

# Фазовая диаграмма и спектры связанных магнитоупругих волн двухосного ферромагнетика с биквадратичным взаимодействием во внешнем магнитном поле

Ю. А. Фридман, О. А. Космачев, Г. Э. Байрамалиева

*Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского,  
Украина, 95007, г. Симферополь, ул. Ялтинская, 4  
E-mail: man@expl.cris.crimea.ua*

Статья поступила в редакцию 6 марта 2000 г.

Исследована зависимость спектров связанных магнитоупругих волн двухосного ферромагнетика с биквадратичным взаимодействием от величины внешнего магнитного поля. Показано, что динамические свойства магнитоупругих волн и фазовые состояния системы определяются соотношением констант гейзенберговского и биквадратичного обмена. Построена трехмерная фазовая диаграмма исследуемой системы.

Досліджено залежність спектрів пов'язаних магнітопружних хвиль двоохосьового ферромагнетика з биквадратичною взаємодією від величини зовнішнього магнітного поля. Показано, що динамічні властивості магнітопружних хвиль і фазові стани системи визначаються співвідношенням констант гейзенбергівського і биквадратичного обміну. Побудовано тривимірну фазову діаграму досліджуваної системи.

PACS: 75.10.-b

## 1. Введение

В настоящее время вызывает большой интерес исследование магнетиков с более сложным, нежели гейзенберговский обмен, взаимодействием между магнитными ионами [1–4]. В практическом отношении представляется интересным изучение характеристик спектра возбуждений таких магнетиков при изменении внешнего магнитного поля. Важность такого исследования определяется существованием ряда синглетных магнетиков [5,6], которые, как известно, при  $H = 0$  могут находиться в немагнитном состоянии (в так называемых квадрупольных (КУ) фазах), а при наложении достаточно большого внешнего магнитного поля испытывают переход в магнитную фазу.

Природа такого метамагнитного перехода может быть различной. В частности, синглетное основное состояние магнетика может быть обусловлено большой величиной одноионной анизотропии (ОА) [3,4,7]. Другим механизмом, приводящим к немагнитной фазе при  $H = 0$ , может быть наличие биквадратичного взаимодействия [1,2]. В

сильно анизотропных негейзенберговских магнетиках эти два фактора могут действовать одновременно, формируя особенности как основного состояния, так и спектральных свойств.

Кроме указанных факторов на спектральные характеристики магнетиков (особенно в окрестности ориентационных фазовых переходов (ОФП)) большое влияние оказывает магнитоупругое (МУ) взаимодействие [8,9].

Исследованию фазовых состояний и спектров как гейзенберговских, так и негейзенберговских сильно анизотропных ферромагнетиков посвящено большое число работ (см., например, обзор [2]). Так, например, в работе [3] изучались спектры магнонов в сильно анизотропном негейзенберговском ферромагнетике в отсутствие внешнего магнитного поля. В работе [4] исследовалась та же система, но с учетом магнитоупругого взаимодействия. В этих работах было показано, что в такой системе могут происходить фазовые переходы по материальным константам системы. Эти переходы протекают по магнонной ветви возбуж-

дений; не являясь переориентационными, они происходят путем уменьшения модуля вектора намагниченности [3]. Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к сужению области существования ферромагнитных фаз и расширению области существования квадрупольных [4].

В работе [7] изучался сильно анизотропный двухосный ферромагнетик во внешнем магнитном поле с учетом магнитоупругого взаимодействия. Было показано, что фазовые переходы в такой системе являются переориентационными, причем мягкой модой является квазиупругая ветвь возбуждений. Однако в модели работы [7] не учитывалось биквадратичное взаимодействие.

Исследование полевых зависимостей спектров магнитных и звуковых возбуждений для различных областей параметров взаимодействий позволяет получить дополнительные сведения о природе синглетных магнетиков и метамагнитных переходов.

## 2. Дисперсионное уравнение связанных магнитоупругих волн

Рассмотрим ферромагнитный кристалл с двухосной ОА и биквадратичным обменным взаимодействием, находящийся во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel 0X$ . Гамильтониан такой системы можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -H \sum_n S_n^x - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left\{ J(n-n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} + K(n-n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2 \right\} - B_2^0 \sum_n \left( 3(S_n^z)^2 - S(S+1) \right) - B_2^2 \sum_n \frac{1}{2} \left\{ (S_n^+)^2 + (S_n^-)^2 \right\} + v \sum_n S_n^i S_n^j u_{ij}(n) + \int dr \left\{ \frac{\lambda + \eta}{2} \sum_i u_{ii}^2 + \eta \sum_{i,j} u_{ij}^2 + \lambda \sum_{i \neq j} u_{ii} u_{jj} \right\}, \quad (1)$$

где  $S_n^i$  — спиновый оператор в узле  $n$ ;  $J(n-n')$ ,  $K(n-n')$  — константы гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий соответственно;  $B_2^0$ ,  $B_2^2$  — константы ОА;  $v$  — константа МУ связи;  $\lambda$ ,  $\eta$  — упругие модули;  $u_{ij}(n)$  — компоненты тензора упругих деформаций ( $i, j = x, y, z$ ).

Первое слагаемое в (1) — зеемановское взаимодействие; второе, третье и четвертое слагаемые описывают магнитную подсистему; пятое — МУ взаимодействие; последнее слагаемое — упругую подсистему в континуальном приближении.

Не ограничивая общности, можно считать, что  $B_2^2 > 0$ , поскольку полуплоскость  $B_2^2 < 0$  является лишь зеркальным отражением первой с заменой индекса  $x$  на  $y$ . Таким образом, при  $B_2^2 < 0$  после поворота системы координат вокруг оси  $0Z$  на угол  $\pi/2$  мы получили бы гамильтониан (1) с заменой  $B_2^2 \rightarrow |B_2^2|$ . Учет влияния внешнего поля, направленного вдоль оси  $0X$ , нарушает симметрию задачи, поэтому в дальнейших вычислениях мы будем учитывать тот факт, что  $B_2^2 > 0$ .

В самом общем случае (1) необходимо записывать во вращательно-инвариантной форме [10]. Вращательная инвариантность приводит к ряду интересных эффектов, в частности, к появлению нового механизма МУ связи, непосредственно обусловленному ОА. Однако для спектральных характеристик массивных свободных образцов вращательная инвариантность приводит лишь к перенормировке коэффициентов в спектре МУ

волн [11]. Вращательная инвариантность становится существенной при исследовании магнитных пленок, проволок или закрепленных образцов [12]. В связи с этим исследование массивного образца в настоящей работе проводится без учета вращательной инвариантности.

Для простоты вычислений предположим, что спин магнитного иона  $S = 1$ .

Точный учет ОА и МУ связи удастся провести, используя технику операторов Хаббарда [9,13,14], построенных на полном базисе одноионных состояний.

Выделяя в обменной части (1) среднее поле  $\langle S^x \rangle$  и дополнительные поля  $q_2^p$  ( $p = 0, 2$ ), для одноузельного гамильтониана  $\mathcal{H}_0(n)$  получаем

$$\mathcal{H}_0(n) = -\bar{H} S_n^x - \tilde{B}_{2n}^0 O_{2n}^0 - \tilde{B}_{2n}^2 O_{2n}^2 + v S_n^i S_n^j u_{ij}(n), \quad (2)$$

$$\text{где } \bar{H} = H + \sum_n \left( J(n-n') - \frac{1}{2} K(n-n') \right) \langle S^x \rangle;$$

$$\tilde{B}_{2n}^0 = B_{2n}^0 + \frac{1}{6} \sum_{n'} K(n-n') q_{2n}^0;$$

$$\tilde{B}_{2n}^2 = B_{2n}^2 + \frac{1}{2} \sum_{n'} K(n-n') q_{2n}^2;$$

$$q_{2n}^0 = \langle O_{2n}^0 \rangle, \quad q_{2n}^2 = \langle O_{2n}^2 \rangle;$$

$$O_{2n}^0 = 3(S_n^z)^2 - 2; \quad O_{2n}^2 = \frac{1}{2} \left\{ (S_n^+)^2 + (S_n^-)^2 \right\}.$$

Решая с гамильтонианом (2) одноионную задачу  $\mathcal{H}_0 \Psi_n(M) = E_M \Psi_n(M)$ , получаем собственные функции одноузельного гамильтониана и энергетические уровни магнитного иона с учетом МУ взаимодействия:

$$E_+ = \frac{\tilde{B}_2^0 - \tilde{B}_2^2}{2} + v \left( u_{xx}^{(0)} + \frac{u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}}{2} \right) - \frac{\chi}{2};$$

$$E_0 = \frac{\tilde{B}_2^0 - \tilde{B}_2^2}{2} + v \left( u_{xx}^{(0)} + \frac{u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}}{2} \right) + \frac{\chi}{2};$$

$$E_- = \tilde{B}_2^2 - \tilde{B}_2^0 + v(u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}); \quad (3)$$

$$\chi^2 = 4\bar{H}^2 + \left[ 3\tilde{B}_{2n}^0 + \tilde{B}_{2n}^2 + v(u_{yy}^{(0)} - u_{zz}^{(0)}) \right]^2;$$

$$\Psi_n(+) = \cos \theta |+\rangle + \sin \theta |0\rangle; \quad (4)$$

$$\Psi_n(0) = -\sin \theta |+\rangle + \cos \theta |0\rangle; \quad \Psi_n(-) = |-\rangle,$$

где

$$\cos 2\theta = \frac{3\tilde{B}_{2n}^0 + \tilde{B}_{2n}^2 + v(u_{yy}^{(0)} - u_{zz}^{(0)})}{\chi};$$

$$\sin 2\theta = \frac{2\bar{H}}{\chi}; \quad |\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle \pm |-1\rangle);$$

$|0\rangle, |1\rangle, |-1\rangle$  — собственные функции оператора  $S^z$ ;  $u_{ij}^{(0)}$  — спонтанные деформации, которые определяются из условия минимума плотности свободной энергии и при низких температурах имеют вид

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

$$u_{zz}^{(0)} = -\frac{v(\eta - \lambda)}{\eta(\eta + 3\lambda)} \cos^2 \theta.$$

Необходимо отметить, что собственные функции (4) в общем виде (для  $S = 1$ ) были получены в [14].

На собственных функциях (4) одноузельного гамильтониана  $\mathcal{H}_0$  построим операторы Хаббарда [9,13]  $X_n^{M'M} \equiv |\Psi_n(M')\rangle \langle \Psi_n(M)|$ , описывающие переход магнитного иона из состояния  $M'$  в состояние  $M$ . В терминах операторов Хаббарда гамильтониан (2) можно представить в виде

$$\mathcal{H}_0(n) = \sum_M P_M H_n^M + \sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha,$$

где  $H_n^M \equiv X_n^{MM}$  — диагональные операторы Хаббарда;  $\alpha$  — корневые векторы.

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда определяется стандартным образом и в рассматриваемом случае имеет вид

$$S_n^+ = (H_n^+ - H_n^0) \sin 2\theta + (X_n^{+0} + X_n^{0+}) \cos 2\theta +$$

$$+ (X_n^{-+} - X_n^{+-}) \sin \theta + (X_n^{-0} - X_n^{0-}) \cos \theta;$$

$$S_n^- = (S_n^+)^+; \quad (5)$$

$$S_n^z = (X_n^{+-} + X_n^{-+}) \cos \theta - (X_n^{0-} + X_n^{-0}) \sin \theta.$$

Динамические свойства магнетиков обладают рядом особенностей в окрестности ФП. Хорошо известно, что учет МУ взаимодействия приводит к гибридизации элементарных возбуждений, и хотя МУ связь очень слаба, в окрестности ОФП именно этот параметр играет важную роль в динамике системы [8,9]. Для исследования этого вопроса представим тензор деформации в виде двух слагаемых: спонтанных деформаций  $u_{ij}^{(0)}(n)$ , определенных выше, и динамического слагаемого  $u_{ij}^{(1)}(n)$ , описывающего колебания в решетке. Это слагаемое связано с операторами уничтожения (рождения) фононов  $b_{k,\lambda} (b_{k,\lambda}^+)$  известным соотношением [15]:

$$u_{ij}^{(1)} =$$

$$= \frac{i}{2} \sum_{k,\lambda} \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{n})}{[2mN\omega_\lambda(k)]^{1/2}} (b_{k,\lambda} + b_{-k,\lambda}^+) (e_\lambda^i(k)k_j + e_\lambda^j(k)k_i),$$

где  $\mathbf{e}_\lambda(k)$  — единичный вектор поляризации фононов;  $\lambda = l, t, \tau$  — индекс поляризации;  $m$  — масса магнитного иона;  $N$  — число узлов в решетке;  $\omega_\lambda(k) = c_\lambda k$  — закон дисперсии свободных фононов;  $c_\lambda$  — скорость  $\lambda$ -поляризованного звука.

Выделив в одноузельном гамильтониане (2) часть, пропорциональную  $u_{ij}^{(1)}(n)$ , и проквантовав ее в соответствии с приведенной формулой, получим гамильтониан, описывающий процессы трансформаций магнонов в фононы и обратно

$$\mathcal{H}_{\text{tr}} = \sum_n \left\{ \sum_M P_M H_n^M + \sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha \right\}, \quad (6)$$

где  $\mathcal{P}_{M(\alpha)} = \frac{1}{N^{1/2}} \sum_{k,\lambda} (b_{k,\lambda} + b_{-k,\lambda}^+) T_n^{M(\alpha)}(k, \lambda)$ ,

$T_n^{M(\alpha)}(k, \lambda)$  — амплитуды трансформаций.

Хорошо известно, что полюса функции Грина определяют спектр элементарных возбуждений. Функция Грина для исследуемой системы имеет следующий вид:

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

Здесь  $\hat{T}$  — оператор Вика;  $\tilde{X}_n^\alpha(\tau)$  — оператор Хаббарда в гейзенберговском представлении; ус-

реднение проводится с полным гамильтонианом  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{int}} + \mathcal{H}_{\text{tr}} + \mathcal{H}_0$ .

Дальнейшее вычисление будем проводить в приближении среднего поля, поэтому нам понадобится только «поперечная» часть обменного гамильтониана, которую можно представить в виде:

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

где восьмимерный вектор  $\mathbf{c}(\alpha)$  имеет следующие компоненты:

$$\mathbf{c}(\alpha) = \{ \gamma_1^\parallel(\alpha), \gamma_1^\perp(\alpha), \gamma_1^{\perp*}(-\alpha), \gamma_2^\parallel(\alpha), \gamma_2^\perp(\alpha), \gamma_2^{\perp*}(-\alpha), \gamma_3^\perp(\alpha), \gamma_3^{\perp*}(-\alpha) \},$$

а матрица  $\hat{A}_{nn'}$  размерности  $8 \times 8$  распадается на прямую сумму двух матриц:

$$\hat{A}_{nn'} = \hat{A}_{nn'}^{(3)} \oplus \hat{A}_{nn'}^{(5)};$$

$$\hat{A}_{nn'}^{(3)} = \left\{ J(n-n') - \frac{1}{2} K(n-n') \right\} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{A}_{nn'}^{(5)} = \frac{K(n-n')}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Функции  $\gamma_i^{\parallel(\perp)}(\alpha)$  определяются из связи спиновых операторов с операторами Хаббарда (5).

Включение биквадратичного взаимодействия формально сказывается на увеличении размерности векторов  $\mathbf{c}(\alpha)$  и матрицы  $\hat{A}_{nn'}$ , по сравнению с учетом лишь гейзенберговского обмена. Восьмимерность векторов  $\mathbf{c}(\alpha)$  связана с тем, что для биквадратичного обмена число линейно независимых операторов равно пяти, а при наличии биквадратичного и гейзенберговского взаимодействий (структура последнего определяется тремя независимыми спиновыми операторами  $S_n^i$ ) необходимо использовать восьмимерный базис.

Уравнение для функции Грина имеет вид уравнения Ларкина [16]. Решая его, получаем дисперсионное уравнение связанных МУ волн:

$$\det \|\delta_{ij} + x_{ij}\| = 0; \quad (8)$$

где

$$x_{ij} = G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) c_{ij}(\alpha) + B^0(k, \lambda, \lambda') \times \\ \times T^{-\alpha}(k, \lambda) G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) T^\beta(-k, \lambda') G_0^\beta(\omega_n) b(\beta) c_{ij}(\alpha, \beta).$$

Здесь

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

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

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

$$b(\alpha) = \langle \alpha \mathbf{H} \rangle_0;$$

$D_\lambda(k, \omega_n) = (2\omega_\lambda(k)) / (\omega_n^2 - \omega_\lambda^2(k))$  — функция Грина свободного  $\lambda$ -поляризованного фонона;  $G_0^\alpha(\omega) = \{\omega + (\alpha \mathbf{E})\}^{-1}$  — нулевая функция Грина. Уравнение (8) справедливо при произвольных температурах и произвольных соотношениях между материальными константами.

### 3. Спектры связанных магнитоупругих волн и фазовые диаграммы двухосного ферромагнетика

Проанализируем уравнение (8) при различных соотношениях между константами гейзенберговского и биквадратичного обменов ( $J_0 > K_0$  и  $J_0 < K_0$ ). Для простоты вычислений ограничимся рассмотрением случая низких температур ( $T \ll T_C$ ,  $T_C$  — температура Кюри).

Рассмотрим наиболее интересный случай, когда направление волнового вектора совпадает с направлением внешнего поля ( $\mathbf{k} \parallel 0X$ ). В такой геометрии отличными от нуля компонентами единичного вектора поляризации являются  $e_l^x$ ,  $e_l^z$ ,  $e_\tau^y$ , амплитуды трансформаций, не равные нулю, имеют вид

$$\begin{aligned} T^{+}(k, t) &= T^{+}(k, t) = i \frac{v}{2} T_0(k, t) e_l^z k \sin \theta, \\ T^{-}(k, \tau) &= -T^{-}(k, \tau) = \frac{v}{2} T_0(k, \tau) e_\tau^y k \cos \theta, \\ T_0(k, \lambda) &= \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{n})}{(2m\omega_\lambda(k))^{1/2}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Как было показано в [3,4], в отсутствие внешнего поля в системе могут реализоваться четыре фазы: две магнитные ( $\Phi M_x$ -фаза с  $\langle S \rangle \parallel 0X$  и  $\Phi M_z$ -фаза с  $\langle S \rangle \parallel 0Z$ ) и две КУ-фазы.

При  $H \neq 0$  ( $H$  велико, больше некоторого  $H_c$ ) анализ параметров порядка системы

$$\langle S^x \rangle = \sin 2\theta; q_2^0 = \langle O_2^0 \rangle = \frac{3}{2} (1 + \cos 2\theta) - 2;$$

$$q_2^2 = \langle O_2^2 \rangle = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\theta)$$

показывает, что КУ-фазы не могут существовать ни при каких значениях материальных констант  $B_2^0$ ,  $B_2^2 > 0$ ,  $K_0$ ,  $J_0$ , поскольку включение магнитного поля приводит к появлению в системе ненулевого магнитного момента, т.е. к появлению квадрупольно-ферромагнитной  $K\Phi M_x$ -фазы ( $\langle S^x \rangle \rightarrow 1$  при  $H \rightarrow \infty$ ). При  $H \leq H_c$  система перейдет в угловую  $K\Phi M_{zx}$ -фазу, в которой одновременно существуют  $\langle S^x \rangle$  и  $\langle S^z \rangle$  компоненты вектора намагниченности. Поле перехода  $H_c$  определяется из спектров связанных МУ волн. Для этого исследуем дисперсионное уравнение при  $H \geq H_c$ , т.е. предполагая, что система находится в  $K\Phi M_x$ -фазе, вблизи линии фазового перехода  $K\Phi M_x - K\Phi M_{zx}$ .

Уравнение (8) в этом случае «расщепляется» по поляризациям, и решения его имеют следующий вид:

$$\omega_1(k) = \omega_l(k); \quad \omega_2(k) \approx \omega_\tau(k); \quad \epsilon_1(k) \approx \chi;$$

$$\epsilon_2^2(k) = [E_{+-} + J(k)]^2 - [J(k) - K(k)]^2 \cos^2 2\theta - \frac{a_0 [E_{+-} + J(k) - (J(k) - K(k)) \cos 2\theta] \omega_l^2(k) (1 - \cos \theta)}{(E_{+-} + J(k))^2 - (J(k) - K(k))^2 \cos^2 2\theta}; \quad (10)$$

$$\omega_3^2(k) = \omega_l^2(k) \left\{ 1 + \frac{[E_{+-} + J(k) - (J(k) - K(k)) \cos 2\theta] a_0 (1 - \cos 2\theta)}{(E_{+-} + J(k))^2 - (J(k) - K(k))^2 \cos^2 2\theta} \right\};$$

где

$$\begin{aligned} E_{+-} &= E_+ - E_- = \frac{3}{2} (B_2^0 - B_2^2) - \frac{K_0}{2} - a_0 - \frac{\chi}{2}; \\ a_0 &= \frac{v^2}{2\eta}. \end{aligned}$$

Из решений (10) дисперсионного уравнения следует, что  $l$ - и  $\tau$ -поляризованные фононы с магнитной подсистемой не взаимодействуют; высокочастотная магнитная ветвь  $\epsilon_1(k)$  также не взаимодействует с упругой подсистемой. Низкочастотная квазимагнитная ветвь  $\epsilon_2(k)$  и  $t$ -поляризованная звуковая волна (квазифононная ветвь  $\omega_3(k)$ ) взаимодействуют друг с другом, образуя гибридную МУ волну.

Необходимо отметить, что в данной геометрии при уменьшении магнитного поля до величины

$H_c$  происходит уменьшение модуля вектора намагниченности до значения  $\langle S^x \rangle_{H=H_c}$ . При  $H = H_c$

система переходит в  $K\Phi M_{zx}$ -фазу, а при  $H = 0$  компонента  $\langle S^x \rangle$  обращается в нуль и система переходит в  $\Phi M_z$ -фазу [3,4]. Поле  $H_c$  мы трактуем как поле фазового перехода, оно определяется из условия «размягчения» спектра  $t$ -поляризованных квазифононов. При этом спектр квазифононов имеет вид

$$\omega_3^2(k) = \omega_l^2(k) \frac{\alpha k^2 + H - H_c}{\alpha k^2 + H - H_c + a_0},$$

где  $\alpha = J_0 R_0^2$ ,  $R_0$  — радиус взаимодействия. Поле фазового перехода равно

$$H_c = \left\{ \frac{3B_2^0 - B_2^2}{2} \left[ \xi - B_2^2 - 3B_2^0 - 2(J_0 - K_0 - a_0) \right] \right\}^{1/2},$$

$$\xi = \left\{ \left[ 3(B_2^2 - B_2^0) + 2(J_0 - K_0 - a_0) \right]^2 + 16(3B_2^0 - B_2^2)(J_0 - K_0 - a_0) \right\}^{1/2}.$$

Таким образом, при  $H = H_c$  в длинноволновом пределе ( $\alpha k^2 \ll a_0$ ) спектр квазифононов «размягчается», а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель, равная

$$\varepsilon_2(0) = \sqrt{a_0(1 - \cos 2\theta_c) [a_0(1 - \cos 2\theta_c) + 2(J_0 - K_0) \cos 2\theta_c]}.$$

Здесь

$$\cos 2\theta_c = \cos 2\theta_{H=H_c} = \frac{3(B_2^2 - B_2^0) - 2(J_0 - K_0 - a_0) + \xi}{4(J_0 - K_0 - a_0)}.$$

Модуль вектора намагниченности при  $H = H_c$  равен

$$\langle S^x \rangle_{H=H_c} = \sqrt{1 - \cos^2 2\theta_c}.$$

Таким образом, фазовый переход КФМ<sub>x</sub>–КФМ<sub>zx</sub>-фаза происходит путем уменьшения модуля вектора намагниченности, т.е. не является переориентационным по векторному параметру порядка. Однако в точке ФП мягкой модой является  $t$ -поляризованная квазифононная мода, что характерно для переориентационных фазовых переходов [8]. Следовательно, переориентация в данном случае сводится к повороту главных осей тензора квадрупольных моментов. Такое же поведение наблюдалось в рассматриваемой системе при  $H = 0$  и  $K_0 > J_0$  [4].

Фазовая диаграмма в переменных

$$\left( \frac{B_2^2}{J_0 - K_0}, \frac{B_2^0}{J_0 - K_0}, \frac{H}{J_0 - K_0} \right),$$

соответствующая рассматриваемой ситуации, изображена на рис. 1. На рисунке приведены несколько ее сечений при  $J_0 > K_0$ . Так, область  $B_2^2 < 3B_2^0$ ,  $B_2^2 < J_0 - K_0 - a_0$  при  $H = 0$  отвечает ФМ<sub>z</sub>-фазе ( $\langle S \rangle \parallel OZ$ ). Включение поля  $H$  вдоль

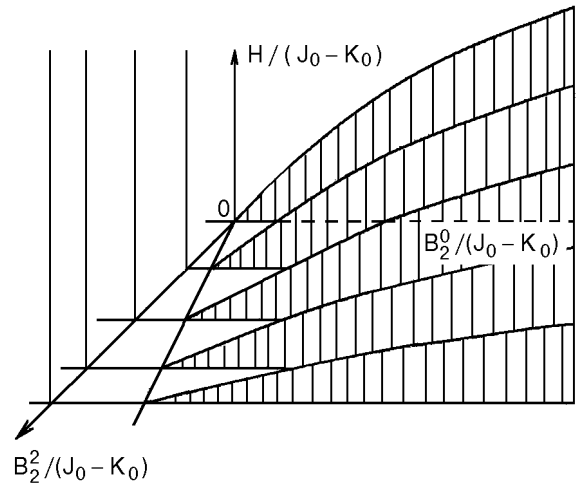


Рис. 1. Фазовая диаграмма двухосного ферромагнетика с биквадратичным взаимодействием при  $J_0 > K_0$ .

оси  $OX$  приводит к тому, что появляется магнитный момент в плоскости  $ZOX$ , т.е. возникает КФМ<sub>zx</sub>-фаза (заштрихованные области фазовой диаграммы). При достижении критического поля  $H_c$  система переходит в КФМ<sub>x</sub>-фазу путем роста модуля вектора намагниченности.

Если биквадратичный обмен превосходит гейзенберговское взаимодействие, то в отсутствие внешнего магнитного поля в системе могут реализовываться только две квадрупольные фазы: КУ<sub>1</sub> и КУ<sub>2</sub> [3,4]. Включение поля приводит к невозможности существования КУ<sub>1</sub>- и КУ<sub>2</sub>-фаз, поскольку  $\langle S^x \rangle \neq 0$  при  $H \neq 0$ . Анализ спектров элементарных возбуждений показывает, что компонента намагниченности  $\langle S^z \rangle$  не появляется ни при каких значениях магнитного поля. Таким образом, при  $K_0 > J_0$ ,  $H \neq 0$  система находится в КФМ<sub>x</sub>-фазе и не испытывает ФП.

1. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, Москва (1988).
2. В. М. Локтев, В. С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994).
3. В. В. Вальков, Г. Н. Мацулева, С. Г. Овчинников, *ФТТ* **31**, 60 (1989).
4. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, О. В. Кожемяко, О. А. Космачев, *ФНТ* **25**, 690 (1999).
5. R. Aleanard and P. Morin, *Phys. Rev.* **19B**, 3868 (1979).
6. P. Morin, J. Rouchy, and D. Schmitt, *Phys. Rev.* **17B**, 3684 (1978).
7. Yu. N. Mitsay, Yu. A. Fridman, O. V. Kozhemyako, and M. S. Kochmanski, *Acta Phys. Polonica* **A96**, 363 (1999).
8. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
9. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, *ТМФ* **81**, 263 (1989).
10. В. Г. Барьяхтар, Е. А. Туров, в сб.: *Электронная структура и электронные свойства металлов и сплавов*, Наукова думка, Киев (1988), с. 37.
11. И. М. Витебский, Н. М. Лавриненко, А. Н. Майорова, Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, *УФЖ* **39**, 597 (1994).

- 
12. В. Г. Барьяхтар, В. М. Локтев, С. М. Рябченко, *ЖЭТФ* **88**, 1752 (1985).
  13. Р. Э. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
  14. В. М. Локтев, В. С. Островский, *ФТТ* **20**, 3086 (1978).
  15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976), ч. I.
  16. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем*, Наука, Москва (1987).

Phase diagram and spectra of coupled  
magnetoelastic waves of a biaxial ferromagnet  
with biquadratic interaction in external  
magnetic field

Yu. A. Fridman, O. A. Kosmachev,  
and G. A. Bairamalieva

The external magnetic field dependence of the spectra of coupled magnetoelastic waves are investigated for a biaxial ferromagnet with biquadratic exchange. It is shown that the dynamic properties of the magnetoelastic waves and the phase states of the system are determined by the relation between the Heisenberg and biquadratic exchange constants. A three dimensional phase diagram of the system in question is constructed.