

Магнитные фазовые переходы в аморфных системах с конкурирующими обменными взаимодействиями

© В.И. Белоконов, К.В. Нефедев

Дальневосточный государственный университет,
690000 Владивосток, Россия

E-mail:belokon@ifit.phys.dvgu.ru

(Поступила в Редакцию 15 октября 2001 г.)

Предложен метод, позволяющий в рамках модели Изинга исследовать магнитные фазовые переходы в условиях конкуренции прямого и косвенного обмена. Показано, что вблизи порога протекания при охлаждении ниже температуры Кюри такая конкуренция, приводит к возвратному переходу ферромагнетик–спиновое стекло.

Спин-стекольные системы интенсивно исследуются уже достаточно давно [1], однако объяснение их свойств вблизи перколяционного порога до сих пор основывается на существенно различных, иногда взаимоисключающих предположениях [2–4]. В частности, как отмечается в [5,6], предложено несколько альтернативных объяснений формирования магнитных структур со свойствами так называемых возвратных (реентрантных) спиновых стекол, в которых наблюдается второй магнитный фазовый переход в состояние спинового стекла при температуре ниже точки Кюри. В настоящей работе в рамках модели Изинга применительно к аморфным сплавам с конкурирующими обменными взаимодействиями показана возможность таких переходов.

1. Функция распределения полей взаимодействия

Как было показано нами ранее [7,8], функция распределения случайных полей взаимодействия $W(H)$ в аморфном ферромагнетике определяется следующим соотношением:

$$W(H) = \int A(\rho) \exp\{-i\rho H\} d\rho,$$

где

$$A(\rho) = \exp\{-n^* a\},$$

$$a = \int [1 - \exp\{i\rho\varphi(\mathbf{m}, \mathbf{r})\}] \tau(\mathbf{m}) d\mathbf{m} dV,$$

$n^* = \frac{N}{V}$ — число „ферромагнитных атомов“ в единице объема, $\varphi(\mathbf{m}, \mathbf{r})$ — закон их взаимодействия, $\tau(\mathbf{m})$ — функция распределения частиц по „магнитным моментам“, которая в модели Изинга имеет вид

$$\tau(\mathbf{m}) = \frac{1}{m^2} \delta(m - \mu) \frac{1}{\sin^2\vartheta} [\alpha\delta(\vartheta) + \beta\delta(\vartheta - \pi)] \frac{1}{2\pi}, \quad (1)$$

μ — магнитный момент, приходящийся на один атом, угол ϑ определяет ориентацию \mathbf{m} по отношению к оси Z , $\alpha + \beta = 1$, $(\alpha - \beta)$ — относительный магнитный момент

системы. Используемое приближение, в котором в выражении для a остаются только члены, квадратичные по ρ , позволяет получить для $W(H)$

$$W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp\left\{-\frac{[H - H_0(\alpha - \beta)]^2}{B^2}\right\},$$

где

$$H_0 = -n^* \int_V \varphi(\mathbf{r}) dV, \quad B^2 = 2n^* \int_V \varphi^2(\mathbf{r}) dV.$$

Преимущество этого соотношения по сравнению с ранее используемыми в теории спиновых стекол заключается в том, что основные характеристики функции распределения H_0 и B связаны между собой через закон взаимодействия $\varphi(\mathbf{r})$.

После усреднения относительного магнитного момента $(\alpha - \beta)$, по Гиббсу и по конфигурациям, самосогласованное уравнение для $\langle \bar{\alpha} - \bar{\beta} \rangle$ получается в виде

$$\langle \bar{\alpha} - \bar{\beta} \rangle \equiv M = \int_{-\infty}^{\infty} \tanh\left\{\frac{\mu H}{kT}\right\} W(H, M) dH,$$

или

$$M = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \int_{-\infty}^{\infty} \tanh\left\{\frac{\mu(H + H_0 M)}{kT}\right\} \exp\left\{-\frac{H^2}{B^2}\right\} dH. \quad (2)$$

Заменяя гауссову функцию приближенной

$$f(H, B) = \begin{cases} 0, & H^2 > B^2, \\ \frac{1}{2B}, & H^2 < B^2, \end{cases}$$

это уравнение для малых M можно записать в виде

$$M = M \frac{H_0}{B} \tanh\left\{\frac{\mu B}{kT}\right\}. \quad (3)$$

Некоторая незначительная потеря в точности, которая возникает в результате такой замены, окупается простотой последующих оценок. Указанную погрешность можно оценить, решая уравнение (2) численно для двух

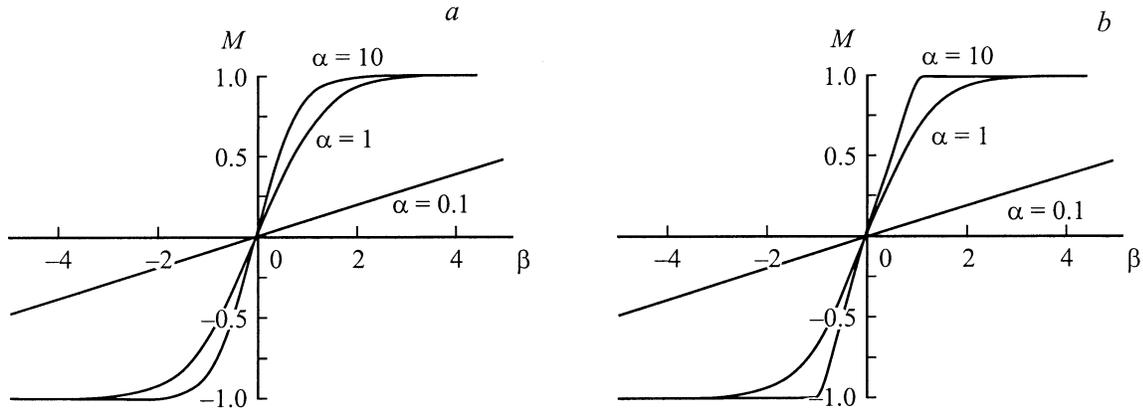


Рис. 1. Результаты расчета зависимости $M(\beta)$ при использовании функции Гаусса (а) и при замене ее ступенчатой функцией (б).

разных функций распределения. На рис. 1 представлены результаты такого расчета для разных значений $\alpha = \frac{\mu B}{kT}$ (переменная $\beta = H_0 \frac{M}{B}$).

Из уравнения (3) видно, что решение с отличным от нуля M (ферромагнетизм) возможно лишь при условии

$$\frac{H_0}{B} \geq 1, \tag{4}$$

а точка Кюри определяется из соотношения

$$\frac{H_0(T_c)}{B(T_c)} \tanh \left\{ \frac{\mu B(T_c)}{kT_c} \right\} = 1.$$

В случае $\frac{H_0}{B} < 1$ при понижении температуры возможен только переход в состояние спинового стекла.

2. Конкурирующие взаимодействия

В тех случаях, когда одновременно имеют место два механизма обмена с разными законами $\varphi_1(\mathbf{r})$ и $\varphi_2(\mathbf{r})$, параметры функции распределения будут выражаться следующим образом:

$$H_0 = -n^* \int_V (\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})) dV,$$

$$B^2 = 2n^* \int_V (\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r}))^2 dV, \tag{6}$$

или

$$H_0 = H_{0,1} + H_{0,2}, \quad B = (B_1^2 + B_2^2 + B_{12})^{\frac{1}{2}},$$

где $H_{0,1}$, B_1 и $H_{0,2}$, B_2 — соответствующие параметры для каждого типа взаимодействия,

$$B_{12} = 4n^* \int_V \varphi_1 \varphi_2 dV - \tag{7}$$

„интерференционный“ интеграл.

Очевидно, что различная зависимость параметров H_0 и B от температуры может привести к достаточно сложному (немонотонному) поведению функции

$$F(T) = \frac{H_0(T)}{B(T)} \tanh \left\{ \frac{\mu B(T)}{kT} \right\}, \tag{8}$$

точки пересечения которой с линией $F = 1$ определяют температуры магнитных фазовых переходов.

В качестве конкурирующих взаимодействий нами были рассмотрены прямой обмен, для которого

$$\varphi_1 = \begin{cases} -f_0, & 0 < R < 2R_0, \\ 0, & R > 2R_0, \end{cases}$$

где R_0 по порядку величины сравнимо с размерами атома; взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ)

$$\varphi_2 = -bk_F^4 R_0^4 \frac{\sin(2k_F R) - 2k_F R \cos(2k_F R)}{(2k_F R)^4} \tag{10}$$

и один из вариантов косвенного обмена, имеющего место в полупроводниках (см. [9]),

$$\varphi_3 = -dk_F^4 R_0^4 \frac{\exp\{-(k_F R)^2\}}{k_F R}. \tag{11}$$

Здесь

$$k_F = \sqrt{\frac{2m^*kT}{\hbar^2}},$$

m^* — эффективная масса электрона.

В этих соотношениях f_0 , b , d — параметры, характеризующие интенсивность взаимодействия, которые подбирались таким образом, чтобы в окрестности концентрации n_p^* , обеспечивающей перколяционный переход для прямого обмена, любое из этих взаимодействий приводило к температуре Кюри порядка 100 К.

Перколяционный предел определялся из условия

$$\frac{H_{0,1}}{B_1} = 1.$$

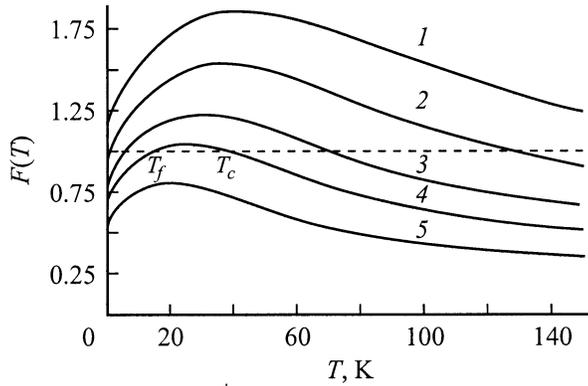


Рис. 2. Ход кривых $F(T)$ для различных концентраций магнитных атомов. n^* , 10^{28} м^{-3} : 1 — 4, 2 — 3, 3 — 2, 4 — 1.5, 5 — 1. Интервал температур ниже точки T_f второго пересечения линии $F(T) = 1$ соответствует реэнтрантному спиновому стеклу.

Принимая во внимание то обстоятельство, что минимальное расстояние между атомами порядка R_0 , получаем

$$H_0 = n^* \int_{R_0}^{2R_0} f_0 dV = 7f_0 n^* \frac{4}{3} \pi R_0^3,$$

$$B^2 = 14f_0^2 n^* \frac{4}{3} \pi R_0^3,$$

$$\frac{H_0}{B} = \sqrt{\frac{7}{2} n^* \frac{4}{3} \pi R_0^3} = 1,$$

$$c_p = n^* \frac{4}{3} \pi R_0^3 = \frac{2}{7},$$

где c_p — относительная объемная концентрация ферромагнитных атомов.

Для $R_0 = 10^{-10} \text{ м}$ имеем $n_p^* \sim 3 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Функция $F(T)$ для случаев конкурирующих взаимодействий (φ_1, φ_2) и (φ_1, φ_3) вычислялась в окрестности $n_p^* \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$ при $f_0 = 10^2$, $b = d = 5 \cdot 10^4$. Эффективная масса m^* принималась равной массе электрона. Результаты вычислений для различных n^* в случае (φ_1, φ_2) приведены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что существует интервал концентраций, в котором при температуре $T = T_f$ ниже температуры Кюри возможен переход ферромагнетик–спиновое стекло. В области $T > T_c$ отличие парамагнетика от спинового стекла определяется значением максимального обменного поля B : $\frac{\mu B}{kT} \ll 1$ — парамагнетик, $\frac{\mu B}{kT} \gtrsim 1$ — спиновое стекло. Для конкурирующих взаимодействий (φ_1, φ_3) результат аналогичен; в этом случае T_c несколько увеличивается.

Таким образом, конкуренция прямого и косвенного обмена вблизи перколяционного предела для аморфных полупроводниковых сплавов может приводить к возвратному переходу ферромагнетик–спиновое стекло при температурах ниже температуры Кюри.

Список литературы

- [1] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. УФН **157**, 267 (1989).
- [2] K. Binder, A.P. Young. Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
- [3] M. Gabay, G. Toulouse. Phys. Rev. Lett. **47**, 201 (1981).
- [4] P.A.Beck. Phys. Rev. **B32**, 7255 (1985).
- [5] Н.Н. Ефимова, М.Б. Устименкова. ЖЭТФ **114**, 2065 (1998).
- [6] Н.Н. Делягин, Г.М. Гуревич, А.Л. Ерзинкян, В.П. Парфенова, С.И. Рейнман, С.В. Топалов, М. Трхлик. ЖЭТФ **109**, 1451 (1996).
- [7] В.И. Белоконь, С.В. Семкин. ЖЭТФ **102**, 1254 (1992).
- [8] В.И. Белоконь, К.В. Нефедев. ЖЭТФ **120**, 156 (2001).
- [9] З. Метфессель, Д. Маттис. Магнитные полупроводники. Мир, М. (1972). 405 с.