

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ СПЛАВА $Fe_{1-x}Co_x$ С «ОБЪЕМНЫМ» ИЛИ «ПЛОСКИМ» МАГНИТОУПРУГИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ю. А. Фридман*, Ф. Н. Клевец, А. П. Войтенко

Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского
95007, Симферополь, АР Крым, Украина

Поступила в редакцию 10 мая 2010 г.

Исследованы переориентационные фазовые переходы по концентрации в тонких магнитных пленках сплава $FeCo$ с учетом «плоского» или «объемного» магнитоупругого взаимодействия. Определены критические значения концентрации Co , соответствующие точкам фазовых переходов. Определены типы фазовых переходов. Построены фазовые диаграммы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время уделяется большое внимание изучению физических свойств тонких магнитных пленок переходных металлов [1, 2]. Подобный интерес вызван, прежде всего, тем, что тонкие пленки являются на сегодняшний день основой для магнитной записи цифровой информации. Одной из важнейших проблем является получение новых тонкопленочных систем, характеризующихся высокой индукцией насыщения ($B_S \sim 2$ Тл), большой величиной электрического сопротивления (порядка 50 Ом/см), имеющих высокую антикоррозийную устойчивость и термоустойчивость при нагреве до 200 °С.

Среди ферромагнитных материалов $FeCo$ показывает самую высокую намагниченность насыщения. Сплавы $FeCo$ широко применяются в различных областях, благодаря своим свойствам (высокая температура Кюри, высокая намагниченность насыщения, высокая проницаемость) [3]. Кроме того, пленки $FeCo$ активно используются в нейтронной оптике для создания необходимой поляризации нейтронного пучка [4].

Исследованиям данного сплава посвящено большое количество работ. Так, в работе [5] показано, что пленка сплава $Fe_{1-x}Co_x$ толщиной в 1 монослой обладает большим значением намагниченности насыщения и энергией магнитной анизотропии. В работах [6–8] исследовалось влияние толщины пленки и

типа подложки на одноионную анизотропию тонких пленок сплава $FeCo$. Также исследовалось влияние однородного магнитного поля на электроосаждение, химический состав, структуру, морфологию и магнитные свойства сплавов $FeCo$ [9].

Одной из особенностей двумерных систем является возможность переориентации намагниченности из направления, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. Причины, вызывающие такие фазовые переходы, могут быть различны. Согласно работам [10, 11] такие переориентационные переходы наблюдались при изменении температуры. Однако возможны и иные механизмы: один из них предполагает конкуренцию одноионной анизотропии и магнитодипольного взаимодействия [12, 13]; в других моделях предполагается влияние температурной зависимости одноионной анизотропии, а также вклад других релятивистских взаимодействий [14, 15].

Однако, кроме упомянутых выше температурных фазовых переходов, возможна переориентация намагниченности в сплавах переходных металлов в зависимости от концентрации. Так, в работе [1] было показано, что в сплаве $Fe_{1-x}Co_x$ наблюдается изменение направления оси анизотропии в зависимости от концентрации ионов Co . Согласно [1], при концентрации ионов Co в интервале $x_1 < x < x_2$ в сплаве реализуется анизотропия типа легкая ось, а при концентрациях $x < x_1$ и $x > x_2$ — анизотропия типа легкая плоскость. Критические значения концентрации x_1 и x_2 , соответствующие изменению знака анизо-

*E-mail: frid@tntu.crimea.ua

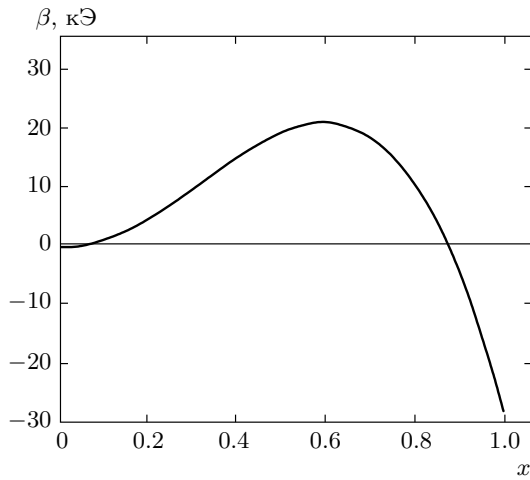


Рис. 1. Зависимость константы одноионной анизотропии от концентрации ионов Co для $\gamma = 243.9$ кЭ, $x_1 = 0.083$, $x_2 = 0.871$

тропии, могут принимать различные значения в зависимости от типа кристаллической решетки и других факторов. Например, используя результаты [1] для объемноцентрированной кубической решетки, получим, что эффективное поле анизотропии может принимать значения от 231802 Э до 255793 Э; x_1 изменяется в интервале от 0.039 до 0.126, а x_2 — от 0.823 до 0.92. Такое поведение одноионной анизотропии можно достаточно просто аппроксимировать следующим образом:

$$\beta(x) = -\gamma x(x - x_1)(x - x_2), \quad (1)$$

где константа $\gamma > 0$ имеет размерность энергии. Необходимо отметить, что формула (1), несмотря на то что является аппроксимацией, достаточно хорошо описывает экспериментальную зависимость константы одноионной анизотропии от концентрации ионов Co . Однако она имеет ограничения: эта функция неприменима для чистого железа, т. е. при $x = 0$. График зависимости константы анизотропии от концентрации представлен на рис. 1.

Необходимо также отметить, что на спиновое состояние двумерной магнитоупорядоченной системы существенное влияние оказывает магнитоупругое взаимодействие. Это влияние может проявляться как в гибридизации упругих и магнитных возбуждений [16], так и в формировании новых фазовых состояний [17]. Причем, как свидетельствуют экспериментальные данные, магнитоупругое взаимодействие в сплавах $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$, так же как и одноионная анизотропия, зависит от концентрации кобальта [18, 19]:

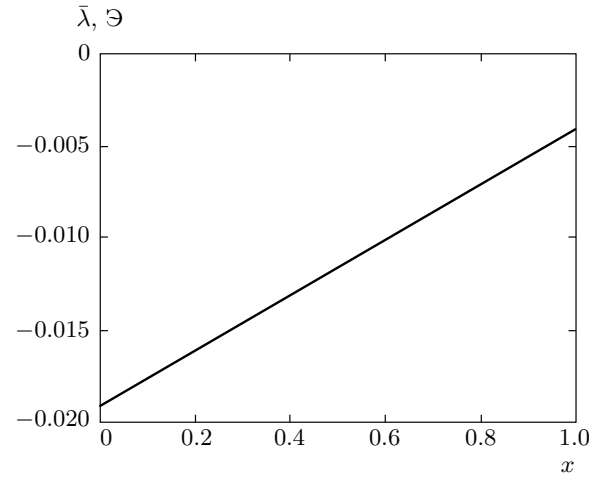


Рис. 2. Зависимость магнитострикционной постоянной $\bar{\lambda}(x)$ от концентрации атомов Co

$$\check{\nu}(x) = \nu \bar{\lambda}(x),$$

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}(x) &= 0.4\lambda_{100}(x) + 0.6\lambda_{111}(x), \\ \lambda_{100}(x) &= 19.286 + 2.43x, \\ \lambda_{111}(x) &= -16.074 + 0.938x. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ν — константа магнитоупругого взаимодействия, λ — константа магнитострикции. Графически выражение (2) представлено на рис. 2. Исследования сплава $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$, проведенные в работе [1], не учитывали влияния ни магнитоупругого взаимодействия, ни физической размерности системы, а это может существенным образом изменить фазовую диаграмму системы. Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к существенным изменениям как динамических, так и статических свойств магнитоупорядоченной системы [14]. Немаловажным при этом оказывается размерность упругой подсистемы.

Таким образом, целью данной работы является исследование возможных фазовых состояний тонкой пленки сплава $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ в зависимости от концентрации атомов Co с учетом влияния магнитоупругого взаимодействия.

2. «ОБЪЕМНОЕ» МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Рассмотрим влияние «объемного» магнитоупругого взаимодействия на фазовые состояния двумерного гейзенберговского ферромагнетика. Под термином объемное магнитоупругое взаимодействие предполагается, что упругая и магнитоупругая энергии системы зависят от всех компонент тензора упру-

гих деформаций. При этом будем предполагать, что зависимость одноионной анизотропии от концентрации определяется выражением (1), а магнитоупругого взаимодействия — выражением (2). Обменное взаимодействие зависит от концентрации стандартным образом [19]. Спины магнитоактивных ионов в сплаве $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ могут принимать различные значения, однако для простоты вычислений будем считать спины магнитоактивных ионов одинаковыми и равными $S = 3/2$.

2.1. Предположим, что концентрация ионов Со такова, что в системе реализуется одноионная легкоосная анизотропия, причем ось анизотропии z перпендикулярна плоскости магнитной пленки xy . Гамильтониан такой системы можно представить в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left[J_{nn'}^{(1)} x^2 + J_{nn'}^{(2)} (1-x)^2 + 2J_{nn'}^{(3)} x(1-x) \right] (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{n,n' \\ i,j=x,y,z}} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \tilde{\nu}(x) \times \\ \times \sum_{n(i \neq j)} [u_{ii}(n)(S_n^i)^2 + u_{ij}(n)(S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i)] + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_{n(i \neq j)} [u_{ii}^2(n) + 2\sigma u_{ii}(n)u_{jj}(n) + 2(1-\sigma)u_{ij}^2(n)], \quad (3)$$

где $J_{nn'}^{(1)}$ — константа обменного взаимодействия между ионами Со, $J_{nn'}^{(2)}$ — константа обменного взаимодействия между ионами Fe, $J_{nn'}^{(3)}$ — константа обменного взаимодействия между ионами Со и Fe, x — концентрация ионов Со, S_n^i — i -я компонента спинового оператора в узле n , $\beta(x) > 0$ — константа одноионной анизотропии, определяемая выражением (1), $\tilde{\nu}(x)$ — константа магнитоупругой связи, определяемая выражением (2),

$$u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

— симметричная часть тензора деформаций, E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона, $V_{nn'}^{ij}$ — компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия, фурье-образы которых в рассматриваемой геометрии имеют следующий вид [20]:

$$V_k^{xx} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k, \quad V_k^{yy} = \frac{A_0}{3}, \quad (4) \\ V_k^{zz} = -\frac{2}{3}A_0 + \Omega_0 k, \quad V_k^{xy} = V_k^{xz} = V_k^{yz} = 0.$$

Здесь

$$A_0 = \frac{2}{3}(g\mu_B)^2 \sum R^{-3}, \quad \Omega_0 = \frac{2\pi(g\mu_B)^2}{a^2},$$

\mathbf{k} — волновой вектор параллельный оси x , g — гиромагнитное отношение, μ_B — магнетон Бора, a^2 — объем плоской элементарной ячейки.

Для точного учета одноионной анизотропии и магнитоупругого взаимодействия воспользуемся методом операторов Хаббарда [21]. Эти операторы строятся на базисе собственных функций одноузельного гамильтониана, который в приближении среднего поля имеет вид

$$H_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z - \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \tilde{\nu}(x) \times \\ \times \sum_{n(i \neq j)} [u_{ii}(n)(S_n^i)^2 + u_{ij}(n)(S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i)], \quad (5)$$

где

$$\bar{H} = \left[J_0^{(1)} x^2 + J_0^{(2)} (1-x)^2 + 2J_0^{(3)} x(1-x) + V_0^{zz} \right] \langle S^z \rangle,$$

$J_0^{(i)}$ — нулевые фурье-компоненты обменных интегралов. Решая с гамильтонианом (5) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона:

$$E_{\pm \frac{3}{2}} = -\frac{9}{8}\beta(x) + \frac{1}{4}\tilde{\nu}(x) \left(3u_{xx}^{(0)} + 3u_{yy}^{(0)} + 9u_{zz}^{(0)} \right) \mp \frac{3}{2}\bar{H}, \quad (6) \\ E_{\pm \frac{1}{2}} = -\frac{\beta(x)}{8} + \frac{1}{4}\tilde{\nu}(x) \left(7u_{xx}^{(0)} + 7u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)} \right) \mp \frac{\bar{H}}{2}$$

и собственные функции одноузельного гамильтониана (5):

$$\Psi_n \left(\frac{3}{2} \right) = \left| \frac{3}{2} \right\rangle, \quad \Psi_n \left(\frac{1}{2} \right) = \left| \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (7) \\ \Psi_n \left(-\frac{1}{2} \right) = \left| -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad \Psi_n \left(-\frac{3}{2} \right) = \left| -\frac{3}{2} \right\rangle.$$

В выражение (6) входят спонтанные деформации $u_{ij}^{(0)}$, которые определяются из условия минимума плотности свободной энергии и имеют при низких температурах ($T < T_C$) следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{3\tilde{\nu}(x)}{4E} (1-4\sigma), \quad (8) \\ u_{zz}^{(0)} = -\frac{3\tilde{\nu}(x)}{4E} (3-2\sigma), \\ u_{ij}^{(0)} = 0 \quad (i \neq j).$$

На базе собственных функций (7) строятся операторы Хаббарда [21], связанные со спиновыми операторами следующим образом:

$$\begin{aligned} S_n^z &= \frac{3}{2} \left(X_n^{\frac{3}{2}} - X_n^{-\frac{3}{2}} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \left(X_n^{\frac{1}{2}} - X_n^{-\frac{1}{2}} \right), \\ S_n^+ &= \sqrt{3} \left(X_n^{-\frac{1}{2}} + X_n^{\frac{3}{2}} \right) + 2X_n^{\frac{1}{2}}, \\ S_n^- &= (S_n^+)^+. \end{aligned} \quad (9)$$

Одноузельный гамильтониан (5) диагонален в представлении операторов Хаббарда.

Для определения критических значений концентраций, соответствующих фазовым переходам из различных состояний рассматриваемой системы, определим спектры элементарных возбуждений. Хорошо известно, что спектры элементарных возбуждений определяются полюсами функции Грина [22]. Так как мы учитываем влияние магнитоупругого взаимодействия, то в системе распространяется гибридная магнитоупругая волна. Дисперсионное уравнение, определяющее спектры связанных магнитоупругих волн, аналогично уравнению Ларкина (с учетом магнитоупругой связи) [23]. Это уравнение справедливо во всем температурном интервале существования магнитоупорядоченного состояния (исключая флуктуационную область) и при произвольных соотношениях материальных констант. Решение дисперсионного уравнения связанных магнитоупругих волн позволяет получить спектры гибридных элементарных возбуждений.

В рассматриваемом случае, геометрия системы выбрана таким образом, что волновой вектор \mathbf{k} ориентирован вдоль оси x . При этом отличными от нуля компонентами вектора поляризации квазифононов являются e_t^x , e_t^y и e_t^z .

Спектры t - и l -поляризованных квазифононов остаются линейными по волновому вектору, а спектр τ -поляризованных квазифононов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega^2(k) &= \omega_\tau^2(k) \left(\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3}{2} \Omega_0 k + \right. \\ &+ \left. \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right) \left(\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) + \right. \\ &+ \left. \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\alpha(x) = \alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)$, $\alpha_i = J_0^{(i)} R_i^2$ ($i = 1, 2, 3$), R_i — радиусы обменных взаимодей-

ствий соответственно между ионами Co–Co, Fe–Fe и Fe–Co. Как следует из (10), при условии

$$\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 = 0 \quad (11)$$

спектр квазифононов становится мягче и принимает вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{\alpha k^2 + \Omega_0 k}{\frac{2\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma)}.$$

В низкочастотной ветви спектра квазимагнонов

$$\begin{aligned} \varepsilon^2(k) &= \left\{ \beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) + \right. \\ &+ \left. \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right\} \left\{ \beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) + \right. \\ &+ \left. \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

в точке, определяемой условием (11), появляется магнитоупругая щель

$$\varepsilon(0) = \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma).$$

Так как магнитоупругая щель в спектре квазимагнонов не может обратиться в нуль, то фазовый переход из фазы типа легкая ось идет по квазифононной ветви элементарных возбуждений.

Решение уравнения (11) позволяет получить значения концентраций ионов Co, при которых происходит фазовый переход из состояния типа легкая ось. Из (11) видно, что объемное магнитоупругое взаимодействие не влияет на критические значения концентрации x . Линия фазового перехода, полученная из решения уравнения (11), показана на рис. 3 (линия EA). Как видно на рис. 3, реализация фазы типа легкая ось возможна только при достаточно больших значениях константы одноионной анизотропии, существенно превышающих энергию магнитодипольного взаимодействия. Это связано с тем, что магнитодипольное взаимодействие создает достаточно большую эффективную анизотропию ($\sim 4\pi M_0$), действующую в плоскости пленки [24]. Поэтому для «выхода» магнитного момента из плоскости необходимо, чтобы энергия одноионной анизотропии типа легкая ось превышала энергию магнитодипольного взаимодействия.

2.2. Предположим теперь, что концентрация кобальта такова, что система может находиться в угловой фазе. Рассмотрим сначала ситуацию, когда система находится вблизи линии фазового перехода из угловой фазы в фазу типа легкая ось, т. е. вектор

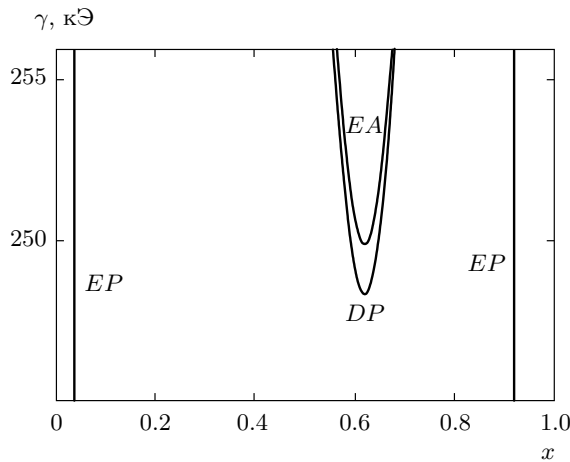


Рис. 3. Фазовая диаграмма тонкой магнитной пленки $Fe_{1-x}Co_x$ для объемного магнитоупругого взаимодействия; $x_1 = 0.039$, $x_2 = 0.92$, $A_0 = 18$ кЭ, $\Omega_0 = 14$ кЭ, $\alpha_1 = 1.5$ МЭ, $\alpha_2 = 2$ МЭ, $\alpha_3 = 1.75$ МЭ. EP — линии фазового перехода из легкоплоскостной фазы в доменную фазу, DP — линия фазового перехода из доменной фазы, EA — линия фазового перехода из легкоосной фазы

намагниченности образует малый угол θ ($\theta \ll 1$) с осью z , т. е. с нормалью к плоскости пленки xy .

Исследуем плотность свободной энергии в угловой фазе: $F = \tilde{F}_{el} - T \ln Z$, где \tilde{F}_{el} — плотность упругой энергии в угловой фазе, $Z = \sum_i e^{-\tilde{E}_i/T}$ — статистическая сумма, \tilde{E}_i — энергетические уровни магнитного иона в угловой фазе. Поскольку исследуется состояние системы при температуре много меньшей температуры Кюри, при вычислении статистической суммы ограничимся лишь нижним невозбужденным энергетическим уровнем $\tilde{E}_{\frac{3}{2}}$. Тогда плотность свободной энергии в угловой фазе можно представить как $F \approx F_0 + \tilde{F}_{el} + \tilde{E}_{\frac{3}{2}}$, где

$$F_0 = \frac{1}{2} \left(I_0 + \frac{A_0}{3} - A_0 \cos^2 \theta \right) \langle S^z \rangle^2,$$

$$\tilde{F}_{el} = \frac{E}{2(1 - \sigma^2)} \times \sum_{\substack{n \\ (i \neq j)}} [\tilde{u}_{ii}^2(n) + 2\sigma \tilde{u}_{ii}(n) \tilde{u}_{jj}(n) + 2(1 - \sigma) \tilde{u}_{ij}^2(n)].$$

Здесь $\tilde{u}_{ij}^{(0)}$ — спонтанные деформации в угловой фазе, которые также являются функцией угла θ . Зависимость компонент тензора деформаций от угла θ легко найти минимизацией плотности упругой энергии \tilde{F}_{el} по $\tilde{u}_{ij}^{(0)}$. Учитывая малость угла θ , $\tilde{E}_{\frac{3}{2}}$ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\frac{3}{2}} = & -\frac{3}{2} \frac{\tilde{H}}{8} - \frac{9}{8} \beta(x) + \frac{3}{4} \tilde{\nu}(x) (\tilde{u}_{xx}^{(0)} + \tilde{u}_{yy}^{(0)} + 3\tilde{u}_{zz}^{(0)}) + \\ & + \frac{3}{2} \left(\frac{\beta(x)}{2} - \frac{3}{2} A_0 + \tilde{\nu}(x) (\tilde{u}_{yy}^{(0)} - \tilde{u}_{zz}^{(0)}) \right) \theta^2 - \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta(x)}{2} - \frac{3}{2} A_0 + \tilde{\nu}(x) (\tilde{u}_{yy}^{(0)} - \tilde{u}_{zz}^{(0)}) \right) \theta^4. \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда плотность свободной энергии равна

$$\begin{aligned} F = & -\frac{9}{2} I_0 - \frac{3}{4} A_0 - \frac{9}{8} \beta(x) - \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(11-14\sigma)}{32E} + \\ & + \frac{3}{4} \left(\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + 3 \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) \right) \theta^2 - \\ & - \frac{1}{4} \left(\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - 30 \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) \right) \theta^4. \end{aligned} \quad (14)$$

Из условия обращения в нуль коэффициента при θ^2 можно получить уравнение, определяющее критические концентрации, меньше которых угловая фаза устойчива:

$$\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) = 0. \quad (15)$$

Поскольку коэффициенты при θ^2 и θ^4 в выражении (14) имеют разные знаки, переход из угловой фазы в фазу типа легкая ось происходит путем фазового перехода второго рода. Следовательно, система переходит из угловой фазы в фазу типа легкая ось путем двух фазовых переходов второго рода, а линии, определяемые из уравнений (11) и (15), являются линиями фазовых переходов.

Сравнение выражений (11) и (15) показывает, что линии фазовых переходов «легкая ось»–«угловая фаза» и «угловая фаза»–«легкая ось» различаются на величину параметра магнитоупругого взаимодействия $3\tilde{\nu}^2(x)/E(1 + \sigma)$, который является самым малым параметром системы. Таким образом, эти два фазовых перехода можно рассматривать как один, но размазанный по области $3\tilde{\nu}^2(x)/E(1 + \sigma)$. Поэтому на рис. 3 эта область сливается в одну линию, обозначенную как EA . Кроме того, на рис. 3 видно, что с ростом энергии одноионной анизотропии область существования угловой фазы (область, ограниченная линиями DP и EA) существенно уменьшается. Это связано с конкуренцией легкоосной одноионной анизотропии и эффективной легкоплоскостной анизотропии, обусловленной действием магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий.

Из анализа плотности свободной энергии (14) следует, что существуют два возможных значения равновесного угла θ_0 . Первое значение $\theta_0 = 0$ соответствует реализации фазы типа легкая ось. Второе значение определяется уравнением

$$\left[\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - 30 \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) \right] \theta^2 - \frac{3}{2} \beta(x) + \frac{9}{4} A_0 - \frac{9}{2} \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma) = 0.$$

Это уравнение имеет один вещественный корень:

$$\theta_0 = \sqrt{\frac{\frac{3}{2} \beta(x) - \frac{9}{4} A_0 + \frac{9}{2} \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma)}{\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - 30 \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma)}} \approx \sqrt{\frac{3}{2} \left[1 + 33 \frac{\tilde{\nu}^2(x)(1 + \sigma)}{\left[\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 \right] E} \right]}. \quad (16)$$

Численные расчеты показывают, что угол θ_0 слабо меняется при изменении концентрации и составляет примерно 70° .

2.3. Предположим теперь, что в системе реализуется легкоплоскостная фаза, т. е. концентрация ионов Со такова, что вектор намагниченности лежит в плоскости пленки. Для удобства вычислений совместим плоскость пленки с плоскостью xz . Гамильтониан такой системы имеет вид (3) с заменой оператора одноионной анизотропии следующим выражением:

$$H_A = \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^y)^2. \quad (17)$$

Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия совпадают с (4), с заменой индексов y на z .

Выделяя стандартным образом в гамильтониане среднее поле, получим одноузельный гамильтониан в легкоплоскостной фазе:

$$H_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z + \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^y)^2 + \tilde{\nu}(x) \times \sum_{n(i \neq j)} [u_{ii}(n)(S_n^i)^2 + u_{ij}(n)(S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i)]. \quad (18)$$

Видно (18), что одноузельный гамильтониан системы в представлении операторов Хаббарда (9) недиагонален. Для диагонализации гамильтониана (18) проведем обобщенное u - v -преобразование [25]:

$$U_{nm}(\alpha) = \exp(\alpha X^{nm} - \alpha^* X^{mn}) = 1 + (\cos |\alpha| - 1)(X^{nn} + X^{mm}) + \sin |\alpha| [\exp(i\mu) X^{nm} - \text{H.c.}].$$

При этом закон преобразований для хаббардовских операторов при унитарном повороте имеет вид

$$X^{pq} \rightarrow U_{nm}(\alpha) X^{pq} U_{nm}^\dagger(\alpha) \equiv X^{pq}(\alpha).$$

В одноузельном гамильтониане (18) можно выделить две квазидвухуровневые подсистемы, поэтому для диагонализации гамильтониана достаточно двух независимых унитарных поворотов:

$$U_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}(\alpha) = 1 + (\cos \alpha - 1) \left(X^{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} + X^{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \right) + \sin \alpha \left(X^{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}} - X^{-\frac{1}{2}\frac{3}{2}} \right), \quad (19)$$

$$U_{\frac{1}{2}-\frac{3}{2}}(\delta) = 1 + (\cos \delta - 1) \left(X^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + X^{-\frac{3}{2}-\frac{3}{2}} \right) + \sin \delta \left(X^{\frac{1}{2}-\frac{3}{2}} - X^{-\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \right).$$

Уравнения для параметров u - v -преобразования α и δ позволяют найти их связь с параметрами системы:

$$\text{tg } 2\alpha \approx \text{tg } 2\delta \approx \frac{\sqrt{3}\beta(x)}{2(3I_0(x) + A_0)}. \quad (20)$$

При выполнении условия (20), одноузельный гамильтониан диагонализуется. Энергетические уровни магнитного иона в легкоплоскостной фазе имеют вид

$$E_{\pm\frac{3}{2}} = \frac{5}{8} \beta(x) + \frac{5}{4} \tilde{\nu}(x) \left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)} \right) \mp \frac{\bar{H}}{2} \mp \left\{ \left[\pm \bar{H} + \frac{\beta(x)}{4} + \frac{\tilde{\nu}(x)}{2} \times \left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} - 2u_{zz}^{(0)} \right) \right]^2 + \left[\frac{\sqrt{3}}{4} \beta(x) - \frac{\sqrt{3}}{2} \tilde{\nu}(x) \left(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (21)$$

$$E_{\pm\frac{1}{2}} = \frac{5}{8} \beta(x) + \frac{5}{4} \tilde{\nu}(x) \left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)} \right) \pm \frac{\bar{H}}{2} \mp \left\{ \left[\mp \bar{H} + \frac{\beta(x)}{4} + \frac{\tilde{\nu}(x)}{2} \times \left(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} - 2u_{zz}^{(0)} \right) \right]^2 + \left[\frac{\sqrt{3}}{4} \beta(x) - \frac{\sqrt{3}}{2} \tilde{\nu}(x) \left(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

Спонтанные деформации $u_{ij}^{(0)}$, определяемые из условия минимума плотности свободной энергии, при низких температурах ($T < T_C$) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 u_{xx}^{(0)} &= -\frac{5\tilde{\nu}(x)}{4E} \frac{1-\sigma}{1+\sigma} + \frac{\tilde{\nu}(x)(1+\sigma)}{2E} \times \\
 &\quad \frac{\bar{H} - \frac{\beta(x)}{2}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}}, \\
 u_{yy}^{(0)} &= -\frac{5\tilde{\nu}(x)}{4E} \frac{1-\sigma}{1+\sigma} + \frac{\tilde{\nu}(x)(1+\sigma)}{2E} \times \\
 &\quad \frac{\bar{H} + \beta(x)}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}}, \\
 u_{zz}^{(0)} &= -\frac{5\tilde{\nu}(x)}{4E} \frac{1-\sigma}{1+\sigma} + \frac{\tilde{\nu}(x)(1+\sigma)}{E} \times \\
 &\quad \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}}, \\
 u_{ij}^{(0)} &= 0 \quad (i \neq j).
 \end{aligned} \tag{22}$$

Исследуем спектры элементарных возбуждений в той же геометрии, что и ранее.

Спектры l - и t -поляризованных квазифононов остаются линейными по волновому вектору, а спектр τ -поляризованных квазифононов имеет вид

$$\begin{aligned}
 \omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) &\left\{ \alpha(x)k^2 + \Omega_0k + \frac{\beta(x)}{3} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left[J_0 + \frac{A_0}{3} \right]}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} + \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} - \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E} \right\} \times \\
 &\quad \times \left\{ \alpha(x)k^2 + \Omega_0k + \frac{\beta(x)}{3} - \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left[J_0 + \frac{A_0}{3} \right]}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E} \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right\}^{-1}. \tag{23}
 \end{aligned}$$

В длинноволновом пределе

$$\Omega_0k + \alpha(x)k^2 \ll \frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E}$$

спектр квазифононов (23) становится мягче при условии

$$\begin{aligned}
 \frac{\beta(x)}{3} - \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left(J_0 + \frac{A_0}{3} \right)}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} - \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E} \times \\
 \times \left[1 - \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right] = 0 \tag{24}
 \end{aligned}$$

и принимает вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{\alpha(x)k^2 + \Omega_0k}{\frac{2\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1+\sigma)}.$$

Следовательно, фазовый переход из легкоплоскостной фазы идет по τ -поляризованной квазифононной ветви (23). Решение уравнения (24) позволяет определить критические значения концентрации, соответствующие фазовому переходу из легкоплоскостной фазы, которые представлены на рис. 3 (линии EP). Как следует из (24), при малых значениях константы одноионной анизотропии $\beta(x)$ последнее слагаемое практически не дает вклада в решения уравнения. Следовательно, объемное магнитоупругое взаимодействие практически не влияет на критические значения концентраций C_0 в легкоплоскостной фазе.

Спектры квазимагнонов в легкоплоскостной фазе имеют вид

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_1^2(k) = &\left\{ \alpha(x)k^2 + \Omega_0k + \frac{\beta(x)}{3} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left[J_0 + \frac{A_0}{3} \right]}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} + \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right\} \times
 \end{aligned}$$

$$\left\{ \frac{3}{2} \bar{H} + \frac{3\beta(x)}{4} + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{2E} \times \right. \\ \left. \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right\}, \quad (25)$$

$$\varepsilon_2^2(k) = \left\{ \alpha(x)k^2 - \Omega_0 k + A_0 + \frac{\beta(x)}{3} + \right. \\ \left. + \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left[J_0 - \frac{2A_0}{3} \right] + \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E}}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right\} \times \\ \left\{ \frac{3}{2} \bar{H} + \frac{3\beta(x)}{4} + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{2E} \times \right. \\ \left. \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} \right\}. \quad (26)$$

В спектре квазимагнонов (25) при условии (24) появляется магнитоупругая щель

$$\varepsilon_1(0) = \frac{2\tilde{\nu}^2(x)}{E} (1 + \sigma). \quad (27)$$

Как видно, наличие щели в спектре квазимагнонов (25) обусловлено только учетом влияния объемного магнитоупругого взаимодействия.

Наличие линейных по волновому вектору слагаемых в спектре квазимагнонов (26) свидетельствует о возможности реализации пространственно-неоднородной (доменной) фазы [26]. Щель в спек-

тре (26) обращается в нуль не при нулевом значении волнового вектора, а при $k^* = \Omega_0/2\alpha$, определяющем период доменной структуры. В результате, уравнение для концентрации ионов Co , при которой происходит фазовый переход из доменной фазы, имеет вид

$$A_0 + \frac{\beta(x)}{3} + \frac{\frac{\beta(x)}{2} \left[J_0 - \frac{2A_0}{3} \right] + \frac{2\tilde{\nu}^2(x)(1+\sigma)}{E}}{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}} \times \\ \times \frac{\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}}{\sqrt{\left(\bar{H} + \frac{\beta(x)}{4}\right)^2 + \frac{3}{16}\beta^2(x)}} - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha(x)} = 0. \quad (28)$$

Как видно на рис. 3, решение уравнений (24) и (28) определяет область существования доменной фазы, ограниченную линиями фазового перехода из легкоплоскостной (линии EP) и доменной (линия DP) фаз.

Отметим, что данное фазовое состояние является пространственно-неоднородным. Однако эта пространственная неоднородность распределения параметра порядка (намагниченности) является периодической, с периодом равным $1/k^* = 2\alpha/\Omega_0$. Поэтому можно предположить, что данное фазовое состояние представляет собой полосовую доменную структуру [20, 26], причем направление магнитного момента в доменах меняется от плоскостного до углового, при изменении константы одноионной анизотропии с изменением концентрации Co .

3. «ПЛОСКОЕ» МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Теперь рассмотрим фазовые состояния двумерного гейзенберговского ферромагнетика при наличии «плоского» магнитоупругого взаимодействия. Под плоской упругой системой будем понимать систему, в которой отличны от нуля компоненты тензора деформаций только в плоскости пленки [27]. Если совместить плоскость магнитной пленки с плоскостью xy , то z -компоненты спонтанных деформаций равны нулю:

$$u_{zi}(n) = 0, \quad i = x, y, z.$$

В рассматриваемой модели, как и в случае с объемным магнитоупругим взаимодействием, обменный гамильтониан системы зависит от концентрации стандартным образом [19]. Одноионная анизотро-

тропия (см. выражение (1)) и магнитоупругое взаимодействие (см. выражение (2)) также зависят от концентрации. Спины магнитоактивных ионов также считаем одинаковыми и равными $S = 3/2$.

3.1. Предположим, что концентрация ионов S_0 такова, что в системе реализуется одноионная анизотропия типа легкая ось, причем ось анизотропии z перпендикулярна плоскости пленки. Гамильтониан такой системы аналогичен гамильтониану (3), с заменой магнитоупругой и упругой энергий на соответствующие выражения для случая плоского магнитоупругого взаимодействия:

$$H_{me} = \tilde{\nu}(x) \sum_n [u_{xx}(n)(S_n^x)^2 + u_{yy}(n)(S_n^y)^2 + u_{xy}(n)(S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^z)], \quad (29)$$

$$H_{el} = \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n [u_{xx}^2(n) + u_{yy}^2(n) + 2\sigma u_{xx}(n)u_{yy}(n) + 2(1-\sigma)u_{xy}^2(n)].$$

Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия $V_{nn'}^{ij}$ совпадают с выражением (4). Одноузельный гамильтониан в данном случае равен

$$H_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z - \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + \tilde{\nu}(x) \times \sum_n [u_{xx}(n)(S_n^x)^2 + u_{yy}(n)(S_n^y)^2 + u_{xy}(n)(S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^z)]. \quad (30)$$

Энергетические уровни магнитного иона равны:

$$E_{\pm \frac{3}{2}} = -\frac{9}{8} \beta(x) + \frac{3}{4} \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) \mp \frac{3}{2} \bar{H}, \quad (31)$$

$$E_{\pm \frac{1}{2}} = -\frac{\beta(x)}{8} + \frac{7}{4} \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) \mp \frac{\bar{H}}{2}.$$

Собственные функции одноузельного гамильтониана (30) совпадают с волновыми функциями (7). Спонтанные деформации при низких температурах имеют в данном случае вид

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{3\tilde{\nu}(x)}{4E} (1-\sigma), \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (32)$$

Волновой вектор \mathbf{k} направим вдоль оси x . Поскольку в системе рассматривается влияние плоского магнитоупругого взаимодействия, отличными от нуля компонентами вектора поляризации квазифононов являются e_l^x и e_l^y , лежащие в плоскости системы. Решая дисперсионное уравнение, найдем спектры квазичастиц.

В легкоосной фазе не происходит динамической гибридизации упругих и магнитных возбуждений. Это связано с тем, что магнитный момент перпендикулярен плоскости пленки, а $u_{zz} = 0$. В результате спектры квазифононов остаются линейными по волновому вектору.

В спектре низкочастотных квазимагнонов

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ \beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{2E} + \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right\} \left\{ \beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{2E} + \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} \alpha(x) k^2 \right\} \quad (33)$$

имеется щель. Из условия обращения щели в нуль в спектре (33),

$$\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{2E} = 0, \quad (34)$$

получим уравнение для критического значения концентрации x . Уравнение (34) имеет действительные корни, если выполняется следующее условие:

$$\gamma > \frac{10A_0}{x_2^3}, \quad (35)$$

где константа $\gamma > 0$ имеет размерность энергии и определена ранее (см. выражение (1)).

Необходимо отметить, что выражение (35) является приближенным и позволяет оценить нижнюю границу параметра γ . При выполнении условия (35) решение уравнения (34) дает критические значения концентрации S_0 , соответствующие переходу из легкоосной фазы. В случае невыполнения условия (35) уравнение (34) не имеет действительных корней, т. е. фаза типа легкая ось не реализуется. Это означает, что легкоосная фаза реализуется при больших значениях константы одноионной анизотропии в узком интервале концентраций. Область существования легкоосной фазы показана графически на рис. 4а. Как видно, она ограничена линией фазового перехода из фазы типа легкая ось (линия EA), полученной из решения уравнения (34).

Отметим также следующее обстоятельство. Как и в случае объемного магнитоупругого взаимодействия (см. выражение (11)), переход из легкоосной фазы определяется, в основном, конкуренцией одноионной анизотропии типа легкая ось и магнитодипольного взаимодействия. Однако в случае плоского магнитоупругого взаимодействия начинает оказывать влияние и магнитоупругая связь. Это связано с тем, что в рассматриваемом случае спонтан-

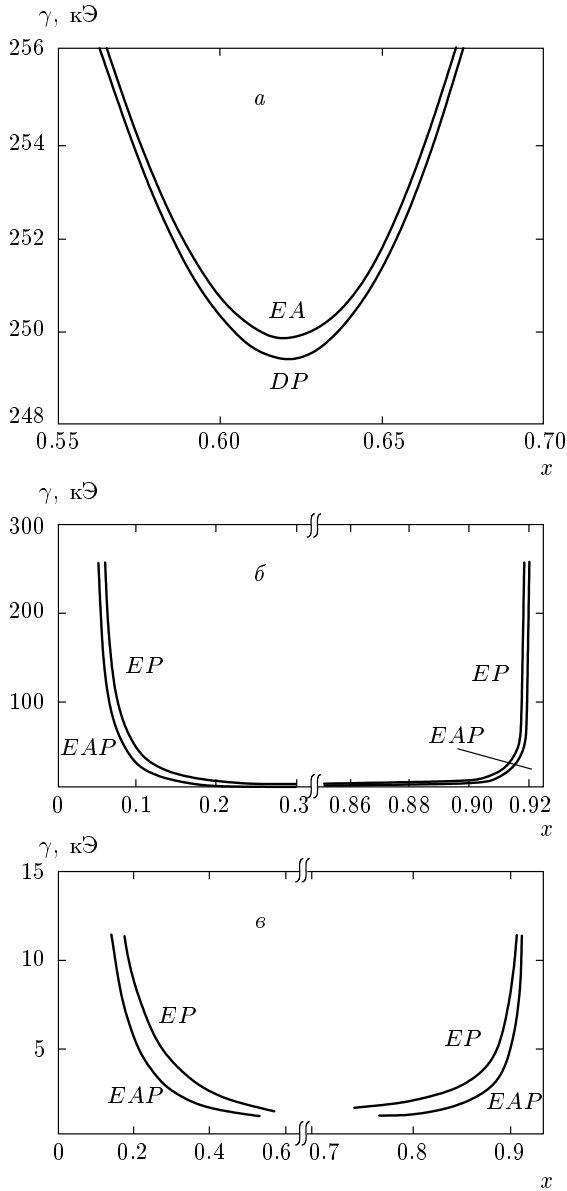


Рис. 4. Фазовая диаграмма тонкой магнитной пленки $Fe_{1-x}Co_x$ для плоского магнитоупругого взаимодействия. а) DP — линия фазового перехода из доменной фазы в угловую фазу, EA — линия фазового перехода из угловой фазы в легкоосную фазу; б) EAP — линии фазового перехода из фазы типа легкая ось в плоскости в фазу типа легкая плоскость, EP — линии фазового перехода из легкоплоскостной фазы в доменную фазу; в) EAP — линии фазового перехода из фазы типа легкая ось в плоскости в фазу типа легкая плоскость, EP — линии фазового перехода из легкоплоскостной фазы в доменную фазу

ные деформации в плоскости пленки не компенсируются нормальной компонентой тензора деформации (поскольку она отсутствует по определению), и создают дополнительную эффективную анизотропию, действующую в плоскости пленки совместно с эффективной анизотропией, создаваемой магнитодипольным взаимодействием.

3.2. Предположим теперь, что концентрация ионов Co такова, что неравенство (35) не выполняется. Тогда можно ожидать, что система будет находиться в угловой фазе и вектор намагниченности образует некоторый угол θ с осью z , т. е. с нормалью к плоскости xy . Предполагая, что угол θ мал ($\theta \ll 1$), аналогично пункту 2.2, исследуем плотность свободной энергии системы в этом состоянии:

$$F = -\frac{3}{8} I_0 + \frac{A_0}{4} - \frac{9}{8} \beta(x) - \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{32E} + \frac{3}{4} \left[\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{2E} \right] \theta^2 - \frac{1}{4} \left[\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(2-\sigma)}{2E} \right] \theta^4. \quad (36)$$

Из условия обращения в нуль коэффициента при θ^2 можно найти значение константы одноионной анизотропии, при которой происходит фазовый переход из угловой фазы. Как легко видеть, уравнение для β в данном случае совпадает с уравнением (34). Таким образом, происходит фазовый переход из легкоосной фазы в угловую фазу. Необходимо отметить, что поскольку коэффициенты при θ^2 и θ^4 в плотности свободной энергии (36) имеют разные знаки, рассматриваемый фазовый переход является переходом второго рода.

Кроме того, плотность свободной энергии (36) позволяет определить равновесный угол θ_0 , который имеет следующий вид:

$$\theta_0 = \sqrt{\frac{\frac{3}{2} \beta(x) - \frac{3}{2} A_0 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(1-\sigma)}{2E}}{\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(2-\sigma)}{2E}}} \approx \sqrt{\frac{3}{2} \left[1 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(3-2\sigma)}{2E \left(\beta(x) - \frac{3}{2} A_0 \right)} \right]}. \quad (37)$$

Как и в случае объемного магнитоупругого взаимодействия, этот угол слабо зависит от концентрации.

3.3. Пусть теперь концентрация ионов Co такова, что в рассматриваемой системе реализуется легкоплоскостная фаза с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки. Для удобства вычислений совместим плоскость пленки с плоскостью xz .

Гамильтониан такой системы имеет вид (3) с энергией одноионной анизотропии (17) и учетом (29). Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия $V_{nn'}^{ij}$ совпадают с выражением (4) с заменой $y \leftrightarrow z$. Одноузельный гамильтониан в легкоплоскостной фазе совпадает с (18) при условии, что $u_{yi}(n) = 0$, $i = x, y, z$. Энергетические уровни магнитного иона в легкоплоскостной фазе имеют вид

$$E_{\pm \frac{3}{2}} = \frac{5}{8} \beta(x) + \frac{5}{4} \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}) \mp \frac{\overline{H}}{2} \mp \frac{1}{2} \times \left\{ \left(\frac{\beta(x)}{2} + \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} - 2u_{zz}^{(0)}) \pm 2\overline{H} \right)^2 + 3 \left(\frac{\beta(x)}{2} - \tilde{\nu}(x) u_{xx}^{(0)} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (38)$$

$$E_{\pm \frac{1}{2}} = \frac{5}{8} \beta(x) + \frac{5}{4} \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}) \pm \frac{\overline{H}}{2} \mp \frac{1}{2} \times \left\{ \left(\frac{\beta(x)}{2} + \tilde{\nu}(x) (u_{xx}^{(0)} - 2u_{zz}^{(0)}) \mp 2\overline{H} \right)^2 + 3 \left(\frac{\beta(x)}{2} - \tilde{\nu}(x) u_{xx}^{(0)} \right)^2 \right\}^{1/2}.$$

Спонтанные деформации $u_{ij}^{(0)}$ определяются из условия минимума плотности свободной энергии и имеют следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{3\tilde{\nu}(x)}{4E} (1 - 3\sigma), \quad (39)$$

$$u_{zz}^{(0)} = -\frac{3\tilde{\nu}(x)}{4E} (3 - \sigma), \quad u_{xz}^{(0)} = 0.$$

Поскольку недиагональные спонтанные деформации равны нулю, а диагональные различны, в легкоплоскостной фазе, в отличие от легкоосной фазы, происходит асимметричная деформация кристаллической решетки. При этом сокращение вдоль оси z больше, чем вдоль оси x ($|u_{zz}^{(0)}| > |u_{xx}^{(0)}|$).

Решение дисперсионного уравнения позволяет получить спектры квазичастиц

$$\varepsilon_1^2(k) = \frac{3}{4} \left\{ 3I_0(x) + \beta(x) + A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{4E} \right\} \times \left\{ \frac{2}{3} \beta(x) + A_0 + \frac{\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7-5\sigma)}{4E} \right]}{32\overline{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{2E} \right]} - \Omega_0 k + \alpha(x) k^2 \right\}, \quad (40)$$

$$\varepsilon_2^2(k) = \frac{3}{4} \left\{ 3I_0(x) + \beta(x) + A_0 + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{4E} \right\} \times \left\{ \frac{\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7-5\sigma)}{4E} \right]}{32\overline{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{2E} \right]} + \Omega_0 k + \alpha(x) k^2 \right\}. \quad (41)$$

Учет магнитодипольного взаимодействия приводит к появлению линейных по волновому вектору \mathbf{k} слагаемых в спектрах квазичастиц и к возможности фазового перехода при ненулевых значениях k . Критическое значение волнового вектора $k^* = \Omega_0/2\alpha$ соответствует фазовому переходу в неоднородную фазу [26]. Из условия обращения в нуль щели в спектре (40) получим уравнение для концентрации ионов Co , при которой происходят фазовые переходы из доменной фазы:

$$\frac{2}{3} \beta(x) + A_0 + \frac{\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7-5\sigma)}{4E} \right]}{32\overline{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5+\sigma)}{2E} \right]} - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} = 0. \quad (42)$$

Решая это уравнение относительно концентрации x , получим значения концентрации, соответствующие точкам фазового перехода из пространственно-неоднородной (доменной) фазы (линия DP рис. 4а).

Спектр квазимагнонов (40) становится неустойчивым при $k = 0$, и обращение в нуль энергетической щели в этом спектре,

$$\frac{\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7 - 5\sigma)}{4E} \right]}{32\bar{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{2E} \right]} = 0, \quad (43)$$

определяет линию фазового перехода из легкоплоскостной фазы в доменную фазу (линии EP на рис. 4б).

Исследуем теперь спектры квазифононов. Спектр продольно-поляризованных квазифононов остается линейным по волновому вектору

$$\omega_{\parallel}^2(k) = \omega_t^2(k) \left(1 - \frac{3\tilde{\nu}^2(x)}{4E(3I_0(x) + A_0)} \right), \quad (44)$$

а влияние магнитной подсистемы на упругую сводится к перенормировке скорости продольного звука. Спектр поперечно поляризованных квазифононов имеет вид

$$\omega_{\perp}^2(k) = \omega_t^2(k) \left\{ \frac{\tilde{\nu}^2(x)(1 + \sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7 - 5\sigma)}{4E} \right]}{32\bar{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{2E} \right]} + \Omega_0 k + \alpha(x)k^2 \right\} \left\{ \frac{\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7 - 5\sigma)}{4E} \right]}{32\bar{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{2E} \right]} + \Omega_0 k + \alpha(x)k^2 \right\}^{-1}. \quad (45)$$

Как следует из (45), в длинноволновом пределе ($\Omega_0 k + \alpha k^2 \ll \tilde{\nu}^2(x)/E$) при условии

$$\frac{\tilde{\nu}^2(x)(1 + \sigma)}{4E} - \frac{\beta^2(x) \left[\beta(x) + \frac{3\tilde{\nu}^2(x)(7 - 5\sigma)}{4E} \right]}{32\bar{H}^2 - 2\beta(x) \left[\beta(x) + \frac{9\tilde{\nu}^2(x)(5 + \sigma)}{2E} \right]} = 0 \quad (46)$$

спектр поперечно-поляризованных квазифононов становится мягче

$$\omega_{\perp}^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\Omega_0 k + \alpha k^2}{\frac{\tilde{\nu}^2(x)}{E}}.$$

Это свидетельствует о том, что при выполнении условия (46) состояние системы становится неустойчивым и она переходит в новую фазу, а именно в фазу легкая ось в плоскости. Выражение (46) справедливо при малых значениях константы одноионной анизотропии. При этом магнитоупругое взаимодействие создает эффективную анизотропию в плоскости системы, которая приводит к реализации фазы типа легкая ось в плоскости. Решение уравнения (46) позволяет определить, при каких концентрациях ионов Co система переходит в фазу типа легкая ось в плоскости (линии EAP рис. 4б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что тонкие пленки сплава $Fe_{1-x}Co_x$ обладают широким набором фазовых состояний в зависимости от концентрации ионов Co . Анализ спектров элементарных возбуждений показал, что в рассматриваемом случае возможны реализации не только легкоосной и легкоплоскостной фаз, но и фазы типа легкая ось в плоскости, угловой и пространственно-неоднородной (доменной). Реализация этих фаз зависит как от соотношения параметров релятивистских взаимодействий, таких как одноионная анизотропия, магнитодипольное и магнитоупругое взаимодействия, так и от физической размерности магнитоупругого взаимодействия.

Так, в случае плоского магнитоупругого взаимодействия в рассматриваемой системе может реализовываться фаза типа легкая ось в плоскости. В случае объемного магнитоупругого взаимодействия эта фаза не реализуется. Это можно объяснить следующим образом: плоское магнитоупругое взаимодействие создает эффективную легкоосную анизотропию в плоскости пленки, которая при достаточно малых значениях одноионной анизотропии приводит к тому, что намагниченность ориентирована в плоскости пленки вдоль направления, определяемого соотношением $u_{xx}^{(0)}$ и $u_{zz}^{(0)}$ (см. (39)). В случае объемного магнитоупругого взаимодействия вклад спонтанных деформаций $u_{xx}^{(0)}$ и $u_{yy}^{(0)}$, действующих в плоскости пленки, компенсируется компонентой $u_{zz}^{(0)}$ (см. (22)).

Как видно из фазовой диаграммы для плоского магнитоупругого взаимодействия (рис. 4б), фаза типа легкая ось в плоскости реализуется при малых значениях константы одноионной анизотропии ($\beta \sim \gamma x^3$) и при малых концентрациях атомов Co или Fe (линии EAP). В свою очередь, при малых

концентрациях атомов Co или Fe в случае объемного магнитоупругого взаимодействия реализуется фаза типа легкая плоскость (см. рис. 3). Эта фаза также реализуется и в случае плоского магнитоупругого взаимодействия, но при достаточно малых значениях константы одноионной анизотропии и в широком интервале концентраций. С ростом константы одноионной анизотропии (см. (1)) рассматриваемая система переходит из легкоплоскостной фазы в пространственно-неоднородную (доменную) фазу (рис. 3, 4а,б). Как видно на фазовой диаграмме для объемного магнитоупругого взаимодействия (рис. 3) линии фазового перехода EP из фазы типа легкая плоскость зависят только от концентрации, но не зависят от величины константы одноионной анизотропии.

Согласно полученным фазовым диаграммам (рис. 3, 4а,б), доменная фаза реализуется в широком интервале концентраций ионов Co и анизотропии β как для объемного, так и для плоского магнитоупругих взаимодействий.

Как показывают проведенные расчеты, при достаточно большом значении константы одноионной анизотропии β , система может перейти в угловую фазу. Анализ фазовых диаграмм для объемного (рис. 3) и плоского (рис. 4б) магнитоупругих взаимодействий показывает, что угловая фаза реализуется в узком интервале концентраций ионов Co. При дальнейшем увеличении константы одноионной анизотропии β система переходит в легкоосную фазу. В случае объемного магнитоупругого взаимодействия фазовый переход из угловой фазы в фазу типа легкая ось является размазанным фазовым переходом второго рода. При этом поле перехода из легкоосной фазы (11) не зависит от параметров объемного магнитоупругого взаимодействия. Это связано с тем, что вклад спонтанных деформаций $u_{xx}^{(0)}$ и $u_{yy}^{(0)}$, действующих в плоскости пленки, компенсируется компонентой $u_{zz}^{(0)}$ (см. (8)). В случае плоского магнитоупругого взаимодействия фазовый переход из угловой фазы в фазу типа легкая ось также является переходом второго рода. Как видно на фазовых диаграммах (рис. 3, 4б), реализация в исследуемой системе фазы типа легкая ось в случае плоского и объемного магнитоупругих взаимодействий возможна только при достаточно большой константе одноионной анизотропии в узком интервале концентраций ионов Co. В случае плоского магнитоупругого взаимодействия фазовый переход из угловой фазы в фазу типа легкая ось является переходом второго рода. Как видно на фазовых диаграммах (рис. 3, 4а), реализация в исследуемой системе фазы типа

легкая ось в случае плоского и объемного магнитоупругих взаимодействий возможна только при достаточно большой константе одноионной анизотропии в узком интервале концентраций ионов Co.

Полученные в данной работе результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [6, 7]. В работе [7] было показано, что пленки сплава $Fe_{1-x}Co_x$ толщиной до 15 атомных слоев при $0.3 < x < 0.65$, выращенные на подложке Rh(001), обладают четко выраженной большой легкоосной анизотропией, перпендикулярной плоскости пленки (см. рис. 3, 4а). Согласно работе [6], в пленках $Fe_{0.5}Co_{0.5}$ толщиной в один монослой реализуется фаза типа легкая плоскость. Как видно на рис. 4в, этот результат хорошо согласуется с нашими расчетами для константы одноионной анизотропии порядка 0.5–1.0 кЭ.

Необходимо также отметить, что учет влияния магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий приводит к существенному сужению интервала существования легкоосной фазы по сравнению с трехмерным образцом [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (проект № 269/09).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Burkert, L. Nordström, O. Eriksson, and O. Heinonen, Phys. Rev. Lett. **93**, 027203-1 (2004).
2. Е. Е. Шалыгина, Е. В. Перепалова, Л. В. Козловский, Е. Таманис, М. А. Мукашева, А. Н. Шалыгин, Письма в ЖТФ **33**, 13 (2007).
3. T. Sourmail, Progr. Mater. Sci. **50**, 816 (2005).
4. И. М. Франк, УФН **161**, 109 (1991).
5. G. Moulas, A. Lehnert, S. Rusponi et al., Phys. Rev. B **78**, 214424 (2008).
6. D. Kim and J. Hong, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 1821 (2009).
7. F. Yildiz, M. Przybylski, X.-D. Ma, and J. Kirschner, Phys. Rev. B **80**, 064415 (2009).
8. T. P. I. Saragi, C. Schmidt, K. Schultz et al., J. Magn. Magn. Mater. **321**, 2204 (2009).
9. J. A. Koza, M. Uhlemann, C. Mickel et al., J. Magn. Magn. Mater. **321**, 2265 (2009).
10. D. P. Pappas, K.-P. Kämper, and H. Hopster, Phys. Rev. Lett. **64**, 3179 (1990).

11. R. Allenspach and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3385 (1992).
12. D. Pescia and V. L. Pokrovsky, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2599 (1990).
13. A. Moschel and K. D. Usadel, *Phys. Rev. B* **49**, 12868 (1994).
14. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, Д. В. Спирин, *ФНТ* **25**, 1056 (1999).
15. Yu. A. Fridman, D. V. Spirin, and Ph. N. Klevets, *Phys. Stat. Sol. (b)* **232**, 264 (2002).
16. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *ЖЭТФ* **35**, 228 (1958).
17. Yu. A. Fridman, Ph. N. Klevets, D. A. Matunin, and O. V. Kozhemyako, *J. Phys. Chem. Sol.* **67**, 2458 (2006).
18. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества*, Мир, Москва (1983).
19. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
20. С. В. Малеев, *ЖЭТФ* **70**, 2344 (1976).
21. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
22. В. Г. Барьяхтар, В. Н. Криворучко, Д. А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).
23. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, *ТМФ* **81**, 263 (1989).
24. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
25. В. В. Вальков, *ТМФ* **76**, 143 (1988).
26. R. P. Erickson and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **46**, 861 (1992).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1987).