

Влияние упругой подсистемы на фазовые переходы в ферромагнетиках с обменной и одноионной анизотропиями

Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Д.А. Матюнин

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

E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 5 октября 2005 г., после переработки 26 декабря 2005 г.

Исследовано влияние плоского и объемного упругих взаимодействий на фазовые состояния ультратонкой ферромагнитной пленки с анизотропным обменным взаимодействием в зависимости от соотношения материальных констант. Показано, что учет упругих взаимодействий, а также конкуренция между обменной и одноионной анизотропиями и учет магнитодипольного взаимодействия обуславливают каскад фазовых переходов. Кроме того, учет «плоского» упругого взаимодействия приводит к реализации дополнительной фазы — «легкая ось в плоскости пленки». В случае объемной упругой подсистемы эта фаза отсутствует.

Досліджено вплив плоскої і об'ємної пружних взаємодій на фазові стани ультратонкої ферромагнітної плівки з анізотропною обмінною взаємодією залежно від співвідношення матеріальних констант. Показано, що урахування пружних взаємодій, а також конкуренція між обмінною і одноіонною анізотропіями та урахування магнітодипольної взаємодії обумовлюють каскад фазових переходів. Крім того, урахування плоскої пружної взаємодії призводить до реалізації додаткової фази — «легка вісь в площині плівки». У разі об'ємної пружної підсистеми ця фаза відсутня.

PACS: 75.10.Dg, 75.30.Gw, 75.30.Kz, 75.70.Ak

Ключевые слова: одноионная анизотропия, обменная анизотропия, магнитоупругое взаимодействие, квазимагноны, квазифононы.

1. Введение

Создание и исследование ультратонких магнитных пленок имеет большое прикладное значение ввиду их широкого применения в устройствах хранения и записи информации, сенсорах, электронике, лазерной физике, вычислительной технике и др. [1,2]. Толщина промышленно получаемых магнитных пленок постоянно сокращается, а монослойные пленки (толщиной один атомный слой) уже являются привычным объектом экспериментальных исследований [3–8]. Помимо практического значения, такие монослойные системы представляют также большой теоретический интерес при изучении магнитных свойств двумерных систем.

В ультратонких магнитных пленках наблюдаются переориентационные фазовые переходы по тем-

пературе, толщине пленки, концентрации примесей и др. [1,5–13]. Суть этих переходов состоит в том, что вектор намагниченности с ростом температуры или толщины пленки меняет ориентацию с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную или наоборот. Переориентация вектора намагниченности сопровождается уменьшением намагниченности в некотором температурном интервале. Причем при уменьшении температуры или толщины пленки происходит обратный переход. Хорошо известен переход Морина в α -Fe₂O₃, когда при понижении температуры наблюдается фазовый переход от легкоосной ориентации спинов Fe³⁺ к их легкоплоскостной ориентации [14,15]. Теоретическому объяснению данного явления посвящено множество работ [16–21], в которых, однако, совершенно не рассмат-

ривается влияние магнитоупругого взаимодействия. Тем не менее хорошо известно [22], что учет этого слабого, по сравнению с энергиями обмена или одноионной анизотропии, взаимодействия существенно влияет на динамику системы, приводя к гибридизации упругих и магнитных возбуждений. При этом влияние упругой подсистемы на магнитную приводит к возникновению магнитоупругой щели в спектре квазимагнонов, что, как было показано в [23], является фактором, стабилизирующим дальний магнитный порядок в изотропных двумерных системах. Влияние магнитной подсистемы на упругую проявляется в сильной деформации квазифононной ветви, т.е. для малых значений волнового вектора \mathbf{k} закон дисперсии квазифононов изменяется с линейного на квадратичный. Экспериментально это проявляется в уменьшении скорости звука в окрестности фазового перехода, а фазовый переход протекает по квазиакустической ветви элементарных возбуждений.

Как уже отмечалось, ориентационные фазовые переходы могут происходить под действием различных факторов, например, поля, давления, температуры. Можно также рассматривать фазовые переходы по материальным константам, поскольку последние зависят от температуры и при ее изменении могут изменяться соотношения между константами. Именно такого рода фазовые переходы будут обсуждаться в настоящей работе. Однако рассматриваемая модель несколько иная.

Оценим влияние упругого и магнитоупругого взаимодействий на фазовые переходы в двумерной ферромагнитной пленке толщиной в несколько атомных слоев и спином магнитного иона $S = 1$. Система обладает одноионной анизотропией типа «легкая ось», которая нормальна плоскости пленки, и обменной анизотропией типа «легкая плоскость» в плоскости пленки. Кроме того, нами учтено магнитодипольное взаимодействие.

Необходимо отметить, что фазовые переходы в системах с конкурирующими одноионной и обменной анизотропиями рассматривались и раньше

[24,25], но только в изинговском приближении (без учета изотропного обмена). В недавней работе [26] также исследовалось влияние конкурирующих анизотропий (однойонной и межонной) на температурные фазовые переходы в трехмерном ферромагнетике. Мы же рассмотрим влияние магнитоупругого взаимодействия на фазовые переходы в таких анизотропных системах.

2. Легкоосная фаза

Как уже отмечалось ранее, нас будет интересовать не только конкуренция одноионной и межонной анизотропий, но и влияние магнитоупругого взаимодействия, которое хотя и очень слабое, но может оказывать существенное влияние как на динамику системы в окрестности точки фазовых переходов, так и на стабилизацию дальнего магнитного порядка в низкоразмерных магнетиках [23]. Хотя в данном случае дальний порядок обеспечивается автоматически наличием легкоосной одноионной анизотропии и магнитодипольного взаимодействия, тем не менее учет магнитоупругого взаимодействия представляет определенный интерес, обусловленный следующими обстоятельствами: мы исследуем фазовые переходы в ультратонкой пленке толщиной несколько атомных слоев, очевидно, что магнитоупругое взаимодействие должно играть существенную роль в такой системе. В качестве модели исследуемой системы можно выбрать либо пленку с плоскими магнитоупругим и упругим взаимодействиями, либо с объемным. Рассмотрим оба случая. В случае «плоской» упругой системы будем учитывать только те компоненты тензора деформаций, которые лежат в плоскости пленки, в случае объемной упругости будут учитываться все компоненты тензора деформаций.

Предположим, что одноионная анизотропия достаточно велика, так что средняя намагниченность (на один узел) ориентирована вдоль легкой оси OZ . Гамильтониан такой системы имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} [\Delta(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y) + S_n^z S_{n'}^z] - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \\ & + v \sum_n \{ u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) + \\ & + \xi [u_{zz} (S_n^z)^2 + u_{xz} (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) + u_{yz} (S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y)] \} + \\ & + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \int \{ u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx} u_{yy} + 2(1-\sigma) u_{xy}^2 + \xi [u_{zz}^2 + 2\sigma(u_{xx} u_{zz} + u_{yy} u_{zz}) + 2(1-\sigma)(u_{xz}^2 + u_{yz}^2)] \} dr, \end{aligned} \quad (1)$$

где $J > 0$ – константа гейзенберговского обмена; Δ – параметр обменной анизотропии; β – константа одноионной анизотропии типа «легкая ось»; S_n^i – i -я компонента спинового оператора в узле n ; V^{ij} – компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия; u_{ij} – компоненты тензора деформаций; ν – константа магнитоупругого взаимодействия; E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона. Параметр ξ определяет размерность упругого и магнитоупругого взаимодействий: $\xi = 0$ соответствует плоской упругой подсистеме, $\xi = 1$ – объемной.

Гамильтониан (1) описывает обменную анизотропию в плоскости пленки (плоскость XOY) и одноионную анизотропию, действующую перпендикулярно плоскости пленки. Двумерность системы учтена нами в фурье-компонентах тензора магнитодипольного взаимодействия [27]:

$$\begin{aligned} V^{xx}(k) &= \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k, & V^{yy}(k) &= \frac{A_0}{3}, \\ V^{zz}(k) &= -\frac{2A_0}{3} + \Omega_0 k, & V^{ij} &= 0 \quad (i \neq j), \end{aligned} \quad (2)$$

где $A_0 = \frac{3}{2}(g\mu_B)^2 \sum_{R \neq 0} R^{-3}$; $\Omega_0 = \frac{2\pi(g\mu_B)^2}{a^2}$, a^2 – объем плоской элементарной ячейки; g – фактор Ланде; μ_B – магнетон Бора, а волновой вектор \mathbf{k} параллелен оси OX .

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} [\Delta(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y) + S_n^z S_{n'}^z] - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \\ &+ \nu \sum_n [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x)] + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \int [u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx} u_{yy} + 2(1-\sigma)u_{xy}^2] dr. \end{aligned}$$

Операторы Хаббарда [29] строятся на базисе собственных функций одноузельного гамильтониана системы

$$\mathcal{H}_0(n) = -\bar{H} S_n^z - \frac{\beta}{2} (S_n^z)^2 + \nu [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x)], \quad \bar{H} = (J_0 + V_0^{zz}) \langle S^z \rangle \quad (3)$$

и описывают переход магнитного иона из состояния M в состояние M' :

$$X^{M'M} = |\Psi(M')\rangle \langle \Psi(M)|.$$

Таким образом, необходимо определить собственные функции одноузельного гамильтониана (3). Решение одноузельной задачи позволяет определить как собственные значения, так и собственные функции гамильтониана (3):

$$E_{1,-1} = -\frac{\beta}{2} + \frac{\nu}{2} (u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) \mp \chi, \quad E_0 = \nu (u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}),$$

Нас интересует соотношение материальных констант, при котором в системе произойдет фазовый переход типа «порядок – порядок», т.е. то значение параметров системы, при котором намагниченность системы изменит свое направление и не будет перпендикулярна плоскости пленки. Это значение материальных констант можно получить из условия размягчения спектров элементарных возбуждений.

Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к гибридизации упругих и магнитных возбуждений и возникновению магнитоупругой волны [22]. Спектр этих гибридизованных возбуждений можно получить, используя свойства функции Грина [28]. Поскольку исследуемая нами система достаточно сложна как по рассматриваемым взаимодействиям, так и по соотношениям между параметрами системы, необходимо использовать адекватный математический аппарат, позволяющий как можно точнее учесть все особенности системы. На наш взгляд, таким математическим аппаратом является диаграммная техника для операторов Хаббарда [29].

2.1. Плоская упругая подсистема ($\xi = 0$)

Предполагается, что в системе отсутствуют колебания узлов кристаллической решетки в направлении, перпендикулярном плоскости пленки ($u_{zi} = 0$, $i = x, y, z$, т.е. $\xi = 0$). Гамильтониан (1) в этом случае имеет вид

$$\chi = \sqrt{\bar{H}^2 + \frac{\nu^2}{4} [(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)})^2 + 4u_{xy}^2]}, \quad (4)$$

$$\Psi(1) = \cos \varphi |1\rangle + \sin \varphi |-1\rangle, \quad \Psi(0) = |0\rangle,$$

$$\Psi(-1) = -\sin \varphi |1\rangle + \cos \varphi |-1\rangle, \quad (5)$$

$$\cos^2 \varphi = \frac{\frac{\nu^2}{4} (u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)} - 2iu_{xy}^{(0)})^2}{\frac{\nu^2}{4} (u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)} - 2iu_{xy}^{(0)})^2 + (\chi - \bar{H})^2}.$$

В выражениях (4) и (5) учтен тот факт, что спин магнитного иона $S = 1$, а следовательно, $M = -1, 0, 1$;

$u_{ij}^{(0)}$ — спонтанные деформации, явный вид которых определяется из условия минимума плотности свободной энергии.

Компоненты тензора деформаций представим в виде суммы двух слагаемых: $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$. Первое слагаемое в этом выражении определяет спонтанные деформации магнитоупорядоченного кристалла, обусловленные наличием магнитоупругого взаимодействия. Именно с этим слагаемым мы провели вычисления энергетических уровней магнитного иона, определяемых формулой (4).

Спонтанные деформации $u_{ij}^{(0)}$ определяются из условия минимума плотности свободной энергии и в случае низких температур имеют вид

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{\nu}{2E}(1 - \sigma), \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (6)$$

Используя выражения (4)–(6) можно получить связь спиновых операторов с операторами Хаббарда:

$$\begin{aligned} S^z &= \cos 2\varphi(H^1 - H^{-1}) - \sin 2\varphi(X^{1-1} + X^{-11}), \\ S^+ &= \sqrt{2} [\cos \varphi(X^{10} + X^{0-1}) + \sin \varphi(X^{01} - X^{-10})], \\ S^- &= (S^+)^+, \end{aligned} \quad (7)$$

где $H^M = X^{MM}$ — диагональные операторы Хаббарда.

В терминах операторов Хаббарда одноузельный гамильтониан (3) диагонален

$$\mathcal{H}_0 = \sum_M E_M H^M.$$

Второе слагаемое в выделенной нами части тензора деформации $u_{ij}^{(1)}$ является динамическим и обусловлено колебаниями кристаллической решетки. После квантования колебаний решетки по стандартной схеме [30], в одноузельной части гамильтониана (3) выделяем слагаемое, которое содержит как фононные операторы, так и хаббардовские. Эту часть гамильтониана назовем гамильтонианом трансформаций, поскольку он описывает процессы превращения фононов в магноны и обратно.

Гамильтониан трансформаций можно представить в виде

$$\mathcal{H}_{tr} = \sum_n \left\{ \sum_M \mathcal{P}_M H_n^M + \sum_\alpha \mathcal{P}_\alpha X_n^\alpha \right\}$$

где $\mathcal{P}_{M(\alpha)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q,\lambda} (b_{q,\lambda} + b_{-q,\lambda}^+) T_n^{M(\alpha)}(q,\lambda)$; α —

корневые векторы, определяемые алгеброй операторов Хаббарда [29]; $T^{M(\alpha)}(q,\lambda)$ — амплитуды трансформаций; $b_{q,\lambda}$ ($b_{q,\lambda}^+$) — операторы уничтожения (рождения) фононов, которые связаны с динамической частью тензора деформаций $u_{ij}^{(1)}$ соотношением [30]

$$\begin{aligned} u_{ij}^{(1)} &= \frac{i}{2} \sum_{q,\lambda} \frac{\exp(i\mathbf{q}\mathbf{n})}{\sqrt{2mN\omega_\lambda(q)}} (b_{q,\lambda} + b_{-q,\lambda}^+) \times \\ &\quad \times [e_\lambda^i(q)q_j + e_\lambda^j(q)q_i]. \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{e}_\lambda(q)$ — единичный вектор поляризации фононов, $\lambda = l, t$ (индекс l соответствует продольной поляризации, t — поперечной, в случае объемного магнитоупругого взаимодействия имеется еще одна компонента поперечной поляризации τ); m — масса магнитного иона; N — число узлов в кристаллической решетке; $\omega_\lambda(q) = c_\lambda q$ — закон дисперсии фононов, c_λ — скорость λ -поляризованного звука.

Как уже отмечалось, нас интересуют спектры элементарных возбуждений, которые, как известно, определяются полюсами функции Грина:

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

где \hat{T} — оператор Вика; $\tilde{X}_n^\alpha(\tau) = \exp(-\mathcal{H}\tau) X_n^\alpha \times \exp(\mathcal{H}\tau)$ — оператор Хаббарда в представлении Гейзенберга, усреднение ведется с полным гамильтонианом $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{int}^\perp + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{tr}$.

Поскольку вычисления проводятся в приближении среднего поля, нам в дальнейшем понадобится лишь поперечная часть обменного гамильтониана, которую в терминах операторов Хаббарда можно представить следующим образом:

$$\mathcal{H}_{int}^\perp = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{n, n' \\ \alpha, \beta}} B_n(\alpha) \hat{A}_{nn'} B_{n'}^T(\beta) X_n^\alpha X_{n'}^\beta. \quad (8)$$

В (8) введены следующие обозначения:

$$\hat{A}_{nn'} = \begin{pmatrix} J_{nn'} + V_{nn'}^{zz} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{V_{nn'}^{xx} - V_{nn'}^{yy}}{4} & \frac{1}{2} \left(J_{nn'} \Delta + \frac{V_{nn'}^{xx} + V_{nn'}^{yy}}{2} \right) \\ 0 & \frac{1}{2} \left(J_{nn'} \Delta + \frac{V_{nn'}^{xx} + V_{nn'}^{yy}}{2} \right) & \frac{V_{nn'}^{xx} - V_{nn'}^{yy}}{4} \end{pmatrix};$$

$\mathbf{B}(\alpha) = (\gamma_{\parallel}(\alpha) \gamma_{\perp}(\alpha) \gamma_{\perp}^*(\alpha))$; $\gamma_{\parallel(\perp)}(\alpha)$ определяются из связи спиновых операторов с операторами Хаббарда (7). В рассматриваемом случае, как следует из (5) и (6), $\cos \varphi = 1$, $\sin \varphi = 0$, и, следовательно, отличными от нуля коэффициентами $\gamma_{\parallel(\perp)}(\alpha)$ являются только

$$\gamma_{\perp}(1,0) = \gamma_{\perp}(0,-1) = \sqrt{2}.$$

Полюса функции Грина определяют дисперсионное уравнение связанных магнитоупругих волн [28,31]

$$\det \|\delta_{ij} + x_{ij}\| = 0, \quad (9)$$

где

$$x_{ij} = b(\alpha) G_0^\alpha(\omega) B_i^+(\alpha) A_{pj} B_p(-\alpha) + \Phi^0(k, \lambda, \lambda') T^{-\alpha}(k, \lambda) b(\alpha) G_0^\alpha(\omega) T^\beta \times \\ \times (-k, \lambda') b(\beta) G_0^\beta(\omega) B_i^+(\alpha) A_{pj} B_p(-\beta);$$

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

$G_0^\alpha(\omega) = \frac{1}{\omega + (\alpha \mathbf{E})}$ — нулевая функция Грина;

$$\Phi^0(k, \lambda, \lambda') = \frac{D_\lambda(k, \omega)}{1 - Q_{\lambda\lambda'} D_\lambda(k, \omega)}; \quad D_\lambda(k, \omega) = \frac{2\omega_\lambda(k)}{\omega^2 - \omega_\lambda^2(k)}$$

— функция Грина свободного λ -поляризованного фонона; $Q_{\lambda\lambda'} = T^\alpha(-k, \lambda) G_0^\alpha(\omega) T^{-\alpha}(k, \lambda')$.

Так как коэффициенты $\gamma_{\parallel(\perp)}(1,-1) = \gamma_{\parallel(\perp)}(-1,1) = 0$, а отличными от нуля амплитудами трансформаций являются $T^{1-1}(k, \lambda)$ и $T^{-11}(k, \lambda)$, то в легкоосной фазе не происходит гибридизации упругих и магнитных возбуждений. При этом спектры продольно и поперечно поляризованных фононов остаются без изменений, $\omega_\lambda(k) = c_\lambda k$, $\lambda = l, t$.

Решая уравнение (9), найдем спектр магнонов:

$$\varepsilon^2(k) = \left[\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - c_0 + \Delta \alpha k^2 \right] \times \\ \times \left[\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - c_0 + \Omega_0 k + \Delta \alpha k^2 \right], \quad (10)$$

где $c_0 = \frac{v^2}{2E}(1 - \sigma)$; $\alpha = J_0 R_0^2$, R_0 — радиус обменного взаимодействия.

Хотя в рассматриваемом состоянии (легкоосная фаза, плоская упругая подсистема) не происходит гибридизации упругих и магнитных возбуждений, что связано с отсутствием деформаций, в направлении магнитного момента (вдоль оси OZ), тем не менее упругая подсистема существенно влияет на динамику магнонов. Это влияние проявляется в статической перенормировке щели в спектре (10) спонтанными деформациями:

$$\varepsilon(0) = \frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - c_0. \quad (11)$$

Из обращения в нуль щели в спектре квазимагнонов (11) можно определить точку перехода из легкоосной фазы

$$\beta_1^* = 2J_0(\Delta - 1) + 2A_0 + 2c_0. \quad (12)$$

Как видно из выражения (12), для реализации легкоосной фазы одноионная анизотропия системы должна быть достаточно большой, а параметр обменной анизотропии $\Delta > 1 - (A_0 + c_0)/J_0$, т.е. больше величины порядка единицы.

2.2. Объемная упругая подсистема ($\xi = 1$)

В этом случае гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} [\Delta(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y) + S_n^z S_{n'}^z] - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \\ + v \sum_n \{ u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) + \\ + u_{xz} (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) + u_{yz} (S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y) \} + \frac{E}{2(1 - \sigma^2)} \int \{ u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2 + \\ + 2\sigma(u_{xx} u_{yy} + u_{xx} u_{zz} + u_{yy} u_{zz}) + 2(1 - \sigma)(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2) \} dr.$$

Компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия имеют вид (2).

Энергетические уровни магнитного иона в этом случае равны:

$$E_{1,-1} = -\frac{\beta}{2} + \frac{v}{2} (u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) \mp \chi, \\ E_0 = v(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}),$$

$$\chi = \sqrt{H^2 + \frac{v^2}{4} [(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)})^2 + 4u_{xy}^2]}, \quad (13)$$

а спонтанные деформации имеют вид

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{v(1 - 3\sigma)}{2E}, \quad u_{zz}^{(0)} = -\frac{v(1 - \sigma)}{E}, \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (14)$$

Собственные функции одноузельного гамильтониана представлены выражением (5), с учетом того, что $\cos 2\varphi = 1$, $\sin 2\varphi = 0$.

Дисперсионное уравнение имеет вид (9). Рассмотрим его решения, предполагая, что волновой вектор лежит в плоскости пленки вдоль оси OX . В такой геометрии отличными от нуля являются следующие компоненты единичного вектора поляризации e_l^x, e_l^y, e_l^z , а следовательно, отличными от нуля будут следующие амплитуды трансформаций:

$$T_n^{01}(k, t) = T_n^{10}(k, t) = i \frac{v}{2\sqrt{2}} T_n^0(k, t) e_l^z k_x (\cos \varphi - \sin \varphi),$$

$$T_n^0(k, t) = \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{n})}{\sqrt{2m\omega_t(k)}}.$$

При этом, τ - и l -поляризованные квазифононы с магнитной подсистемой не взаимодействуют, а спектры квазимагнонов и t -поляризованных квазифононов имеют, соответственно, вид

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ E_{10} + \Delta J_k + V_k^{yy} \right\} \left\{ E_{10} + \Delta J_k + V_k^{xx} \right\},$$

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{E_{10} + \Delta J_k + V_k^{xx} + 4a_0}{E_{10} + \Delta J_k + V_k^{xx}}, \quad (15)$$

где $a_0 = v^2(1 + \sigma)/8E$.

С учетом формул (2), (13) и (14) спектры (15) в длинноволновом пределе имеют вид

$$\varepsilon^2(k) = \left[\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - 4a_0 + \Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k \right] \times$$

$$\times \left[\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - 4a_0 + \Delta\alpha k^2 \right], \quad (16)$$

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 + \Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k}{\frac{\beta}{2} - J_0(\Delta - 1) - A_0 - 4a_0 + \Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k}. \quad (17)$$

Как следует из (17), в длинноволновом пределе ($\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k \ll 4a_0$) и при

$$\tilde{\beta}_1^* = 2J_0(\Delta - 1) + 2A_0 \quad (18)$$

спектр t -поляризованных квазифононов размягчается

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k_0}{4a_0},$$

а в спектре квазимагнонов (16) появляется магнитоупругая щель $\varepsilon(0) = v^2(1 + \sigma)/2E$.

Таким образом, соотношение (18) определяет точку фазового перехода из легкоосной фазы для случая объемного магнитоупругого и упругого взаимодействий.

В предыдущем пункте было показано, что фазовый переход из легкоосной фазы происходит по магнотной ветви возбуждений. В данном случае из-за трехмерности упругого взаимодействия происходит гибридизация упругих и магнитных возбуждений в легкоосной фазе, и мягкой модой являются уже t -поляризованные квазифононы. Таким образом, размерность упругой подсистемы существенно влияет на фазовый переход из легкоосной фазы.

3. Легкоплоскостная фаза

Рассмотрим теперь ситуацию, когда магнитный момент лежит в плоскости пленки, т.е. в плоскости XOZ . В такой геометрии гамильтониан системы можно записать в виде

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n, n'} J_{nn'} [S_n^y S_{n'}^y + \Delta(S_n^x S_{n'}^x + S_n^z S_{n'}^z)] - \frac{1}{2} \sum_{n, n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^y)^2 +$$

$$+ v \sum_n \left\{ u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + u_{xz} (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) + \right.$$

$$\left. + \xi [u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^z S_n^y) + u_{yz} (S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y)] \right\} +$$

$$+ \frac{E}{2(1 - \sigma^2)} \int \left\{ u_{xx}^2 + u_{zz}^2 + 2\sigma u_{xx} u_{zz} + 2(1 - \sigma) u_{xz}^2 + \xi [u_{yy}^2 + 2\sigma(u_{xx} u_{yy} + u_{yy} u_{zz}) + 2(1 - \sigma)(u_{xy}^2 + u_{yz}^2)] \right\} dr, \quad (19)$$

Параметр ξ , как и ранее, определяет размерность упругого и магнитоупругого взаимодействий.

В дальнейшем, для простоты вычислений, будем считать, что магнитный момент параллелен оси OZ ,

а волновой вектор параллелен оси OX , тогда компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия имеют вид

$$V^{xx}(k) = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k, \quad V^{yy}(k) = -\frac{2A_0}{3} + \Omega_0 k,$$

$$V^{zz}(k) = \frac{A_0}{3}, \quad V^{ij} = 0 \quad (i \neq j). \quad (20)$$

3.1. Плоская упругая подсистема ($\xi = 0$)

В этом случае гамильтониан (19) принимает вид

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} [\Delta(S_n^x S_{n'}^x + S_n^z S_{n'}^z) + S_n^y S_{n'}^y] -$$

$$-\frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^y)^2 +$$

$$+ v \sum_n [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + u_{xz} (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x)] +$$

$$\frac{E}{2(1-\sigma^2)} \int [u_{xx}^2 + u_{zz}^2 + 2\sigma u_{xx} u_{zz} + 2(1-\sigma) u_{xz}^2] dr. \quad (21)$$

Выделяя в обменной части гамильтониана (21) среднее поле, получим одноузельный гамильтониан

$$\mathcal{H}_0(n) = -\bar{H} S_n^z - \frac{\beta}{2} (S_n^y)^2 +$$

$$+ v [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + u_{xz} (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x)], \quad (22)$$

где $\bar{H} = (\Delta J_0 + V_0^{zz}) \langle S_n^z \rangle$.

Решая с одноузельным гамильтонианом (22) уравнение Шредингера, найдем энергетические уровни магнитного иона

$$E_1 = -\frac{\beta}{4} + \frac{v}{2} (u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) - \chi, \quad E_0 = -\frac{\beta}{2} + v u_{xx}^{(0)},$$

$$E_{-1} = -\frac{\beta}{4} + \frac{v}{2} (u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) + \chi, \quad (23)$$

где $\chi^2 = \bar{H}^2 + (\beta/4 + v u_{xx}^{(0)})^2$. Собственные функции одноузельного гамильтониана совпадают с выражением (5), а связь спиновых операторов с операторами Хаббарда совпадает с (7) (с учетом того, что в данном случае $\cos^2 \varphi = (\chi + \bar{H}) / 2\chi$).

Спонтанные деформации, найденные из условия минимума плотности свободной энергии, имеют следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{v(1-2\sigma)}{2E}, \quad u_{zz}^{(0)} = -\frac{v(2-\sigma)}{2E}, \quad u_{xz}^{(0)} = 0. \quad (24)$$

Дисперсионное уравнение связанных магнитоупругих волн определяется выражением (9), с учетом того, что матрицу $\hat{A}_{nn'}$ в рассматриваемом случае можно выразить следующим образом:

$$\hat{A}_{nn'} = \begin{pmatrix} \Delta J_{nn'} + V_{nn'}^{zz} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4} [J_{nn'}(\Delta - 1) + V_{nn'}^{xx} - V_{nn'}^{yy}] & \frac{1}{4} [J_{nn'}(\Delta + 1) + V_{nn'}^{xx} + V_{nn'}^{yy}] \\ 0 & \frac{1}{4} [J_{nn'}(\Delta + 1) + V_{nn'}^{xx} + V_{nn'}^{yy}] & \frac{1}{4} [J_{nn'}(\Delta - 1) + V_{nn'}^{xx} - V_{nn'}^{yy}] \end{pmatrix},$$

а отличные от нуля коэффициенты $\gamma_{\parallel(\perp)}(\alpha)$ равны:

$$\gamma_{\perp}(0,1) = -\gamma_{\perp}(-1,0) = \sqrt{2} \sin \varphi,$$

$$\gamma_{\perp}(1,0) = \gamma_{\perp}(0,-1) = \sqrt{2} \cos \varphi,$$

$$\gamma_{\parallel}(1,-1) = \gamma_{\parallel}(-1,1) = -\sin 2\varphi.$$

Исследуем дисперсионное уравнение (9) в окрестности фазового перехода из легкоплоскостной фазы. При этом будем рассматривать случай $\mathbf{k} \parallel OX$. В этой геометрии отличными от нуля компонентами вектора поляризации фононов являются e_l^x , e_l^z , а отличные от нуля амплитуды трансформаций, которые понадобятся нам для дальнейших вычислений, имеют вид

$$T_n^{01}(k,t) = T_n^{10}(k,t) = \frac{iv}{4} \frac{\exp(ikn)}{\sqrt{m\omega_t(k)}} k e_t^z (\cos \varphi - \sin \varphi).$$

В рассматриваемом случае упругая и магнитная подсистемы активно взаимодействуют. Это следует из того, что амплитуды трансформаций и соответствующие им коэффициенты $\gamma_{\perp}(\alpha)$ отличны от нуля.

Рассмотрим решения дисперсионного уравнения (9), с учетом сделанных выше пояснений, предполагая, что константа одноионной анизотропии очень мала ($\beta \ll \Delta J_0$). Фактически условие малости константы одноионной анизотропии означает, что $\sin 2\varphi = -\sqrt{\chi^2 - \bar{H}^2} / \chi \approx 0$. В этом случае спектр квазифононов имеет вид

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{E_{10} + \Delta J_k + V_k^{xx} + 4a_0}{E_{10} + \Delta J_k + V_k^{xx}}, \quad \omega_2(k) = \omega_l(k). \quad (25)$$

В длинноволновом пределе спектр t -поляризованных квазифононов (25) можно представить следующим образом:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k + b_0 - 4a_0 - \frac{\beta}{4}}{\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k + b_0 - \frac{\beta}{4}}, \quad (26)$$

где $b_0 = 3v^2/4E$. Спектр t -поляризованных квазифононов (26) в длинноволновом пределе ($\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k \ll 4a_0$) и при

$$\beta_2^* = \frac{v^2}{E} (1 - 2\sigma) \quad (27)$$

размягчается

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k}{4a_0},$$

что соответствует точке фазового перехода.

Спектр продольно поляризованных квазифононов $\omega_2(k)$ остается линейным по волновому вектору, а спектр квазимагнонов, в этой области параметров, имеет вид

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ \alpha k^2 - \Omega_0 k + J_0(\Delta - 1) + A_0 + b_0 - \frac{\beta}{4} \right\} \times \left\{ \Delta\alpha k^2 + \Omega_0 k + b_0 - \frac{\beta}{4} \right\}. \quad (28)$$

Как видно на рис. 1, а, при малых значениях константы одноионной анизотропии, в спектре квазимагнонов (28) сохраняется магнитоупругая щель, усиленная обменной анизотропией:

$$\varepsilon^2(0) \approx 4a_0 [J_0(\Delta - 1) + A_0].$$

$$\varepsilon^2(k) = [E_{10} + (J_k + V_k^{yy})(1 - \sin 2\varphi)] [E_{10} + (\Delta J_k + V_k^{xx})(1 + \sin 2\varphi)], \quad (30)$$

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{E_{10} [E_{10} + (\Delta J_k + V_k^{xx})(1 + \sin 2\varphi)] + 4a_0 [E_{10} + (\Delta J_k + V_k^{xx})(1 + \sin 2\varphi) \sin 2\varphi]}{E_{10} [E_{10} + (\Delta J_k + V_k^{xx})(1 + \sin 2\varphi)]}. \quad (31)$$

Из анализа спектра квазимагнонов (30) следует, что увеличение константы одноионной анизотропии приводит к возникновению пространственно-неоднородной (доменной) фазы (см., например, [32]). С учетом выражения (29) спектр квазимагнонов (30) принимает вид

$$\varepsilon^2(k) = \left[\alpha k^2 - \Omega_0 k + J(\Delta - 1) + A_0 + \frac{v^2(5 - 4\sigma)}{4E} - \frac{\beta}{2} \right] \times \left[\alpha k^2 + \Omega_0 k + \frac{v^2(5 + 4\sigma)}{4E} \right], \quad (32)$$

а спектр квазифононов (31) становится линейным по волновому вектору.

Рассматриваемый фазовый переход является переходом типа «порядок–порядок» и состоит в том, что при малых значениях константы одноионной анизотропии ($\beta < \beta_2^*$) в системе реализуется состояние «легкая ось в плоскости». Обменная анизотропия выделяет легкую плоскость (плоскость XOZ), а магнитоупругое взаимодействие играет роль одноосной анизотропии в легкой плоскости, причем, как видно из (24), легкой осью является ось OZ .

Увеличение одноионной анизотропии ($\beta > \beta_2^*$) приводит к тому, что система переходит в изотропное легкоплоскостное состояние, которое обеспечивается влиянием обменной анизотропии. Магнитодипольное взаимодействие не влияет на поле перехода, а сводится лишь к перенормировке щели в спектре квазимагнонов. Этот результат вполне понятен, поскольку размагничивающее поле бесконечной пленки, намагниченной в плоскости, равно нулю.

Дальнейшее увеличение константы одноионной анизотропии приводит к необходимости учета $\sin 2\varphi$, который приближенно можно представить в виде

$$\sin 2\varphi \approx - \frac{\frac{\beta}{4} - \frac{v^2}{2E} (1 - 2\sigma)}{\Delta J_0 + \frac{A_0}{3}}. \quad (29)$$

В этом случае спектры квазимагнонов и t -поляризованных квазифононов следующие:

Как видно из выражения (32), спектр квазимагнонов имеет минимум не при $k=0$, а при $k^* = \Omega_0/2\alpha$, т.е. с увеличением константы β , спектр квазимагнонов (32) деформируется, что схематично

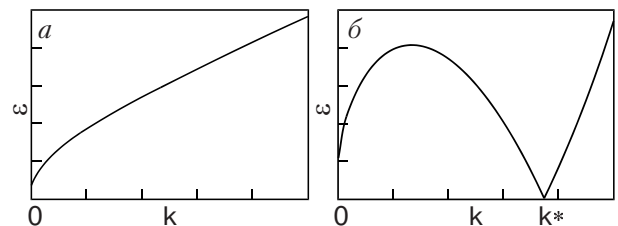


Рис. 1. Спектр квазимагнонов при $\beta \sim \beta_2^*$ (а). Спектр квазимагнонов при $\beta = \beta_3^*$ (б).

показано на рис. 1,б. При $k = k^*$ щель в спектре квазимагнонов следующая:

$$\varepsilon^2(k^*) = \left[J_0(\Delta - 1) + A_0 + \frac{v^2(5 - 4\sigma)}{4E} - \frac{\beta}{2} - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} \right] \times \left[\frac{v^2(1 + 4\sigma)}{4E} + \Delta \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} + \frac{\Omega_0^2}{2\alpha} \right],$$

откуда следует, что при

$$\beta_3^* = 2J_0(\Delta - 1) + 2A_0 + \frac{v^2(5 - 4\sigma)}{2E} - \frac{\Omega_0^2}{2\alpha}$$

система переходит в доменную фазу. Этот результат также легко понять: при достаточно большой одноионной анизотропии ($\beta > \beta_3^*$) возникает ненулевая компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости пленки, и, как следствие, ненулевое размагничивающее поле, наличие которого делает энергетически выгодным пространственно-неоднородное состояние. Период доменной структуры пропорционален $1/k^* = 2\alpha/\Omega_0$. Увеличение константы одноионной анизотропии приводит к тому, что система переходит в легкоосную фазу при $\beta = \beta_1^*$, величина которой определяется формулой (12).

3.2. Объемная упругая подсистема ($\xi = 1$)

Как и в случае «плоской» упругой подсистемы, геометрия задачи остается прежней. Фурье-компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия определяются выражениями (20). Гамильтониан системы имеет вид (19) с учетом того, что параметр $\xi = 1$.

Энергетические уровни магнитного иона определяются выражениями

$$E_{1,-1} = -\frac{\beta}{4} + \frac{v}{2}(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) \mp \chi,$$

$$E_0 = -\frac{\beta}{2} + v(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}),$$

$$\chi^2 = \bar{H}^2 + \left[\frac{\beta}{4} + v(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} - 2iu_{xy}^{(0)}) \right]^2.$$

Спонтанные деформации имеют следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{v(1 - 3\sigma)}{2E}, \quad u_{zz}^{(0)} = -\frac{v(1 - \sigma)}{E}, \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (33)$$

Собственные функции одноузельного гамильтониана определяются формулами (5), при этом, $\sin 2\varphi \approx -\frac{\beta}{4(J_0 + V_0^{zz})}$.

Уравнение (9) и в этом случае определяет спектры элементарных возбуждений. При этом l -, τ - и t -

поляризованные фононы с магнитной подсистемой не взаимодействуют.

Спектр квазимагнонов в данном случае имеет вид

$$\varepsilon^2(k) = \left[J_0(\Delta - 1) + A_0 + 4a_0 - \frac{\beta}{2} + \alpha k^2 - \Omega_0 k \right] \times [4a_0 + \Delta \alpha k^2 + \Omega_0 k]. \quad (34)$$

Как видно из выражения (34), спектр квазимагнонов имеет минимум не при $k = 0$, а при $k^* = \Omega_0/2\alpha$, т.е. с увеличением константы β , спектр квазимагнонов (34) деформируется, что схематично показано на рис. 1,б. При $k = k^*$ спектр квазимагнонов

$$\varepsilon^2(k^*) = \left[J_0(\Delta - 1) + A_0 + 4a_0 - \frac{\beta}{2} - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} \right] \times \left[4a_0 + \frac{\Omega_0^2(2 + \Delta)}{4\alpha} \right],$$

откуда следует, что при $\tilde{\beta}_2^* = 2J_0(\Delta - 1) + 2A_0 + 8a_0 - \Omega_0^2/2\alpha$ система переходит в доменную фазу.

Следует отметить, что, в отличие от случая плоского упругого взаимодействия, в рассматриваемой ситуации не реализуется легкоосная фаза в плоскости пленки. Более того взаимодействие упругой и магнитной подсистем сводится лишь к статической перенормировке магнетонной щели, а фононные спектры остаются линейными по волновому вектору. Это связано с тем, что учет всех компонент тензора упругих деформаций приводит к возникновению «эффективной» анизотропии, действующей в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки. В этой же плоскости лежит и легкая ось, выделенная одноионной анизотропией, и это не приводит к конкуренции магнитоупругого взаимодействия и одноионной анизотропии, как это наблюдалось в случае плоской магнитоупругой связи.

Кроме того, как в случае плоского, так и в случае объемного упругого взаимодействия, фазовый переход из легкоплоскостной фазы в доменную происходит по магнетонной ветви возбуждений. Это связано с тем, что формирование неоднородной по распределению намагниченности фазы связано, конечно же, с магнитной подсистемой (поведение которой определяется магнетонными спектрами) и определяется влиянием магнитодипольного взаимодействия.

4. Заключение

Проведенные исследования показывают, что учет обменной анизотропии приводит к реализации каскада фазовых переходов в ультратонких магнитных пленках. Причем конкуренция обменной и одноион-

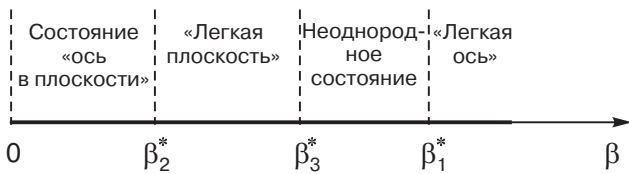


Рис. 2. Фазовая диаграмма ультратонкой магнитной пленки с конкурирующими одноионной и обменной анизотропиями и «плоским» магнитоупругим взаимодействием.

ной анизотропий не приводит к возникновению угловой фазы, а проявляется в реализации пространственно-неоднородного состояния. В отсутствие магнитодипольного взаимодействия фазовый переход «легкоосная — легкоплоскостная фаза» происходит скачком. Существенное влияние на поведение системы оказывает и магнитоупругое взаимодействие. Хотя это взаимодействие и является наименьшим в иерархии рассматриваемых в данной системе взаимодействий, тем не менее именно оно определяет реализацию состояния «легкая ось в плоскости» при близких к нулю значениях константы одноионной анизотропии в случае «плоского» магнитоупругого взаимодействия. Если же магнитоупругое взаимодействие объемное, то состояние «легкая ось в плоскости» не реализуется. Кроме того, это взаимодействие существенно меняет динамику упругих и магнитных возбуждений, а также меняет область существования пространственно-неоднородного состояния. Как в случае плоского, так и в случае объемного магнитоупругого взаимодействия, оно уменьшает область существования пространственно-неоднородной фазы:

$$\Delta\beta^* = \beta_1^* - \beta_3^* = \frac{\Omega_0^2}{2\alpha} - \frac{v^2(3 - 2\sigma)}{2E},$$

$$\Delta\tilde{\beta}^* = \tilde{\beta}_1^* - \tilde{\beta}_2^* = \frac{\Omega_0^2}{2\alpha} - \frac{v^2(1 + \sigma)}{E}.$$

Схематично, фазовые диаграммы исследуемой системы для плоской и объемной упругих подсистем представлены на рис. 2 и 3

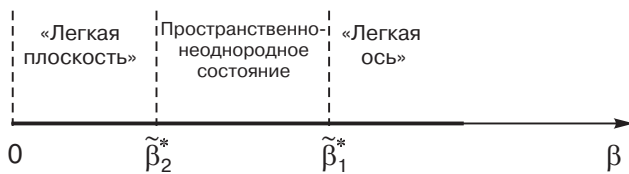


Рис. 3. Фазовая диаграмма ультратонкой магнитной пленки с конкурирующими одноионной и обменной анизотропиями и «объемным» магнитоупругим взаимодействием.

Как показали исследования, в случае «плоского» упругого взаимодействия фазовый переход из легкоосной фазы в доменную происходит по магнитной ветви, а в случае «объемного» упругого взаимодействия — по t -поляризованным квазифонанам. При этом в обоих случаях фазовый переход из легкоплоскостной фазы в неоднородную происходит по магнитной ветви возбуждений.

Авторы благодарят Министерство образования и науки Украины за финансовую поддержку (проект № 250/06). Ф.Н. Клевей благодарит за финансовую помощь Верховный Совет Автономной Республики Крым. Авторы также благодарны S.F. Swiss (SCOPES Project).

1. P. Pouloupoulos and K.J. Baberschke, *Phys.: Cond. Mat.* **11**, 9495 (1999).
2. M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, and J.J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
3. N.C. Koon, B.T. Jonker, F.A. Volkening, J.J. Krebs, and G.A. Prinz, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2463 (1987).
4. M. Przybylski, I. Kaufmann, and U. Gradmann, *Phys. Rev.* **B40**, 8631 (1989).
5. R. Allenspach, M. Stamparoni, and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3344 (1990).
6. R. Allenspach and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3385 (1992).
7. W.L. O'Brien and B.P. Tonner, *Surf. Science* **334**, 10 (1995).
8. D.P. Pappas, K.-P. Kamper, and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3179 (1990).
9. Z.Q. Qiu, J. Pearson, and S.D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1006 (1993).
10. B. Schulz and K. Baberschke, *Phys. Rev.* **B50**, 13467 (1994).
11. Bochi Gabriel, C.A. Ballentine, H.E. Ingfield, C.V. Thompson, R.C. O'Handley, J. Hans Hug, B. Stiefel, A. Moser, and H.-J. Güntherodt, *Phys. Rev.* **B52**, 7311 (1995).
12. M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A.N. Anisimov, W. Plätow, and K. Baberschke, *Phys. Rev.* **B55**, 3708 (1997).
13. R. Vollmer, Th. Gutjahr-Löser, J. Kirscher, S. van Dijken, and B. Poelsema, *Phys. Rev.* **B60**, 6277 (1999).
14. В.И. Ожогин, *ЖЭТФ* **54**, 96 (1968).
15. В.И. Ожогин, *ЖЭТФ* **54**, 1735 (1968).
16. P.J. Jensen and K.H. Bennemann, *Phys. Rev.* **B42**, 849 (1990).
17. D. Pescia and V.L. Pokrovsky, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2599 (1990).
18. A. Moschel and K.D. Usadel, *Phys. Rev.* **B49**, 12868 (1994).
19. Hu Xiao and Kawazoe Yoshiyuki, *Phys. Rev.* **B51**, 311 (1995).
20. A. Moschel and K.D. Usadel, *Phys. Rev.* **B51**, 16111 (1995).
21. Yonko Millev and Jurgen Kirschner, *Phys. Rev.* **B54**, 4137 (1996).

22. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
23. Б.А. Иванов, Е.В. Тартаковская, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 792 (1996).
24. H.W. Sapiel, *Physica* **32**, 966 (1966).
25. M. Blume, V.J. Emery, and R.V. Griffiths, *Phys. Rev.* **A4**, 1071 (1971).
26. В.М. Калита, В.М. Локтев, *ФТТ* **47**, 666 (2005).
27. С.В. Малеев, *ЖЭТФ* **70**, 2344 (1976).
28. Ю.А. Изюмов, Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Скрябин, *Полевые методы в теории ферромагнетизма*, Наука, Москва (1974).
29. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, С.Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **88**, 550 (1985).
30. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1976).
31. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).
32. R.P. Erickson and D.L. Mills, *Phys. Rev.* **B46**, 861 (1992).

The influence of elastic subsystem on phase transitions in ferromagnets with competitive exchange and single-ion anisotropies

Yu.A. Freedman, Ph.N. Klevets, and D.A. Matyunin

The influence of «planar» and «bulk» elastic interactions on phase states of the ultrathin ferromagnetic films with the anisotropic exchange interaction is investigated depending on the relation between the material constants. It is shown that the account of elastic interactions and the competition between the exchange and single-ion anisotropies, and the account of the magneto-dipolar interaction lead to a series of phase transitions. Besides, the account of «planar» elastic interaction results in the implementation of an additional phase — an «in-plane easy-axis» state. In the case of «bulk» elastic subsystem this phase is unavailable.

Keywords: one-ion anisotropy, exchange anisotropy, magnetoelastic interaction, quasimagnons, quasiphonons.