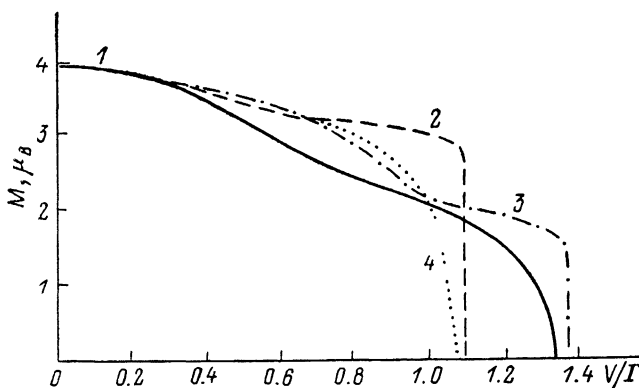


Рис. 3. Зависимость магнитного момента M от параметра V/Γ в ОЦК решетке.

Межалектронное взаимодействие учитывается внутри одной (1), двух (2), пяти (3) координационных сфер и по всей решетке (4). $(E_0 - \varepsilon_F)/\Gamma = -10$, $U/\Gamma = 12$.

Иное поведение $M(V/\Gamma)$ наблюдается при $(E_0 - \varepsilon_F)/\Gamma = -10$, $U/\Gamma = 10$ (рис. 4). Здесь при малых V/Γ отсутствует магнитное упорядочение. При увеличении V/Γ для случая учета d -взаимодействия в одной координационной сфере магнитный момент возникает и достигает максимального значения $1.79\mu_B$ при $V/\Gamma = 0.9$. По мере увеличения числа учитываемых координационных сфер n максимальное значение M уменьшается, а при $n=5$ решение вообще немагнитно при всех V/Γ . Причина такого поведе-

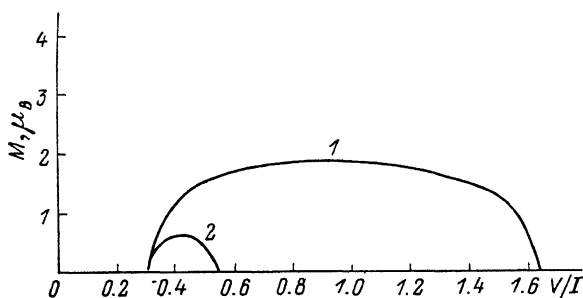


Рис. 4. Зависимость магнитного момента M от параметра V/Γ в ОЦК решетке.

1 — межалектронное взаимодействие учтено внутри одной координационной сферы, 2 — внутри двух. $(E_0 - \varepsilon_F)/\Gamma = -10$, $U/\Gamma = 10$.

ния связана с видом плотности состояний. Для $n=1$ плотность состояний представляет собой два подуровня, между которыми находится при достаточно больших V/Γ минимум плотности. По мере увеличения V/Γ подуровни расходятся и уровень Ферми попадает в область минимума. При этом возникает магнитное решение. При больших n плотность состояний становится более гладкой, что и приводит к исчезновению магнитного решения. Отметим, что такая ситуация может экспериментально наблюдаться при исследовании кластеров небольшого размера в немагнитных матрицах. С увеличением размера кластера должны ослабевать его магнитные свойства, пока он не станет полностью немагнитным. Аналогичное исчезновение магнитных моментов на атомах примеси из-за взаимодействия примесных атомов наблюдалось в [14].

Учет взаимодействия по всей решетке в периодической модели Андерсона проведем на основе уравнения (1). В случае ферромагнитного упорядочения E_i^α , зависящая от спинового значка α , не зависит от номера узла i , что позволяет перейти к преобразованию Фурье по обратной решетке. Для ОЦК решетки получаем функцию Грина в виде

$$g^\alpha = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3}{\omega - E^\alpha - 8V \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3}.$$

Результаты решения уравнений самосогласования при $(E_0 - \varepsilon_F)/\Gamma = -10$, $U/\Gamma = 10$ представлены на рис. 3.

Аналогичным способом могут быть получены и функции Грина в других типах решетки: ГЦК, простой кубической и т. д. И в этих случаях самосогласованные решения близки для разных n в условиях малости параметра V/Γ .

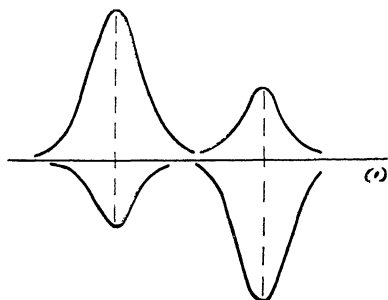


Рис. 5. Плотность состояний d -электронов при учете взаимодействия в первой координационной сфере при антиферромагнетизме в ОЦК-решетке.

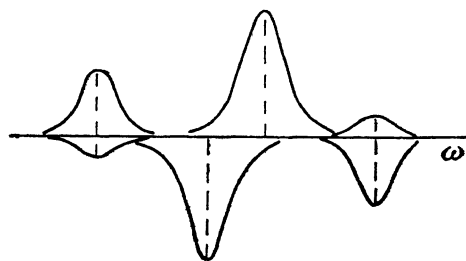


Рис. 6. Плотность состояний d -электронов при учете взаимодействия внутри первых двух координационных сфер при антиферромагнетизме в ОЦК-решетке.

Рассмотрим теперь антиферромагнитно упорядоченные структуры. В этом случае одинаковыми значениями E^α обладают только атомы одной подрешетки. Для разных подрешеток $E_1^\alpha = E_2^{-\alpha}$. При учете d -взаимодействия внутри одной координационной сферы функция Грина может быть представлена в виде (ОЦК решетка)

$$g_1 = (\omega - E_2) / [(\omega - E_1)(\omega - E_2) - 8V^2].$$

Плотность состояний электронов, локализованных на узле, состоит из двух контуров лоренцевского типа. Положение этих контуров совпадает для разных проекций спина, а амплитуды различны (рис. 5). При учете взаимодействия внутри двух координационных сфер воспользуемся методом, аналогичным использованному при расчете ферромагнитных кластеров. Отметим, что в первой сфере по отношению к выделенному расположено 8 атомов из другой подрешетки, а во второй — 6 атомов из той же подрешетки. Массовый оператор может быть представлен в виде

$$c_1 = 8V S_{21},$$

где величина S_{21} определяется из системы уравнений

$$S_{21} = \frac{V}{\omega - E_2} + \frac{3V}{\omega - E_2} S_{12}, \quad S_{12} = \frac{4V}{\omega - E_1} S_{21}.$$

Функция Грина g_1 дается выражением

$$g_1 = [(\omega - E_1)(\omega - E_2) - 12V^2] / [(\omega - E_1)[(\omega - E_1)(\omega - E_2) - 20V^2]].$$

Плотность состояний теперь для каждой из проекций спина представляет собой три контура лоренцевского типа, причем два подуровня ана-

логичны получаемым в приближении одной сферы, а третий, фиксированной амплитуды, центрирован около точки E_1 для первой подрешетки (или одной проекции спина) и около точки E_2 для другой. Качественный вид плотности состояний в этом случае представлен на рис. 6.

Для учета взаимодействия по всей решетке в случае антиферромагнитного слоистого упорядочения перепишем уравнение (1) в виде

$$(\omega - E) g^{z_1 z_2}(k_x k_y) + (-1)^{z_1} E_M g^{z_1 z_2}(k_x k_y) - \sum_{z_3} V^{z_1 z_3}(k_x k_y) g^{z_3 z_2}(k_x k_y) = \delta_{z_1 z_2}.$$

Здесь предполагается, что направление магнитного момента меняется вдоль оси z , чередуясь от слоя к слою. В плоскости xu осуществлен переход к k -представлению. Кроме того, введены обозначения $E = E_0 + UN/2$, $E_M = UM/2$, а величины V определяются соотношениями

$$V^{z_1 z_3}(k_x k_y) = 4V \cos k_x a \cos k_y a, \quad z_1 = z_3 \pm 1$$

для ОЦК решетки и

$$V^{z_1 z_1}(k_x k_y) = 4V \cos k_x a \cos k_y a; \quad V^{z_1 z_3}(k_x k_y) = 2V (\cos k_x a + \cos k_y a), \quad z_1 = z_3 \pm 1$$

для ГЦК структуры. Для функции

$$g(\varphi_1 \varphi_2) = \sum_{z_1 z_2} e^{i\varphi_1 z_1 - i\varphi_2 z_2} g^{z_1 z_2}(k_x k_y).$$

получаем

$$(\omega - E) g(\varphi_1 \varphi_2) + E_M g(\varphi_1 + \pi, \varphi_2) - V(\varphi_1) g(\varphi_1 \varphi_2) = \delta(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3)$$

где

$$V(\varphi_1) = \sum_{z_1 = z_1 - z_2} e^{i\varphi_1 z_1} V^{z_1 z_2}(k_x k_y).$$

Ищем решение (3) в виде

$$g(\varphi_1 \varphi_2) = F_1(\varphi_2) \delta(\varphi_1 - \varphi_2) + F_2(\varphi_2) \delta(\varphi_1 - \varphi_2 + \pi).$$

Для величин F_1 и F_2 может быть получена система уравнений

$$[\omega - E - V(\varphi_2)] F_1 + E_M F_2 = 1, \quad E_M F_1 + [\omega - E - V(\varphi_2 + \pi)] F_2 = 0.$$

Решение этих уравнений, определение $g(\varphi_1 \varphi_2)$ и переход к координатному представлению приводит к следующему выражению для функции Грина d -электронов:

$$g^z = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(\omega - E^{-\alpha}) d\varphi_x d\varphi_y d\varphi_z}{(\omega - E^{\alpha})(\omega - E^{-\alpha}) - 8V \cos \varphi_x \cos \varphi_y \cos \varphi_z}$$

для ОЦК решетки и

$$g^{\alpha} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(\omega - E^{-\alpha} - 4V \cos \varphi_x \cos \varphi_y) d\varphi_x d\varphi_y d\varphi_z}{(\omega - E^{-\alpha} - 4V \cos \varphi_x \cos \varphi_y)(\omega - E^{\alpha} - 4V \cos \varphi_x \cos \varphi_y) - \dots}$$

$$\dots \frac{\dots}{- [4V \cos \varphi_z (\cos \varphi_x + \cos \varphi_y)]^2}$$

для ГЦК решетки.

Численные расчеты на основе приведенных формул показали, что и при учете d -взаимодействия по всей решетке возможна достаточно сложная структура плотности состояний, содержащая более одного максимума для каждой из проекций спина. При малых значениях параметра V/Γ расчеты в приближении первой координационной сферы и в зонном подходе приводят, как и при ферромагнетизме, к близким результатам. Однако с увеличением V/Γ характеристики магнитного решения оказываются существенно зависящими от используемого приближения. Это

означает, по-видимому, что система обладает слабой внутренней устойчивостью. В частности, при переходе к учету d -взаимодействия по всей решетке сужается область значений параметров, при которых должен наблюдаться фазовый переход I рода (АФ-пара). Таким образом, когда магнитное решение неустойчиво относительно малого изменения параметров, число учитываемых координационных сфер качественно влияет на вид решения. Это может, например, отражать ситуацию в инварных сплавах, где в зависимости от локального окружения магнитный момент сильно меняется.

Итак, магнитные свойства образцов, состоящих из малого числа частиц, представляют интерес с точки зрения как природы магнетизма, так и использования их свойств. Эти свойства оказываются неожиданно резко зависящими от размеров образца. Как они будут меняться с увеличением размера, можно понять, рассматривая все большие кластеры в периодической модели Андерсона.

Расчеты показывают, что в зависимости от размера кластера, внутри которого учитывается d -взаимодействие, возможно (при достаточно больших значениях V/Γ) не только изменение величины локализованного магнитного момента на атом, но и типа фазового перехода.

Последнее время интенсивно изучаются магнетики со сложными обменными взаимодействиями. В них предсказан и экспериментально обнаружен целый ряд новых свойств [18]. Отметим, что негейзенберговский обмен, например, можно получить в модели Андерсона—Хаббарда при учете d -переходов, включающих достаточно большое число атомов [18]. Поэтому некоторые эффекты, обусловленные негейзенберговским обменом, будут проявляться, лишь начиная с некоторого характерного размера. Важным оказывается учет дальних соседей и при анализе свойств метамагнитных веществ, где метамагнитное поведение связывается с немонотонной зависимостью свободной энергии от магнитного момента [19].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988.
- [2] Jaccarino V., Walker L. D. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. N 6. P. 258—259.
- [3] Shiga M., Nakamura Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1980. V. 49. N 2. P. 528—534.
- [4] Kouvel J. S. // *Magnetism and Metallurgy* / Ed. A. Bercowitz, E. Kueller. Academic Press. 1969. V. 2.
- [5] Заборов А. В., Медведев М. В. // *ФММ.* 1986. Т. 61. № 4. С. 679—684.
- [6] Anderson P. W. // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. N 1. P. 41—53.
- [7] Alexander S., Anderson P. W. // *Phys. Rev. A.* 1964. V. 133. N 6. P. 1594—1603.
- [8] Седов В. Л. // *ЖЭТФ.* 1978. Т. 74. № 6. С. 2066—2077.
- [9] Седов В. Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987.
- [10] Казанский А. К., Кондратьев А. С., Уздин В. М. // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. № 2. С. 274—283.
- [11] Кондратьев А. С., Уздин В. М. Электронная жидкость магнитоупорядоченных металлов. Л., ЛГУ, 1988.
- [12] Rodriguez A., Keller J. // *J. Phys. F.* 1981. V. 11. N 7. P. 1423—1433.
- [13] Губанов В. А., Лихтенштейн А. И., Постников А. В. Магнетизм и химическая связь в кристаллах. М.: Наука, 1985.
- [14] Kajzar F., Parette G. // *Phys. Rev.* 1980. V. 22. N 11. P. 5471—5481.
- [15] Займан Д. Модели беспорядка. М.: Мир, 1982.
- [16] Эренрейх Г., Шварц Л. Электронная структура сплавов. М.: Мир, 1979.
- [17] Казанский А. К., Кондратьев А. С., Уздин В. М. // Тез. докл. II Всес. семинара «Магнитные фазовые переходы и критические явления». Махачкала, 1989. С. 190.
- [18] Нагаев Э. Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988.
- [19] Shimizu M. // *J. Physique.* 1982. V. 43. N 2. P. 155—162.