

ВОЗМОЖНЫЕ МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ В ДВУХСОРТОВОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

© Я.П.Бирюков, С.П.Довгопол

Уральский государственный педагогический университет,
620219 Екатеринбург, Россия
(Поступила в Редакцию 2 октября 1995 г.)

Исследуется двухсортная неупорядоченная система близкодействующих изинговских спинов. Методами модифицированной теории среднего поля (с учетом гауссова распределения флуктуаций) проведен вывод системы самосогласованных уравнений для параметров порядка. Анализ условий существования различных типов решений самосогласованных уравнений позволяет сделать выводы о потенциально возможных магнитных фазах системы. С помощью изложенного подхода более подробно исследована система, в которой обмен между спинами одного сорта противоположен по знаку обмену между спинами разных сортов. Сделан вывод о возможности существования фазы типа спиновой стекла и антиферромагнитной (ферримагнитной) фазы. На основе численного решения самосогласованных уравнений построены графики соответствующих температурных переходов.

1. В теории спиновых стекол к настоящему времени различают две достаточно независимые области исследования: изучение равновесных свойств спиновых стекол и теории неравновесного их поведения, связанного с наличием крупномасштабных неоднородностей и неэргодичностью. Связь между двумя этими областями пока не является хорошо установленной, как следует из работ Хьюза и Фишера [1] (феноменологический подход) или Шеррингтона и Киркпатрик [2] (метод реплик).

Что касается равновесных свойств спиновых стекол, то основные результаты получены в модели среднего поля, берущей начало в классической работе Эдвардса и Андерсона [3]. Их подход во многом основан на том, что флуктуацию локального поля можно рассматривать как случайную величину, являющуюся суммой большого числа почти независимых случайных величин, и в силу центральной предельной теоремы становится обоснованным предположение о гауссовом распределении флуктуаций.

Целью настоящей работы, выполненной в рамках данного подхода, является исследование магнитных фаз, возможных в двухсортной неупорядоченной системе близкодействующих изинговских спинов. Вывод о возможности существования той или иной фазы делается на основе существования соответствующего решения системы самосогласованных уравнений для параметров порядка. Вопрос о термодинамиче-

ских функциях (свободная энергия и пр.) не рассматривается. Следует заметить, что в данной работе метод среднего поля модифицирован таким образом, что параметр $\langle \delta J^2 \rangle$ (среднеквадратичная флуктуация обмена) в явном виде входит в уравнения и как следствие в выражения для критических температур.

2. В отсутствие внешнего поля энергия отдельно взятого спина двухсортной изинговской системы $\{S_i^A, S_j^B\}$ имеет вид

$$E_i^A = -S_i^A \left(\sum_j^A J_{ij}^{AA} S_j^A + \sum_k^B J_{ik}^{AB} S_k^B \right), \quad (1)$$

где J_{ij} — константа обмена, верхние индексы указывают на «сорт» соответствующего спина. Следовательно, в приближении среднего поля можно записать [4] следующие выражения для термодинамических средних:

$$\langle S_i^A \rangle_T = \frac{1}{2} \text{th} \left\{ \frac{1}{2} \frac{1}{kT} \left(\sum_j^A J_{ij}^{AA} \langle S_j^A \rangle_T + \sum_k^B J_{ik}^{AB} \langle S_k^B \rangle_T \right) \right\}. \quad (2)$$

Выражение в круглых скобках соответствует локальному полю на узле i^A

$$H_i^A = \sum_j^A J_{ij}^{AA} \langle S_j^A \rangle_T + \sum_k^B J_{ik}^{AB} \langle S_k^B \rangle_T. \quad (3)$$

Поскольку в нашей системе обмен является случайной величиной, (2) представляет собой систему N уравнений с макроскопическим числом параметров J_{ij}^{AA}, J_{ik}^{AB} . Чтобы разрешить эту систему и получить выражения для макроскопически наблюдаемых величин, необходима дополнительная процедура, часто называемая самоусреднением [5], которая представляет собой усреднение по возможным реализациям J_{ij} . Поскольку случайный характер обмена связан со структурным беспорядком, будем называть это усреднение конфигурационным и обозначать (...).

В данной работе эта процедура будет выполнена как усреднение по флуктуациям локального поля $\delta H = H - \langle H \rangle$, для которых, как обсуждалось ранее, более оправдана гипотеза о гауссовом распределении. Далее будет показано, что при таком подходе источниками этих флуктуаций могут быть как беспорядок J_{ij} , так и некоторый «замороженный» беспорядок в распределении спинов.

В уравнении (2) раскладываем th в ряд по флуктуации δH_i^A

$$\langle S_i^A \rangle_T = \frac{1}{2} \text{th} \left(\frac{\langle H^A \rangle + \delta H_i^A}{2kT} \right) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \text{th}^{(n)} \left(\frac{\langle H^A \rangle}{2kT} \right) \left(\frac{\delta H_i^A}{2kT} \right)^n. \quad (4)$$

Затем, усредняя с учетом гауссова распределения δH_i^A , получаем

$$\langle \langle S_i \rangle_T \rangle = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{1}{2^n} \text{th}^{(2n)} \left(\frac{\langle H \rangle}{2kT} \right) \left(\frac{\sqrt{\langle \delta H^2 \rangle}}{2kT} \right)^{2n}. \quad (5)$$

В дальнейшем с учетом однородности системы удобно перейти к параметрам

$$\langle \sigma \rangle \equiv 2 \langle \langle S_i \rangle_T \rangle, \quad \langle \sigma^2 \rangle \equiv 4 \langle \langle S_i \rangle_T^2 \rangle, \quad (6)$$

которые можно рассматривать как параметры порядка, поскольку они позволяют легко идентифицировать магнитные фазы системы и исследовать возможные переходы.

Наконец, интегральное тождество

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} f(ax+b) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\sqrt{2\pi}}{2^n} f^{(2n)}(a) b^{2n}$$

позволяет записать результат (5) в более удобной форме

$$\langle \sigma_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th} \left\{ \frac{1}{2kT} \left(\langle H_A \rangle + x \sqrt{\langle \delta H_A^2 \rangle} \right) \right\}. \quad (7)$$

Аналогично для $\langle \sigma_A^2 \rangle$ получаем

$$\langle \sigma_A^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th}^2 \left\{ \frac{1}{2kT} \left(\langle H_A \rangle + x \sqrt{\langle \delta H_A^2 \rangle} \right) \right\}. \quad (8)$$

Теперь, чтобы получить самосогласованные уравнения для параметров порядка $\langle \sigma \rangle$ и $\langle \sigma^2 \rangle$, необходимо выразить через них $\langle H \rangle$ и $\langle \delta H^2 \rangle$. Усредняя (3) и пренебрегая спин-решеточными корреляциями типа $\langle \delta J \delta \langle S \rangle_T \rangle$, находим

$$\langle H_A \rangle = \frac{1}{2} \langle \sigma_A \rangle \sum_j^A \langle J_{ij}^{AA} \rangle + \frac{1}{2} \langle \sigma_B \rangle \sum_k^B \langle J_{ik}^{AB} \rangle.$$

Далее введем предположение о близкодействии обмена следующим образом: $\langle J_{ij} \rangle = I$, если i, j — ближайшие соседи, $\langle J_{ij} \rangle = 0$ для остальных пар i, j . Введем параметры n_A^A и n_B^A (n_B^A — среднее число спинов сорта B , соседствующих со спином сорта A). Выразив через эти параметры суммы $\sum \langle J_{ij} \rangle$, имеем

$$\langle H_A \rangle = \frac{1}{2} \langle \sigma_A \rangle n_A^A I^{AA} + \frac{1}{2} \langle \sigma_B \rangle n_B^A I^{AB}. \quad (9)$$

Аналогичным образом и в том же приближении по $\langle \delta H_A^2 \rangle$ получаем

$$\begin{aligned} \langle \delta H_A^2 \rangle &= \frac{1}{4} \left(\langle \sigma_A^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2 \right) n_A^A I^{AA^2} + \frac{1}{4} \langle \sigma_A^2 \rangle n_A^A \delta I^{AA^2} + \\ &+ \frac{1}{4} \left(\langle \sigma_B^2 \rangle - \langle \sigma_B \rangle^2 \right) n_B^A I^{AB^2} + \frac{1}{4} \langle \sigma_B^2 \rangle n_B^A \delta I^{AB^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

При этом было сделано дополнительное предположение о «близкодействии» флуктуаций обменов: $\langle \delta J_{ij}^2 \rangle \equiv \delta I^2$, если i, j — ближайшие соседи, $\langle \delta J_{ij}^2 \rangle = 0$ для остальных пар i, j .

Таким образом, подставляя $\langle H \rangle$ и $\langle \delta H^2 \rangle$ из (9), (10) в (7), (8) получаем искомую систему самосогласованных уравнений.

3. Самосогласованные уравнения (7), (8) являются сложными для общего их решения, поэтому для дальнейшего анализа необходимо конкретизировать свойства исследуемых систем. Далее будем рассматривать такие системы, в которых справедливы следующие соотношения между средними обменами и флуктуациями обменов:

$$I^{AA} = I^{BB} \equiv I, \quad I^{AB} = -\lambda I \quad (\lambda > 0), \quad (11)$$

$$\delta I^{AA^2} = \delta I^{BB^2} \equiv \delta I^2, \quad \delta I^{AB^2} = \lambda^2 \delta I^2. \quad (12)$$

Представим химическую формулу сплава в виде $A_{1+x}B_{1-x}$. Тогда удельные концентрации спинов могут быть выражены как $C_A = (1+x)/2$, $C_B = (1-x)/2$. Через концентрации очевидным образом выражаются параметры n_A^A

$$n_A^A = n_B^B = nC_A = n(1+x)/2, \quad n_B^B = n_B^A = nC_B = n(1-x)/2, \quad (13)$$

где n — координационное число. Теперь с учетом (11)–(13) выражения (9), (10) для $\langle H \rangle$ и $\langle \delta H^2 \rangle$ можно переписать в следующем виде:

$$\langle H_A \rangle = nI/4 \left(\langle \sigma_A \rangle (1+x) - \lambda \langle \sigma_B \rangle (1-x) \right), \quad (14)$$

$$\langle H_B \rangle = nI/4 \left(\langle \sigma_B \rangle (1-x) - \lambda \langle \sigma_A \rangle (1+x) \right), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta H_A^2 \rangle = & \frac{nI^2}{8} \left(\left(\langle \sigma_A^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2 \right) (1+x) + \lambda^2 \left(\langle \sigma_B^2 \rangle - \langle \sigma_B \rangle^2 \right) (1-x) \right) + \\ & + \frac{n\delta I^2}{8} \left(\langle \sigma_A^2 \rangle (1+x) + \lambda^2 \langle \sigma_B^2 \rangle (1-x) \right), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta H_B^2 \rangle = & \frac{nI^2}{8} \left(\left(\langle \sigma_B^2 \rangle - \langle \sigma_B \rangle^2 \right) (1-x) + \lambda^2 \left(\langle \sigma_A^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2 \right) (1+x) \right) + \\ & + \frac{n\delta I^2}{8} \left(\langle \sigma_B^2 \rangle (1-x) + \lambda^2 \langle \sigma_A^2 \rangle (1+x) \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Итак, дополняя уравнения (7), (8) соответствующими уравнениями для $\langle \sigma_B \rangle$ и $\langle \sigma_B^2 \rangle$, имеем с учетом (14)–(17) систему самосогласованных уравнений для параметров порядка. Эту систему, однако, можно рассматривать как точечное отображение [6] $\mathbf{x} = \varphi(\mathbf{x})$, где вектор $\mathbf{x} = \{ \langle \sigma_A \rangle, \langle \sigma_B \rangle, \langle \sigma_A^2 \rangle, \langle \sigma_B^2 \rangle \}$. Сразу заметим, что имеется неподвижная точка $\mathbf{x} = 0$, соответствующая парамагнитному решению. Исследуем эту точку на устойчивость. Для этого необходимо найти линеаризованную матрицу точечного отображения $a_{ik} = (\partial \varphi_i / \partial x_k)|_{\mathbf{x}=0}$ и ее

собственные значения α_i , называемые мультипликаторами. Исходя из критерия $|\alpha_i| < 1$, можно судить об устойчивости, полной или неполной, неподвижной точки. Нарушение этого критерия (потеря устойчивости) с изменением температуры свидетельствует о возможности появления новой устойчивой точки (новой фазы системы).

В нашем случае линеаризованная матрица точечного отображения имеет вид

$$\begin{pmatrix} \frac{nI(1+x)}{2^3kT} & -\frac{n\lambda I(1-x)}{2^3kT} & 0 & 0 \\ -\frac{n\lambda I(1+x)}{2^3kT} & \frac{nI(1-x)}{2^3kT} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{n(I^2 + \delta I^2)(1+x)}{2^5(kT)^2} & \frac{n\lambda^2(I^2 + \delta I^2)(1-x)}{2^5(kT)^2} \\ 0 & 0 & \frac{n\lambda^2(I^2 + \delta I^2)(1+x)}{2^5(kT)^2} & \frac{n(I^2 + \delta I^2)(1-x)}{2^5(kT)^2} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Выражения для критических температур, найденные из условий $|\alpha_i| = 1$, имеют вид

$$T_{1,2} = \frac{nI}{8k} \left| 1 \pm \sqrt{\lambda^2 + x^2(1 - \lambda^2)} \right|, \quad (19)$$

$$T_{3,4} = \frac{\sqrt{n}\sqrt{I^2 + \delta I^2}}{4\sqrt{2}k} \sqrt{\left| 1 \pm \sqrt{\lambda^4 + x^2(1 - \lambda^4)} \right|}. \quad (20)$$

На рис. 1 представлена зависимость температур возможных фазовых переходов от нестехиометричности x при $\lambda < 1$ ($\lambda = 0.5$) (слева) и при $\lambda > 1$ ($\lambda = 2$) (справа) в соответствии с (19), (20). Заметим, что $\lambda = 1$ является своего рода особой точкой: в ней исчезает зависимость критических температур от x , обращаются в нуль $T_{2,4}$, меняется кривизна линий $T_1(x)$ и $T_3(x)$.

Особенность самосогласованных уравнений (7), (8) заключается в том, что возможны лишь три типа решений: 1) $\langle \sigma_{A,B} \rangle = 0$, $\langle \sigma_{A,B}^2 \rangle = 0$; 2) $\langle \sigma_{A,B} \rangle = 0$, $\langle \sigma_{A,B}^2 \rangle \neq 0$; 3) $\langle \sigma_{A,B} \rangle \neq 0$, $\langle \sigma_{A,B}^2 \rangle \neq 0$, т.е. из $\langle \sigma_A \rangle \neq 0$ с необходимостью следует $\langle \sigma_B \rangle \neq 0$ и $\langle \sigma_{A,B}^2 \rangle \neq 0$, как и из $\langle \sigma_A^2 \rangle \neq 0$ следует $\langle \sigma_B^2 \rangle \neq 0$. Поэтому можно предположить, что возможны лишь два типа переходов из парамагнитного состояния: $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$. Пока остается неясным, имеют ли физический смысл все четыре критические температуры (19), (20). Далее будет несколько подробнее рассмотрен случай систем стехиометрического состава при $\lambda = 1$, в которых численные эксперименты действительно обнаруживают фазовые переходы при T_1 и T_3 (в (19), (20) при этом выбирают знак плюс, и нет необходимости в модуле).

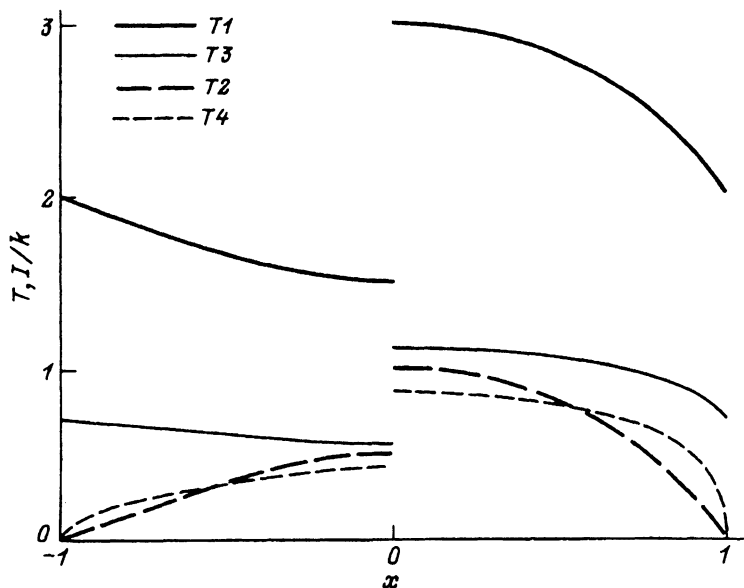


Рис. 1. Зависимость температур возможных переходов от нестехиометричности.

4. Положив в (14)–(17) $\lambda = 1$ и $x = 1$, получим

$$\langle H_A \rangle = -\langle H_B \rangle = (n/4)I(\langle \sigma_A \rangle - \langle \sigma_B \rangle), \quad (21)$$

$$\langle \delta H_A^2 \rangle = \langle \delta H_B^2 \rangle = \frac{n}{8} \left[I^2 (\langle \sigma_A^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2 + \langle \sigma_B^2 \rangle - \langle \sigma_B \rangle^2) + \delta I^2 (\langle \sigma_A^2 \rangle + \langle \sigma_B^2 \rangle) \right]. \quad (22)$$

Параметры порядка $\langle \sigma \rangle$ и $\langle \sigma^2 \rangle$ для такой системы в целом будут выражаться через аналогичные параметры каждой из подсистем следующим образом:

$$\langle \sigma \rangle = 1/2 \langle \sigma_A \rangle + 1/2 \langle \sigma_B \rangle, \quad \langle \sigma^2 \rangle = 1/2 \langle \sigma_A^2 \rangle + 1/2 \langle \sigma_B^2 \rangle. \quad (23)$$

Подставим равенства (21), (22) в уравнение (7), после чего воспользуемся нечетностью $\text{th}(x)$ и перейдем к новой переменной интегрирования $y = -x$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_A \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th} \left\{ \frac{1}{2kT} \left(-\langle H_B \rangle + x \sqrt{\langle \delta H_B^2 \rangle} \right) \right\} = \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{-y^2/2} \text{th} \left\{ \frac{1}{2kT} \left(+\langle H_B \rangle + y \sqrt{\langle \delta H_B^2 \rangle} \right) \right\} = -\langle \sigma_B \rangle. \end{aligned}$$

Поскольку параметр $\langle \sigma \rangle$ связан с намагниченностью, можно сделать вывод о том, что намагниченности обеих подсистем равны и противоположно направлены, так что, согласно (23), намагниченность системы

в целом будет равна нулю

$$\langle \sigma_A \rangle = -\langle \sigma_B \rangle, \quad \langle \sigma \rangle = 0. \quad (24)$$

Аналогично, используя (8) и четность $\text{th}^2(x)$, доказываем, что параметр $\langle \sigma^2 \rangle$ одинаков как для обеих подсистем, так и для системы в целом

$$\langle \sigma_A^2 \rangle = \langle \sigma_B^2 \rangle = \langle \sigma^2 \rangle. \quad (25)$$

С учетом (24), (25) в дальнейшем целесообразно использовать лишь два параметра: $\langle \sigma_A \rangle$ и $\langle \sigma^2 \rangle$. Это означает существенное упрощение выражений (21), (22) для $\langle H_A \rangle$ и $\langle \delta H_A^2 \rangle$, так что теперь система самосогласованных уравнений (7), (8) может быть выписана целиком

$$\langle \sigma_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th} \left\{ \frac{nI}{4kT} \langle \sigma_A \rangle + x \frac{\sqrt{n}}{4kT} \sqrt{I^2 (\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2) + \delta I^2 \langle \sigma^2 \rangle} \right\}, \quad (26)$$

$$\langle \sigma^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th}^2 \left\{ \frac{nI}{4kT} \langle \sigma_A \rangle + x \frac{\sqrt{n}}{4kT} \sqrt{I^2 (\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2) + \delta I^2 \langle \sigma^2 \rangle} \right\}. \quad (27)$$

Анализ системы уравнений (26), (27) дает решения для возможных магнитных фаз системы.

а) Парамагнетизм. Парамагнитное решение $\langle \sigma_A \rangle = 0$, $\langle \sigma^2 \rangle = 0$ всегда удовлетворяет самосогласованным уравнениям (26), (27).

б) Спиновое стекло. Решение $\langle \sigma_A \rangle = 0$, $\langle \sigma^2 \rangle \neq 0$ следует классифицировать как соответствующее фазе спинового стекла, поскольку при этом обе подсистемы становятся физически неразличимыми; следовательно, систему в целом уже невозможно разбить на совокупность подсистем, в которых мог бы наблюдаться магнитный порядок.

При этом вместо системы (26), (27) остается одно уравнение

$$\langle \sigma^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2/2} \text{th}^2 \left\{ x \frac{\sqrt{n} \sqrt{I^2 + \delta I^2}}{4kT} \sqrt{\langle \sigma^2 \rangle} \right\}. \quad (28)$$

Исследуя производную правой части по $\langle \sigma^2 \rangle$ [7], находим условие существования ненулевого решения, т.е. критическую температуру

$$T_{sg} = \frac{\sqrt{n} \sqrt{I^2 + \delta I^2}}{4k}. \quad (29)$$

Полученное выражение совпадает с T_3 (20) при $\lambda = 1$ и $x = 1$.

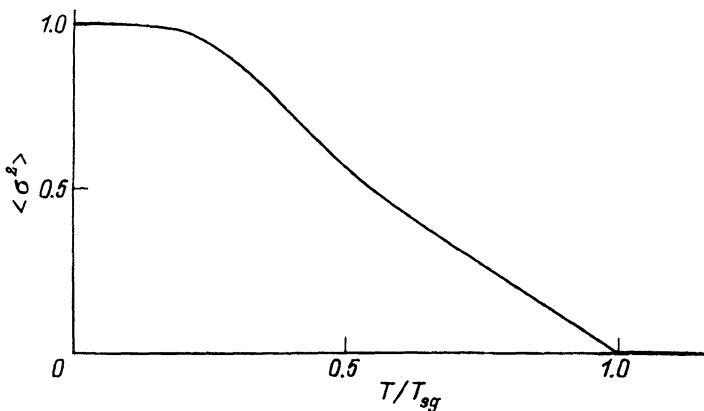


Рис. 2. Температурный переход в фазу спинового стекла.

На рис. 2 представлен результат численного решения уравнения (28) в виде зависимости $\langle \sigma^2 \rangle$ от безразмерной температуры T/T_{sg} .

Заметим, что данное решение является единственно возможным (кроме парамагнитного) для случаев нулевого и отрицательного среднего обмена, поскольку при $I \leq 0$ уравнение (26) будет совместным лишь при $\langle \sigma_A \rangle = 0$.

с) Антиферромагнетизм. С учетом (24) решение $\langle \sigma_A \rangle \neq 0$, $\langle \sigma^2 \rangle \neq 0$ будет соответствовать случаю антиферромагнитной фазы. Критическую температуру T_{af} можно найти из T_1 (19), положив $\lambda = 1$ и $x = 1$

$$T_{af} = \frac{nI}{4k}. \quad (30)$$

Результаты численного решения уравнений (26), (27), соответствующие антиферромагнитному решению при $n = 8$ и $\delta I^2/I^2 = 0.3$, представлены на рис. 3 в виде зависимостей $\langle \sigma_A \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle$ от безразмерной температуры T/T_{af} . Жирная линия на рис. 3 соответствует параметру $\langle \sigma_A \rangle$, тонкая — параметру $\langle \sigma^2 \rangle$.

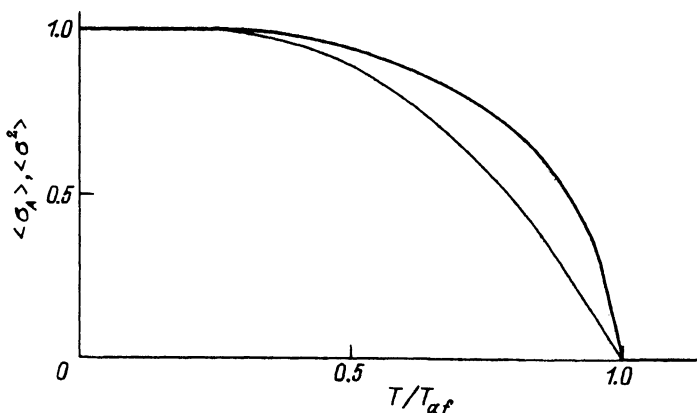


Рис. 3. Температурный переход в антиферромагнитную фазу.

5. Анализ самосогласованных уравнений (7), (8) как точечного отображения [6], а также численные решения, результаты которых представлены на рис. 2, 3, дают следующую картину фазовых переходов в исследуемой системе. При температурах выше T_1 (19) парамагнитное решение обладает полной устойчивостью. Ниже T_4 эта устойчивость теряется, но лишь при одновременном отклонении по всем четырем координатам $\{(\sigma_A), (\sigma_B), (\sigma_A^2), (\sigma_B^2)\}$ (чтобы получить ненулевое решение уравнений (26), (27) методом итераций, необходимо брать начальное приближение $(\sigma_A) \neq 0, (\sigma^2) \neq 0$). В рассмотренном выше случае (раздел 4) это соответствует появлению новой неподвижной устойчивой точки, отвечающей антиферромагнитной фазе. При дальнейшем уменьшении температуры (ниже T_3 (20)) парамагнитная точка становится еще менее устойчивой: для получения ненулевого решения достаточно взять начальное приближение $(\sigma_A) = 0, (\sigma^2) \neq 0$. Появляется новая неподвижная точка, соответствующая фазе спинового стекла. Правда, эта точка неустойчива по координате (σ_A) , тогда как антиферромагнитная точка сохраняет свою устойчивость.

В данной работе совершенно не был затронут вопрос о термодинамических функциях, и необходимо понимать, что под словом «устойчивость» выше понималась устойчивость решений самосогласованных уравнений (7), (8) как неподвижных точек отображения $x = \varphi(x)$, а не термодинамическая устойчивость соответствующих фаз, хотя определенная связь между этими понятиями, конечно, существует. Анализ самосогласованных уравнений дает ответ на вопрос о потенциально возможных фазах при определенных значениях параметров системы, но лишь анализ термодинамических потенциалов позволит получить полноценную фазовую диаграмму, т.е. решит вопрос об устойчивости фаз и о возможных областях их сосуществования.

Остается открытым вопрос о четырех критических температурах (19), (20). Являются ли T_2 и T_4 «лишними решениями» уравнений на собственные значения (18), или следует искать новые неподвижные точки в областях $T < T_2, T_4$? Ответ на этот вопрос, возможно, даст численный эксперимент. Численный эксперимент, т.е. решение самосогласованных уравнений методом итераций, возможно, также прояснит картину релаксационного поведения системы, если исследовать последовательность значений, сходящихся к неподвижной точке.

Список литературы

- [1] Fisher D.S., Huse D.A. Phys. Rev. **B38**, 1, 373; 386 (1988).
- [2] Sherrington D., Kirkpatrick S. Phys. Rev. Lett. **35**, 26, 1792 (1975).
- [3] Edwards S.F., Anderson P.W. J. Phys. **F5**, 965 (1975).
- [4] Гинзбург С.Л. Необратимые явления в спиновых стеклах. М. (1989). 152 с.
- [5] Лоценко В.С. УФН **163**, 6, 1 (1993).
- [6] Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. М. (1990). 272 с.
- [7] Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М. (1977). 552 с.