

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ  
И  
МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ

ТОМ 41

2

*ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК*

1976

УДК 538.116 : 538.221

## О ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

В. И. Халтурин

Рассчитана доменная структура (д.с.) в редкоземельных ферритах-гранатах. Получены полевые и температурные зависимости энергии и толщины доменной стенки. Показано, что в случае внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания (о.л.н.), д.с. характерна для всей области существования угловой фазы, а в случае поля, параллельного о.л.н., наряду с классической областью, имеется область существования д.с. в полях, превышающих  $4\lambda M_s$ . Получены аналитические зависимости размера домена от поля и температуры.

В настоящее время редкоземельные ферриты-гранаты (РФГ) являются основными материалами, используемыми для устройств на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД). РФГ являются трехподрешеточными ферримагнетиками. Однако вплоть до настоящего времени при расчете доменной структуры в РФГ [1] последние рассматривались как ферромагнетики с классическими [2] толщиной  $\delta_0 = (A/K)^{\frac{1}{2}}$  и плотностью энергии  $\sigma_{w0} = 4(AK)^{\frac{1}{2}}$  доменной стенки ( $A$  — обменная постоянная;  $K$  — константа одноосной анизотропии; для РФГ  $A \sim 5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см;  $K \sim 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>). Поэтому представляет интерес изучить влияние ферримагнитного характера РФГ на полевую и температурную зависимости параметров д.с.

1. Рассмотрим модель РФГ [3, 4], в которой подрешетки железа  $\{a\}$  и  $\{d\}$  объединены в одну результирующую  $\{a-d\}$  подрешетку. Такая модель справедлива в полях  $H \ll H_{ex}^{(1)}$ , где  $H_{ex}^{(1)} = 1,7 \cdot 10^6$  э определяет антиферромагнитное взаимодействие между ионами  $Fe^{3+}$   $\{a\}$  и  $\{d\}$  подрешеток. Ввиду того, что очень слабым взаимодействием между редкоземельными ионами можно пренебречь уже при  $T \approx 10^\circ$  К, редкоземельную подрешетку будем рассматривать как совокупность парамагнитных ионов, находящихся в обменном поле  $H_{ex}^{(2)} \approx 3 \cdot 10^5$  э. Поскольку  $H_{ex}^{(2)}$  действует лишь на спин, то намагниченность редкоземельной подрешетки во внешнем поле  $H$  будет определяться полем [5]

$$\mathbf{H}_{eff} = 2(g_J - 1) \mathbf{H}_{ex}^{(2)} / g_J + \mathbf{H}, \quad (1a)$$

( $J$  — полный момент количества движения редкоземельного иона;  $g_J$  — фактор Ланде). Учитывая, что  $\mathbf{H}_{ex}^{(2)} = |\lambda_{Fe-R}| \mathbf{M}_{Fe}$  ( $\lambda_{Fe-R}$  — обменная константа,  $\mathbf{M}_{Fe}$  — намагниченность подрешетки железа  $\{a-d\}$ ), из (1a) получим

$$\mathbf{H}_{eff} = | -a \mathbf{M}_{Fe} + \mathbf{H} | = (H^2 + a^2 M_{Fe}^2 - 2a \mathbf{M}_{Fe} \mathbf{H})^{\frac{1}{2}}. \quad (1b)$$

Здесь  $a = 2(g_J - 1) |\lambda_{Fe-R}| / g_J$ . Значения  $a$  для некоторых РФГ приведены в [6].

Зависимость намагниченности редкоземельной подрешетки от эффективного поля и температуры примем в виде

$$M_R = M_{R0} B_J (\mu_J H_{eff} / kT), \quad (1b)$$

где  $B_J(z)$  — функция Бриллюэна;  $M_{R0} = M_R (T = 0^\circ \text{K})$ ;  $\mu_J = g_J J \mu_B$  — магнитный момент редкоземельного иона [4];  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $H_{eff}$  определяется (1б);  $k$  — постоянная Больцмана.

Далее будем учитывать лишь одноосную «наведенную» анизотропию подрешетки железа [7], пренебрегая собственной кубической анизотропией кристалла и анизотропией редкоземельной подрешетки. Следовательно, мы можем считать, что  $\mathbf{M}_R \parallel \mathbf{H}_{eff}$ , тогда результирующая намагниченность РФГ дается выражением

$$\mathbf{M}_s = \mathbf{M}_{Fe} + (\mathbf{H}_{eff} / H_{eff}) M_R. \quad (1r)$$

С учетом вышесказанного и предполагая слабую зависимость  $M_{Fe}$  от температуры, запишем свободную энергию РФГ в виде [3, 8]

$$F = \int dV \left\{ A [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\Phi)^2] + K \sin^2\theta - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \mathbf{M}_s \mathbf{H}^{(m)} - \mathbf{M}_{Fe} \mathbf{H} - \int_0^{H_{eff}} dH_{eff} M_R \right\}. \quad (1)$$

Здесь углы  $\theta$  и  $\Phi$  определяют направление намагниченности подрешетки железа относительно о.л.н. образца ( $\mathbf{M}_{Fe} = M_{Fe} \mathbf{m}$ );  $\mathbf{m} = (\sin\theta \cos\Phi, \sin\theta \sin\Phi, \cos\theta)$ ; о.л.н.  $\parallel oz$ ;  $\mathbf{H}^{(m)}$  — поле размагничивания, удовлетворяющее уравнениям Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H}^{(m)} = 0; \quad \text{div } (\mathbf{H}^{(m)} + 4\pi \mathbf{M}_s) = 0. \quad (2)$$

Эффективное поле (1б), действующее на редкоземельную подрешетку, можно записать как

$$H_{eff} = H_0 (1 - \varepsilon)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где

$$H_0 = (H^2 + a^2 M_{Fe}^2)^{\frac{1}{2}}; \quad \varepsilon = 2a \mathbf{M}_{Fe} \mathbf{H} / H_0^2. \quad (3a)$$

Из (3a) видно, что величина  $\varepsilon$  не может превышать единицы. Полагая  $\varepsilon \ll 1$ , разложим (3), а затем и (1) до членов второго порядка малости по  $\varepsilon$ .

Свободная энергия РФГ (1) при этом будет иметь вид

$$F = \int dV \left\{ A [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\Phi)^2] + K \sin^2\theta + K_R (\mathbf{m}\mathbf{n})^2 - \mathbf{F} \mathbf{M}_{Fe} - \frac{1}{2} \mathbf{H}^{(m)} \mathbf{M}_s \right\}, \quad (4)$$

где

$$K_R = \frac{a^2 M_{Fe}^2 M_{R0} H^2}{2H_0^3} \alpha_J \left( \frac{\mu_J H_0}{kT} \right); \quad \alpha_J(z) = B_J(z) - z \frac{dB_J(z)}{dz}, \quad (4a)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{H} \left[ 1 - \frac{a M_{R0}}{H_0} B_J \left( \frac{\mu_J H_0}{kT} \right) \right] = F \mathbf{n}. \quad (4b)$$

Здесь  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении внешнего поля ( $\mathbf{n} = \mathbf{H}/H$ ).

Разложение свободной энергии по степеням  $\varepsilon$  быстро сходится во всей области фазовой  $H-T$  диаграммы РФГ за исключением единственной точки, где  $\varepsilon = 1$  (точка  $E$  на рис. 1 и 2). На рис. 1 и 2 зачернена окре-

стность точки  $E$ , в которой  $\epsilon \approx 1/3$ . Вне этой области (4) является хорошим приближением для свободной энергии (1).

Выражение (4) имеет вид свободной энергии ферромагнетика. Таким образом, задача «микромагнетиков» для РФГ в вышеуказанной области

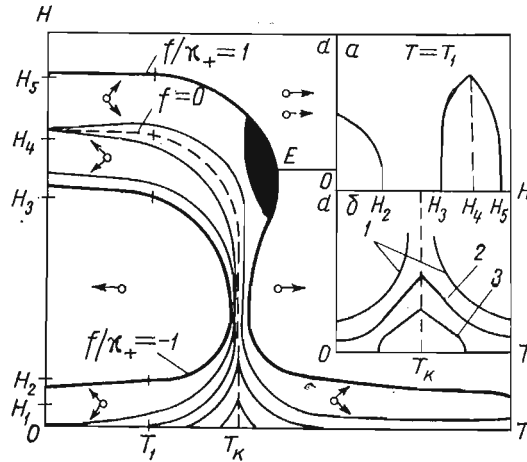


Рис. 1. Фазовая  $H-T$  диаграмма РФГ. Случай поля  $H \perp$  о.л.н.:

$a$  — зависимость размера домена от поля при  $T < T_{\kappa}$ ;  $b$  — то же, от температуры при  $H=0$  (1);  $H=H_1$  (2);  $H=H_2$  (3).

фазовой диаграммы эквивалентна аналогичной задаче для «эффективного» ферромагнетика, состоящего из одной  $\{a-d\}$  подрешетки железа

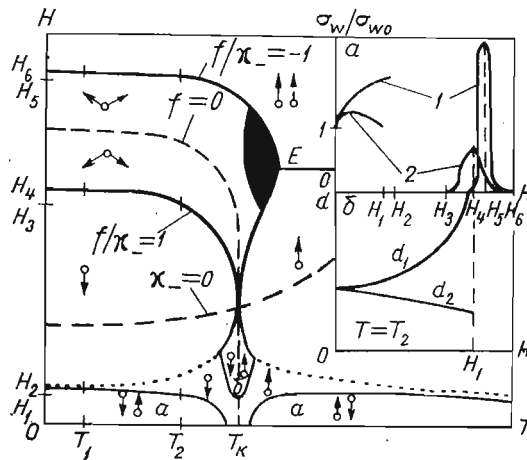


Рис. 2. Фазовая  $H-T$  диаграмма РФГ. Случай поля  $H \parallel$  о.л.н.:

$a$  — зависимость энергии доменной стенки от поля при температурах в коллинеарной фазе  $T=T_1$  (1) и  $T=T_2$  (2);  $b$  — зависимость размера домена  $d_1$  и  $d_2$  от  $H$  ( $T=T_2$ ).

с намагниченностью  $M_{Fe}$ . Влияние редкоземельной подрешетки при этом сводится:

1) к появлению дополнительной энергии анизотропии  $K_R(mn)^2$  типа «плоскость легкого намагничивания» (ось трудного намагничивания совпадает с направлением приложенного магнитного поля);

2) к «перенормировке» поля  $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{F}$ , действующего на подрешетку железа.

Как увидим ниже, выражение (4) более наглядно и просто объясняет физическую картину поведения РФГ при различных полях и температурах, которую можно получить [3] из анализа выражения (1). Более того, подобный подход позволяет решить задачу «микромагнетиков» для РФГ.

Следует отметить, однако, что при учете энергии размагничивания вне образца необходимо пользоваться полным значением намагниченности  $\mathbf{M}_s$ .

Далее, поскольку мы будем ограничиваться решениями со стенками типа Блоха, везде будет опускаться последний член в свободной энергии (4), соответствующий энергии размагничивания [2].

2. Проанализируем выражение (4) для случая  $\mathbf{H} \perp \text{o.l.n.}$  Для определенности возьмем  $\mathbf{H} \parallel 0y$  и ограничимся стенками типа Блоха ( $\Phi = \pi/2$ ). Тогда  $(\mathbf{m}\mathbf{n}) = \sin \theta$  и полагая  $\theta = \theta(x)$ , получим

$$F = K \int dV [\delta_0^2 \theta_x'^2 + \kappa_+(H, T) \sin^2 \theta - 2f(H, T) \sin \theta], \quad (5)$$

где

$$\kappa_+(H, T) = 1 + K_R/K; \quad f(H, T) = \frac{H}{H_A} \left[ 1 - \frac{aM_{R0}}{H_0} B_J \left( \frac{\mu_J H_0}{kT} \right) \right]. \quad (5a)$$

Здесь  $H_A = 2 K/M_{Fe} \sim 10$  э — поле анизотропии.

Минимизация однородной части свободной энергии (5) по углу  $\theta$  приводит к фазовой  $H-T$  диаграмме РФГ (см. рис. 1). Линии  $f(H, T)/\kappa_+(H, T) = \pm 1$  служат линиями раздела фаз. Перенормированное поле  $\mathbf{F}(H, T)$  обращается в нуль не только при  $H=0$ , но и на линии  $f=0$ , проходящей через всю область существования угловой фазы. В параметрическом виде эта линия задается выражением

$$H = a [M_{R0}^2 B_J^2(z) - M_{Fe}^2]^{1/2}, \quad T = (\mu_J a M_{R0} / k) [B_J(z)/z]. \quad (6)$$

Воспользовавшись выражением для свободной энергии (5), нетрудно получить первый интеграл уравнений Ландау — Лифшица [2]

$$\delta_0^2 \theta_x'^2 = \kappa_+ \sin^2 \theta - 2f \sin \theta + \text{const} \quad (7a)$$

и аperiodическое решение для угла  $\theta$  ( $\delta$  — толщина доменной стенки)

$$\sin \theta = \frac{\kappa_+ + |f| \text{ch}(x/\delta)}{|f| + \kappa_+ \text{ch}(x/\delta)}; \quad \delta = \delta_0 \left( \frac{\kappa_+}{\kappa_+^2 - f^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Вычислим теперь энергию доменной стенки

$$\sigma_w = 2K\kappa_+ \int_{-\infty}^{+\infty} dx (\sin \theta - |f|/\kappa_+)^2. \quad (8a)$$

Подставляя (7) в (8a) и производя интегрирование, получим

$$\sigma_w = \sigma_{w0} S_+(H, T);$$

$$S_+(H, T) = \left( \frac{\kappa_+^2 - f^2}{\kappa_+} \right)^{1/2} - \frac{2|f|}{(\kappa_+)^{1/2}} \text{arctg} \left( \frac{\kappa_+ - |f|}{\kappa_+ + |f|} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что  $S_+ = (\kappa_+)^{1/2}$  при  $F=0$  и обращается в нуль на линиях потери устойчивости угловой фазы  $H-T$  диаграммы.

Для вычисления размера доменов  $d$  воспользуемся выражением для полной энергии, приходящейся на единицу площади пластинки толщиной  $D$  [9] (о.л.н.  $\perp$  плоскости пластинки)

$$E_T = \frac{2}{\pi} \sigma_w \left[ \frac{1}{z} + \frac{4DM_s^2}{\sigma_w} \left( 1 - \frac{f^2}{\kappa_+^2} \right) z \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1 - \exp(-2(2n+1)/z)}{(2n+1)^3} \right]. \quad (9)$$

Здесь  $z = 2d/(\pi D)$ . Первый член в (9) соответствует энергии доменных стенок, а второй — энергии размагничивания вне образца.

Минимизируя (9) по  $z$ , получим равновесное значение  $d$

$$d = \begin{cases} 6,03 (D\delta_0 u)^{\frac{1}{2}}, & u \lesssim 1; \\ 26,83 D \exp(u), & u \gg 1, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$u(H, T) = 0,06 \frac{K\kappa_+ S_+ (\delta/\delta_0)^2}{M_s^2}. \quad (10a)$$

Таким образом, д.с. наблюдается во всей области существования угловой фазы. На рис. 1 сплошными тонкими линиями показаны линии  $d = \text{const}$ . При приближении к линиям потери устойчивости угловой фазы размер домена стремится к нулю. При подходе к точке компенсации  $(0, T_K)$  размер домена экспоненциально растет. На рис. 1а показана зависимость  $d$  от поля, а на рис. 1б — от температуры.

3. Рассмотрим случай  $\mathbf{H} \parallel \text{о.л.н.}$  Ограничиваясь решениями со стенками типа Блоха и полагая  $\theta = \theta(x)$ , сведем (4) к виду

$$F = K \int dV [\delta_0^2 \theta_x'^2 + \kappa_-(H, T) \sin^2 \theta - 2f(H, T) \cos \theta]; \quad (11)$$

$$\kappa_-(H, T) = 1 - K_R/K = 1 - \frac{a^2 M_{\text{Fe}}^2 M_{\text{R0}} H^2}{2KH_0^3} \alpha_J \left( \frac{\mu J H_0}{kT} \right). \quad (11a)$$

Второй член в выражении (11) представляет собой эффективную энергию анизотропии.

Из однородной части свободной энергии (11) легко получить фазовую  $H-T$  диаграмму (см. рис. 2). Линиями раздела фаз будут кривые  $f(H, T)/\kappa_-(H, T) = \pm 1$ , а значение угла  $\theta_0$  в области существования угловой фазы будет даваться соотношением

$$\cos \theta_0 = -f(H, T)/\kappa_-(H, T). \quad (11б)$$

На фазовой диаграмме (см. рис. 2) пунктирными линиями показаны линии  $\kappa_-(H, T) = 0$  смены знака эффективной анизотропии и линия  $f(H, T) = 0$ , на которой обращается в нуль поле  $\mathbf{F}$ , действующее на магнитный момент  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$ . Из фазовой диаграммы и выражения (11a) видно, что эффективная анизотропия имеет вид анизотропии типа о.л.н. в области сосуществования коллинеарных фаз, переходя в анизотропию типа «плоскость легкого намагничивания» в области существования угловой фазы. Линия нулевого перенормированного поля, выходя из точки компенсации, проходит через коллинеарную и угловую фазы. Этот факт интересен тем, что указывает на существование д.с. в полях, превышающих  $4\pi M_s$ . Такая д.с. уже наблюдалась экспериментально [10].

Воспользовавшись (11), выпишем первый интеграл уравнений Ландау — Лифшица [2]

$$\delta_0^2 \theta_x'^2 = \kappa_-(H, T) \sin^2 \theta - 2f(H, T) \cos \theta + \text{const}. \quad (12)$$

Решения уравнения (12) хорошо известны и подробно исследованы в [2, 11]. Приведем лишь аperiodические решения, которые понадобятся для вычисления энергии доменной стенки:

а)  $\kappa_-(H, T) < 0$ . Угловая фаза. Плоскость  $xu$  является плоскостью легкого намагничивания.

$$\cos \theta = \pm \frac{|\kappa_-| + |f| \operatorname{ch}(x/\delta)}{|f| + |\kappa_-| \operatorname{ch}(x/\delta)}; \quad \delta = \delta_0 [|\kappa_-| / (\kappa_-^2 - f^2)]^{\frac{1}{2}}. \quad (13a)$$

Вычислим теперь энергию доменной стенки

$$\sigma_w = 2K |\kappa_-| \int_{-\infty}^{+\infty} dx (\cos \theta - |f/\kappa_-|)^2. \quad (13б)$$

Подставив в (13б) значение угла  $\theta$  из (13а) и проинтегрировав, получим

$$\sigma_w = \sigma_{w0} S_-(H, T);$$

$$S_-(H, T) = \left( \frac{\kappa_-^2 - f^2}{|\kappa_-|} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{2|f|}{|\kappa_-|^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \left( \frac{|\kappa_-| - |f|}{|\kappa_-| + |f|} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Видим, что энергия доменной стенки (13) в угловой фазе имеет тот же вид, что и аналогичная величина в случае  $\mathbf{H} \perp \text{о.л.н.}$  Она обращается в нуль на линиях потери устойчивости угловой фазы.

б)  $\kappa_-(H, T) > 0$ . Коллинеарная фаза. Ось  $oz$  есть о.л.н. Справа от линии  $f(H, T) = 0$  фазовой диаграммы (см. рис. 2) поле  $F$  положительно и стремится развернуть магнитный момент подрешетки железа параллельно внешнему полю; слева от этой линии  $F$  отрицательно и разворачивает  $\mathbf{M}_{Fe}$  антипараллельно внешнему полю.

Выпишем аperiodическое решение для угла  $\theta$ , соответствующее уединенному домену при  $F \neq 0$  и доменной стенке Ландау — Лифшица при  $F = 0$

$$\cos \theta = \begin{cases} \pm \frac{\operatorname{sh}^2(x/\delta) - (1 + \kappa_-/|f|)}{\operatorname{sh}^2(x/\delta) + (1 + \kappa_-/|f|)}, & F \neq 0; \\ -\operatorname{th}(\sqrt{|\kappa_-|} x/\delta_0), & F = 0. \end{cases} \quad (14a)$$

Здесь плюс соответствует  $F > 0$ , а минус  $F < 0$ . Толщина доменной стенки дается выражением

$$\delta = \delta_0 (\kappa_- + |f|)^{-\frac{1}{2}}. \quad (14б)$$

При  $H = 0$  она переходит в классическую толщину стенки  $\delta = \delta_0$ .

Вычислим энергию доменной стенки

$$\sigma_w = 2K \kappa_- \int_0^{\infty} dx (1 - \cos \theta) (1 + \cos \theta + 2|f/\kappa_-|). \quad (14в)$$

Подставляя в (14в) решение (14а) и интегрируя, имеем

$$\sigma_w = \sigma_{w0} S(H, T);$$

$$S(H, T) = (\kappa_- + |f|)^{\frac{1}{2}} + \frac{|f|}{2(\kappa_-)^{\frac{1}{2}}} \ln \frac{(1 + |f/\kappa_-|)^{\frac{1}{2}} + 1}{(1 + |f/\kappa_-|)^{\frac{1}{2}} - 1}. \quad (14)$$

На рис. 2а показана полевая зависимость  $\sigma_w$  для нескольких температур.

Полная энергия образца, приходящаяся на единицу площади, при наличии доменной структуры в коллинеарной фазе, согласно [9, 12], будет

$$E_T = \frac{2}{\pi} \sigma_w \left\{ \frac{1}{z} + \frac{4DM_s^2}{\sigma_w} \left[ z \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 n\rho}{n^3} \left( 1 - e^{-\frac{2n}{z}} \right) + \rho^2 - \pi \left( 1 - \frac{|F|}{4\pi M_s} \right) \rho \right] \right\}. \quad (15)$$

Первый член в (15) соответствует энергии доменных стенок, два следующих — энергии размагничивания вне образца, и последний — энергии образца во внешнем поле. При этом введены следующие обозначения:  $z = (d_1 + d_2)/(\pi D)$ ;  $\rho = \pi d_2/(d_1 + d_2)$ , где  $d_1$  и  $d_2$  соответственно размеры домена, намагниченного по полю  $\mathbf{F}$  и против него;  $D$  — толщина пластины.

Минимизация  $E_T$  по  $z$  и  $\rho$  даст нам равновесные размеры доменов  $d_1$  и  $d_2$ . Исчерпывающий анализ выражения (15) для обычного ферромагнетика произведен в работе [12]. Было показано, что доменная структура исчезает в полях, меньших  $4\pi M_s$ . Переход к однородной намагниченности происходит за счет бесконечного увеличения размера домена, намагниченного по полю. Противоположно намагниченный домен при этом остается конечным (см. рис. 2б).

В нашем случае роль внешнего поля играет величина  $\mathbf{F}$ . Поскольку она обращается в нуль не только при  $H=0$ , но и на линии  $f=0$  ф.д., д.с. в коллинеарной фазе существует не только в классической области  $a$ , но и в области  $b$  вблизи линии  $f=0$  (см. рис. 2).

Зависимость размера домена от поля и температуры при  $H=0$  и вдоль линии  $f=0$  дается выражением (10), где

$$u = \begin{cases} 0,06K \left[ M_{Fe} - M_{R0} B_J \left( \frac{\mu_0 a M_{Fe}}{kT} \right) \right]^{-2}, & H=0; \\ 0,06a^2 K H^{-2} (\kappa_-)^{\frac{1}{2}} \Big|_{f=0}, & f=0. \end{cases} \quad (16)$$

Необходимо отметить, что вблизи краев области  $b$  также имеется область существования ЦМД. Более подробный анализ д.с. при  $H \parallel \text{о.л.н.}$  выходит за рамки данной работы.

В заключение автор выражает благодарность А. К. Звездину за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию  
в окончательном варианте  
16 января 1975 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thiele A. A., Hagedorn F. B. a. Vella-Coleiro G. P. Phys. Rev., 1973, B8, 241; Hagedorn F. B. J. Appl. Phys., 1974, 45, 3129.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Phys. Zs. Sowjet, 1935, 8, 153 (перев Л. Д. Ландау, Собр. трудов, т. 1, М., «Наука», 1969, стр. 128).
3. Звездин А. К., Матвеев В. М. ЖЭТФ, 1972, 62, 260.
4. Белов К. П., Бемянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., «Наука», 1965.
5. Van Vleck J. H. Electric and Magnetic Susceptibilities, Oxf. Univ. Press, New York, 1932.
6. Wolf W. P., Van Vleck J. H. Phys. Rev., 1960, 118, 1490.



7. Callen H. Appl. Phys. Letters, 1971, 18, 311; Rosencwaig A., Tabor W. J., Pierce R. D. Phys. Rev. Letters, 1971, 26, 779.
  8. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны, М., «Наука», 1967, стр. 25.
  9. Shimada Y. J. Appl. Phys., 1974, 45, 3154.
  10. Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И. Письма в ЖЭТФ, 1974, 30, 128.
  11. Широбоков М. Я. ЖЭТФ, 1945, 15, 57; Кирова Н. Н., Елеонский В. М. ФММ, 1973, 36, 231.
  12. Кооу С., Энз У. Philips Res. Repts., 1960, 15, 7.
-