УДК 536.631

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ИЗИНГОВСКИХ ФЕРРИТАХ

И. Я. Коренблит, Я. В. Федоров, Хоанг Зунг

В рамках модели с бесконечным радиусом взаимодействия между спинами получено выражение для свободной энергии и уравнения состояния фрустрированного изинговского двухподрешеточного ферримагнетика. Изучена фазовая диаграмма такой системы в магнитном поле. Показано, что в ферритах температура возвратного перехода $T_g(H)$ может увеличиваться при приложении магнитного поля. В случае, когда можно пренебречь внутриподрешеточным взаимодействием, T_g возрастает с полем в ферримагнетиках, имеющих точку компенсации. В слабых полях $T_g(H)-T_g(0)\sim\sim H$. В области пересечения линии $T_g(H)$ и линии температур компенсации $T_k(H)$ на фазовой $H-T$ диаграмме имеется область, в которой неэргодичность возникает с понижением температуры скачком.

В настоящее время известно большое число ферритов, в которых обменное межподрешеточное или внутриподрешеточное взаимодействие фрустрировано [1]. В ряде работ [2-6] показано, что в таких ферритах имеет место так называемый возвратный переход из магнитоупорядоченного эргодического состояния в неэргодическое. Это состояние характеризуется большой магнитной вязкостью, зависимостью магнитных характеристик однородного образца от его предыстории, что свидетельствует о бесконечной вырожденности основного состояния [7, 8].

Переходы такого рода многократно наблюдались в ферро- и антиферромагнетиках [7, 8], и свойства неэргодического состояния в этих магнитоупорядоченных веществах исследовались как теоретически, так и экспериментально. Согласно современным теоретическим представлениям, в основу которых положена модель бесконечного радиуса взаимодействия, предложенная Шеррингтоном и Киркпатриком [9], в неэргодическом состоянии дальний магнитный порядок сохраняется. Речь на этом языке идет о переходе из состояния с отличным от нуля параметром дальнего магнитного порядка (например, намагниченностями подрешеток m_p; p — номер подрешетки) и соответствующими параметрами Эдвардса—Андерсона q_p в состояние, в котором по-прежнему $m_p\neq 0$, но q_p становятся функциями введенного Паризи [16] параметра x $(0\leqslant x\leqslant 1)$, характеризующими вырожденность основного состояния системы. Иными словами, выше линии перехода и на ней самой $dq_p/dx=0$, а ниже этой линии $dq_p/dx\neq 0$. Именно это обстоятельство отличает математически магнитоупорядоченное эргодическое состояние от магнитоупорядоченного неэргодического.

Состояние, в котором дальний магнитный порядок и неэргодичность сосуществуют, часто называют смешанной фазой в отличие от фазы «чистого» спинового стекла, в котором нет дальнего порядка.

Вопрос о том, сосуществуют ли дальний магнитный порядок и неэргодичность, экспериментально исследовался во многих работах [7]. В настоящее время имеются достаточно убедительные доказательства того, что дальний магнитный порядок в соответствии с теорией мало меняется при охлаждении ниже температуры перехода T_g [11-13].

Возвратный переход в ферритах с хаотически распределенными фрустрациями теоретически изучался в [14-16]. В работах Канейоши (см. [14, 15] и содержащиеся там ссылки) исследование ведется в рамках некоторого самосогласованного метода. Этот метод обладает рядом серьезных недостатков. Во-первых, сделаны некоторые произвольные допущения типа расщепления высших корреляторов на произведения низших. Во-вторых, метод принципиально не позволяет описать неэргодическое состояние, так что спиновое стекло в рамках этого метода означает просто состояние без дальнего магнитного порядка. Соответственно и возвратный переход на этом языке означает переход из магнитоупорядоченного состояния в состояние без дальнего магнитного порядка. В работе [16] анализируется фрустрированный неупорядоченный двухподрешеточный магнетик с неэквивалентными подрешетками, однако среднее значение всех взаимодействий считается равным нулю. Поэтому модель [16] не может служить для изучения «возвратных» переходов в ферритах.

Целью нашей работы является исследование фазовой диаграммы неупорядоченного изинговского феррита с фрустрациями во внешнем магнитном поле. В работах [17-19] было показано, что внешнее магнитное поле подавляет антиферромагнетизм сильнее, чем неэргодичность, и поэтому область существования неэргодичности увеличивается с полем. В то же время в ферромагнетиках внешнее магнитное поле, увеличивая момент, приводит к подавлению неэргодичности. Возникает вопрос, как влияет магнитное поле на область неэргодичности ферритов, в которых, с одной стороны, имеются подрешетки с противоположно направленными моментами, а с другой стороны, спонтанный магнитный момент отличен от нуля.

В настоящей работе в рамках модели с бесконечным радиусом взаимодействия между спинами [9] получена система уравнений состояния, которая описывает статические свойства изинговского двухподрешеточного феррита с фрустрациями как в эргодической, так и в неэргодической фазах. Показано, что в ферритах, как и в антиферромагнетиках, температура возвратного перехода $T_g(H)$ может увеличиваться с магнитным полем. Если внутриподрешеточное взаимодействие фрустрировано слабее межподрешеточного, то рост T_g с полем характерен для ферритов с точкой компенсации, причем в слабом поле T_g растет с H линейно, т. е. даже быстрее, чем в антиферромагнетике.

1. Уравнения состояния фрустрированного феррита[1]

Рассмотрим изинговский феррит, в котором спины принадлежат двум подрешеткам, взаимодействие которых описывается гамильтонианом

$$\mathscr{H} = -\sum_{ij,\,p} V_{ij}^p S_{pi} S_{pj} + \sum_{ij} \mathscr{J}_{ij} S_{1i} S_{2j} - H \sum_{p=1,\,2} g_p \sum_{i=1}^{N_p} S_{pi}, \tag{1}$$

где $S_{pi} = \pm S_p$; N_p — число спинов в p-й подрешетке ($N_1 + N_2 = N$). H — внешнее магнитное поле. Внутриподрешеточные V_{ij}^p и межподрешеточное $\mathscr{J}_{ij}$ взаимодействия считаются не зависящими от расстояния между спинами и распределенными по нормальному закону со средними значениями V_0^p/N_p и $\mathscr{J}_0/\sqrt{N_1 N_2}$ и дисперсиями V_p^2/N_p и $\mathscr{J}^2/\sqrt{N_1 N_2}$ соответственно.

Воспользовавшись методом реплик, получим в термодинамическом пределе $N_p \to \infty$ свободную энергию системы в расчете на один спин

$$f = -\frac{1}{4NT} \left(\sum_p N_p V_p^2 S_p^4 + 2\sqrt{N_1 N_2}\, \mathscr{J}^2 S_1^2 S_2^2 \right) - \lim_{n \to 0} \frac{1}{n} \Phi\left(m_p^\alpha,\ q_p^{\alpha\beta}\right), \tag{2}$$

[1] Результаты этого раздела получены совместно с Май Суан Ли и Ле Куаанг Нгуеном.

где n — число реплик, $(\alpha,\ \beta)$ — индексы реплик,

$$\Phi\left(m_p^\alpha,\ q_p^{\alpha\beta}\right)=-\frac{1}{2}\sum_{\alpha,\ p}c_pV_{0p}\left(m_p^\alpha\right)^2+\mathcal{J}_0\sqrt{c_1c_2}\sum_\alpha m_1^\alpha m_2^\alpha-\frac{1}{2T}\sum_{p,\ (\alpha\beta)}c_pV_p^2\left(q_p^{\alpha\beta}\right)^2-$$
$$-\frac{1}{2T}\sum_{(\alpha\beta)}\sqrt{c_1c_2}\,\mathcal{J}^2q_1^{\alpha\beta}q_2^{\alpha\beta}+T\sum_p c_p\ln\operatorname{Tr}e^L,$$
$$L=\sum_\alpha\frac{1}{T}\left(Hg_p+V_{0p}m_{\bar p}-\mathcal{J}_0m_{\bar p}\varkappa_{\bar p}\right)S_p^\alpha+\sum_{\alpha\beta}S_p^\alpha S_p^\beta\left(V_p^2q_p^{\alpha\beta}+\mathcal{J}^2\varkappa_{\bar p}q_{\bar p}^{\alpha\beta}\right). \tag{3}$$

Здесь $c_p=N_p/N$, $\varkappa_p=(N_p/N_{\bar p})^{1/2}$, $\bar p\neq p=(1,\ 2)$, а величины m_p^α и $q_p^{\alpha\beta}$ удовлетворяют уравнениям

$$m_p^\alpha=\langle S_p^\alpha\rangle,\quad q_p^{\alpha\beta}=\langle S_p^\alpha S_p^\beta\rangle, \tag{4}$$

где угловые скобки означают усреднение с эффективным гамильтонианом L_p.

Используя параметризацию Паризи для матриц $q_p^{\alpha\beta}$ [10], определяющих «спин-стекольный» параметр порядка, методом Дуплентье [20] получаем из (4) следующие уравнения состояния, верные как в эргодической, так и в неэргодической фазах:

$$m_p=\int dyP_p(x,\ y)\mathcal{M}_p(x,\ y),\quad q_p(x)=\int dyP_p(x,\ y)\mathcal{M}_p^2(x,\ y), \tag{5}$$

где функции $P_p(x,\ y)$, $\mathcal{M}_p(x,\ y)$ удовлетворяют системе уравнений

$$\dot{\mathcal{M}}_p(x,\ y)=-\frac{1}{2}\dot Q_p(x)\left(\mathcal{M}_p''+\frac{2x}{T}\mathcal{M}_p\mathcal{M}_p'\right),\quad \dot P_p(x,\ y)=\frac{1}{2}\dot Q_p(x)\left(P_p''-\frac{2x}{T}\left(P_p\mathcal{M}_p\right)'\right) \tag{6}$$

с граничными условиями

$$\mathcal{M}_p(1,\ y)=S_p\operatorname{th}y/T,$$
$$P_p(0,\ y)=\frac{1}{\sqrt{2\pi Q_p(0)}}\exp\left[-\frac{\left(y-S_p\left(Hg_p+V_{0p}m_p-\mathcal{J}_0\varkappa_{\bar p}m_{\bar p}\right)\right)^2}{2Q_p(0)}\right]. \tag{7}$$

Здесь штрих означает дифференцирование по x, точка — дифференцирование по x, а $Q_p(x)=V_p^2S_p^2q_p(x)+\mathcal{J}^2\alpha_{\bar p}S_{\bar p}^2q_{\bar p}(x)$.

Из (5)—(7) аналогично работам [18, 19] можно получить так называемое соотношение маргинальности, которое выполняется во всей неэргодической фазе, пока $\dot q_p\neq 0$

$$\left[1-V_1^2S_1^2\int dyP_1(x,\ y)\left(\mathcal{M}_1'(x,\ y)\right)^2\right]\left[1-V_2^2S_2^2\int dyP_2(x,\ y)\left(\mathcal{M}_2'(x,\ y)\right)^2\right]-$$
$$-\mathcal{J}^4S_1^2S_2^2\int dyP_1(x,\ y)\left(\mathcal{M}_1'(x,\ y)\right)^2\int dyP_2(x,\ y)\left(\mathcal{M}_2'(x,\ y)\right)^2=0. \tag{8}$$

Для случая $S_{p_1}=S_{p_2}=1$ выражения (5)—(8) получены в [21].

В эргодической фазе, когда $\dot q_p=0$, уравнения (5)—(7), определяющие намагниченности подрешеток $M_p=c_pg_pm_p$ и параметры Эдвардса—Андерсона q_p, принимают вид

$$m_p=S_p\langle\operatorname{th}E_p\rangle_c,\quad q_p=S_p^2\langle\operatorname{th}^2E_p\rangle_c,\quad E_p=\frac{1}{T}\left\{S_p\left(Hg_p+V_{0p}m_p-\mathcal{J}_0\varkappa_{\bar p}m_{\bar p}\right)+z\sqrt{Q_p}\right\},$$
$$\langle u\rangle_c=\int u(z)e^{-z^2/2}\frac{dz}{\sqrt{2\pi}}, \tag{9}$$

а свободная энергия в расчете на один спин равна

$$f = -\frac{1}{4T}\sum_p c_p V_p^2 (S_p^2 - q_p)^2 - \frac{1}{2T}\sqrt{c_1c_2}\,\mathcal{J}^2 (S_1^2 - q_1)(S_2^2 - q_2) + \frac{1}{2}\sum_p c_p V_{0p} m_p^2 - \\ - \sqrt{c_1c_2}\,\mathcal{J}_0 m_1 m_2 - T\sum_p c_p \langle \ln 2\,\mathrm{ch}\,E_p\rangle_c. \qquad (10)$$

При этом выражение (8) переходит в уравнение для температуры возникновения неэргодичности $T_g(H)$

$$\left(1 - \frac{V_1^2}{T_g^2} S_1^4 \langle \mathrm{ch}^{-4} E_1\rangle_c\right)\left(1 - \frac{V_2^2}{T_g^2} S_2^4 \langle \mathrm{ch}^{-4} E_2\rangle_c\right) - \frac{\mathcal{J}^4}{T_g^4} S_1^4 S_2^4 \langle \mathrm{ch}^{-4} E_1\rangle_c \langle \mathrm{ch}^{-4} E_2\rangle_c = 0. \qquad (11)$$

2. Фазовая диаграмма в слабонеупорядоченном феррите

Переход из магнитоупорядоченного эргодического состояния в магнитоупорядоченное же неэргодическое имеет место, если среднее значение обменных взаимодействий достаточно велико, а именно, если выполнено неравенство $j_0 > j$, где

$$j = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[V_1^2 S_1^4 + V_2^2 S_2^4 + \sqrt{(V_1^2 S_1^4 - V_2^2 S_2^4)^2 + 4\mathcal{J}^4 S_1^2 S_2^2}\right]^{1/2},$$

$$j_0 = \frac{1}{2}\left[V_{01} S_1^2 + V_{02} S_2^2 + \sqrt{(V_{01} S_1^2 - V_{02} S_2^2)^2 + 4\mathcal{J}_0^2 S_1^2 S_2^2}\right]. \qquad (12)$$

В этом случае при температуре $T_c = j_0$ возникает дальний магнитный порядок, а при температуре $T_g < j < j_0$ происходит переход в неэргодическое состояние.

Аналитическое исследование зависимости температуры T_g от H возможно в случае слабо фрустрированных ферритов, когда $j \ll j_0$. При этом с экспоненциальной точностью можно положить $q_p = S_p^2$. Предполагая для определенности, что при $T = 0$ намагниченность первой подрешетки M_1 больше намагниченности второй подрешетки M_2, т. е.

$$c_1 g_1 S_1 > c_2 g_2 S_2, \qquad (13)$$

получим

$$T_g(H) = \frac{1}{3}\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\left\{A_1 + A_2 + \sqrt{(A_1 - A_2)^2 + \frac{4\mathcal{J}^4}{V_1^2 V_2^2} A_1 A_2}\right\},$$

где

$$A_p = \frac{V_p^2 S_p^4}{(V_p^2 S_p^4 + \varkappa_{\bar p}\mathcal{J}^2 S_1^2 S_2^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\frac{(\mu_p H + V_{0p} S_p m_p - \varkappa_{\bar p}\mathcal{J}_0 S_p m_{\bar p})^2}{V_p^2 S_p^4 + \varkappa_{\bar p}\mathcal{J}^2 S_1^2 S_2^2}\right]. \qquad (14)$$

С экспоненциальной точностью в полях H, меньших $H_c = \varkappa_1 (\mathcal{J}_0 S_1/g_2)$, имеем $m_1 = S_1$, $m_2 = -S_2$. Если же $H > H_c$, то $m_1 = S_1$, $m_2 = S_2$. Ограничимся для простоты исследованием ферритов, у которых внутриподрешеточным взаимодействием можно пренебречь, $V_{p_0} = V_p = 0$. Тогда

$$T_g(H = 0) = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\mathcal{J} S_1 S_2 \exp\left[-\frac{\mathcal{J}_0^2}{4\mathcal{J}^2}(\varkappa_1 + \varkappa_2)\right],$$

$$T_g(H_c \pm 0) = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\mathcal{J} S_1 S_2 \exp\left[-\frac{\mathcal{J}_0^2}{4\mathcal{J}^2}\varkappa_2\left(\frac{\mu_1\varkappa_1}{\mu_2\varkappa_2} \mp 1\right)^2\right], \qquad \mu_p = g_p S_p. \qquad (15)$$

Отсюда видно, что в поле H_c T_g скачком увеличивается. Если к тому же выполнено неравенство

$$c_2/c_1 < \mu_1/\mu_2 < (c_2/c_1)\left[1 + \sqrt{1 + c_1/c_2}\right], \qquad (16)$$

то $T_g(H_c + 0) > T_g(0)$. В поле $H > H_c$ T_g всегда падает с ростом H. В слабых магнитных полях имеем $T_g(H) = T_g(0) + \lambda_1 H + \lambda_2 H^2$,

$$\lambda_1 = (\mu_2 - \mu_1) \frac{\mathcal{J}_0}{2\mathcal{J}^2 S_1 S_2} T_g(0), \quad \lambda_2 = \frac{T_g(0)}{4\mathcal{J}^2 S_1^2 S_2^2} \left[(\mu_2 - \mu_1)^2 \frac{\mathcal{J}_0^2}{2\mathcal{J}^2} - (\varkappa_1 \mu_1^2 + \varkappa_2 \mu_2^2) \right]. \quad (17)$$

Из (17) следует, что $T_g(H)$ линейно растет с H в слабом поле, если $c_2/c_1 < \mu_1/\mu_2 < 1$. С другой стороны, легко показать, что при выполнении неравенства $S_1^2/S_2^2 < c_2/c_1 < S_1/S_2$ феррит имеет точку компенсации. Сравнивая эти два неравенства и учитывая, что обычно $g_1 \approx g_2$, замечаем, что наличие точки компенсации является достаточным условием роста T_g с H в слабом поле. Но это условие не является необходимым — рост T_g возможен и в ферритах без точки компенсации, если $c_2/c_1 < (S_1/S_2)^2 < S_1/S_2 < 1$. Если же эти неравенства нарушены, то $T_g(H)$ уменьшается с ростом поля — линейно по H, когда $\mu_1 > \mu_2$, и квадратично, если $\mu_1 = \mu_2$.

Таким образом, в слабофрустрированных ферритах ($\mathcal{J}/\mathcal{J}_0 \ll 1$) внешнее магнитное поле может увеличивать область существования неэргодичности в феррите, несмотря на то, что спонтанный момент отличен от нуля. Если $\mu_2 \neq \mu_1$, то изменение $T_g(H)$ в слабом поле происходит гораздо быстрее, чем в чистом спиновом стекле [22] или антиферромагнитном спиновом стекле [17].

3. Свойства неупорядоченных ферритов

Характер зависимости температуры возникновения неэргодичности от магнитного поля, обсуждавшийся выше, сохраняется и в ферритах с реальными значениями $T_c(H=0)/T_g$, если фрустрации не слишком сильные, так что $T_g(H=0)$ меньше температуры компенсации $T_к$.

Как известно, на фазовый $H-T$ диаграмме упорядоченного феррита имеется линия фазовых переходов 1-го рода $T_к(H)$, на который скачком изменяется направление намагниченности подрешеток [23]. При этом в отличном от нуля поле магнитный момент также испытывает особенность. Подобное поведение характерно и для феррита с фрустрациями. На рис. 1 показана температурная зависимость намагниченности чистого феррита и феррита с фрустрациями межподрешеточного взаимодействия ($\mathcal{J}=0.3$, $\mathcal{J}_0=0.57$, $V_{0p}=V_p=0$) во внешнем поле $H=0.1T_c$. Видно, что в данном случае беспорядок приводит к уменьшению $T_к(H)$, но общий характер температурной зависимости момента такой же, как и в чистом феррите.

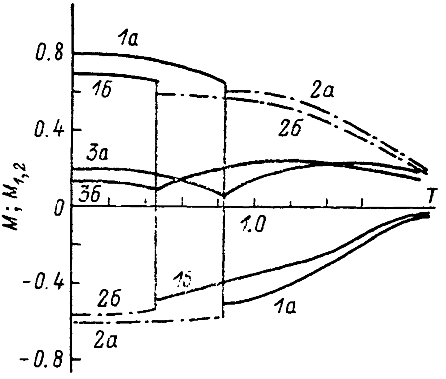

Рис. 1. Температурная зависимость моментов подрешеток M_1 и M_2 (1, 2) и полного момента M (3) в магнитном поле $H=0.1T_c$ при $V_{p_0}=V_p=0$, $S_1=1$, $c_1=0.8$, $S_2=3$, $\mathcal{J}_0=0.57$.
а — чистый феррит, $\mathcal{J}=0$; *б* — фрустрированный феррит, $\mathcal{J}=0.3$.

На рис. 2, *а* показана фазовая $H-T$ диаграмма. Видно, что в слабых полях T_g растет с ростом H. С дальнейшим увеличением поля линия $T_g(H)$ пересекает линию $T_к(H)$. На участке AB (рис. 2, *а*) температура перехода уменьшается и сам характер перехода качественно меняется: уравнение (11), описывающее непрерывный переход из эргодической фазы в неэргодическую, не имеет решения на этом участке, неэргодическая фаза возникает скачкообразно, т. е. при пересечении линии AB скачкообразно возникает отличная от нуля производная dq/dx.[2] При $H \approx H_c$

[2] Следует отметить, что линия фазового перехода $T_к(H)$ получена из условия равенства свободной энергии на фазовой границе. При этом обе фазы предполагались эргодическими. На самом деле на участке AB низкотемпературная фаза является неэргодической, так что, строго говоря, истинный ход кривой $T_к(H)$ на этом участке несколько отличается от показанного на рис. 2.

переход снова непрерывный, $T_g(H)$ растет с полем до полей $H \approx H_c$, в котором T_g достигает максимума и далее, с ростом поля, монотонно уменьшается.

По мере увеличения степени фрустрированности $\mathcal{J}/\mathcal{J}_0$ температура $T_g(0)$ становится больше температуры $T_к$. При этом характер поведения $T_g(H)$ меняется (рис. 2, *б*). Хотя кривые построены при $\mu_1/\mu_2=3$, $T_g(H)$ в отличие от исследованного в предыдущем параграфе случая слабой фрустрации уменьшается с ростом поля в слабых полях. В сильно фрустрированных ферритах $T_g(H)$ монотонно падает во всем диапазоне полей (кривая *3* на рис. 2, *б*).

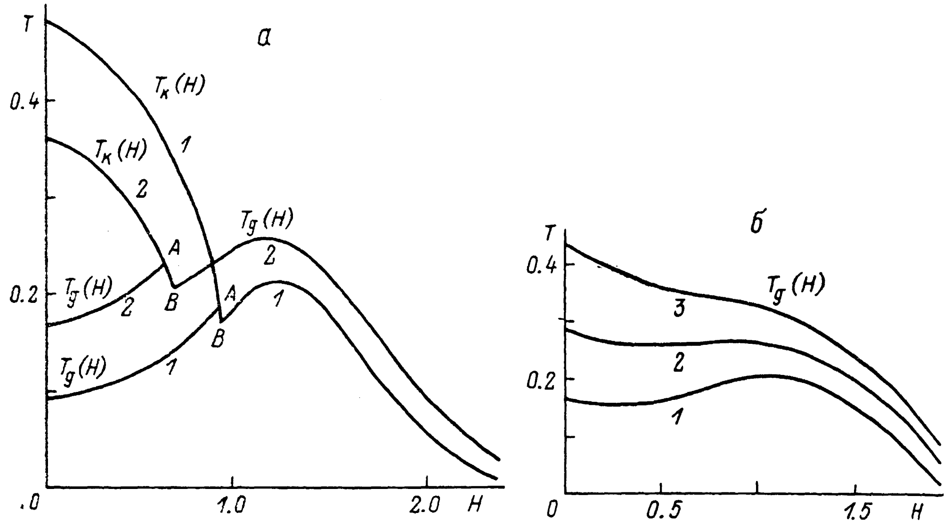

Рис. 2. Фазовая диаграмма фрустрированного феррита при $T_g(0) < T_к(0)$. $V_{p_0}=V_p=0$, $S_2=3$, $S_1=1$, $c_1=0.8$ (*а*) и полевая зависимость температуры перехода в неэргодическое состояние при $T_g(0) > T_к(0)$, $V_{p_0}=V_p=0$, $S_2=3$, $S_1=1$, $c_1=0.8$ (*б*).

а: *1* — $\mathcal{J}_0/\mathcal{J}=1.9$, $T_c/T_g=0=6.4$; *2* — $\mathcal{J}_0/\mathcal{J}=1.7$, $T_c/T_g(0)=10.0$. $T_к(H)$ — линия фазового перехода 1-го рода. На участке AB эргодичность возникает скачкообразно; *б*: *1* — $T_c/T_g=0.64$, *2* — 4.4, *3* — 3.2.

На рис. 3 показана полевая зависимость $T_g(H)$ в феррите, у которого $\mu_1=\mu_2$ и нет точки компенсации. В этом случае T_g монотонно падает с ростом H.

До сих пор мы анализировали фазовую диаграмму феррита, в котором внутриподрешеточным взаимодействием можно пренебречь. Рассмотрим теперь феррит, у которого можно пренебречь дисперсией межподрешеточного взаимодействия (среднее $\mathcal{J}_0$, разумеется, отлично от нуля). Тогда, как видно из (10), уравнение для T_g распадается на два уравнения для температур T_{g_1} и T_{g_2}, при которых возникает неэргодичность соответственно в первой и второй подрешетках

$$T_{g_1}^2 = V_1^2 S_1^4 \langle \mathrm{ch}^{-4} E_1 \rangle_c, \qquad T_{g_2}^2 = V_2^2 S_2^4 \langle \mathrm{ch}^{-4} E_2 \rangle_c. \tag{18}$$

Эти уравнения позволяют качественно понять зависимость $T_{g_p}(H)$. Рассмотрим феррит без точки компенсации. Пусть в нулевом поле $M_1 > M_2$, а $T_{g_1}(0) < T_{g_2}(0)$. С ростом поля момент M_2 по абсолютной величине уменьшается, т. е. уменьшается полное поле (внешнее плюс молекулярное), действующее на спины второй подрешетки. Тогда из (18) следует, что T_{g_2} растет с полем до тех пор, пока не обратится в нуль момент M_2. При этом равно нулю и соответствующее полное поле, так что T_{g_2} определяется из системы уравнений

$$T_{g_2} = V_2 S_2^2 \left\langle \mathrm{ch}^{-4} \frac{V_2 S_{2} z \sqrt{q_2}}{T_{g_2}} \right\rangle_c^{1/2}, \qquad q_2 = S_2^2 \left\langle \mathrm{th}^2 \frac{S_2 V_2 z \sqrt{g_2}}{T_{g_2}} \right\rangle_c, \tag{19}$$

которая аналогична системе для определения T_g в «чистом» спиновом стекле, в котором нет дальнего магнитного порядка. Поэтому очевидно, что ее решение есть $q_2=0$, $T_{g_2}=V_2S_2^2$.

С дальнейшим ростом поля момент M_2 по абсолютной величине растет и T_{g_2} падает. Момент M_1 монотонно растет с полем, так что T_{g_1} уменьшается с ростом H.

Таким образом, $T_{g_2}(H) > T_{g_1}(H)$, поэтому переход в неэргодическое состояние происходит при $T=T_{g_2}$ и с ростом поля область существования неэргодичности увеличивается. Если же $T_{g_1}(0) > T_{g_2}(0)$, то при некотором поле происходит пересечение кривых $T_{g_1}(H)$ и $T_{g_2}(H)$.

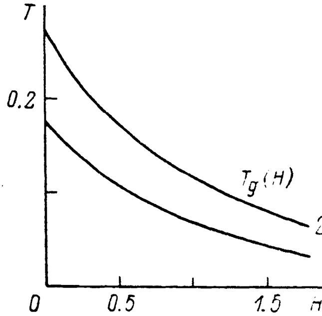

Рис. 3. Полевая зависимость температуры перехода в неэргодическое состояние для феррита без точки компенсации. $S_1=S_2$, $\mathcal{J}_0=1.7$, $\mathcal{J}=1$ (*1*) и 1.1 (*2*).

Можно думать, что полученные в этой работе результаты по крайней мере частично применимы также для гейзенберговских ферритов, если внешнее поле H меньше критического поля, при котором возникает угловая фаза. Так как это критическое поле порядка молекулярного поля, то имеется широкая область полей, в которых фазовая диаграмма качественно описывается изложенной выше теорией.

В настоящее время практически нет экспериментальных работ, в которых изучалась бы зависимость T_g от магнитного поля. Такие исследования, особенно в ферритах с точкой компенсации, были бы, на наш взгляд, очень интересны.

Список литературы

[1] Coey J. M. D. // Can. J. Phys. 1987. V. 65. N 10. P. 1210—1232.
[2] Rodriquez R., Obradors X., Lobarta A., Tejoda J., Pernet M., Saint Paul M., Tholence J. L. // J. de Physique. 1988. V. 49. Coll. C8. Sup. 12. P. 1119—1120.
[3] Zemirli M., Greneche J. M., Varret F., Lenglet M., Teillet J. // J. de Physique. 1988. V. 49. Coll. C8. Sup. 12. P. 917—918.
[4] Muraleedhagharan K., Shrivastava J. K., Marathe U. R., Vijayaraghavan R. // J. Phys. C. 1985. V. 18. P. 5355—5359, 5897—5908.
[5] Hubsch J., Gavoille G. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. P. 3815—3823.
[6] Felner I., Nowik I. // J. Magn. Magn. Math. 1986. V. 54—57. P. 163—164.
[7] Binder K., Young A. P. // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. N 4. P. 801—976.
[8] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // УФН. 1989. Т. 157. № 2. С. 267—310.
[9] Sherrington D., Kirkpatrick S. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. N 26. P. 1792—1796.
[10] Parisi G. // J. Phys. A. 1980. V. 13. N 5. P. 1887—1895.
[11] Senoussi S., Hadjoudj S., Fourmeaux R. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1013—1016.
[12] Wong P., von Molner S., Palstra T. T. M., Mydosh J. A., Yoshizawa H., Shapiro S. M., Ito A. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 19. P. 2043—2046.
[13] Yoshizawa H., Mitsuda S., Aruga H., Ito A. // J. Phys. Soc. Jpn. 1989. V. 58. N 4. P. 1416—1426.
[14] Kaneyoshi T. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 7688—7699.
[15] Kaneyoshi T. // J. Phys. Soc. Jpn. 1986. V. 55. P. 1430—1433.
[16] Май Суан Ли // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 569—579.
[17] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5. С. 1785—1795.
[18] Коренблит И. Я., Федоров Я. В., Шендер Е. Ф. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 2. С. 710—720.
[19] Fyodorov Ya. V., Korenblit I. Ya., Shender E. F. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 12. P. 1835—1839.
[20] Duplantier J. // J. Phys. A. 1981. V. 14. N 1. P. 282—285.
[21] Takayama H. // Progr. Theor. Phys. 1988. V. 80. N 5. P. 827—839.
[22] De Almeida J. R. L., Thouless D. J. // J. Phys. A. 1978. V. 11. N 5. P. 983—990.
[23] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. // Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 ноября 1989 г.