ЛИТЕРАТУРА

[1] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//ЖЭТФ. 1980. 78, № 3. С. 1114. [2] Брандт Н. Б., Егоров В. С., Лавренюк М. Ю. и др.//ЖЭТФ. 1985. 89, № 6(12). С. 2257. [3] Брандт Н. Б., Богданов Е. В., Мананков В. М., Яковлев Г. Д.//ФТП. 1981. 15, № 4. С. 813. [4] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д.//ЖЭТФ. 1971. 61, № 3(9). С. 1078. [5] Богданов Е. В., Владимиров В. В., Горшков В. Н.//ЖЭТФ. 1983. 84, № 4. С. 1468. [6] Брандт Н. Б., Богданов Е. В., Мананков В. М., Яковлев Г. Д.//ФТП. 1981. 15, № 4. С. 810. [7] Emtage P. R.//J. Appl. Phys. 1976. 47, N 6. P. 2565. [8] Богданов Е. В., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я.//ФТП. 1988. 22, № 8. С. 1348. [9] Lannin J. S., Cuff K. F.//Physics of Semimetals and Narrow-gap Semiconductors/Ed. D. L. Carter, R. T. Bate. N. Y., 1971. P. 85.

Поступила в редакцию
28.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 5

УДК 538.9,548:537.611.46

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИПОДРЕШЕТОЧНОЙ ФРУСТРАЦИИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОЙ СИСТЕМЫ

Май Суан Ли (СРВ)

(кафедра магнетизма)

Показано, что внутриподрешеточная фрустрация в системе с двумя неэквивалентными подрешетками существенно увеличивает температуру перехода в неэргодическое состояние и магнитное поле де Альмейда—Таулесса. Найдена зависимость параметров Эдвардса—Андерсона от степени фрустрации. Выяснено, что внутриподрешеточная фрустрация подавляет восприимчивости подрешеток.

Проблеме спинового стекла (СС) уделяется большое внимание [1, 2]. Большинство теоретических работ посвящается одноподрешеточной модели большого радиуса взаимодействия Шеррингтона—Киркпатрика [3]. Экспериментальное исследование сложных фрустрированных магнетиков (см., напр., обзор [2]) стимулировало разработку двухподрешеточного варианта модели Шеррингтона—Киркпатрика [4, 5], позволяющего изучать состояние сосуществования антиферромагнетизма и фазы СС. Однако подрешетки в принятой в [4, 5] модели считались эквивалентными.

В наших предыдущих работах [6, 7] была предложена модель СС с двумя неэквивалентными подсистемами. Самым важным результатом [6, 7] является предсказание существования тетракритической точки на линиях неустойчивости де Альмейда—Таулесса, при этом мы ограничились случаем слабой внутриподрешеточной фрустрации (ВПФ). В данной заметке мы считаем ВПФ не малой по сравнению с межподрешеточной фрустрацией (МПФ) и изучаем ее влияние на магнитные свойства указанной выше системы.

Гамильтониан модели мягкого СС с двумя неэквивалентными изинговскими подрешетками имеет вид [6, 7]

$$\mathscr{H}=-\sum_{i,k} J_{i,k} m_{1i} m_{2k}-\sum_{\alpha=1,2}\sum_{i,k} J_{\alpha ik} m_{\alpha i} m_{\alpha k}+$$
$$+\sum_{\alpha,i}\left(\frac{m_{\alpha i}^2}{2b_\alpha}+\frac{u_\alpha m_{\alpha i}^4}{8}-h_{\alpha i} m_{\alpha i}\right). \qquad (1)$$

Здесь α — индекс подрешетки, $m_{\alpha i}$ — непрерывные спины, $J_{\alpha ik}$ и J_{ik} — внутри- и межподрешеточные обменные интегралы, $h_{\alpha i}$ — локальное магнитное поле. Ограничиваясь случаем «идеального» СС (без дальнего магнитного порядка), положим

$$\langle J_{\alpha ik}\rangle = \langle J_{ik}\rangle = 0, \quad \langle h_{\alpha i}\rangle = 0,$$
$$\langle J^2_{\alpha ik}\rangle = I^2_{\alpha ik}, \quad \langle J^2_{ik}\rangle = I^2_{ik}, \quad \langle h^2_{\alpha ik}\rangle = h^2_{\alpha}. \tag{2}$$

В дальнейшем нам нужно определить параметры Эдвардса—Андерсона q_1, q_2 и параметры Зоммерса Δ_1, Δ_2, которые служат мерой неэргодичности. Последние связаны с равновесной ($\chi_{\alpha 0}$) и неравновесной (χ_α) восприимчивостями следующими соотношениями [6, 8]:

$$\Delta_\alpha = \chi_{\alpha 0} - \chi_\alpha = (g_{\alpha 0} - g_\alpha)/T,$$
$$g_{\alpha 0} = G^-_\alpha(\omega = 0), \quad g_\alpha = G^-_\alpha(\omega)|_{\omega\to 0}, \tag{3}$$

где $G_\alpha^-(\omega)$ — запаздывающая функция Грина.

Используя динамические уравнения и идею суперсимметрии [8], получим во втором порядке теории возмущений по константам ангармонизма $u_{1,2}$ систему уравнений для Δ_α, q_α и g_α:

$$\left(1 - \frac{4I_1^2}{T^2} g_1^2\right) q_1 = \left(\frac{h_1^2}{T^2} + \frac{3u_1^2}{2T^2} q_1^3\right) g_1^2 + \frac{4I_0^2}{T^2} g_1^2 q_2,$$
$$\left(1 - \frac{4I_2^2}{T^2} g_2^2\right) q_2 = \left(\frac{h_2^2}{T_2} + \frac{3u_2^2}{2T^2} q_2^3\right) g_2^2 + \frac{4I_0^2}{T^2} g_2^2 q_1,$$
$$\left(\frac{1}{b_1 T} - \beta_1\right) g_1 - \frac{4I_1^2}{T^2} g_1^2 - \frac{4I_0^2}{T^2} g_1 g_2 - 1 = 0,$$
$$\left(\frac{1}{b_2 T} - \beta_2\right) g_2 - \frac{4I_2^2}{T^2} g_2^2 - \frac{4I_0^2}{T^2} g_2 g_1 - 1 = 0,$$
$$\frac{g_1}{\Delta_1 + g_1} - \left(\frac{1}{b_1 T} - \beta_1\right) g_1 + \frac{4I_1^2}{T^2} g_1^2 + \frac{4I_0^2}{T^2} g_1 (g_2 + \Delta_2) +$$
$$+ \left(\frac{4I_1^2}{T^2} + \frac{9u_1^2}{2T^2} q_1^2\right) \Delta_1 q_1 = 0,$$
$$\frac{g_2}{\Delta_2 + g_2} - \left(\frac{1}{b_2 T} - \beta_2\right) g_2 + \frac{4I_2^2}{T^2} g_2^2 + \frac{4I_0^2}{T^2} g_2 (g_1 + \Delta_1) +$$
$$+ \left(\frac{4I_2^2}{T^2} + \frac{9u_2^2}{2T^2} q_2^2\right) \Delta_2 q_2 = 0,$$
$$\beta_\alpha = -3u_\alpha (g_\alpha + q_\alpha)/2T + 9u_\alpha^2 (q_\alpha^2 g_\alpha + q_\alpha g_\alpha^2 + g_\alpha^3/3)/2T^2. \tag{4}$$

Здесь

$$I_\alpha^2 = \sum_i I^2_{\alpha ik}, \quad I_0^2 = \sum_i I^2_{ik}. \tag{5}$$

Заметим, что I_α и I_0 служат мерой ВПФ и МПФ соответственно.

Температура перехода в неэргодическое состояние T_g определяется из уравнения линии де Альмейда—Таулесса, которое в нашем случае имеет вид

$$\left[1-\left(\frac{4I_1^2}{T^2}+\frac{9u_1^2}{2T^2}q_1^2\right)g_1^2\right]\left[1-\left(\frac{4I_2^2}{T^2}+\frac{9u_2^2}{2T^2}q_2^2\right)g_2^2\right]-$$
$$-\left(\frac{4I_0^2}{T^2}g_1g_2\right)^2=1. \qquad (6)$$

В [6] показано, что в случае сильной МПФ ($I_0 \gg I_\alpha$) T_g является тетракритической точкой, ниже которой оба параметра подрешеток q_1, q_2 отличны от нуля.

Рассмотрим теперь, как влияет ВПФ на тетракритическую точку. Случай $h=0$. Тогда из третьего и четвертого уравнений системы (4) и уравнения (6) находим систему уравнений для определения T_g:

$$\frac{x_1}{b_1}+\frac{3u_1}{2}x_1^2T_g-\frac{3u_1^2}{2}x_1^4T_g^2-4I_1^2x_1^2-4x_1x_2-1=0,$$
$$\frac{x_2}{b_2}+\frac{3u_2}{2}x_2^2T_g-\frac{3u_2^2}{2}x_2^4T_g^2-4I_2^2x_2^2-4x_2x_1-1=0,$$
$$(1-4I_1^2x_1^2)(1-4I_2^2x_2^2)=16x_1^2x_2^2,$$
$$x_\alpha=g_\alpha(T=T_g)/T_g. \qquad (7)$$

Здесь мы выбрали I_0 за единицу энергии ($I_0=1$) и тогда все величины безразмерны.

Из формулы (7) можно рассчитать сдвиг, к которому приводит слабая ВПФ ($I_\alpha \ll I_0$):

$$\frac{\Delta T_g}{T_g(I_\alpha=0)}=3\left[(u_2/u_1)^{1/2}I_1+(u_2/u_1)^{1/2}I_2\right]\frac{16+2\varphi(a)-\varphi^2(a)}{\varphi(a)(3-\varphi(a))},$$
$$\varphi(a)=3-(4a-39)^{1/2}, \quad 0\leqslant\varphi(a)\leqslant 3. \qquad (8)$$

Формула (8) выписана для случая, когда параметры

$$a_1=3(u_2/u_1b_1^4)^{1/4}, \quad a_2=3(u_2/u_1b_2^4)^{1/4} \qquad (9)$$

равны ($a_1=a_2=a$). Из последней формулы видно, что $\Delta T_g>0$, т. е. ВПФ расширяет область существования фазы СС. Этот вывод справедлив и для произвольных a_1, a_2, для которых критерий существования тетракритической точки выполняется [6].

В случае, когда степени ВПФ и МПФ одинаковы ($I_\alpha \sim I_0$), нужно решить (7) численно. Результат вычислений представлен на рис. 1, где выбраны $a_1=11{,}5$, $a_2=11$, $u_1=0{,}528$, $u_2=u_1/2$. Эти параметры выбраны так, чтобы $T_g=1$ при $I_1=I_2=0$. Во всех последующих вычислениях будем именно их использовать. Из рис. 1 видно, что ВПФ сильно увеличивает температуру замерзания. Например, T_g ($I_1=I_2=0{,}4$) почти в три раза больше, чем T_g ($I_1=I_2=0$).

Изображенная на рис. 2 температурная зависимость параметров Эдвардса—Андерсона $q_{1,2}$ показывает, что ВПФ существенно влияет на них.

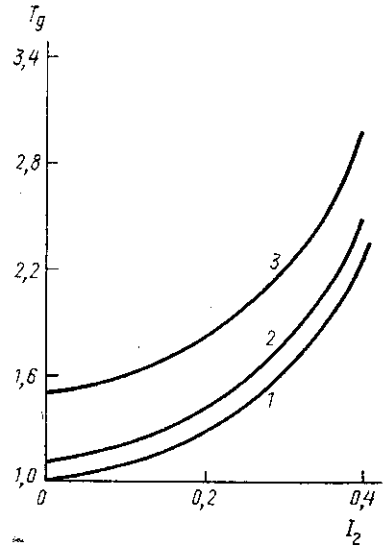

Рис. 1. Зависимость T_g от степени фрустрации: $I_1=I_2=0,0$ (*1*); 0,2 (*2*) и 0,4 (*3*)

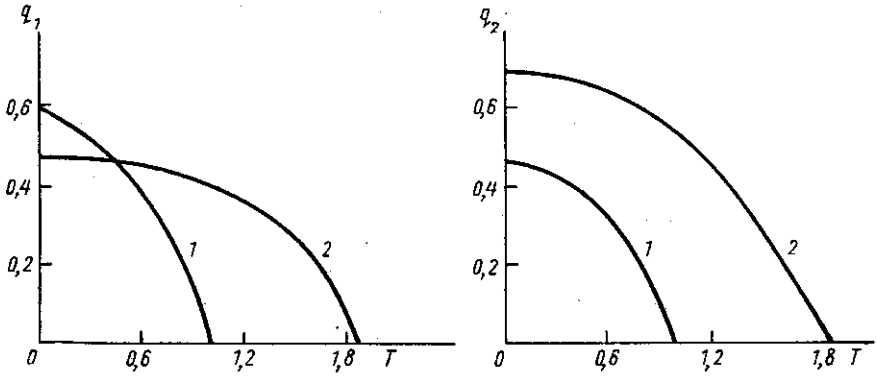

Рис. 2. Влияние ВПФ на параметры Эдвардса—Андерсона: $I_1=I_2=0$ (*1*); $I_1=0,4$ (*2*) и $I_2=0,2$ (*3*)

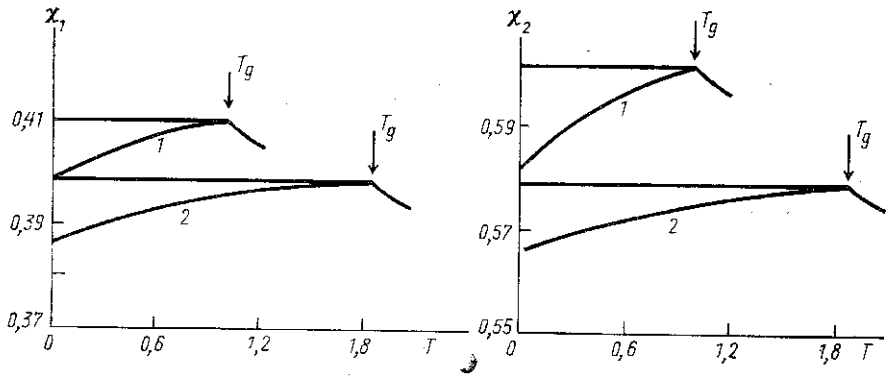

Рис. 3. Подавление восприимчивостей подрешеток: $I_1=I_2=0$ (*1*); $I_1=0,4$ и $I_2=0,2$ (*2*)

Как видно из рис. 3, восприимчивости подрешеток χ_1 и χ_2 уменьшаются с ростом ВПФ (горизонтальные линии отвечают равновесным восприимчивостям). Такое подавление объясняется тем, что ВПФ приводит к увеличению локального магнитного поля в каждой подрешетке.

Перейдем к случаю $h \neq 0$. Нетрудно показать, что зависимость T_g от внешнего магнитного поля h описывается законом «две третьих»:

$$T_g(h)/T_g(h=0)=1-(h/h_{\text{AT}})^{2/3},$$

где поле де Альмейда—Таулесса h_{AT} имеет вид

$$h_{\text{AT}}=\left\{\frac{T_g(0)\{e_2(c_1m_2-m_1d_1)-e_1(m_2d_2-m_1c_2)}{f_1(m_2d_2-m_1c_2)-f_2(m_2c_1-m_1d_1)}\right\}^{3/2},$$

$$c_1=1/b_1+3u_1T_g(0)x_1-6u_1^2T_g^2(0)x_1^3-8I_1x_1-4x_2,$$

$$d_1=-4x_1,\ e_1=3u_1x_1^2(1-2u_1x_1^2T_g(0))/2,$$

$$f_1=(9u_1)^{1/3}x_1(3x_1^2u_1T_g(0)-1)/2,$$

$$m_1=32x_1^2x_2^2(1-I_1I_2)+8I_1x_1. \qquad (10)$$

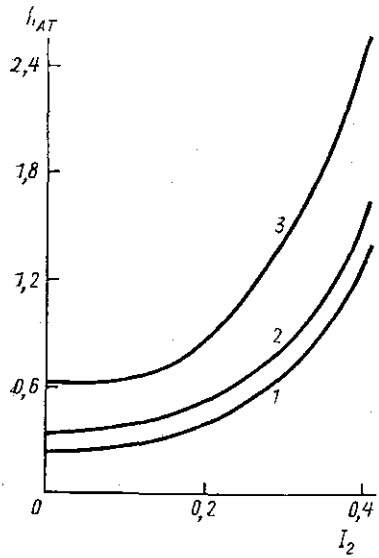

Рис. 4. Увеличение h_{AT} за счет ВПФ: $I_1=0{,}0$ (*1*); 0,2 (*2*) и 0,4 (*3*)

Величины c_2, d_2, e_2, f_2 и m_2 получаются из c_1, d_1, e_1, f_1 и m_1 перестановкой индексов $1 \leftrightarrow 2$, а x_1 и x_2 — решения системы (7).

Зависимость h_{AT} от I_1 и I_2 представлена на рис. 4. Мы видим, что эта зависимость довольно сильна, например, отношение $h_{\text{AT}}(I_1=I_2=0{,}4)/h_{\text{AT}}(I_1=I_2=0)\simeq 2{,}6$.

В заключение отметим, что ВПФ оказывает существенное влияние на магнитные характеристики фрустрированной системы с двумя неэквивалентными подрешетками. Наша модель может быть обобщена на более реальный случай, когда сосуществуют ферримагнетизм и СС (в этом случае первые моменты $\langle J_{ik}\rangle$ и $\langle J_{\alpha ik}\rangle$ отличны от нуля. Этот вопрос будет обсужден в другой работе.

Автор выражает глубокую благодарность проф. А. В. Ведяеву и участникам руководимого им семинара за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Binder K., Young A. P.//Rev. Mod. Phys. 1986. **58**, N 4. P. 801. [2] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.//УФН. 1989. **157**, № 2. С. 267. [3] Sherrington D., Kirkpatrick S.//Phys. Rev. Lett. 1975. **35**, N 26. P. 1792. [4] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.//ЖЭТФ. 1985. **89**, № 5. С. 1785. [5] Коренблит И. Я., Федоров Я. В., Шендер Е. Ф.//ЖЭТФ. 1987. **92**, № 2. С. 710. [6] Май Суан Ли//ЖЭТФ. 1989. **95**, № 2. С. 569. [7] Mai Suan Li//Acta Phys. Pol. 1989. **A76**, N 2. P. 363. [8] Гинзбург С. Л.//ЖЭТФ. 1983. **85**. № 6. С. 2171.

Поступила в редакцию
11.01.90