

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

C326

P17-84-424

Ю.Венигер, Ю.Шрайбер*

4467/84

К ТЕОРИИ АМОРФНЫХ МАГНЕТИКОВ
С КОНКУРИРУЮЩИМИ
ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

* Технический университет, Дрезден, ГДР

1984

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные измерения на ряде аморфных магнетиков ^{/1,2/} показали, что при низких температурах при изменении состава сплава происходит переход из ферромагнитной фазы в спин-стекольное состояние. Определяющим фактором этого перехода является, помимо структурного беспорядка, конкуренция между положительным и отрицательным обменными взаимодействиями. Большинство из существующих моделей /см. обзор ^{/3/} / описывает этот переход либо в приближении молекулярного поля, либо в приближении бесконечного радиуса взаимодействия. Таким образом, нельзя удовлетворительно учитывать внутреннюю динамику спиновой системы. Прежде всего, отрицательное обменное взаимодействие может порождать низкоэнергетические локализованные возбуждения, являющиеся определяющим фактором низкотемпературного поведения ^{/4/}.

В настоящей работе рассмотрена решеточная модель аморфного гейзенберговского магнетика с конкурирующими обменными взаимодействиями. Эта модель позволяет учесть внутреннюю динамику лучше, чем в упомянутых выше работах. С помощью приближенного структурного усреднения ^{/5/} и метода когерентного потенциала ^{/6/} получена усредненная спиновая функция Грина. Показано, что вычисленная при $T=0$ намагниченность с ростом антиферромагнитных связей непрерывно убывает до нуля /в спин-стекольном состоянии/. Физически различные результаты, полученные коммутаторной и антикоммутаторной функциями Грина, объясняются на основе характера низших энергетических состояний и разных приближений структурного усреднения для обеих функций.

Несмотря на пренебрежение пространственными спиновыми флуктуациями, предлагаемая модель дает качественное описание перехода из ферромагнитной фазы в фазу спинового стекла. С другой стороны, в ней нельзя различить парамагнитную и спин-стекольную фазы. Поэтому предложена самосогласованная схема учета спиновых флуктуаций в рамках последовательного одноузельного приближения с учетом того факта, что низшие энергетические состояния локализованы.

1. ФУНКЦИИ ГРИНА И ПРИБЛИЖЕНИЯ

Рассмотрим решеточную модель аморфного гейзенберговского магнетика, гамильтониан которой имеет вид

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j, \quad /1/$$

причем спины $S = 1/2$ образуют регулярную решетку, т.е. топологическим беспорядком пренебрегаем, а обменные интегралы J_{ij} между ближайшими соседями флуктуируют в рамках некоторого распределения $P(J_{ij})$.

Для описания модели /1/ рассмотрим коммутаторную и антикоммутаторную функции Грина /ФГ/ спиновых отклонений $S_i^\pm = S_{ix} \pm iS_{iy}$, используя обычные обозначения /7/. Первым шагом для описания сложной магнитной структуры является предположение колинеарной структуры. Таким образом, в приближении Тябликова /7,8/:

$\langle\langle S_i^+ S_j^+; S_i^- S_j^- \rangle\rangle^\pm \sim \langle S_i^z \rangle \langle\langle S_i^+; S_j^- \rangle\rangle^\pm / \pm$ обозначает соответственно антикоммутаторную или коммутаторную ФГ/ - получаем уравнение движения для ФГ $G_{ij}^\pm(\omega) = \langle\langle S_i^+; S_j^- \rangle\rangle / 5/ :$

$$G_{ij}^\pm(\omega) = \tilde{G}_{ij}^\pm(\omega) A_j^\pm + (1 \pm 1) \sum_{\ell \neq j} \tilde{G}_{i\ell}^\pm(\omega) B_{j\ell}; \quad /2a/$$

$$\omega \tilde{G}_{ij}^\pm(\omega) = \delta_{ij} + \sum_{\ell} J_{i\ell} \{ \langle S_\ell^z \rangle \tilde{G}_{ij}^\pm(\omega) - \langle S_i^z \rangle \tilde{G}_{\ell j}^\pm(\omega) \}, \quad /2b/$$

где $A_i^+ = \langle [S_i^+, S_i^-]_+ \rangle = 1$, $A_i^- = 2 \langle S_i^z \rangle$, $B_{ji} = \langle S_j^- S_i^+ \rangle$. Величина $\langle S_i^z \rangle$ вычисляется самосогласованно с помощью соотношения

$$\langle S_i^z \rangle = \frac{1}{2} - \langle S_i^- S_i^+ \rangle. \quad /3/$$

Корреляционная функция $B_{\ell j}$ удовлетворяет уравнению

$$B_{\ell j} = \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} G_{j\ell}^\pm(\omega - i0^+) / (e^{\beta\omega} \pm 1). \quad /4/$$

Макроскопические, т.е. усредненные по структуре величины, такие как намагниченность $\sigma = 1/N \sum \langle S_i^z \rangle = \langle S_i^z \rangle$, получаем из усред-

ненной по структуре ФГ G_{ij}^\pm . Из /3/ и /4/ видно, что первый и второй члены в /2a/ содержат произведения ФГ, усреднение которых трудно выполнить. Рассмотрим приближение низшего порядка, заменяя усреднение произведения из ФГ на произведение усредненных ФГ:

$$\tilde{G}_{ij}^\pm A_j^\pm \sim \tilde{G}_{ij}^\pm A_j^\pm, \quad \tilde{G}_{i\ell}^\pm B_{j\ell} \sim \tilde{G}_{i\ell}^\pm B_{j\ell}. \quad /5/$$

Заметим, что приближение низшего порядка для коммутаторной и антикоммутаторной ФГ на первый взгляд похоже, однако оно может приводить к совершенно различным результатам из-за различной алгебраической структуры коммутаторной и антикоммутаторной ФГ. Этот факт обсуждался впервые в работе /5/. Было показано, что низшее приближение структурного усреднения для коммутаторной ФГ

в случае локализованных состояний для $\omega \leq 0$ приводит к нефизическому результату: $\sigma > 1/2$ /см. также п.3/. В то же время использование антикоммутаторной ФГ в этом случае дает физически разумные результаты. Приближение /5/ для антикоммутаторной ФГ тем лучше работает, чем больше состояния локализованы. Другими словами, сильные флуктуации локального потенциала приводят к экспоненциальному убыванию ФГ с ростом расстояния $|i-j|^{9/}$. Следовательно, второй член в /2a/ становится менее значительным по сравнению с первым.

После низшего приближения структурного усреднения в /2a/ еще остается решить эффективное уравнение /2б/, чтобы получить G_{ij} . Эта задача довольно сложна, поскольку прежде всего эффективный потенциал содержит величины $\langle S_\ell^z \rangle$. В первом приближении мы пренебрегаем флуктуациями в $\langle S_\ell^z \rangle$, подставляя $\langle S_\ell^z \rangle = \sigma$, и исследуем устойчивость ферромагнитнообразной фазы в зависимости от конкуренции обменных взаимодействий.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Уравнение /2б/ перепишем с приближением $\langle S_\ell^z \rangle = \sigma$ в более удобном для дальнейших обсуждений матричном виде

$$\tilde{G}^{-1} = 1\omega - V, \quad /6/$$

где 1 - единичная матрица.

$$V_{ij} = \begin{cases} \sigma \sum_{\ell} J_{i\ell} \delta_{ij} \\ -\sigma J_{ij} \end{cases}.$$

Как было показано в /5/, для лоренцевского распределения обменных интегралов усредненную по структуре ФГ G можно получить аналитическими методами. Однако это распределение приводит к нефизическому поведению плотности состояний /5/. Поэтому мы здесь воспользуемся другими модельными функциями распределения, дающими ненулевую плотность состояний в ограниченном интервале энергий. Для простоты предполагаем прямоугольное и симметричное трехугольное распределения обменных интегралов. Поскольку в этих случаях невозможно проводить структурное усреднение аналитически, воспользуемся приближением когерентного потенциала /6/. Вводя в /6/ неопределенную величину U - когерентный потенциал, получаем

$$\tilde{G}^{-1} = G^{c-1} - W, \quad /7/$$

$$G^{c-1} = 1\omega - U, \quad /7a/$$

где $W = V - U$.

Это уравнение можно переписать в виде уравнения Дайсона

$$\tilde{G} = G^c + G^c W \tilde{G} \quad /8/$$

Согласно теории многократного рассеяния^{/10/}, уравнение /8/ может быть представлено в виде

$$\tilde{G} = G^c + G^c T G^c, \quad /9/$$

где матрица рассеяния T удовлетворяет уравнению

$$T = W + W G^c T. \quad /10/$$

При предположении

$$\tilde{T} = 0 \quad /11/$$

для усредненной ФГ из /9/ следует

$$\tilde{G} = G^c. \quad /12/$$

Для приближенного решения уравнения /11/ матрицу рассеяния T можно выразить через матрицы рассеяния спиновых пар t. Пренебрегая квадратичными и высшими флуктуациями t-матриц и корреляциями между различными t-матрицами, что соответствует независимым флуктуациям обменных интегралов, получаем вместо /11/ значительно более простое условие /приближение одной связи/ для элементов t-матриц:

$$\tilde{t}_{ii} = \tilde{t}_{jj} = -\tilde{t}_{ij} = -\tilde{t}_{ji} = \frac{\sigma(J_{ij} - I_c)}{1 - 2\sigma(J_{ij} - I_c)(G_{ii}^c - G_{ij}^c)} = 0 \quad /13/$$

только с одним параметром для когерентного потенциала, так называемым когерентным обменным интегралом I_c, который отличен от нуля лишь для ближайших соседей. В случае кубической решетки /13/ принимает вид /11/

$$\frac{J_{ij} - I_c}{J_{ij} + \alpha(E) I_c} = 0, \quad \alpha(E) = \frac{z}{2} (1 - EG_0)^{-1} - 1, \quad /14/$$

$$G_0 = z\sigma G_{ii}^c = \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{E - I_c \gamma_{\vec{k}}}, \quad E = \frac{\omega}{z\sigma}, \quad \gamma_{\vec{k}} = 1 - \frac{1}{z} \sum_{\vec{\ell}} e^{i\vec{k}\vec{\ell}} R_{\vec{\ell}}$$

где суммирование по $\vec{\ell}$ производится по ближайшим соседям, число которых равно z. Сумму по всем векторам обратной решетки \vec{k} вычислим, заменяя сумму интегралом:

$$\frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) = \int f(E') \rho_0(E') dE',$$

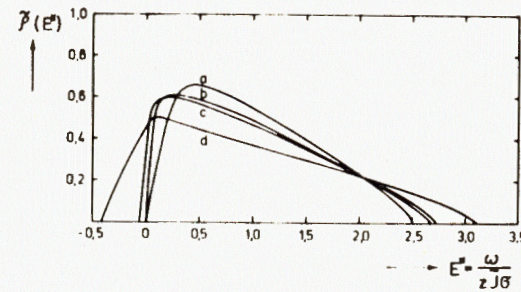


Рис.1. Плотность состояний $\tilde{\rho}(E^*)$ ($E^* = E/J$) в случае прямоугольного распределения обменных интегралов для разных вкладов антиферромагнитных связей: a - $g^- = 0,1$; b - $g^- = 0,17$; c - $g^- = 0,19$; d - $g^- = 0,27$.

где $\rho_0(E')$ - соответствующая плотность состояний упорядоченной решетки ($J_{ij} \rightarrow J$), которая аппроксимируется полиномами^{/12/}. С помощью решений $I_c(E)$ из /14/ вычислим квазиплотность состояний $\tilde{\rho}(E)$:

$$\tilde{\rho}(E) = \frac{1}{\pi} \text{Im} G_0(E - i0^+) = \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \tilde{\rho}_{\vec{k}}(E). \quad /15/$$

На рис.1 представлены результаты численных расчетов для $\tilde{\rho}(E^*)$ в случае прямоугольного распределения обменных интегралов для простой кубической решетки $z = 6$, где по оси x отложена величина $E^* = E/J$. Параметром выбран суммарный вклад отрицательных связей g^- : $g^- = \int_{-\infty}^0 P(J_{ij}) dJ_{ij}$, который характеризует степень конкуренции между положительными и отрицательными взаимодействиями. Видно, что при $g^- < g_c^-$ - некоторого критического значения, $\tilde{\rho}(E = 0) = 0$. Это соответствует вещественным решениям когерентного интеграла I_c при $E = 0$. При $g^- = 0,18$ $I_c(E = 0)$ становится комплексным, что приводит к $\tilde{\rho}(E < 0) > 0$. Это означает, что чисто параллельное состояние магнитных моментов больше не является основным состоянием.

Рассмотрим теперь вычисление намагниченности при $T = 0$. Используя коммутаторную ФГ, получаем

$$\sigma(T = 0) = \frac{1/2}{1 - 2 \int_{-\infty}^0 dE \tilde{\rho}(E)},$$

что приводит к нефизическому результату $\sigma > 1/2$ при $\tilde{\rho}(E < 0) > 0$. В случае антикоммутаторной ФГ намагниченность определяется выражением

$$\sigma(T = 0) = \frac{1/2}{1/N \sum_{\vec{k}} (1 - 2B_{\vec{k}}(T = 0))^{-1}}, \quad /16/$$

где

$$\tilde{B}_{\vec{k}}(T = 0) = \int_{-\infty}^0 dE \tilde{\rho}_{\vec{k}}(E). \quad /17/$$

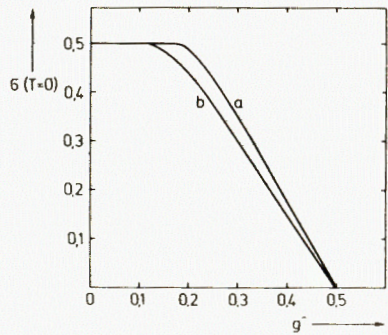


Рис.2. Зависимость намагниченности σ при $T = 0$ от вклада антиферромагнитных связей g^- для а -прямоугольного и б -треугольного распределений.

Из /16/ и /17/ при $\tilde{\rho}_k^+(E < 0) > 0$ следует понижение намагниченности при $T = 0$. На рис.2 представлена $\sigma(T = 0)$ в зависимости от g^- для прямоугольного и треугольного распределений. С того

момента, когда возникает $\tilde{\rho}(E < 0) > 0$, получается новая магнитная фаза. Отрицательные обменные интегралы приводят к локализованным состояниям спиновой системы /см. /5/ и п.2/, т.е. отдельные спины направлены антипараллельно к другим. Эти состояния по энергии более выгодны, чем чисто параллельное состояние $\omega = 0$. Такую фазу можно назвать неоднородно ненасыщенной. При $g^- = 1/2$ $\sigma(T = 0)$ превращается в нуль, в спин-стекольное состояние.

Полученные результаты хорошо совпадают с результатами расчетов на основе лоренцевского распределения /5/. Единственная разница - понижение $\sigma(T = 0)$ при любой полуширине $\Gamma \neq 0$ лоренцевского распределения, т.е. при любом g^- . Наверное, для существования локализованных состояний $\tilde{\rho}(E < 0) > 0$ необходимо при данном \bar{J}_{ij} определенное критическое значение антиферромагнитного взаимодействия, которое, однако, сложным образом зависит от вида распределения. Так как при лоренцевском распределении всегда есть отрицательные связи бесконечного значения /однако в малой концентрации/, то при любом $\Gamma \neq 0$ имеется $\sigma < 1/2$. Такая интерпретация совпадает с результатами работы /4/. Было доказано существование локализованных состояний на одной антиферромагнитно-связанной спиновой паре в чисто ферромагнитной матрице, если отношение между антиферромагнитным и ферромагнитным взаимодействиями превышает некоторое критическое значение. Энергия этих состояний ниже энергии чисто параллельного состояния.

3. САМОСОГЛАСОВАННАЯ СХЕМА УЧЕТА СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

В предыдущем разделе мы полностью пренебрегли пространственными спиновыми флуктуациями. Таким образом, нельзя отличить спин-стекольную фазу от парамагнитной. Кроме того, особенно при наличии локализованных состояний, приближение $\langle S_i^z \rangle \sim \sigma$ является весьма грубым, несмотря на то, что оно дает физически разумные результаты. Существуют некоторые работы /13-17/, посвященные учету спиновых флуктуаций в гейзенберговской модели. Однако во всех этих работах задается либо вид флуктуаций спинов /13,14/,

либо изингообразное основное состояние /15-17/. Здесь мы предложим самосогласованную схему для учета спиновых флуктуаций.

Подставляя в /26/ $\langle S_i^z \rangle = \sigma + \Delta \sigma_i$ и пренебрегая произведениями из обменных и спиновых флуктуаций, получаем для \bar{G}

$$\bar{G}^{-1} = 1\omega - V - h, \quad /18/$$

$$h_{ij} = h_i \delta_{ij} - \Delta \sigma_i \bar{J}_{ij}, \quad /18a/$$

$$\text{где } h_i = \sum \bar{J}_{ij} \Delta \sigma_j.$$

Введем собственно энергетическую часть спиновых флуктуаций M и перепишем /18/ в виде уравнений Дайсона

$$\bar{G} = G^e + G^e X \bar{G}, \quad /19/$$

$$G^e^{-1} = 1\omega - V - M, \quad /20/$$

где $X = h - M$. G^e содержит лишь флуктуации обменных интегралов в элементах матрицы V . Величина M обладает трансляционной инвариантностью и будет в дальнейшем определена. Воспользуемся, как в /9/, представлением матрицы рассеяния T для G :

$$\bar{G} = G^e + G^e T^e G^e, \quad /21/$$

$$T^e = X + X G^e T^e. \quad /22/$$

Упростим задачу, предполагая статистическую независимость спиновых и обменных флуктуаций. Обозначаем усреднение по обменным флуктуациям через $\overline{\quad}$ и спиновым через $\overline{\quad}$. Тогда усредненное уравнение /21/ принимает вид

$$\overline{\bar{G}} = \overline{G^e} + G^e \overline{T^e} G^e. \quad /23/$$

В /23/ используем следующее приближение:

$$\overline{\bar{G}} \sim \overline{G^e} + G^e \overline{T^e} G^e. \quad /24/$$

По аналогии с методом когерентного потенциала /см. п.3/ из условия

$$\overline{T} = 0 \quad /25/$$

следует для усредненной ФГ

$$\overline{\bar{G}} = \overline{G^e}. \quad /26/$$

Итерируя /22/, получаем

$$T^e = X + X G^e X + X G^e X G^e T^e. \quad /27/$$

В дальнейшем учитываем спиновые флуктуации только до квадратичных членов. Это и такое же приближение, как в /24/, приводят к уравнению для T:

$$\overline{T} = \overline{X} + \overline{XG^e X} + \overline{XG^e XG^e T^e} \quad /28/$$

Тогда, используя /25/, /28/ и пренебрегая квадратичными членами в M, имеем самосогласованное уравнение

$$M = h \hat{G} h, \quad /29/$$

где $\hat{G} = \overline{G^e}$.

Учитывая, что низкоэнергетические состояния локализованы, воспользуемся для определения элементов M_{ij} одноузельным приближением. Рассмотрим /18а/ и предположим, что причиной флуктуаций спина на i-том узле является поле h_i . Отдельные узлы считаем статистически независимыми, т.е.

$$h_{ik} h_{mj} = h_{ik} h_{ij} \delta_{mi}. \quad /30/$$

С помощью /30/ запишем элементы собственной энергии в виде

$$M_{ij} = \delta_{ij} \{ q_2 \hat{G}_{ii} - q_1 z \overline{J_{i\ell}} \hat{G}_{i\ell} \} - \overline{J_{ij}} \{ q_1 \hat{G}_{ii} - q_0 z \overline{J_{i\ell}} \hat{G}_{i\ell} \}, \quad /31/$$

где $q_0 = \Delta\sigma_i^2$, $q_1 = h_i \Delta\sigma_i$, $q_2 = h_i^2$.

Для определения q_2 исходим из представления для h_i и используем статистическую независимость отдельных узлов:

$$h_i^2 = \sum_{\ell m} \overline{J_{i\ell}} \overline{J_{im}} \Delta\sigma_\ell \Delta\sigma_m = q_0 \sum_{\ell} \overline{J_{i\ell}}^2 = q_0 J_1. \quad /32/$$

Уравнение /32/ представляет собой дополнительное условие теории. Остальные величины σ , q_0 , q_1 вычислим из спектральной теоремы, применяя антикоммутаторную ФГ.

Магнитичность удовлетворяет уравнению, аналогичному /17/:

$$\sigma = \frac{1/2}{1/N \sum_k (1 - 2B_k^-)^{-1}}, \quad /33/$$

где

$$\hat{B}_k^- = \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} \hat{G}_k^-(\omega - i0^+) / (e^{\beta\omega} + 1).$$

Работая в том же приближении, что и в /5/, получаем для q_0

$$q_0 = \langle S_i^z \rangle - \langle S_i^z \rangle = B_{ii} - B_{ii}. \quad /34/$$

B_{ii}^2 определяется выражением

$$\overline{B_{ii}^2} = \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} \overline{G_{ii}}(\omega - i0^+) (e^{\beta\omega} + 1) \int \frac{d\omega'}{\pi} \text{Im} \overline{G_{ii}}(\omega' - i0^+) / (e^{\beta\omega'} + 1). \quad /35/$$

Для вычисления $\overline{G_{ii}}(\omega) \overline{G_{ii}}(\omega')$ вновь пренебрегаем спиновыми флуктуациями выше квадратичных, т.е. в /21/ применяем низшие приближения для T^e-матрицы: T^e = X. Соответственно B_{ii} вычисляется в том же приближении. Далее заменяем усредненные произведения ФГ G^e на произведения усредненных ФГ G. В оставшемся под интегралами выражении для $\Delta\sigma_i^2$, воспользовавшись одноузельным приближением:

$$h_{kl} h_{mn} = h_{i\ell} h_{in} \delta_{ik} \delta_{im} \quad /36/$$

/т.е. все флуктуации кроме флуктуаций на i-том узле учитываются в качестве среднего поля и ввиду этого исчезают/, получаем окончательное уравнение для q₀:

$$q_0 = \sum_{\ell} \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} [\hat{G}_{ii}(\omega - i0^+) M_{i\ell}(\omega - i0^+)] / (e^{\beta\omega} + 1) \times \int \frac{d\omega'}{\pi} \text{Im} [\hat{G}_{\ell i}(\omega' - i0^+) \hat{G}_{ii}(\omega' - i0^+)] / (e^{\beta\omega'} + 1). \quad /37/$$

Исходное уравнение для q₁ в том же приближении, что и в /5/ и /34/, имеет вид

$$q_1 = h_i \overline{B_{ii}}. \quad /38/$$

С помощью уже использованного выше одноузельного приближения получаем

$$q_1 = \frac{J_1 q_0 \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} [(\hat{G}_{ii}(\omega - i0^+))^2] / (e^{\beta\omega} + 1)}{1 + \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} [\hat{G}_{ii}(\omega - i0^+) \sum_{\ell} \overline{J_{i\ell}} \hat{G}_{\ell i}(\omega - i0^+)] / (e^{\beta\omega} + 1)}. \quad /39/$$

Теперь имеем замкнутую самосогласованную систему, состоящую из уравнений /31/, /33/, /37/, /39/. Для ее решения необходимо вычислить усредненную ФГ G^e. Это можно сделать методом когерентного потенциала, комбинируя его с самосогласованным вычислением собственной энергии в /31/. В качестве первого приближения можно отказаться от самосогласованного вычисления M в /31/. Тогда вместо ФГ G в /31/ нужно использовать нулевую ФГ метода когерентного потенциала G^c из третьего раздела.

Заметим, что в результате спиновых флуктуаций тенденция локализации состояний должна усиливаться. Это может приводить к более быстрому убыванию намагниченности $\sigma(T=0)$ в зависимости от g^- , что и означает существование спин-стекольной фазы уже при $g^- < 1/2$, как в моделях среднего поля^{/3/}.

Результаты численных расчетов предполагается рассмотреть в отдельной работе.

Авторы выражают признательность М.Бобету за обсуждения результатов работы и В.Л.Аксенову за чтение рукописи и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeshurun Y. et al. Phys.Rev., 1981, B24, p. 1536.
2. Bhagat S.M., Geohegan J.A., Chen H.S. Sol.St.Comm., 1980, 36, p. 1.
3. Fischer K.H. phys.stat.sol.(b), 1983, 116, p. 357.
4. Гинзбург С.Л. ЖЭТФ, 1979, 76, с. 2230.
5. Schreiber J. Physica, 1979, B96, p. 27.
6. Теория и свойства неупорядоченных материалов. "Мир", М., 1977.
7. Зубарев Д.Н. УФН, 1960, 71, с. 71.
8. Боголюбов Н.Н., Тябликов С.В. ДАН СССР, 1959, 126, с. 53.
9. Butler W.H., Kohn W. J.Res.Nat.Bur.Std.(U.S.), 1970, 74A, p. 443.
10. Lax M. Rev.Mod.Phys., 1951, 23, p. 287.
11. Callaway J., Wolfram T. Phys.Rev., 1963, 130, p.2207.
12. Jellito R.J. J.Phys.Chem.Sol., 1969, 30, p. 609.
13. Mano H. J.Phys.Soc. Jap., 1982, 51, p. 3157.
14. Kaneyoshi T. phys.stat.sol.(b), 1983, 118, p. 751.
15. Krey U. Z.Phys., 1980, B38, p. 243.
16. Krey U. Z.Phys., 1981, B42, p. 231.
17. Moskalenko B.A., Palistrant M.E. Phys.Lett., 1981, 82A, p. 143.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июня 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**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

Венигер Ю., Шрайбер Ю.

P17-84-424

К теории аморфных магнетиков с конкурирующими обменными взаимодействиями

Рассмотрена решеточная модель аморфного гейзенберговского магнетика с конкурирующими обменными взаимодействиями ближайших соседей. С помощью приближенного структурного усреднения и метода когерентного потенциала получена усредненная спиновая функция Грина в приближении Тябликова. Показано, что при $T = 0$ с ростом вклада антиферромагнитных связей намагниченность непрерывно убывает до нуля. Предлагаемая модель дает качественное описание концентрационного перехода из ферромагнитной фазы в фазу спинового стекла, несмотря на то, что в ней не учитывались пространственные спиновые флуктуации. Поскольку в данном приближении нельзя различить парамагнитную и спин-стекольную фазы, развита самосогласованная схема расчета для учета спиновых флуктуаций. В рамках одноузельного приближения учтен тот факт, что низшие энергетические состояния локализованы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Weniger J., Schreiber J.

P17-84-424

On Theory of Amorphous Magnets with Competing Exchange Interactions

The lattice model of amorphous Heisenberg magnets with competing exchange interactions between nearest neighbours is considered. Using an approximated structure averaging and the coherent potential approximation the averaged spin Green function is calculated within the Tjablikov approximation. It is shown that the magnetization of zero temperature decreases up to zero with increasing contribution of antiferromagnetic bonds, although the spatial spin fluctuations are neglected, the proposed model gives a qualitative picture of the concentration transition from ferromagnetic to spin glass phase. Since it is impossible to distinguish between paramagnetic and spin glass phase, a self-consistent formulation including the spin fluctuation is developed. Within a single site approximation the fact is included that the lowlying excitations are localized.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984