

Фазовые состояния негейзенберговского ферромагнетика со сложной одноионной анизотропией

Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, Б.Л. Эйнгорн

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
ул. Ялтинская, 4, г. Симферополь, 95007, Украина*

E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 24 сентября 2002 г., после переработки 10 декабря 2002 г.

Исследованы фазовые состояния и спектры связанных магнитоупругих волн негейзенберговского ферромагнетика со сложной одноионной анизотропией. Определено влияние наклонной анизотропии на фазовые состояния и спектры системы. Построены фазовые диаграммы исследуемой системы при различных соотношениях материальных констант.

Досліджено фазові стани і спектри зв'язаних магнітопружних хвиль негейзенбергівського ферромагнетика зі складною одноіонною анізотропією. Визначено вплив нахиленої анізотропії на фазові стани і спектри системи. Побудовано фазові діаграми досліджуваної системи при різних співвідношеннях матеріальних констант.

PACS: 75.10.–b, 75.30.Kz

Введение

В соединениях редкоземельных элементов (РЗЭ) с низкой температурой магнитного упорядочения эффекты кристаллического поля играют заметную роль в формировании термодинамических и спектральных свойств магнетика [1–3]. Действие кристаллического поля на $4f$ -электроны ослаблено экранированием внешней электронной оболочкой, что препятствует замораживанию орбитального момента магнитного иона. Наличие незамороженного орбитального момента и сильной спин-орбитальной связи приводит к тому, что сильно анизотропное кристаллическое поле влияет на направление магнитного момента иона, это приводит к большой одноионной магнитной анизотропии.

Как следует из теоремы Яна–Теллера [2–4], в случае целого спина должно происходить понижение симметрии кристаллического поля, приводящее к снятию вырождения основного состояния магнитного иона. А так как спиновый гамильтониан должен обладать той же симметрией, что и кристаллическое поле, то это может приводить к сложному виду оператора одноионной анизотропии (ОА). Так, в [5] отмечено, что при кристаллизации солей

РЗЭ с общей формулой RVO_4 , где R — редкоземельный ион, $V = P, V$ или As , при понижении температуры наблюдается кристаллографическое искажение с понижением симметрии решетки до моноклинной и, соответственно, в гамильтониане ОА появляются недиагональные компоненты тензора анизотропии B_2^{xy} , B_2^{yz} или B_2^{zx} .

В работе [4] исследовано влияние наклонной анизотропии на фазовые состояния и спектры связанных магнитоупругих (МУ) волн гейзенберговского ферромагнетика. Как показал дальнейший анализ, данная модель требует более тщательного изучения влияния ОА моноклинной симметрии на формирование фаз и особенностей поведения спектров квантовых возбуждений.

Как неоднократно отмечалось [3,6–12], включение в рассмотрение негейзенберговских слагаемых в обменном гамильтониане может усиливать эффекты ОА. В этом случае квадрупольное упорядочение будет реализовываться даже тогда, когда константы ОА меньше константы гейзенберговского обмена. По этой причине представляет интерес исследовать систему с учетом биквадратичного обменного взаимодействия при различных соотношениях между константами обменных взаимодействий.

В данной работе исследовано влияние сложной ОА на фазовые состояния негейзенберговского магнетика с учетом МУ взаимодействия, а также спектральные закономерности вблизи линий фазовых переходов (ФП) при различных соотношениях между константами обменных взаимодействий.

Модель

Гамильтониан ферромагнетика со сложной ОА и биквадратичным обменным взаимодействием представим в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n \neq n'} \left\{ I(n-n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} + K(n-n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2 \right\} - B_2^0 \sum_n O_{2n}^0 - B_2^2 \sum_n O_{2n}^2 - B_2^{zx} \sum_n O_{2n}^{zx} +$$

$$+ v \sum_n u_{ij}(n) S_n^i S_n^j + \int dr \left\{ \frac{\lambda + \eta}{2} \sum_i u_{ii}^2 + \eta \sum_{i \neq j} u_{ij}^2 + \lambda \sum_{i \neq j} u_{ii} u_{jj} \right\}, \quad (1)$$

операторы O_{2n}^p ($p=0, 2, zx$) связаны со спиновыми операторами следующим образом: $O_{2n}^0 = 3(S_n^z)^2 - 2$; $O_{2n}^2 = \frac{1}{2}[(S_n^+)^2 + (S_n^-)^2]$; $O_{2n}^{ij} = S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i$, S_n^i – спиновые операторы в узле n ; $I(n-n') > 0$ – константа гейзенберговского обмена; $K(n-n') > 0$ – константа биквадратичного обмена; B_2^0, B_2^2, B_2^{zx} – константы ОА; v – константа МУ взаимодействия; $u_{ij}(n)$ – компоненты тензора упругих деформаций; λ, η – упругие модули. Далее будем полагать спин магнитного иона $S=1$, поскольку в этом случае наиболее ярко проявляются квантовые свойства системы [2].

Предположим, что магнитный момент системы лежит в плоскости ZOX и образует угол θ с осью OZ . Такое состояние системы в дальнейшем будем называть ΦM_{zx} -фазой. Проведем исследования в приближении среднего поля, находясь в ΦM_{zx} -фазе. Повернем систему координат вокруг S^y так, чтобы направление магнитного момента совпадало с направлением S^z :

$$\mathcal{H}(\theta) = UH U^+, \quad U(\theta) = \prod_n \exp [i\theta S_n^y].$$

Выделяя в обменной части гамильтониана (1) самосогласованное поле $\langle S^z \rangle$, связанное с упорядочением магнитного момента, и дополнительные поля q_2^p ($p=0, 2, zx$), определяемые квадрупольными моментами, получаем следующий гамильтониан исследуемой системы:

$$H(\theta) = -\frac{1}{2} \sum_{n \neq n'} \left(I_{nn'} - \frac{1}{2} K_{nn'} \right) [S_n^+ S_{n'}^- + (S_n^z - \langle S^z \rangle)(S_{n'}^z - \langle S^z \rangle)] - \frac{K_0}{2} \sum_n \left(\frac{1}{3} q_2^0 O_{2n}^0 + \sum_t q_2^t O_{2n}^t \right) -$$

$$-\frac{1}{2} \sum_{n \neq n'} K_{nn'} \left[\frac{1}{3} (O_{2n}^0 - q_2^0)(O_{2n'}^0 - q_2^0) + \sum_{\substack{t=2,xy, \\ xz,yz}} (O_{2n}^t - q_2^t)(O_{2n'}^t - q_2^t) \right] + \frac{Nvs(s+1)}{3} (u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) -$$

$$-\sum_n \left(I_0 - \frac{K_0}{2} \right) \langle S^z \rangle S_n^z + \frac{1}{2} N \left[\left(I_0 - \frac{K_0}{2} \right) \langle S^z \rangle^2 + \frac{K_0}{2} \left(\frac{1}{3} (q_2^0)^2 + \sum_t (q_2^t)^2 \right) \right] - \frac{K_0}{6} N s^2 (s+1)^2 -$$

$$-\sum_n [B_2^0(\theta) O_{2n}^0 + B_2^2(\theta) O_{2n}^2 + B_2^{zx}(\theta) O_{2n}^{zx}] + v \sum_n [u_{xy} (O_{2n}^{xy} \cos \theta + O_{2n}^{zy} \sin \theta) + u_{yz} (O_{2n}^{zy} \cos \theta - O_{2n}^{xy} \sin \theta)]. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$B_2^0(\theta) = \frac{1}{2} \sin 2\theta (B_2^{zx} - v u_{zx}) + A - B \cos 2\theta; \quad B_2^2(\theta) = -\frac{1}{2} \sin 2\theta (B_2^{zx} - v u_{zx}) + 3A + B \cos 2\theta;$$

$$B_2^{zx}(\theta) = (B_2^{zx} - v u_{zx}) \cos 2\theta + 2B \sin 2\theta; \quad A = \frac{1}{4} [B_2^2 + B_2^0 + v(b + b_0)]; \quad B = \frac{1}{4} [B_2^2 - 3B_2^0 + v(b - 3b_0)];$$

$$b = \frac{1}{2} (u_{yy} - u_{xx}); \quad b_0 = \frac{1}{6} (u_{yy} + u_{xx} - 2u_{zz}); \quad q_2^p = \langle O_{2n}^p \rangle; \quad I_0 = \sum_{n'} I(n-n'); \quad K_0 = \sum_{n'} K(n-n').$$

Из гамильтониана (2) выделим одноузельный гамильтониан

$$H_0(n) = \varepsilon_0 - \bar{H}S_n^z - \tilde{B}_2^0 O_{2n}^0 - \tilde{B}_2^2 O_{2n}^2 - \tilde{B}_2^{zx} O_{2n}^{zx} + vS_n^i S_n^j u_{ij}, \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{2}{3}v(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) - \frac{2}{3}K_0 + \frac{1}{2}\left(I_0 - \frac{K_0}{2}\right) \times \langle S^z \rangle^2 + \frac{K_0}{4}\left(\frac{1}{3}(q_2^0)^2 + (q_2^2)^2 + (q_2^{zx})^2\right);$$

$$\bar{H} = \left(I_0 - \frac{K_0}{2}\right)\langle S^z \rangle; \quad \tilde{B}_2^0 = B_2^0(\theta) + \frac{1}{6}K_0 q_2^0;$$

$$\tilde{B}_2^2 = B_2^2(\theta) + \frac{1}{2}K_0 q_2^2; \quad \tilde{B}_2^{zx} = B_2^{zx}(\theta) + \frac{1}{2}K_0 q_2^{zx}.$$

Решая с гамильтонианом (3) одноузельную задачу, получаем собственные функции одноузельного гамильтониана

$$|\Psi_1\rangle = \cos \varphi |1\rangle + \sin \varphi |-1\rangle; \quad |\Psi_0\rangle = |0\rangle; \\ |\Psi_{-1}\rangle = -\sin \varphi |1\rangle + \cos \varphi |-1\rangle \quad (4)$$

и энергетические уровни магнитного иона

$$E_{1,-1} = -\tilde{B}_2^0 \mp \rho; \quad E_0 = 2\tilde{B}_2^0, \quad (5)$$

где $\rho^2 = \bar{H}^2 + (\tilde{B}_2^2)^2$; параметр φ связан с материальными константами следующим образом:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \tilde{B}_2^2 / \bar{H}.$$

Спонтанные деформации определяются из минимума свободной энергии. В пределе низких температур ($T \ll T_C$, T_C — температура Кюри), которым мы и ограничимся, E_1 является нижайшим энергетическим уровнем магнитного иона. В этом случае для спонтанных деформаций получаем

$$u_{xx}^{(0)} + u_{zz}^{(0)} = -\frac{v}{2\eta} \sin 2\varphi - \frac{v(3\eta + \lambda)}{2\eta(\eta + 3\lambda)};$$

$$u_{xx}^{(0)} - u_{zz}^{(0)} = \frac{v}{2\eta} (1 - \sin 2\varphi) \cos 2\theta;$$

$$u_{yy}^{(0)} = \frac{v}{2\eta} \sin 2\varphi - \frac{v(\eta - \lambda)}{2\eta(\eta + 3\lambda)};$$

$$u_{zx}^{(0)} = -\frac{v}{4\eta} (1 - \sin 2\varphi) \sin 2\theta.$$

Равновесный угол θ также определяется из минимума плотности свободной энергии:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2(B_2^{zx} - v u_{zx}^{(0)})}{3B_2^0 - B_2^2 + v(u_{xx} - u_{zz})}.$$

На базе волновых функций (4) построим операторы Хаббарда $X_n^{MM'} = |\Psi_n(M)\rangle\langle\Psi_n(M')|$, описывающие переход магнитного иона из состояния $\Psi_n(M')$ в состояние $\Psi_n(M)$ [13]. Эти операторы связаны со спиновыми операторами следующим образом:

$$S^z = (X^{11} - X^{-1-1})\cos 2\varphi - (X^{1-1} + X^{-11})\sin 2\varphi; \\ S^- = (S^+)^+; \quad (6)$$

$$S^+ = \sqrt{2}(X^{10} + X^{0-1})\cos \varphi + \sqrt{2}(X^{01} - X^{-10})\sin \varphi.$$

Используя выражения (6), определим параметры порядка, характеризующие ФМ_{zx}-фазу при низких температурах:

$$q_2^0 = 1; \quad q_2^2 = \sin 2\varphi; \quad \langle S^z \rangle = \cos 2\varphi,$$

параметры φ и θ принимают вид:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2B_2^{zx}}{3B_2^0 - B_2^2}; \quad \sin 2\varphi = \frac{\frac{3}{2}(B_2^0 + B_2^2) - \chi}{2(I_0 - K_0 - a_0)},$$

где $a_0 = v^2/2\eta$ — параметр МУ связи;

$$\chi^2 = (B_2^{zx})^2 + \left(\frac{3B_2^0 - B_2^2}{2}\right)^2.$$

Компоненты тензора деформаций представим в виде $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$, где $u_{ij}^{(0)}$ — спонтанные деформации, $u_{ij}^{(1)}$ — динамическая часть тензора деформаций, описывающая колебания узлов кристаллической решетки. Выделяя в гамильтониане (3) члены, пропорциональные $u_{ij}^{(1)}$, и квантуя их стандартным образом [14], получаем гамильтониан, описывающий процессы взаимной трансформации магнонов и фононов:

$$H_{TR} = \sum_n \left[\sum_M P_M H_n^M + \sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha \right],$$

здесь

$$P_{M(\alpha)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k,\lambda} (b_{k,\lambda} + b_{k,\lambda}^+) T_n^{M(\alpha)}(k,\lambda); \quad b_{k,\lambda}^+ (b_{k,\lambda})$$

— операторы рождения (уничтожения) фононов с поляризацией λ ; N — число узлов в кристаллической решетке; $T_n^{M(\alpha)}(k,\lambda)$ — амплитуды трансформаций λ -поляризованных фононов, имеющие в данном случае вид:

$$\begin{aligned}
 T^{10}(k, \lambda) &= \frac{v}{2} A(k, \lambda) [(e_\lambda^y k_x + e_\lambda^x k_y) \sin \tilde{\varphi} \sin \theta + (e_\lambda^y k_z + e_\lambda^z k_y) \sin \tilde{\varphi} \cos \theta + \\
 &\quad + i(e_\lambda^x k_x - e_\lambda^z k_z) \cos \tilde{\varphi} \sin 2\theta + i(e_\lambda^x k_z + e_\lambda^z k_x) \cos \tilde{\varphi} \cos 2\theta], \\
 T^{1-1}(k, \lambda) &= \frac{v}{2} A(k, \lambda) \left[- (e_\lambda^y k_x + e_\lambda^x k_y) \cos \theta + i(e_\lambda^x k_x \cos^2 \theta + e_\lambda^z k_z \sin^2 \theta - e_\lambda^y k_y) \times \right. \\
 &\quad \left. \times \sin 2\tilde{\varphi} - \frac{i}{2} (e_\lambda^x k_z + e_\lambda^z k_x) \sin 2\tilde{\varphi} \sin 2\theta + (e_\lambda^y k_z + e_\lambda^z k_y) \sin \theta \right], \\
 T^{-10}(k, \lambda) &= \frac{v}{2} A(k, \lambda) \left[(e_\lambda^y k_x + e_\lambda^x k_y) \cos \tilde{\varphi} \sin \theta + (e_\lambda^y k_z + e_\lambda^z k_y) \cos \tilde{\varphi} \cos \theta - \right. \\
 &\quad \left. - i(e_\lambda^x k_x - e_\lambda^z k_z) \sin \tilde{\varphi} \sin 2\theta - i(e_\lambda^x k_z + e_\lambda^z k_x) \sin \tilde{\varphi} \cos 2\theta \right],
 \end{aligned}$$

$$T^{\alpha(p,q)}(k, \lambda) = -(T^{\alpha(q,p)}(k, \lambda))^*,$$

$$A(k, \lambda) = \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})}{\sqrt{2m\omega_\lambda(k)}};$$

$\tilde{\varphi} = \varphi + \pi/4$; m — масса магнитного иона; $\omega_\lambda(k) = c_\lambda k$ — спектр невзаимодействующих λ -поляризованных фононов.

Спектры элементарных возбуждений находятся из полюсов функции Грина [15]:

$$G^{\alpha\alpha'}(n, \tau, n', \tau') = -\langle \hat{T} \tilde{X}_n^\alpha(\tau) \tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau') \rangle,$$

где \hat{T} — оператор Вика, $\tilde{X}_n^\alpha(\tau) = \exp(\mathbf{H} \tau) X_n^\alpha \times \exp(-\mathbf{H} \tau)$ — оператор Хаббарда в гейзенберговском представлении, $\mathbf{H} = H_0 + H_{TR} + H_{\text{int}}$.

Дальнейшие вычисления проведем в приближении среднего поля, поэтому нам понадобится только «поперечная» часть обменного гамильтониана H_{int} , которая в терминах операторов Хаббарда имеет вид:

$$H_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \sum_{n, n', \alpha, \beta} \{c(\alpha), \hat{A}_{nn'} c(\beta)\} X_n^\alpha X_{n'}^\beta.$$

Восьмимерный вектор $c(\alpha)$ имеет следующие компоненты:

$$\begin{aligned}
 c(\alpha) &= \left\{ \gamma_1^{\parallel}(\alpha), \gamma_1^\perp(\alpha), \gamma_1^{\perp*}(-\alpha), \gamma_2^{\parallel}(\alpha), \right. \\
 &\quad \left. \gamma_2^\perp(\alpha), \gamma_2^{\perp*}(-\alpha), \gamma_3^\perp(\alpha), \gamma_3^{\perp*}(-\alpha) \right\},
 \end{aligned}$$

а матрица $\hat{A}_{nn'}$ размерности 8×8 распадается на прямую сумму двух матриц $\hat{A}_{nn'} = \hat{A}_{nn'}^{(3)} \oplus \hat{A}_{nn'}^{(5)}$ (см., например, [12]).

Функции $\gamma_i^{\parallel(\perp)}(\alpha)$ определяются из связи спиновых операторов с операторами Хаббарда (6), α — корневые векторы, которые определяются алгеброй операторов Хаббарда [13,16].

Уравнение Ларкина для функции Грина исследуемой системы имеет вид [9,11]:

$$\begin{aligned}
 G^{\alpha\alpha'}(k, \omega_n) &= \Sigma^{\alpha\alpha'}(k, \omega_n) - \frac{1}{2} \Sigma^{\alpha\alpha_1}(k, \omega_n) \times \\
 &\quad \times \{c(-\alpha_1), \hat{A}(k) c(\alpha_2)\} G^{\alpha_2\alpha'}(k, \omega_n) + \Sigma^{\alpha\alpha_1}(k, \omega_n) \times \\
 &\quad \times T^{-\alpha_1}(k, \lambda) D_\lambda(k, \omega_n) T^{\alpha_2}(-k, \lambda') G^{\alpha_2\alpha'}(k, \omega_n),
 \end{aligned}$$

где

$$D_\lambda(k, \omega_n) = \frac{2\omega_\lambda(k)}{\omega_n^2 - \omega_\lambda^2(k)}$$

— функция Грина свободного λ -поляризованного фонона. Это уравнение удается решить благодаря расщепляющейся зависимости от индекса α . В приближении среднего поля неприводимая по Ларкину часть имеет вид $\Sigma^{\alpha\alpha'} = \delta_{\alpha\alpha'} b(\alpha) G_0^\alpha(\omega_n)$, где $b(\alpha) = \langle \alpha \mathbf{H} \rangle_0$; $G_0^\alpha(\omega_n) = [i\omega_n + \alpha \mathbf{E}]^{-1}$ — нулевая функция Грина, компонентами вектора \mathbf{E} являются энергетические уровни магнитного иона, а компонентами вектора \mathbf{H} — диагональные операторы Хаббарда. В этом приближении дисперсионное уравнение связанных МУ волн имеет вид:

$$\det \|\delta_{ij} + X_{ij}\| = 0; \quad i, j = 1, \dots, 8, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}
 X_{ij} &= G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) c_{ij}(\alpha) + \\
 &\quad + B^0(k, \lambda, \lambda') T^{-\alpha}(k, \lambda) G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) \times \\
 &\quad \times T^\beta(-k, \lambda') G_0^\beta(\omega_n) b(\beta) c_{ij}(\alpha, \beta);
 \end{aligned}$$

$$B^0(k, \lambda, \lambda') = \frac{D_\lambda(k, \omega_n)}{1 - Q_{\lambda\lambda'} D_\lambda(k, \omega_n)};$$

$$Q_{\lambda\lambda'} = T^\alpha(k, \lambda) G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) T^{-\alpha}(k, \lambda');$$

$$c_{ij}(\alpha, \beta) = a_{ik}(\alpha, \beta) A_{kj}; \quad a_{ik}(\alpha, \beta) = c_i(\alpha) c_k(-\beta).$$

Необходимо отметить, что все одноионные корреляции нами учитывались точно, поэтому уравнение (7) справедливо при произвольных значениях констант ОА, соотношениях между константами обменного взаимодействия и произвольных температурах. В связи с этим можно выписать его решения в самом общем виде, предполагая, что волновой вектор \mathbf{k} направлен вдоль оси OY . Тогда компонентами единичного вектора поляризации звуковых волн являются e_t^x , e_t^y и e_t^z .

Спектры квазифононных возбуждений (двух поперечно поляризованных ветвей (t и τ) и одной продольно поляризованной (l)) имеют вид:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \left(1 + \frac{2a_0}{E_{1-1} + K(k)} \right), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \omega_2^2(k) &= \omega_\tau^2(k) \times \\ &\times \left[1 + 2a_0 \frac{E_{10} + I(k) + (I(k) - K(k)) \sin^2 2\varphi}{(E_{10} + I(k))^2 - (I(k) - K(k))^2 \sin^2 2\varphi} \right], \\ \omega_0^2(k) &= \omega_l^2(k) \times \\ &\times \left[1 + \frac{c_0 \cos^2 2\varphi}{E_{10} + K(k) + 2(I(k) - K(k)) \sin^2 2\varphi} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

а спектры квазимагнонов равны

$$\varepsilon_1^2(k) = (E_{1-1} + K(k)) [E_{1-1} + K(k) + 2(I(k) - K(k)) \sin^2 2\varphi], \quad (10)$$

$$\varepsilon_2^2(k) = (E_{10} + I(k))^2 - (I(k) - K(k))^2 \sin^2 2\varphi, \quad (11)$$

$$E_{1-1} = E_1 - E_{-1}; \quad E_{10} = E_1 - E_0; \quad c_0 = \frac{v^2}{2(\lambda + \eta)}.$$

Кроме того, предполагается, что скорости t - и τ -поляризованных фононов равны, т.е.

$$\omega_t^2(k) = \omega_\tau^2(k) = \frac{\eta}{2m} k^2.$$

Фазовые диаграммы негейзенберговского ферромагнетика со сложной одноионной анизотропией

Как показывает анализ одноионной задачи, в случае $I_0 - K_0 - a_0 > 0$ возможна реализация четырех фазовых состояний.

Параметры порядка двух фаз с отличным от нуля магнитным моментом:

ФМ_{zx}-фаза:

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\varphi \cos \theta; \quad \langle S^x \rangle = \cos 2\varphi \sin \theta;$$

$$q_2^{zx} = \frac{\sin 2\theta(1 - \sin 2\varphi)}{2};$$

$$q_2^0 = \frac{1 + 3 \sin 2\varphi + 3 \cos 2\theta(1 - \sin 2\varphi)}{4};$$

$$q_2^2 = \frac{1 + 3 \sin 2\varphi - \cos 2\theta(1 - \sin 2\varphi)}{4};$$

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2B_2^{zx}}{3B_2^0 - B_2^2}; \quad \sin 2\varphi = \frac{3(B_2^0 + B_2^2) - \chi}{2(I_0 - K_0 - a_0)}.$$

ФМ_y-фаза:

$$\langle S^y \rangle = \cos 2\varphi; \quad q_2^0 = -\frac{1 + 3 \sin 2\varphi \cos \mu}{2};$$

$$q_2^2 = -\frac{1 - \sin 2\varphi \cos \mu}{2}; \quad q_2^{zx} = \sin 2\varphi \sin \mu;$$

$$\sin 2\varphi \sin \mu = \frac{B_2^{zx}}{I_0 - K_0 - a_0};$$

$$\sin 2\varphi \cos \mu = \frac{B_2^2 - 3B_2^0}{2(I_0 - K_0 - a_0)}.$$

Параметр μ в ФМ_y-фаза возникает при диагонализации одноузельного гамильтониана, полученного из (1), с учетом того факта, что намагниченность направлена вдоль оси OY . Этот параметр связан с углом θ в ФМ_{zx}-фаза соотношением $\mu + 2\theta = \pi$, причем намагниченность в этих фазах нигде не достигает насыщения, т.е. $\langle S \rangle \neq 1$.

Параметры порядка двух фаз с нулевым магнитным моментом:

КУ_{zx}-фаза:

$$\langle S \rangle = 0; \quad q_2^{zx} = \frac{B_2^{zx}}{I_0 - K_0 - a_0};$$

$$q_2^0 = -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{B_2^2 - 3B_2^0}{I_0 - K_0 - a_0} \right);$$

$$q_2^2 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{B_2^2 - 3B_2^0}{2(I_0 - K_0 - a_0)} \right);$$

КУ₁-фаза:

$$\langle S \rangle = 0; \quad q_2^{zx} = 0; \quad q_2^2 = q_2^0 = 1.$$

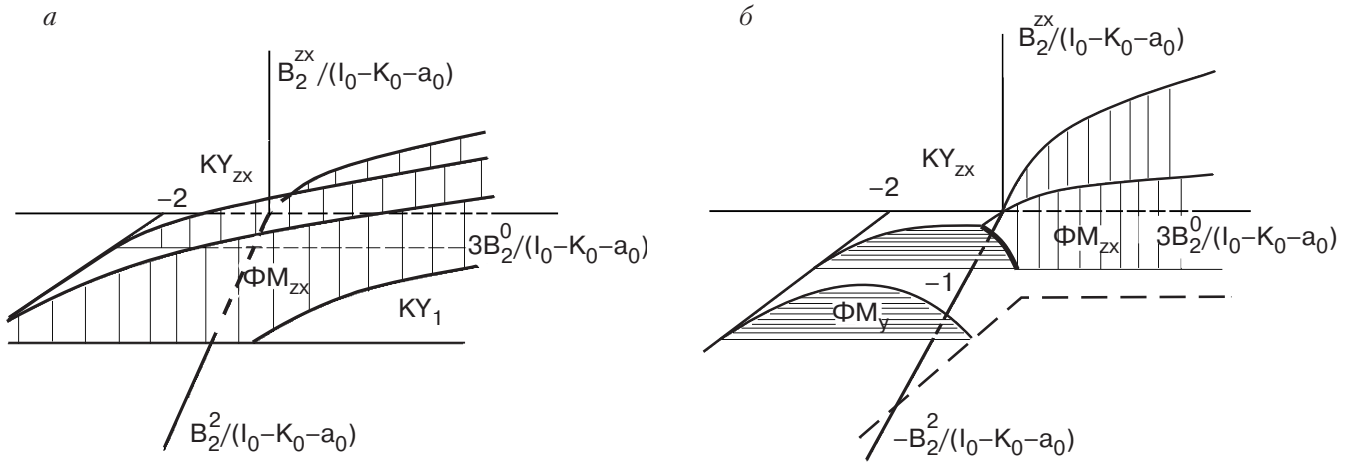


Рис. 1. Фазовые диаграммы ферромагнетика с наклонной ОА при преобладающем гейзенберговском взаимодействии, $I_0 - K_0 - a_0 > 0$, $B_2^2 > 0$ (а); $B_2^2 < 0$ (б).

Области существования фаз показаны на фазовой диаграмме. Для наглядности отдельно отображены случаи $B_2^2 > 0$ (рис. 1, а) и $B_2^2 < 0$ (рис. 1, б). Вертикальными линиями заштрихованы сечения ΦM_{zx} -фазы; горизонтальными линиями заштрихованы сечения ΦM_y -фазы. Ниже ΦM -фаз находится KY_1 -фаза, выше — KY_{zx} -фаза. На рис. 1, б жирной линией обозначена линия $\Phi\Pi$ $\Phi M_{zx} - \Phi M_y$ -фаза. В области параметров, ограниченных линиями $B_2^2 = -I_0 + K_0 + a_0$ и $B_2^2 = 3B_2^0 - 2(I_0 + K_0 + a_0)$ (пунктирные линии на рис. 1, б), ферромагнитные фазы становятся неустойчивыми и реализуется KY_{zx} -фаза.

Перейдем к анализу полученных выражений для спектров связанных магнитоупругих волн. Подставляя E_{1-1} и E_{10} в (8)–(11), для ΦM_{zx} -фазы имеем:

$$\varepsilon_1^2(k) = (2I_0 - K(k) - K_0)[2I_0 - K(k) - K_0 - 2(I(k) - K(k)) \sin^2 2\varphi], \quad (12)$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{2I_0 - K(k) - K_0 - 2a_0}{2I_0 - K(k) - K_0}, \quad (13)$$

$$\varepsilon_2^2(k) = \left(I_0 - I(k) + a_0 + \frac{3}{2}\chi + \frac{3}{4}(B_2^2 + B_2^0) \right)^2 - (I(k) - K(k))^2 \sin^2 2\varphi, \quad (14)$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{\left(I_0 - I(k) + \frac{3}{2}\chi + \frac{3}{4}(B_2^2 + B_2^0) \right)^2 - (I(k) - a_0 - K(k))^2 \sin^2 2\varphi}{\left(I_0 - I(k) + a_0 + \frac{3}{2}\chi + \frac{3}{4}(B_2^2 + B_2^0) \right)^2 - (I(k) - K(k))^2 \sin^2 2\varphi}. \quad (15)$$

Вблизи линии $\Phi\Pi$ $\Phi M_{zx} - \Phi M_y$ -фаза происходит смягчение спектров квазифононов $\omega_2(k)$ и на линии $\Phi\Pi$, определяемой соотношением

$$B_2^{zx} = \sqrt{2B_2^2(B_2^2 + 3B_2^0)},$$

в длинноволновом пределе ($a_0 \gg \alpha k^2$) спектр квазифононов становится квадратичным по волновому вектору:

$$\omega_2^2(k) = \omega_\tau^2(k) \alpha k^2 \left(a_0 \frac{1 + \sin 2\varphi_c}{1 - \sin 2\varphi_c} \right)^{-1}, \quad (16)$$

а в спектре квазимагнонов появляется магнитоупругая щель:

$$\varepsilon_2^2(0) = -2a_0(I_0 - K_0 - a_0)(1 - \sin 2\varphi_c) \sin 2\varphi_c, \quad (17)$$

где $\alpha = I_0 R_0^2$, R_0 — радиус гейзенберговского обмена,

$$\sin 2\varphi_c = \frac{B_2^2 + B_2^0}{2(I_0 - K_0 - a_0)} < 0.$$

В окрестности линий $\Phi\Pi$ $\Phi M_{zx} - KY_1$ или $\Phi M_{zx} - KY_{zx}$ -фаза смягчается квазимагнонная ветвь возбуждения $\varepsilon_1(k)$, и на линиях $\Phi\Pi$ $\varepsilon_1(0) = 0$.

Спектр квазифононов $\omega_1(k)$ остается линейным по волновому вектору; скорость квазиупругой волны слабо перенормируется:

$$\tilde{c}_t^2 = c_t^2 \left(1 - \frac{a_0}{I_0 - K_0} \right).$$

Для фазового перехода $\Phi M_{zx} - KY_1$ -фаза линия B_2^{zx} равна

$$\sqrt{2[B_2^2 + (I_0 - K_0 - a_0)][B_2^2 + 3B_2^0 + 2(I_0 - K_0 - a_0)]}.$$

Для фазового перехода $\Phi M_{zx} - KY_{zx}$ -фаза линия B_2^{zx} равна

$$\sqrt{2[B_2^2 - (I_0 - K_0 - a_0)][B_2^2 + 3B_2^0 - 2(I_0 - K_0 - a_0)]}.$$

При приближении к линиям ФП в КУ-фазы происходит уменьшение намагниченности и ФП сопровождается обращением $\langle S \rangle$ в нуль.

В KY_1 -фазе соотношения (8)–(11) принимают вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2(k) &= \left[K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right] \times \\ &\times \left[2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{K(k) - K_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_2^2(k) &= \left[K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right] \times \\ &\times \left[2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{K(k) - K_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}. \quad (21)$$

Как видно из выражений (18)–(21), в окрестности линии ФП $KY_1 - \Phi M_{zx}$ -фаза спектры квазифононов $\omega_1(k)$ и $\omega_2(k)$ остаются линейными по волновому вектору, а их скорость слабо перенормируется. Квазимагنونная ветвь возбуждения $\varepsilon_1(k)$ размягчается вблизи границы $KY_1 - \Phi M_{zx}$ -фаз, и на линии ФП щель в спектре квазимагнонов обращается в нуль. Фазовый переход сопровождается появлением магнитного момента в плоскости ZOX .

В KY_{zx} -фазе спектры связанных магнитоупругих волн, с учетом выражений для параметров порядка, принимают вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2(k) &= \left[K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right] \times \\ &\times \left[2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right], \end{aligned} \quad (22)$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{K(k) - K_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}; \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_2^2(k) &= (K(k) - K_0 - 2(\chi + a_0)) \times \\ &\times (2I(k) - K(k) - K_0 - 2(\chi + a_0)), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{2\chi + K_0 - K(k)}{2(a_0 + \chi) + K_0 - K(k)}. \quad (25)$$

В KY_{zx} -фазе спектры квазифононов $\omega_1(k)$ и $\omega_2(k)$ практически не испытывают влияния магнитной подсистемы и остаются линейными. В окрестности линии ФП $KY_{zx} - \Phi M_{zx}$ -фаза происходит смягчение квазимагنونной ветви возбуждения (22), и на линии ФП $\varepsilon_1(0) = 0$. В окрестности линии ФП $KY_{zx} - \Phi M_y$ -фаза спектр квазимагнонов (24) смягчается, и на линии ФП

$$B_2^{zx} = \sqrt{(I_0 - K_0 - a_0)^2 - ((B_2^2 - 3B_2^0)/2)^2}$$

обращается в нуль. При $I_0 - K_0 - a_0 < 0$ фазовые состояния с отличным от нуля магнитным моментом становятся неустойчивыми и реализуется только квадрупольное упорядочение.

Рассмотрим свойства квадрупольных фаз более подробно. Если $B_2^{zx} = 0$, то, как показано в [9,11], при определенных соотношениях между константами ОА реализуются KY_1 -, KY_1' - и KY_2 -фазы. Основное состояние магнитного иона Ψ_{GS} в этих фазах описывается следующими функциями: $|\Psi_{GS}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |-1\rangle)$ (KY_1 -фаза); $|\Psi_{GS}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |-1\rangle)$ (KY_1' -фаза); $|\Psi_{GS}\rangle = |0\rangle$ (KY_2 -фаза).

Если $B_2^{zx} \neq 0$, то функция основного состояния магнитного иона принимает вид:

при $\varphi = \pi/4$ $|\Psi_{GS}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |-1\rangle)$, что соответствует KY_1 -фазе;

при $\varphi = -\pi/4$ $|\Psi_{GS}\rangle = \cos \theta / \sqrt{2} (|1\rangle - |-1\rangle) - \sin \theta |0\rangle$,

что соответствует KY_{zx} -фазе.

Функция основного состояния магнитного иона в KY_{zx} -фазе является суперпозицией его функций основного состояния в KY_1' - и KY_2 -фазах.

Спектры связанных магнитоупругих волн в случае $I_0 - K_0 - a_0 < 0$ имеют вид:

$$\varepsilon_1^2(k) = (E_{1-1} + K(k))(E_{1-1} + 2I(k) - K(k)), \quad (26)$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \left(1 + \frac{2a_0}{E_{1-1} + K(k)} \right); \quad (27)$$

$$\varepsilon_2^2(k) = (E_{10} + K(k))(E_{10} + 2I(k) - K(k)), \quad (28)$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k) \left(1 + \frac{2a_0}{E_{10} + K(k)} \right). \quad (29)$$

В KY_1 -фазе

$$E_{1-1} = -K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0),$$

$$E_{10} = -K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0).$$

В KY_{zx} -фазе

$$E_{1-1} = -K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0),$$

$$E_{10} = -K_0 - 2a_0 - \chi.$$

Подставляя значения E_{1-1} и E_{10} в (26)–(29), получаем:

$$\varepsilon_1^2(k) = \left(K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right) \times \left(2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right),$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{K(k) - K_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 + \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)};$$

$$\varepsilon_2^2(k) = \left(K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right) \times \left(2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right),$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{K(k) - K_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi - \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}.$$

В окрестности линии ФП $KY_1 - KY_{zx}$ -фаза спектр квазифононов $\omega_1(k)$ смягчается и на линии ФП

$$B_2^{zx} = \sqrt{2B_2^2(B_2^2 + 3B_2^0)}$$

в длинноволновом пределе становится квадратичным:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\gamma k^2}{a_0}, \quad (30)$$

а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель:

$$\varepsilon_1^2(0) = 4a_0(K_0 - I_0 + a_0), \quad (31)$$

где $\gamma = K_0 \tilde{R}_0^2$, \tilde{R}_0 — радиус биквадратичного объема.

Особенности поведения МУ волн свидетельствуют о том, что ФП является ориентационным. Как и в случае $B_2^{zx} = 0$, рассмотренном в [9,11], переориентация сводится к повороту главных осей тензора квадрупольного момента.

Аналогично, подставляя E_{1-1} и E_{10} для KY_{zx} -фазы, из (26)–(29) получаем:

$$\varepsilon_1^2(k) = \left(K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right) \times \left(2I(k) - K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0) \right),$$

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{K(k) - K_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)}{K(k) - K_0 - 2a_0 - \chi + \frac{3}{2}(B_2^2 + B_2^0)};$$

$$\varepsilon_2^2(k) = (K(k) - K_0 - 2(\chi + a_0)) \times (2I(k) - K(k) - K_0 - 2(\chi + a_0)),$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{2\chi + K_0 - K(k)}{2(a_0 + \chi) + K_0 - K(k)}.$$

В окрестности линии ФП $KY_{zx} - KY_1$ -фаза спектр квазифононов $\omega_1(k)$ смягчается и на линии ФП в длинноволновом пределе становится квадратичным, а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель (уравнения аналогичны (30), (31)).

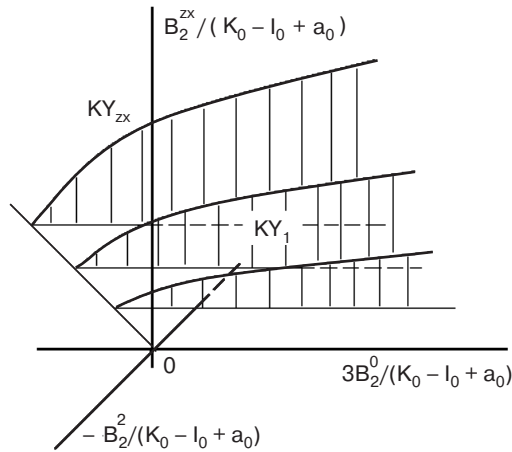


Рис. 2. Фазовая диаграмма ферромагнетика с наклонной ОА при преобладающем биквадратичном взаимодействии $I_0 - K_0 - a_0 < 0$.

Спектры квазимагнонов $\varepsilon_2(k)$ и квазифононов $\omega_2(k)$ в окрестности линии ФП $KY_{zx} - KY_1$ -фаза ведут себя как невзаимодействующие возбуждения магнитной и упругой подсистем.

Несколько сечений фазовой диаграммы изученной системы представлены на рис. 2. Заштрихованной области соответствует KY_1 -фаза; в области параметров, удовлетворяющих неравенству $(B_2^{zx})^2 > 2B_2^2(B_2^2 + 3B_2^0)$, реализуется KY_{zx} -фаза.

Заключение

Проведенные исследования позволяют выяснить влияние моноклинной одноионной анизотропии на формирование фазовых состояний и динамических свойств негейзенберговских магнетиков. Сравнение полученных результатов с результатами работ [9,11,12], в которых рассмотрена аналогичная система без учета наклонной анизотропии, показывает что влияние наклонной анизотропии приводит к существенным изменениям в поведении системы.

Прежде всего, влияние наклонной анизотропии проявляется в усложнении фазовой диаграммы системы. Так, в рассматриваемом случае учет наклонной анизотропии в отличие от ситуации, исследованной в [9,11,12], приводит к реализации угловых фаз. Кроме того, фазовый переход $\Phi M_{zx} - \Phi M_y$ -фаза протекает по квазифононной ветви элементарных возбуждений, что свидетельствует о том, что данный фазовый переход является переориентационным [17]. Другие фазовые переходы, которые реализуются в рассматриваемой системе при большом гейзенберговском обмене, протекают по квазимагнонной ветви возбуждений. Кроме того, учет наклонной анизотропии и биквадратично-

го взаимодействия приводит к сужению области существования ферромагнитных фаз.

В случае большого биквадратичного взаимодействия в системе реализуются только квадрупольные фазы. Причем структура этих фаз более сложная, чем при отсутствии наклонной анизотропии [9,11,12]. Так, например, возникает ненулевая компонента тензора квадрупольного момента q_2^{zx} .

Необходимо отметить, что фазовые переходы между KY -фазами протекают по квазифононной ветви возбуждений и являются переориентационными. Однако переориентация в данном случае сводится к повороту главных осей тензора квадрупольных моментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (проект № 235/03).

1. К.П. Белов, *Редкоземельные магнетики и их применение*, Наука, Москва (1980).
2. К. Тейлор, М. Дарби, *Физика редкоземельных соединений*, Мир, Москва (1974).
3. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, Москва (1988).
4. Л.Я. Арифов, Ю.А. Фридман, В.И. Бутрим, О.А. Космачев, *ФНТ* **27**, 860 (2001).
5. В.В. Вальков, Б.В. Федосеев, *ФТТ* **32**, 3522 (1990).
6. В.М. Локтев, В.С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994).
7. В.В. Вальков, Г.Н. Мацулева, С.Г. Овчинников, *ФТТ* **31**, 60 (1989).
8. В.М. Локтев, В.С. Островский, *УФЖ* **23**, 1708 (1978).
9. Yu.A. Fridman and O.A. Kosmachev, *JMMM* **236**, 272 (2001).
10. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **24**, 958 (1998).
11. Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман, О.В. Кожемяко, О.А. Космачев, *ФНТ* **25**, 690 (1999).
12. Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, *ФНТ* **27**, 642 (2001).
13. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
15. Ю.А. Изюмов, Ф.А. Кассан-Оглы, Ю.Н. Скрябин, *Полевые методы в теории ферромагнетизма*, Наука, Москва (1974).
16. Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман, *ТМФ* **81**, 263 (1988).
17. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).

Phase states of a non-Heisenberg ferromagnet with complex single-ion anisotropy

Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, and B.L. Eingorn

The phase states and spectra of coupled magnetoelastic waves of a non-Heisenberg ferromag-

net with complex single-ion anisotropy are investigated. The influence of inclined anisotropy on the phase states and spectra are determined. Phase diagrams of the system under study are

constructed for various ratios of material constants.