

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P17-87-149

М.А.Бокий, И.К.Кудрявцев, А.С.Шумовский,
В.И.Юкалов

МОДЕЛЬ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА
С ГЕТЕРОФАЗНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ

Направлено в журнал "Fizika"

1987

I. Введение

В ряде недавних экспериментов было показано, что многие магнитные материалы следует рассматривать как смеси конкурирующих фаз. Например, поляризационный анализ интерметаллического соединения $\text{Pd}_{1,4}\text{Cu}_{0,6}$ показал, что это вещество является ферромагнитным с остаточным антиферромагнетизмом.^{1/} Наиболее плодотворными для распознавания различных фаз в магнитных веществах оказались ядерный магнитный резонанс и эффект Мёсбауэра^{2,3/}. Так, исследования с помощью ЯМР-соединений $\text{CoTi}_{1-x}\text{Al}_x$ и $\text{CoTi}_{1-x}\text{Ga}_x$ ясно показали, что в них существует Co с ферромагнитными и парамагнитными свойствами; при этом концентрация так называемого ферромагнитного Co изменяется при изменениях температуры и приложенного магнитного поля.^{4/} Мёсбауэровское исследование было использовано для определения содержания парамагнитной фазы как функции температуры в KFe_2 ^{5/}, являющимся аморфным антиферромагнетиком^{6/}. Методы, связанные с рассеянием нейтронов,^{7,8/} также весьма полезны для определения магнитной структуры полифазных веществ. Например, нейтроно-дифрактометрические измерения для поликристаллов $\text{NiS}_{2-x}\text{Se}_x$ и NiS_2 предсказывают сосуществование в этих соединениях слабого ферромагнетизма и антиферромагнетизма.^{9/} Можно привести и другие примеры смесей магнитных фаз.

Общий подход для описания гетерофазных систем был предложен в работах^{11-15/}. Этот подход был применен к смесям различных типов: кристалл-жидкость^{16-18/}, сверхпроводник-нормальный проводник^{19/} и ферромагнетик - парамагнетик^{20-22/}.

В этой работе мы рассмотрим смесь антиферромагнитного и парамагнитного состояний, эти состояния могут сосуществовать в некоторых веществах. Упрощенная модель для описания такой смеси была предложена ранее^{23/}, в ней учитывалось только взаимодействие между подрешетками, а взаимодействием между частицами в данной подрешетке пренебрегали. Здесь мы детально исследуем более общий случай, принимая во внимание все взаимодействия.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

2. Общая модель

Гамильтониан модели может быть записан следующим образом:

$$H = \sum_{i=1}^2 \left\{ N \left[\frac{A_1}{2} w_1^{(i)2} + \frac{A_2}{2} w_2^{(i)2} + A w_1^{(i)} w_2^{(i)} \right] - \right. \\ \left. - w_1^{(i)2} \sum_{f,f'} J_1(f-f') \vec{s}_f^{(i)} \vec{s}_{f'}^{(i)} - w_2^{(i)2} \sum_{g,g'} J_2(g-g') \vec{s}_g^{(i)} \vec{s}_{g'}^{(i)} + \right. \\ \left. + 2w_1^{(i)} w_2^{(i)} \sum_{f,g} J(f-g) \vec{s}_f^{(i)} \vec{s}_g^{(i)} \right\}, \quad (1)$$

где $i=1$ соответствует упорядоченной фазе ($\langle \vec{s}_h^{(1)} \rangle = 0$ для значений температуры ниже критической точки, $h=f,g$), $i=2$ - неупорядоченной фазе ($\langle \vec{s}_h^{(2)} \rangle = 0$ для всех температур); $w_j^{(i)}$ - фазовые вероятности (т.е. фазовые концентрации); индекс j нумерует подрешетки, узлы первой подрешетки обозначены буквой f , второй - буквой g ; \vec{s}_f - вектор спина, локализованного в узле 1 -й подрешетки (аналогично, \vec{s}_g - вектор спина, локализованного в узле 2 -й подрешетки), значения спина равны соответственно s_1 и s_2 и не обязательно равны между собой; $J_1(f-f')$, $J_2(g-g')$, $J(f-g)$ - обменные интегралы для взаимодействий в подрешетках и между ними, все $J(\cdot)$ положительны для всех значений аргументов; A_1 , A_2 , A - константы, соответствующие каждой подрешетке и взаимодействию между подрешетками и связанные с эффективным прямым и обменным взаимодействиями следующим образом:

$$A_j = \Phi_j - \frac{J_j}{2}; \quad \Phi_j = \frac{1}{N} \sum_{h,h'} \langle h,h' | \Phi(\cdot) | h,h' \rangle;$$

$$J_j = \frac{1}{N} \sum_{h,h'} \langle h,h' | \Phi(\cdot) | h,h' \rangle,$$

здесь $|h,h'\rangle$ - произведение функций Ванье $|h\rangle |h'\rangle$ и $h,h'=f,f'$; g,g' ; или f,g ; $\Phi(\cdot)$ - потенциал двухчастичного взаимодействия; N - число узлов в каждой подрешетке (в этом смысле обе подрешетки эквивалентны).

Рассмотрим теперь термодинамические свойства системы, описываемой гамильтонианом (1), в приближении молекулярного поля. Такое

рассмотрение позволит нам выделить основные свойства системы. Удельная свободная энергия системы в этом приближении может быть записана следующим образом:

$$f = \frac{F}{2N} = \frac{A_1}{2} (w_1^2 - w_1 + \frac{1}{2}) + \frac{A_2}{2} (w_2^2 - w_2 + \frac{1}{2}) + \\ + A(w_1 w_2 - \frac{w_1}{2} - \frac{w_2}{2} + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2} (J_1 w_1^2 + J w_1 w_2) c_1^2 + \\ + \frac{1}{2} (J_2 w_2^2 + J w_1 w_2) c_2^2 - \frac{1}{2} J w_1 w_2 c^2 - \\ - \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_1+1}{2S_1} x_1}{\text{sh} \frac{1}{2S_1} x_1} \right) - \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_2+1}{2S_2} x_2}{\text{sh} \frac{1}{2S_2} x_2} \right) - \\ - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_1+1) - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_2+1), \quad (2)$$

где

$$w_j = w_j^{(1)} \quad (w_j^{(2)} = 1 - w_j^{(1)}),$$

$$J_1 = \frac{1}{N} \sum_{f,f'} J_1(f-f'), \quad J_2 = \frac{1}{N} \sum_{g,g'} J_2(g-g'), \quad J = \frac{1}{N} \sum_{f,g} J(f-g),$$

$$x_k = \frac{2}{\theta} s_k | J_k w_k^2 \vec{c}_k + J w_1 w_2 \vec{c} - J w_1 w_2 \vec{c} |$$

c_1, c_2, c - вариационные параметры.

Для получения уравнений самосогласования, определяющих c_1, c_2, c и фазовые вероятности w_1, w_2 , мы должны минимизировать свободную энергию (2) с учетом принципа минимакса^{/24/}. В результате получим для параметров порядка следующие уравнения:

$$\vec{c} = \vec{c}_1 + \vec{c}_2,$$

$$c_1 = s_1 B_{S_1}(x_1), \quad c_1 = |\vec{c}_1|, \quad (3)$$

$$C_2 = S_2 B_{S_2}(x_2), \quad C_2 = |\vec{C}_2|,$$

где $B_S(x)$ - функция Бриллюэна для спина s :

$$B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \operatorname{cth} \frac{2S+1}{2S} x - \frac{1}{2S} \operatorname{cth} \frac{1}{2S} x;$$

векторы \vec{C}_1 и \vec{C}_2 антипараллельны; для того, чтобы подчеркнуть этот факт, заменим в (3) C_2 на $-C_2$, считая таким образом в дальнейшем C_2 отрицательным. Окончательно имеем:

$$\begin{aligned} f = & \frac{A_1}{2}(w_1^2 - w_1 + \frac{1}{2}) + \frac{A_2}{2}(w_2^2 - w_2 + \frac{1}{2}) + A(w_1 w_2 - \frac{w_1}{2} - \frac{w_2}{2} + \frac{1}{2}) + \\ & + \frac{1}{2} J_1 w_1^2 C_1^2 + \frac{1}{2} J_2 w_2^2 C_2^2 - J w_1 w_2 C_1 C_2 - \\ & - \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\operatorname{sh} \frac{2S_1+1}{2S_1} x_1}{\operatorname{sh} \frac{1}{2S_1} x_1} \right) - \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\operatorname{sh} \frac{2S_2+1}{2S_2} x_2}{\operatorname{sh} \frac{1}{2S_2} x_2} \right) - \\ & - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_1 + 1) - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_2 + 1), \end{aligned} \quad (4)$$

$$C_1 = S_1 B_{S_1}(x_1), \quad x_1 = \frac{2}{\theta} S_1 (J_1 w_1^2 C_1 - J w_1 w_2 C_2), \quad (5)$$

$$C_2 = S_2 B_{S_2}(x_2), \quad x_2 = \frac{2}{\theta} S_2 (J_2 w_2^2 C_2 - J w_1 w_2 C_1).$$

Параметры порядка C_1 и C_2 являются средними значениями спина в узлах соответствующих подрешеток и связаны с соответствующими намагниченностями соотношениями

$$\vec{M}_j = w_j \vec{C}_j \quad (j=1,2). \quad (6)$$

Ориентация вектора антиферромагнетизма $\vec{M} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2$ в отсутствие внешнего магнитного поля произвольна.

В рассматриваемом приближении для фазовых вероятностей получим следующие уравнения:

$$w_1 = \frac{1}{2} \frac{(A_1 A_2 - A^2) - J_2 (A_1 + A) C_2^2 - J (A_2 + A) C_1 C_2}{(A_1 A_2 - A^2) - (J_1 A_2 C_1^2 + 2 J A C_1 C_2 + J_2 A_1 C_2^2) + (J_1 J_2 - J^2) C_1^2 C_2^2}, \quad (7)$$

$$w_2 = \frac{1}{2} \frac{(A_1 A_2 - A^2) - J_1 (A_2 + A) C_1^2 - J (A_1 + A) C_1 C_2}{(A_1 A_2 - A^2) - (J_1 A_2 C_1^2 + 2 J A C_1 C_2 + J_2 A_1 C_2^2) + (J_1 J_2 - J^2) C_1^2 C_2^2}.$$

В случае фазового перехода 2-го рода при приближении к точке Нееля ($\theta \rightarrow \theta_N$) $C_1 \rightarrow 0$, $C_2 \rightarrow 0$ и, соответственно, $w_1 \rightarrow \frac{1}{2}$, $w_2 \rightarrow \frac{1}{2}$. Используя разложение функции Бриллюэна в точке $x=0$, получим:

$$C_1 = S_1 B_{S_1}(x_1) \approx \frac{S_1(S_1+1)}{6\theta_N} (J_1 C_1 - J C_2),$$

$$C_2 = S_2 B_{S_2}(x_2) \approx \frac{S_2(S_2+1)}{6\theta_N} (J_2 C_2 - J C_1).$$

Как подчеркивалось выше, $C_1 > 0$, $C_2 < 0$. Введем следующие обозначения:

$$\tau_j = \frac{S_j(S_j+1)}{12} \quad (j=1,2),$$

$$\rho = \lim_{\theta \rightarrow \theta_N} \frac{C_2}{C_1}.$$

Тогда для определения θ_N , ρ мы имеем следующую систему уравнений:

$$\theta_N - 2\tau_1 J_1 + 2\rho \tau_1 J = 0,$$

$$\rho \theta_N - 2\rho \tau_2 J_2 + 2\tau_2 J = 0,$$

откуда получим уравнение для ρ :

$$\tilde{\tau}_1^J \rho^2 - (\tilde{\tau}_1^{J_1} - \tilde{\tau}_2^{J_2}) \rho - \tilde{\tau}_2^J = 0.$$

Из двух корней этого уравнения мы, естественно, должны выбрать отрицательный, поскольку векторы \vec{c}_1 и \vec{c}_2 антипараллельны (положительный корень соответствовал бы максимуму свободной энергии). Имейм

$$\rho = \frac{\tilde{\tau}_1^{J_1} - \tilde{\tau}_2^{J_2} - [(\tilde{\tau}_1^{J_1} - \tilde{\tau}_2^{J_2})^2 + 4 \tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2^J]^{\frac{1}{2}}}{2 \tilde{\tau}_1^J},$$

и, соответственно, выражение для критической температуры:

$$\theta_N = \tilde{\tau}_1^{J_1} + \tilde{\tau}_2^{J_2} + [(\tilde{\tau}_1^{J_1} - \tilde{\tau}_2^{J_2})^2 + 4 \tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2^J]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Рассмотрим теперь свойства переходов, реализующихся в системе.

Выразив для этой цели из уравнений (5) температуру как функцию c_1 и c_2 , мы можем получить разложение этого выражения вблизи критической точки:

$$\theta \cong \theta_N [1 + kc_1^2 + o(c_1^4)] \cong \theta_N [1 + \frac{1}{\rho^2} kc_2^2 + o(c_2^4)]; \quad (9)$$

мы используем здесь следующие обозначения:

$$k = \tilde{\tau}_1 \left[\rho^2 c_2 - G_1 - \frac{3}{10} (\rho^2 L_2 - L_1) \right] \left(\tilde{\tau}_1 + \frac{\tilde{\tau}_2}{\rho^2} \right)^{-1} - \frac{3}{10} L_1,$$

$$G_2 = (2A_1 J_2 - A_1^J \rho + 2A_2^J - A_1^J \frac{1}{\rho^2} - A_2^J \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_1 \rho^2} - A_2^J \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_1 \rho^3}) (A_1 A_2 - A^2)^{-1}$$

$$G_1 = (2A_2 J_1 - A_2^J \rho + 2A_1^J \rho - A_2^J \rho^2 - A_1^J \rho^2 \frac{\tilde{\tau}_1}{\tilde{\tau}_2} - A_1^J \rho^3 \frac{\tilde{\tau}_1}{\tilde{\tau}_2}) \times$$

$$\times (A_1 A_2 - A^2)^{-1}; \quad L_j = \frac{2S_j^2 + 2S_j + 1}{S_j^2 (S_j + 1)^2}, \quad j=1,2.$$

Легко видеть, что в зависимости от значений K в системе могут быть реализованы следующие случаи:

- 1) $K < 0$, имеем фазовый переход 2-го рода с критическим индексом для намагниченности $\beta = \frac{1}{2}$;
- 2) $K > 0$, имеем фазовый переход 1-го рода;
- 3) $K = 0$, порядок перехода определяется знаком коэффициента перед c_j^4 , если он отрицателен, имеем переход 2-го рода с $\beta = \frac{1}{4}$, если же он положителен, имеем переход 1-го рода.

Таким образом, значение $k = 0$ является значением, разделяющим различные порядки переходов. Анализ условия 3) в общем случае довольно громоздок, так что мы ограничимся случаем $S_1 = S_2 = S$ (соответственно, $\tilde{\tau}_1 = \tilde{\tau}_2 = \tilde{\tau}$, $L_1 = L_2 = L$). Тогда мы имеем:

$$2(A_2 J_1 - A_2^J \rho + A_1^J \rho - A_2^J \rho^2 - A_1^J \rho^2 - A_1^J \rho^3 + A_1^J \rho^3 + A_1^J J_2 S^4) \times \\ \times (A_1 A_2 - A^2)^{-1} - \frac{3}{10} L (\rho^4 + 1) = 0. \quad (10)$$

Упростим и далее нашу задачу, зафиксировав J_1, J_2, J и изменяя только прямые взаимодействия. Тогда условие (10) определит поверхность 2-го порядка в осях A_1, A_2, A (поскольку ρ довольно сложная функция J_1, J_2, J , мы не будем рассматривать этот случай в осях J_1, J_2, J). Произведем следующую замену переменных:

$$A = A' + A^0, \quad A^0 = \frac{\rho}{\frac{3}{10} L (\rho^4 + 1)} (J_2 \rho + J_1 \rho^{-J} \rho^2),$$

$$A_1 = A'_1 + A_1^0, \quad A_1^0 = \frac{2\rho^3}{\frac{3}{10} L (\rho^4 + 1)} (J_2 \rho^{-J}),$$

$$A_2 = A'_2 + A_2^0, \quad A_2^0 = \frac{2}{\frac{3}{10} L (\rho^4 + 1)} (J_1 - J \rho).$$

Тогда при условии $A_1 A_2 - A^2 \neq 0$ получим в новых переменных уравнение конуса:

$$A'^2 - A'_1 A'_2 = 0. \quad (11)$$

В старых переменных его центр находится в точке $P = \{A_1^0, A_2^0, A^0\}$

на поверхности другого конуса

$$A_1 A_2 - A^2 = 0. \quad (12)$$

Очевидно, что реализующийся в системе переход будет I-го рода в случае, когда и числитель, и знаменатель в выражении для K будут иметь один и тот же знак, т.е. когда

$$i) A_1 A_2 - A^2 > 0, \quad (A-A^0)^2 - (A_1-A_1^0)(A_2-A_2^0) > 0,$$

$$ii) A_1 A_2 - A^2 < 0, \quad (A-A^0)^2 - (A_1-A_1^0)(A_2-A_2^0) < 0.$$

Пусть R_1 и R_2 будут областями внутри конусов, определяемых соответственно уравнениями (II) и (12). Тогда переход I-го рода будет соответствовать области R , определяемой следующим образом:

$$R = R_1 \cup R_2 / R_1 \cap R_2.$$

В противном случае переход будет 2-го рода (см. рис. I).

Имея выражение для удельной свободной энергии, получим выражение для удельной внутренней энергии:

$$u = \frac{\Lambda_1}{2} (w_1^2 - w_1 + \frac{1}{2}) + \frac{\Lambda_2}{2} (w_2^2 - w_2 + \frac{1}{2}) + \Lambda (w_1 w_2 - \frac{w_1}{2} - \frac{w_2}{2} + \frac{1}{2}) - \frac{1}{3} J_1 w_1^2 c_1^2 - \frac{1}{2} J_2 w_2^2 c_2^2 + J w_1 w_2 c_1 c_2,$$

удельной энтропии:

$$s = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_1+1}{2S_1} x_1}{\text{sh} \frac{1}{2S_1} x_1} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_2+1}{2S_2} x_2}{\text{sh} \frac{1}{2S_2} x_2} \right) + \frac{1}{2} \ln(2S_1+1) + \frac{1}{2} \ln(2S_2+1) - \frac{1}{\theta} (J_1 w_1^2 c_1^2 + J_2 w_2^2 c_2^2 - 2J w_1 w_2 c_1 c_2);$$

и, следовательно, следующее выражение для удельной теплоемкости системы в нулевом магнитном поле:

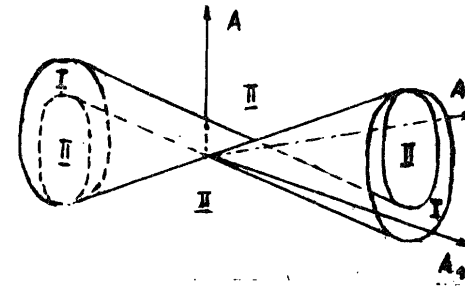


Рис. I. Фазовая диаграмма для общей модели: область I соответствует фазовому переходу I-го рода, область II соответствует фазовому переходу 2-го рода.

$$c_H = \theta \frac{ds}{d\theta} = (J w_1 w_2 c_2 - J_1 w_1^2 c_1) \frac{dc_1}{d\theta} + (J w_1 w_2 c_1 - J_2 w_2^2 c_2) \frac{dc_2}{d\theta}.$$

Отсюда видно, что тепловая неустойчивость ($c_H < 0$) является следствием фазового перехода I-го рода и наоборот. Напротив, в случае фазового перехода 2-го рода теплоемкость положительна, и система устойчива при любой температуре. Используя разложение (9), легко определить поведение теплоемкости вблизи критической точки. Если $K < 0$, имеем:

$$c_H = \frac{1}{8\theta_N K} (2J\zeta - J_1 - J_2 \zeta^2) + o(t), \quad t = \frac{\theta - \theta_N}{\theta_N},$$

и критический индекс для теплоемкости α равняется нулю: $\alpha = 0$ (конечный скачок). Если $K=0$, как на поверхности конуса (II) (см. рис. I), и если коэффициент перед c_1^4 в (9) отрицателен, теплоемкость расходится с критическим индексом $\alpha = \frac{1}{2}$:

$$c_H \sim (-t)^{-\frac{1}{2}}.$$

Здесь необходимо сделать следующее замечание. Очевидно, что разложение (9) и все его следствия справедливы при условии $\Lambda_1 \Lambda_2 - A^2 \neq 0$. Если это условие не выполняется, то, как следует из (7), в этом случае фазовые вероятности не стремятся к $\frac{1}{2}$ при $c_1, c_2 \rightarrow 0$, а имеют предельные значения:

$$w_1 \rightarrow \frac{1}{2} \frac{J_2 (\Lambda_1 + \Lambda) \zeta^2 + J (\Lambda + \Lambda_2) \zeta}{J_1 \Lambda_2 + 2\Lambda J \zeta + J_2 \Lambda_1 \zeta^2},$$

$$w_2 \rightarrow \frac{1}{2} \frac{J_1(A_2+A) + J(A+A_1)}{J_1A_2 + 2AJ_2 + J_2A_1} .$$

Таким образом, θ_N будет определяться не формулой (8), а более сложным выражением, зависящим теперь от A_1, A_2, A (выражение для ξ также будет более сложным). Следовательно, при переходе от $A_1A_2 - A^2 \neq 0$ к $A_1A_2 - A^2 = 0$ фазовые вероятности и температура перехода будут иметь скачки. Соответственно будут иметь скачки и другие характерные величины системы. Такое резкое изменение свойств модели при инфинитезимальном изменении параметров гамильтониана соответствует неустойчивости системы. В рамках настоящей модели эта неустойчивость, судя по всему, является артефактом, который легко может быть устранен определением соответствующих пределов с каждой стороны поверхности (I2). Такая неустойчивость может быть связана с неустойчивостью решетки; однако для детального исследования этого вопроса необходимо рассматривать гамильтониан со сжимаемой решеткой, добавляя фононные члены. Но рассмотрение спин-фононных взаимодействий в гетерофазном антиферромагнетике является отдельной и достаточно сложной проблемой, которую следует проанализировать в отдельной работе.

Рассмотрим теперь ограничения, накладываемые условиями устойчивости и нормировки фазовых вероятностей. Именно, мы должны учесть то обстоятельство, что системе может оказаться термодинамически более выгодным оставаться в "обычном", "негибридном" состоянии, когда $w_1 = w_2 = 1$ и гетерофазные флуктуации отсутствуют; в этом случае мы имеем "обычный" гейзенберговский антиферромагнетик в приближении среднего поля). Чтобы решить, какой случай реализуется на самом деле, мы должны сравнить удельные свободные энергии следующих систем:

1) гибридная система, антиферромагнитная фаза - удельная свободная энергия $f_1(\theta) = f(\theta)$ задается выражением (4);

2) обычная система, антиферромагнитная фаза,

$$f_2(\theta) = \frac{A_1 + A_2 + 2A}{4} + \frac{1}{2} (J_1c_1^2 + J_2c_2^2 - 2Jc_1c_2) - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_1 + 1) - \frac{1}{2} \theta \ln(2S_2 + 1) -$$

$$- \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_1+1}{2S_1} x_1}{\text{sh} \frac{1}{2S_1} x_1} \right) - \frac{1}{2} \theta \ln \left(\frac{\text{sh} \frac{2S_2+1}{2S_2} x_2}{\text{sh} \frac{1}{2S_2} x_2} \right) ,$$

$$x_1 = \frac{2}{\theta} S_1 (J_1c_1 - Jc_2) , \quad x_2 = \frac{2}{\theta} S_2 (Jc_1 - J_2c_2) ;$$

3) гибридная система, парамагнитная фаза,

$$f_3(\theta) = \frac{A_1 + A_2 + 2A}{8} - \theta \ln(2S_1 + 1) - \theta \ln(2S_2 + 1);$$

4) обычная система, парамагнитная фаза,

$$f_4(\theta) = \frac{A_1 + A_2 + 2A}{4} - \theta \ln(2S_1 + 1) - \theta \ln(2S_2 + 1).$$

Подчеркнем, что температура фазового перехода I-го рода определяется из условия

$$f_1(\theta_{tr}) = f_3(\theta_{tr}) .$$

(записанного для случая гибридной системы).

Поскольку сравнение различных свободных энергий при произвольных температурах достаточно сложно, мы проведем такое рассмотрение для случая $\theta = 0$. Тогда легко видеть, что достаточным условием выполнения неравенств

$$f_2(0) < f_1(0) , \quad f_2(0) < f_4(0) < f_3(0) , \quad f_1(0) < f_3(0)$$

является неравенство

$$A_1 + A_2 + 2A < 0 ; \tag{13}$$

Таким образом, если выполняется (13), обычное решение термодинамически более выгодно, а гибридное решение может быть реализовано только в качестве метастабильного состояния. Уравнение $A_1 + A_2 + 2A = 0$ определяет плоскость, касательную конусу (I2). Ниже этой плоскости решения (при $\theta = 0$) заведомо метастабильны.

В случае, когда температура близка к критическому значению, мы можем использовать для исследования устойчивости системы условия выпуклости по отношению к фазовым вероятностям. Для устойчивости гибридного решения необходимо выполнение следующих соотношений:

$$\frac{\partial^2 r_1}{\partial w_1^2} \geq 0, \quad \frac{\partial^2 r_1}{\partial w_2^2} \geq 0.$$

Имеем:

$$\frac{\partial^2 r_1}{\partial w_1^2} = A_1 - J_1 C_1^2 - \frac{2S_1^2}{\theta} (2J_1 w_1 C_1 - J w_2 C_2)^2 \frac{dB_{S_1}(x_1)}{dx_1} - \frac{2S_2^2}{\theta} (J w_2 C_1)^2 \frac{dB_{S_2}(x_2)}{dx_2},$$

$$\frac{\partial^2 r_1}{\partial w_2^2} = A_2 - J_2 C_2^2 - \frac{2S_1^2}{\theta} (J w_1 C_2)^2 \frac{dB_{S_1}(x_1)}{dx_1} - \frac{2S_2^2}{\theta} (2J_2 w_2 C_2 - J w_1 C_1)^2 \frac{dB_{S_2}(x_2)}{dx_2}.$$

При $\theta \rightarrow \theta_N$ $\frac{\partial^2 r_1}{\partial w_1^2} \rightarrow A_1$, $\frac{\partial^2 r_1}{\partial w_2^2} \rightarrow A_2$. Таким образом, в окрестности критической точки метастабильные состояния будут соответствовать отрицательным значениям A_1 и A_2 .

Условие нормировки фазовой вероятности $0 \leq w_1 \leq 1$ при $\theta=0$ и $S_1=S_2=S$ (для простоты мы рассмотрим этот случай в осях A_1, A_2, A) приводит к неравенствам

$$\begin{aligned} (A-\alpha)^2 - (A_1-\alpha_1)(A_2-\alpha_2) &\geq \frac{1}{4} (J+J_2)^2 S^4, \\ (A-\beta)^2 - (A_1-\beta_1)(A_2-\beta_2) &\geq \frac{1}{4} (J+J_2)^2 S^4, \end{aligned} \quad (14)$$

где в каждой строчке следует взять верхний или нижний знак неравенства.

$$\alpha = \frac{1}{2} (3J+J_2)S^2, \quad \alpha_1 = (J+2J_1)S^2, \quad \alpha_2 = J_2 S^2,$$

$$\beta = \frac{1}{2} (J-J_2)S^2, \quad \beta_1 = -JS^2, \quad \beta_2 = J_2 S^2.$$

Условие нормировки для фазовой вероятности w_2 при тех же условиях даст соответственно

$$(A-\gamma)^2 - (A_1-\gamma_1)(A_2-\gamma_2) \geq \frac{1}{4} (J+J_1)^2 S^4, \quad (15)$$

$$(A-\delta)^2 - (A_1-\delta_1)(A_2-\delta_2) \geq \frac{1}{4} (J+J_1)^2 S^4,$$

где

$$\gamma = \frac{1}{2} (3J+J_1)S^2, \quad \gamma_1 = (J+2J_2)S^2, \quad \gamma_2 = J_1 S^2,$$

$$\delta = \frac{1}{2} (J-J_1)S^2, \quad \delta_1 = -JS^2, \quad \delta_2 = J_1 S^2.$$

Одновременное равенство правых и левых частей в соотношениях (14), (15) исключено. Рассмотрим теперь геометрическую интерпретацию условий (14), (15). Для этого сделаем следующую замену переменных:

$$A_1 = a_1 + a_2, \quad A_2 = a_1 - a_2,$$

которая соответствует повороту на 45° в плоскости $A_1 A_2$. В результате получим:

$$\begin{aligned} (A-\tilde{\alpha})^2 - (a_1-\tilde{\alpha}_1)^2 + (a_2-\tilde{\alpha}_2)^2 &\geq \frac{1}{4} (J+J_2)^2 S^4, \\ (A-\tilde{\beta})^2 - (a_1-\tilde{\beta}_1)^2 + (a_2-\tilde{\beta}_2)^2 &\geq \frac{1}{4} (J+J_2)^2 S^4, \\ (A-\tilde{\gamma})^2 - (a_1-\tilde{\gamma}_1)^2 + (a_2-\tilde{\gamma}_2)^2 &\geq \frac{1}{4} (J+J_1)^2 S^4, \\ (A-\tilde{\delta})^2 - (a_1-\tilde{\delta}_1)^2 + (a_2-\tilde{\delta}_2)^2 &\geq \frac{1}{4} (J+J_1)^2 S^4, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= \frac{1}{2} (3J+J_2)S^2, & \tilde{\alpha}_1 &= \frac{1}{2} (J+2J_1+J_2)S^2, & \tilde{\alpha}_2 &= \frac{1}{2} (J+2J_1-J_2)S^2, \\ \tilde{\beta} &= \frac{1}{2} (J-J_2)S^2, & \tilde{\beta}_1 &= \frac{1}{2} (J_2-J)S^2, & \tilde{\beta}_2 &= -\frac{1}{2} (J+J_2)S^2, \\ \tilde{\gamma} &= \frac{1}{2} (3J+J_1)S^2, & \tilde{\gamma}_1 &= \frac{1}{2} (J+J_1+2J_2)S^2, & \tilde{\gamma}_2 &= \frac{1}{2} (J+2J_2-J_1)S^2, \\ \tilde{\delta} &= \frac{1}{2} (J-J_1)S^2, & \tilde{\delta}_1 &= \frac{1}{2} (J_1-J)S^2, & \tilde{\delta}_2 &= -\frac{1}{2} (J+J_1)S^2. \end{aligned}$$

Положим теперь $a_1 = \text{const}$. Мы получим сечение в плоскости A, a_2 . Условия нормировки приведут к некоторому множеству окружностей. Более детально, если $q_\alpha, q_\beta, q_\gamma, q_\delta$ являются внутренностями окружностей, определяемых равенствами в условиях (I6) при $a_1 = \text{const}$, тогда условия нормировки не выполняются в областях

$$q_1 = q_\alpha \cup q_\beta / q_\alpha \cap q_\beta, \quad q_2 = q_\gamma \cup q_\delta / q_\gamma \cap q_\delta.$$

В этих областях мы должны приравнять соответствующие w_j ($j=1,2$) единице при $\theta = 0$. Так что в области $q_1 \cap q_2$ основное состояние является полностью упорядоченным.

Рассмотрим в качестве примера случай $a_1 = \frac{A_1+A_2}{2} = 0, J_1=J_2=0, S_1=S_2 = \frac{1}{2}$. Изобразим соответствующие кривые в осях $\frac{A}{J^2}, \frac{A}{J}$ (см. рис. 2). Уравнения (II), (I2) дадут только одну окружность с центром в точке $B = \{0, \frac{2}{4}\}$ с радиусом $R = \frac{2}{4}$. Точки внутри этой окружности будут соответствовать фазовому переходу I-го рода, вне - фазовому переходу 2-го рода. Прямая $\frac{A}{J} = 0$, определенная условием (I3), будет границей устойчивости - ниже ее гетерофазные решения при нулевой температуре будут заведомо метастабильными. Условие (I6) в этом случае даст пару окружностей, описываемых уравнениями

$$\left(\frac{A}{J} - \frac{3}{8}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J^2} - \frac{1}{8}\right)^2 = \frac{1}{32},$$

$$\left(\frac{A}{J} - \frac{1}{8}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J^2} + \frac{1}{8}\right)^2 = \frac{1}{32}.$$

Заштрихованные области внутри этих окружностей (см. рис. 2) соответствуют нарушению условий нормировки для фазовых вероятностей, и там мы положим $w_1=w_2=1$. Таким образом, в этих областях возможно только гомофазное основное состояние. Сами окружности соответствуют

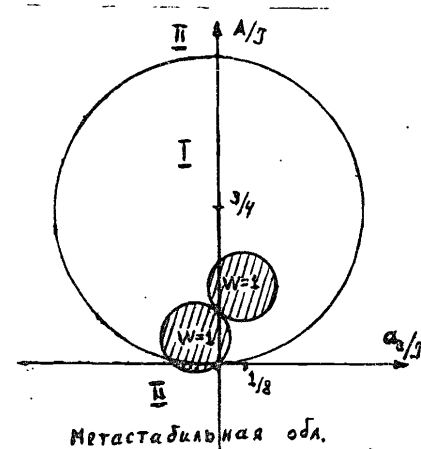


Рис.2. Фазовая диаграмма для случая $a_1=0, J_1=J_2=0, S_1=S_2 = \frac{1}{2}$.

значениям параметров, для которых система становится смесью при $\theta = 0$ (точкам нуклеации). Рассмотрим качественно ситуацию при $\theta \neq 0$. В этом случае положение центров и величины радиусов окружностей, соответствующих нормировке фазовых вероятностей, изменятся. Условие того, что окружность, соответствующая $\theta \neq 0$, останется внутри окружности, соответствующей $\theta = 0$, запишется в виде

$$R(\theta) + \Delta(\theta) \leq R(0),$$

где $R(\theta), R(0)$ - радиусы окружностей, определяемых равенствами в (I6) при $a_1 = \text{const}$ и $\theta \neq 0$ и $\theta = 0$ соответственно, $\Delta(\theta)$ - смещение центра окружностей при изменении температуры от нуля до θ . Для рассматриваемого случая это условие сведется к неравенству

$$\sqrt{\frac{1}{2}} c^2 + \sqrt{\frac{5}{2}} (s^2 - c^2) \leq \frac{1}{2} s^2,$$

которое заведомо не выполняется (напомним, что рассматриваемый случай соответствует $a_1=0, J_1=J_2=0$). Следовательно, возможные значения параметров, для которых при $\theta = 0$ вероятности удовлетворяют условиям нормировки $0 \leq w_j \leq 1$ ($j=1,2$), а при некоторой температуре становятся равными единице, т.е. зародыши парамагнитной фазы исчезают. Возможно, что при дальнейшем увеличении температуры нуклеация происходит вновь.

Рис.3 соответствует случаю $a_1 = \frac{J}{2}, J_1=J_2=0, S_1=S_2=0$. Для не-

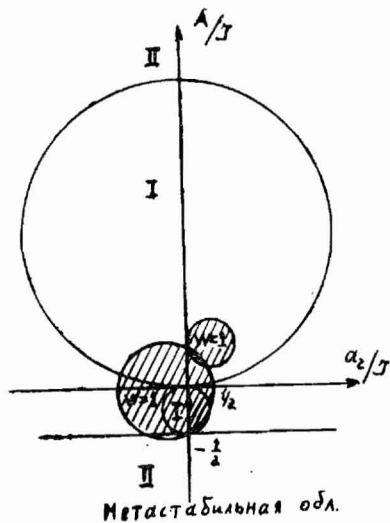


Рис. 3. Фазовая диаграмма для случая $a_1 = \frac{J}{2}$, $J_1 = J_2 = 0$, $S_1 = S_2 = 1$.

го мы имеем 4 окружности на плоскости $\frac{a_2}{J}$, $\frac{A}{J}$. Окружности

$$\left(\frac{A}{J}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J}\right)^2 = \frac{1}{4},$$

$$\left(\frac{A}{J} - \frac{8}{3}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J}\right)^2 = \frac{169}{36}$$

получены пересечением конусов (II), (I2) плоскостью $a_1 = \frac{J}{2}$. Для значений параметров, лежащих внутри этих окружностей, имеем фазовый переход I-го рода, вне окружностей имеем переход 2-го рода. Заштрихованные области внутри окружностей, определяемых равенствами (I6) при рассматриваемых фиксированных значениях параметров

$$\left(\frac{A}{J} - \frac{3}{2}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J} - \frac{1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4},$$

$$\left(\frac{A}{J} - \frac{1}{2}\right)^2 + \left(\frac{a_2}{J} + \frac{1}{2}\right)^2 = \frac{5}{4},$$

являются областями, в которых не выполняются условия нормировки фазовых вероятностей. Границы заштрихованных областей соответствуют точкам нуклеации при нулевой температуре. Для области, лежащей ниже прямой $\frac{A}{J} = -\frac{1}{2}$, определяемой из (I3), гибридные решения заведомо метастабильны. Как и в предыдущем случае, нуклеация может происходить

в областях с переходами как I-го, так и 2-го рода, а также в областях, где гетерофазные состояния метастабильны. Более того, мы видим из рис. 3, что фазовый переход I-го рода может происходить и в метастабильной области.

3. Эквивалентные подрешетки

Пусть теперь будут выполнены условия $A_1 = A_2$, $J_1 = J_2$, $S_1 = S_2 = S$, но в то же время $A_1 = A$, $J_1 = J$. Таким образом, мы имеем полностью эквивалентные подрешетки. В этом случае

$$c = c_1 = -c_2 = S B_S(x), \quad x = \frac{2S}{\theta} (J + J_1) w^2 c,$$

$$w = w_1 = w_2 = \frac{1}{2} \frac{A_1^2 - A^2 - (A_1 + A)(J_1 - J) c^2}{A_1^2 - A^2 - 2(A_1 J_1 - A J) c^2 + (J_1^2 - J^2) c^4}.$$

Температура Нееля определяется формулой $\theta_N = \frac{1}{S} S(S+1)(J_1 + J)$. Уравнения (II), (I2) трансформируются в следующие уравнения в плоскости A_1, A :

$$\left(A - \frac{J + J_1}{3 \cdot 10^L}\right)^2 - \left(A_1 - \frac{J + J_1}{3 \cdot 10^L}\right)^2 = 0,$$

$$A_1^2 - A^2 = 0.$$

Области с различными типами переходов для этого случая представлены на рис. 4 (заштрихованная область соответствует переходам I-го рода). Необходимое условие устойчивости запишется в виде $A + A_1 > 0$, что является также одной из границ области переходов I-го рода (см. рис. 4).

4. Модель Нееля

Рассмотрим теперь более детально случай, когда взаимодействие внутри подрешеток отсутствует, а существует только взаимодействие между подрешетками (модель Нееля). Именно, мы имеем $A_1 = A_2 = J_1 = J_2 = 0$, $S_1 = S_2 = S$ и

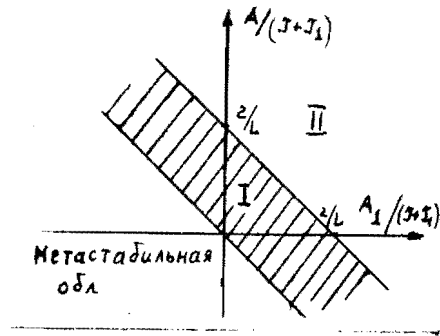


Рис. 4. Фазовая диаграмма для модели с эквивалентными подрешетками.

$$c = c_1 = -c_2 = SB_S(x), \quad x = \frac{2Jw^2cs}{\theta}$$

$$w = w_1 = w_2 = \frac{\Lambda}{2(\Lambda - Jc^2)}$$

$$\theta_N = \frac{S(S+1)J}{6}$$

Условие существования фазового перехода I-го рода запишется в виде $\frac{2J}{\Lambda} > \frac{3}{10} L$. Вероятности будут нормированы при выполнении следующих условий:

$$\Lambda \geq 2Jc^2, \quad \Lambda \leq 0.$$

Температура, при которой происходит нуклеация, определяется формулой

$$\theta' = \frac{S\sqrt{2\Lambda J}}{B_S^{-1}\left(\frac{1}{S}\sqrt{\frac{\Lambda}{2J}}\right)},$$

где $B_S^{-1}(x)$ - обратная функция Бриллюэна. При $\Lambda < 0$ решения будут метастабильными.

Рассмотрим теперь, какие физические решения будут реализовываться в системе в зависимости от значений параметров. Для модели Нееля мы будем менять $\frac{\Lambda}{J}$ от $+\infty$ до $-\infty$. Такое изменение для $S = \frac{1}{2}$ соответствует перемещению вдоль оси $\frac{\Lambda}{J}$ на рис. 2.

а) Когда $\frac{20}{3L} < \frac{\Lambda}{J} < +\infty$, в системе происходит фазовый переход 2-го рода (температурная зависимость параметра порядка c изображена на рис. 5а). При $\frac{\Lambda}{J} = \frac{20}{3L}$ критические индексы изменяют свои значения с $\alpha = 0, \beta = \frac{1}{2}$ на $\alpha = \frac{1}{2}, \beta = \frac{1}{4}$ для фазового перехода 2-го рода; переход будет 2-го рода, если коэффициент перед c^4 в разложении (9) будет отрицательным.

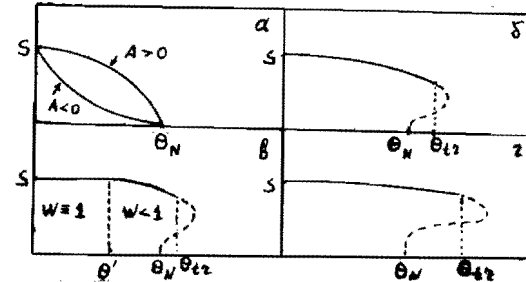


Рис. 5. Температурная зависимость параметра порядка c в модели Нееля: а) фазовый переход 2-го рода при $\frac{20}{3L} < \frac{\Lambda}{J}, \frac{\Lambda}{J} \leq 0$; б) переход I-го рода, $2S^2 < \frac{\Lambda}{J} < \frac{20}{3L}$; в) переход I-го рода в случае, когда $\frac{\Lambda'}{J} < \frac{\Lambda}{J} \leq 2S^2, \theta_{tr} > \theta'$; г) переход I-го рода, $0 \leq \frac{\Lambda}{J} \leq \frac{20}{3L}$.

б) Следующей областью значений параметров будет $2S^2 < \frac{\Lambda}{J} < \frac{20}{3L}$ (напомним, что область нарушения нормировки вероятностей на рис. 2 соответствует нулевой температуре; для $\theta \neq 0$ неравенство запишется в виде $2c^2 < \frac{\Lambda}{J} < \frac{20}{3L}$), здесь мы имеем переход I-го рода (см. рис. 5б). При $\frac{\Lambda}{J} = 2S^2$ в системе реализуется переход I-го рода с нуклеацией при нулевой температуре.

в) В области $\frac{\Lambda'}{J} < \frac{\Lambda}{J} < 2S^2$ в системе будет происходить нуклеация при некоторой температуре θ' из интервала $0 < \theta' < \theta_{tr}$, при этом Λ' определяется уравнением

$$\Lambda' = 2 \frac{S\sqrt{2\Lambda J}}{B_S^{-1}\left(\frac{1}{S}\sqrt{\frac{\Lambda}{2J}}\right)} \ln \left(\frac{\text{sh}\left(\frac{2S+1}{2S} B_S^{-1}\left(\frac{1}{S}\sqrt{\frac{\Lambda'}{2J}}\right)\right)}{\text{sh}\left(\frac{1}{2S} B_S^{-1}\left(\frac{1}{S}\sqrt{\frac{\Lambda'}{2J}}\right)\right)} \right).$$

Температурная зависимость параметра порядка для этого случая изображена на рис. 5в. Переход будет опять I-го рода.

г) Если $\frac{\Lambda}{J}$ лежит в интервале $0 \leq \frac{\Lambda}{J} \leq \frac{20}{3L}$, условие нормировки фазовой вероятности нарушается при любой температуре $\theta < \theta_{tr}$, и мы должны положить $w=1$. Таким образом, в этом случае парамагнитные заре-

дыши в системе отсутствуют. Параметр порядка опять имеет скачок, так что переход будет I-го рода.

д) При $\frac{A}{J} < 0$ система будет метастабильной. Для гибридного решения всегда имеем $w \leq \frac{1}{2}$, и парамагнитные зародыши будут доминировать в системе (если такое решение реализовано). В данном случае будет переход 2-го рода (см. рис. 5а).

В области в), для которой существует нуклеация, температурная зависимость теплоемкости

$$c_H = \frac{4S^2 J^2 w^4 C^2 \frac{dB_S(x)}{dx}}{\theta \left[\theta - 2S^2 J w^2 \left(1 + \frac{8JwC^2}{A} \right) \frac{dB_S(x)}{dx} \right]}$$

дает нам два скачка (один из них соответствует нуклеации, другой - фазовому переходу). Такое поведение находится в качественном согласии с некоторыми экспериментальными данными^{/25,26/}.

5. Обсуждение результатов

Из представленного рассмотрения видно, что, предположив существование гетерофазных состояний в системе и приняв во внимание конкуренцию между прямым и обменным взаимодействиями, мы приходим к различным физическим ситуациям. Именно, в зависимости от значений параметров A_1, A_2, A, J_1, J_2, J возможны 8 следующих случаев:

- 1) Фазовый переход 2-го рода;
- 2) Фазовый переход 2-го рода с нуклеацией;
- 3) Фазовый переход 2-го рода в метастабильной области;
- 4) Фазовый переход 2-го рода с нуклеацией в метастабильной области;
- 5)-8) Те же случаи, но для фазового перехода I-го рода.

Заметим теперь, что при рассмотрении обычной гейзенберговской модели в приближении молекулярного поля мы имеем фазовый переход 2-го рода (см., например, ^{/27/}). Таким образом, одним из достоинств предложенного подхода является включение в модель возможности изменения рода перехода. В этой связи упомянем ряд работ, рассматривающих возможность смены рода перехода с помощью метода ренормгруппы^{/28-33/}. В этих работах использована идея Вилсона и Фишера^{/34/}, согласно которой при определенных соотношениях между параметрами модели переход 2-го рода становится невозможным и трансформируется в переход I-го рода вследствие резкого возрастания флуктуаций. В упомянутой серии работ был построен гамильтониан Ландау-Гинзбурга-Вилсона для изотропного случая^{/28,29/} и для системы с анизотропией^{/30-33/} с размерностью

параметра порядка $n \geq 4$. Существование в системе фазового перехода 2-го рода ассоциировалось с существованием неподвижной точки в ренормгрупповых уравнениях для размерности $d=4$. Отсутствие неподвижной точки связывалось с существованием фазового перехода I-го рода. Предполагалось, что структура ренормгрупповых уравнений не изменяется при вариации размерности от $d=4$ к $d=3$. Уменьшение размерности параметра порядка до $n=4$ и ниже как следствие уменьшения симметрии в силу некоторых причин, например, приложения механического напряжения вдоль диагонали [III] в кубической решетке MnO^{/28/}, приводит к появлению неподвижных точек; тем самым фазовый переход I-го рода, происходящий в системе при обычных условиях, трансформируется в фазовый переход 2-го рода. Подчеркнем, что в нашем случае изменение соотношений между параметрами системы, например, в силу того же напряжения, может также привести к изменению порядка перехода (предполагается, что мы умеем учитывать зависимость параметров системы от такого напряжения). Аргументом в пользу такого объяснения служит то обстоятельство, что для изменения рода перехода необходимо конечное (а не инфинитезимальное) напряжение. Мы можем предположить также, что соответствующие параметры для хрома, для которых при обычных условиях реализуется переход I-го рода, находятся вблизи границы между переходами I-го и 2-го рода, поскольку добавление определенного количества примесей (превышающих пороговую концентрацию) приводит к фазовому переходу 2-го рода^{/35,36/}.

Похожая ситуация существует в ферромагнетиках^{/37/} (где возможно аналогичное рассмотрение) типа $R_a Co_b$, где R - редкие земли или иттрий. Здесь для некоторых элементов при определенных соотношениях между a и b переход I-го рода может сменить переход 2-го рода.

В работе^{/38/} была рассмотрена модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями для объемцентрированной кубической решетки. Взаимодействие ближайших соседей предполагалось ферромагнитным, а следующих за ближайшими - антиферромагнитным. В этой работе с помощью параллельного использования методов ренормгруппы и Монте-Карло было показано, что фазовый переход парамагнетик - антиферромагнетик - I-го рода (вопреки предсказаниям теории молекулярного поля).

Анализ других возможных механизмов изменения рода фазового перехода (механизм объемной стрикции, рассмотрение биквадратного члена в изотропном косвенном обмене и т.д.) могут быть найдены в работе^{/39/} (см. также^{/40/}).

Преимущество нашей модели гетерофазного антиферромагнетика состоит в том, что она не только описывает возможную смену рода пере-

хода, но также лучше соответствует тем экспериментам /4,5/, в которых в магнетиках наблюдалось существование парамагнитной части.

Литература

- I. Webster P.J., Ziebeck K.R. Int. Conf. Magn., Kyoto, 1982, p.114.
2. Туров Е.А., Петров М.П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Москва, Наука, 1969.
3. Эффект Мессбауэра. Москва, Атомиздат, 1969.
4. Endo K., Ooiwa K., Shinogi A. Int. Conf. Magn., Kyoto, 1982, p. 118.
5. Petrakovskii G.A., Sablina K.A., Ikonnikov V.P., Volkov I.A., Klimenko A.G. Phys.Stat.Sol., 1982, A70, p.507.
6. Петраковский Г.А. УФН, 1981, 134, с.305.
7. Kothari L.S., Singwi K.S. Sol.State Phys., 1959, 8, p.109.
8. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. Москва, Атомиздат, 1963.
9. Migdal T., Sudo S., Tazuke Y., Mori N., Miyako Y. Int. Conf. Magn., Kyoto, 1982, p.121.
10. Yukalov V.I., Oxf. Univ. DTP 47-81. Oxford, 1981.
- II. Юкалов В.И. ТМФ, 1976, 26, с.274.
12. Yukalov V.I. Phys.Lett., 1981, A81, p.249.
13. Yukalov V.I. Physica, 1981, A108, p.402.
14. Yukalov V.I. Phys.Lett., 1981, A85, p.68.
15. Yukalov V.I. Physica, 1982, A110, p.247.
16. Юкалов В.И. ТМФ, 1976, 28, с.652.
17. Yukalov V.I. Physica, 1977, A89, p.363.
18. Yukalov V.I. Phys.Rev., 1985, B32, p.436.
19. Шумовский А.С., Юкалов В.И. ДАН СССР, 1982, 266, с.320.
20. Шумовский А.С., Юкалов В.И. ДАН СССР, 1980, 252, с.581.
21. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. Chem.Phys.Lett., 1981, 83, p.582.
22. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. Physica, 1982, A110, p.518.
23. Кудрявцев И.К., Шумовский А.С., Юкалов В.И. В кн.: "Труды Межд. симп. по стат.механике", ОИЯИ, ДГ7-81-758, Дубна, 1982, с.318.
24. Боголюбов Н.Н.(мл.). Метод исследования модельных гамильтонианов. Москва, Наука, 1974.
25. Борухович А.С., Маруня М.С., Лобачевская Н.И., Бамбуров Б.Г., Гольд П.В. ФТТ, 1974, 16, с.2084.
26. Friedt J.M., Shenoy J.K., Dunlap B.D., Westlake D.G., Alfred A.T. Phys.Rev., 1979, B20, p.251.

27. Тябликов О.В. Методы квантовой теории магнетизма. Москва, Наука, 1975.
28. Бравоцкий С.А., Дзялошинский И.Е., Кухаренко Б.Г. ЖЭТФ, 1976, 70, с.2267.
29. Бравоцкий С.А., Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.360.
30. Bak P., Krinsky S., Mukamel D. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.829.
31. Mukamel D., Krinsky S. Phys.Rev., 1976, B13, p.5065.
32. Mukamel D., Krinsky S. Phys.Rev., 1976, B13, p.5078.
33. Bak P., Mukamel D. Phys.Rev., 1976, B13, p.5086.
34. Wilson K.G., Fisher M.E. Phys.Rev.Lett., 1972, 28, p.240.
35. Mitsuho R., Motizuki K., Nagamiya T. J.Phys.Soc.Japan, 1965, 20, p.710.
36. Bastow T.G. Proc.Phys.Soc., 1966, 88, p.935.
37. Wohlfarth E.P. J.Appl.Phys. 1979, 50, pt.2, p.7542.
38. Banover J.R., Jasnow D., Landau D.P. Phys.Rev., 1979, B20, p.3820.
39. Гражданкина Н.П., УФН, 1968, 96, с. 291.
40. Нараев Е.И., Коваленко А.А. ЖЭТФ, 1980, 79, с.907.

Рукопись поступила в издательский отдел
II марта 1987 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бокий М.А. и др.

P17-87-149

Модель антиферромагнетика с гетерофазными флуктуациями

Рассмотрена модель антиферромагнетика с парамагнитными зародышами. Проанализировано поведение фазовых вероятностей; более детальное рассмотрение проведено вблизи нулевой температуры и температуры Нееля. Условия устойчивости показывают, что такой антиферромагнетик с парамагнитными флуктуационными зародышами может быть стабильным, метастабильным или нестабильным. Проанализировано также поведение теплоемкости вблизи критической точки. Наличие гетерофазных флуктуаций приводит к смене рода фазового перехода со второго на первый; найдены и обсуждены критерии такой смены.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Boky M.A. et al.

P17-87-149

Model of Antiferromagnet with Heterophase Fluctuations

The model of an antiferromagnet with paramagnetic nuclei is considered. The behaviour of phase probabilities is analysed especially near zero temperature and Neel temperature. Stability conditions show when such an antiferromagnet with paramagnetic fluctuational nuclei is stable, metastable or unstable. The specific heat in the vicinity of the critical point is also analysed. The presence of heterophase fluctuations can lead to the change of phase transition order from second to first; the criteria for this change are found and discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987