

УДК 537.612

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ПЛЕНКИ СПЛАВА $U_2Co_{15}Si_2$

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

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: frid@crimea.edu*

В работе рассмотрена модель магнитных и магнитоупругих свойств ферромагнитной пленки сплава $U_2Co_{15}Si_2$. В данной модели учитывается влияние магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействия. В рамках предложенной модели изучены фазовые переходы по температуре. Показано, что в рассматриваемой системе реализуется фазы “легкая плоскость” и “легкая ось”. Причем, фазовый переход между ними является переходом первого рода и протекает через промежуточное – пространственно-неоднородное – состояние (домены). Получены температуры устойчивости легкоплоскостной и легкоосной фаз.

Ключевые слова: ориентационные фазовые переходы, магнитоупругое взаимодействие, магнитодипольное взаимодействие.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства ферромагнитных пленок в настоящее время привлекают внимание исследователей в различных областях науки. Это связано, прежде всего, с фундаментальными отличиями их свойств от свойств трехмерных систем [1].

Известно, что в тонких магнитных пленках наблюдаются спин-переориентационные фазовые переходы по температуре [2]. Вектор намагниченности с ростом температуры меняет ориентацию с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную, или наоборот. Причем, имеет место обратная переориентация при понижении температуры. При этом существует некоторый интервал температуры, в котором происходит уменьшение намагниченности.

Экспериментальные исследования [3] монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ показали, что в нем наблюдаются два спин-переориентационных фазовых перехода “легкая ось” – “угловая фаза” и “угловая фаза” – “легкая плоскость”. В [3] эти переходы рассматриваются как фазовые переходы второго рода. При низкой температуре система находится в фазе “легкая плоскость”, из которой с ростом температуры переходит в угловую фазу ($T_1 = 270K$), и при дальнейшем росте температуры – в фазу “легкая ось” ($T_2 = 350K$). Причиной фазовых переходов в рассматриваемом сплаве является конкуренция анизотропий подрешеток урана и кобальта, которые являются функциями температуры. Графически зависимость констант одноионной анизотропии от температуры представлена на рис.1.

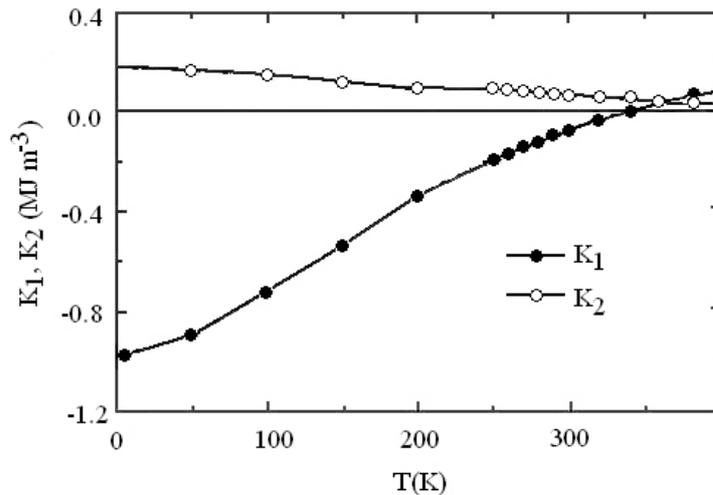


Рис. 1. Температурная зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ [3].

Экспериментальные данные, представленные на рис.1 могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned}
 K_1(T) &= -0.02T^3 + 9.358T^2 + 2.062 \cdot 10^3 T - 1.001 \cdot 10^6, \\
 K_2(T) &= 0.131T^2 - 470.278T + 1.816 \cdot 10^5.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

В данной работе предлагается модель переориентационных фазовых переходов в ферромагнитной пленке $U_2Co_{15}Si_2$. При этом предполагается, что зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ определяется выражением (1). Спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать одинаковыми и равными 2 ($S = 2$). Кроме того, как было показано в [4], соединения урана обладают гигантской магнитострикцией, поэтому в рассматриваемой модели необходимо учитывать влияние магнитоупругого взаимодействия. Хорошо известно, что магнитоупругое взаимодействие существенно влияет на динамику системы, приводя к гибридизации упругих и магнитных возбуждений [5]. Также в рамках данной модели будет учтено влияние магнитодипольного взаимодействия, которое играет существенную роль в двумерных системах, и может приводить к формированию доменных структур [6].

1. ФАЗА “ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ”

Как отмечалось выше, в рассматриваемой системе наблюдается конкуренция между одноионными анизотропиями подрешеток урана и кобальта, которая может приводить к реализации легкоосной или легкоплоскостной фаз. Как видно из рис.1, константа анизотропии подрешетки урана с ростом температуры меняет знак, а константа анизотропии подрешетки кобальта положительна на всем температурном

интервале. Рассмотрим случай низких температур, когда преобладает гексагональная анизотропия подрешетки урана и в системе реализуется фаза “легкая плоскость”.

Выберем систему координат так, чтобы плоскость XOZ была базисной плоскостью. Тогда магнитный момент лежит в плоскости XOZ.

Гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 H = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^z)^2 \right]^2 - \\
 & -K_2(T) \sum_n (S_n^y)^2 + \lambda \sum_{i,j=x,y,z} u_{ii}(n) (S_n^i)^2 + u_{ij}(n) (S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i) + \\
 & + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \left\{ u_{ii}^2(n) + 2\sigma u_{ii}(n) u_{jj}(n) + 2(1-\sigma) u_{ij}^2(n) \right\},
 \end{aligned} \quad (2)$$

где $J_{nn'}$ - константа обменного взаимодействия, S_n^i - i -я компонента спинового оператора в узле n , $K_1(T) < 0$, $K_2(T) > 0$ - константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, и определяются выражением (1), λ - константа магнитоупругой связи, $u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ -

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 [6]:

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

Здесь $A_0 = \frac{2}{3} (g\mu_B)^2 \sum R^{-3}$; $\Omega_0 = \frac{2\pi (g\mu_B)^2}{a^2}$; \vec{k} - волновой вектор параллельный оси OX; g - гиромагнитное отношение; μ_B - магнетон Бора; a^2 - “объем” плоской элементарной ячейки.

Используя представление Голстейна-Примакова, получим спектры элементарных возбуждений [7]. Спиновые операторы связаны с операторами рождения a_n^+ и уничтожения a_n магнонов следующим образом:

$$S_n^+ \approx \sqrt{2S} a_n^+, \quad S_n^- \approx a_n^+ \sqrt{2S}, \quad S_n^z = -S + a_n^+ a_n, \quad [a_n, a_m^+] = \delta_{nm}, \quad (4)$$

где S - величина спина магнитного иона.

Компоненты тензора деформаций представим в виде $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$, где $u_{ij}^{(0)}$ - спонтанные деформации, $u_{ij}^{(1)}$ - динамическая часть тензора деформаций, описывающая колебания узлов кристаллической решетки.

Спонтанные деформации определяются из условия минимума плотности свободной энергии

$$F_0 = F_{me} + F_e,$$

где $F_{me} = \lambda \sum_{ij} u_{ij}^{(0)} S_n^i S_n^j$; $F_e = \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \left[u_{xx}^{(0)2} + u_{yy}^{(0)2} + 2\sigma u_{xx}^{(0)} u_{yy}^{(0)} + 2(1-\sigma) u_{xy}^{(0)2} \right]$. В

данном случае спонтанные деформации имеют следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = \frac{4\lambda\sigma(1-\sigma)}{E}, \quad u_{zz}^{(0)} = -\frac{4\lambda}{E}, \quad u_{ij}^{(0)} = 0. \quad (5)$$

Динамическая часть тензора деформаций $u_{ij}^{(1)}$ связана с операторами рождения $b_{k,\nu}^+$ и уничтожения $b_{k,\nu}$ ν -поляризованных фононов следующим соотношением:

$$u_{ij}^{(1)} = \frac{i}{2} \sum_{k,\nu} \frac{1}{\sqrt{2Nm\omega_\nu(k)}} \left[b_{k,\nu} e^{i\vec{k}\vec{r}} - b_{k,\nu}^+ e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] \cdot \left[e_\nu^i k_j + e_\nu^j k_i \right], \quad (6)$$

где N – число узлов кристаллической решетки; m – масса магнитного иона; $\omega_\nu(k) = c_\nu k$ – спектр невзаимодействующих ν -поляризованных фононов; c_ν – скорость ν -поляризованных фононов; \vec{e}_ν – единичный вектор поляризации фононов.

Используя выражения (4)-(7) представим гамильтониан (2) в виде:

$$H^{(2)} = \sum_k \left[A_k a_k^+ a_k + \omega_k b_k^+ b_k + \frac{1}{2} (B_k a_k^+ a_{-k}^+ + B_k^* a_{-k} a_k) + C_k (a_k^+ b_{-k}^+ + b_k^+ a_k) + C_k^* (a_k^+ b_k + a_k b_{-k}) \right], \quad (7)$$

где a_k^+ , a_k , b_k^+ , b_k – фурье-образы операторов рождения и уничтожения магнонов и фононов, соответственно,

$$A_k = 2\alpha k^2 + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{16\lambda^2}{E}(1+\sigma),$$

$$B_k = B_k^* = 2\Omega_0 k - A_0 + 16K_1(T) + 2K_2(T),$$

$$C_k = -\frac{i\lambda S}{2} \sqrt{\frac{Sk}{mc_t}}.$$

Гамильтониан (7) необходимо привести к диагональному виду:

$$H^{(2)} = E_0 + \sum_k \left[\omega_1(k) \alpha_k^+ \alpha_k + \omega_2(k) \beta_k^+ \beta_k \right],$$

где E_0 – энергия нулевых колебаний; $\omega_i(k)$ – энергия i -й ветви связанных магнитоупругих волн ($i = 1, 2$).

В результате спектры квазичастиц имеют следующий вид:

$$\omega^2(k) = \omega_i^2(k) \frac{\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T)}{\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)}, \quad (8)$$

$$\varepsilon^2(k) = 4 \left[\alpha k^2 + \Omega_0 k + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma) \right] \times \left[\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma) \right]. \quad (9)$$

Выражение (8) определяет спектр квазифононов, а (9) – квазимагнонов.

Наличие линейных по волновому вектору слагаемых в спектре квазифононов (8) свидетельствует о том, что спектр становится неустойчивым не при $k=0$, а при $k^* = \frac{\Omega_0}{2\alpha}$. Это обстоятельство указывает на то, что в системе возможна реализация пространственно-неоднородной (доменной) фазы [8]. Критическое значение волнового вектора $k^* = \frac{\Omega_0}{2\alpha}$ перенормирует щель в спектре (8), а также определяет период доменной структуры. Из обращения в ноль перенормированной щели в спектре квазифононов, получим уравнение на температуру фазового перехода:

$$A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} = 0. \quad (10)$$

При условии (10) спектр квазифононов (8) в длинноволновом пределе ($\alpha k^2 - \Omega_0 k \ll \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)$) размягчается $\omega^2(k^*) = \omega_i^2(k) \frac{\alpha k^2 - \Omega_0 k}{\frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)}$, в то время как

в спектре квазимагнонов (9) появляется магнитоупругая щель:

$$\varepsilon(k^*) = \frac{16\lambda^2}{E}(1+\sigma).$$

Используя температурную зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ (1), а также значения параметров магнитодипольного взаимодействия [9], получим температуру фазового перехода $T_f = 366.4K$.

2. УГЛОВАЯ ФАЗА

С ростом температуры конкуренция между анизотропиями подрешеток урана и кобальта уменьшается, и можно предположить, что система переходит в угловую фазу.

Пусть температура такова, что система находится в угловой фазе, т.е. вектор намагниченности образует угол θ с нормалью к базисной плоскости XOY.

В данном случае гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned}
 H = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\
 & -K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 + \lambda \sum_{i,j=x,y,z} u_i u_j S_n^i S_n^j + \\
 & + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \{ u_{ii}^2 + 2\sigma u_{ii} u_{jj} + 2(1-\sigma) u_{ij}^2 \}.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Повернем систему координат вокруг оси OX так, чтобы ось квантования OZ совпадала с направлением магнитного момента. Связь компонент спинового оператора в старой системе координат через компоненты в новой системе координат имеет следующий вид:

$$\tilde{S}_n^x = S_n^x, \quad \tilde{S}_n^y = S_n^y \cos \theta + S_n^z \sin \theta, \quad \tilde{S}_n^z = -S_n^y \sin \theta + S_n^z \cos \theta.$$

Как и ранее, будем исследовать систему, используя представление Голстейна - Примакова [7]. Используя связь спиновых операторов с операторами рождения и уничтожения магнонов (4) и компонентов тензора $u_{ij}^{(1)}$ с операторами рождения $b_{k,\nu}^+$ и уничтожения $b_{k,\nu}$ фононов (6), представим гамильтониан (11) в следующем виде:

$$H = H^{(1)} + H^{(2)},$$

где $H^{(1)}$ - линейный по операторам a_k^+ , a_k , $H^{(2)}$ - квадратичный по операторам a_k^+ , a_k . Гамильтониан $H^{(1)}$ не соответствует реальному физическому процессу, поэтому коэффициенты при a_k^+ , a_k должны быть равны нулю. Это условие позволяет определить связь равновесного угла θ с материальными константами:

$$\left[-A_0 - 16K_1(T) \sin^2 \theta + 2K_2(T) \right] \sin 2\theta = 0. \tag{12}$$

Как видно из (12), получаем два возможных уравнения на угол θ .

$$\sin^2 \theta = \frac{2K_2(T) - A_0}{16K_1(T)}, \tag{13}$$

$$\sin 2\theta = 0. \tag{14}$$

Анализ выражения (13) показывает, что не существует таких значений констант анизотропии и параметра магнитодипольного взаимодействия при которых $\sin^2 \theta \leq 1$, а, следовательно, угловая фаза не реализуется. Из равенства (14) следует,

что магнитный момент либо лежит в плоскости пленки ($\theta = \frac{\pi}{2}$) либо перпендикулярен плоскости ($\theta = 0$).

3. ФАЗА “ЛЕГКАЯ ОСЬ”

Рассмотрим теперь случай высоких температур, когда знаки констант одноионной анизотропии подрешеток урана и кобальта совпадают. В этом случае в системе реализуется легкоосная фаза. Выберем ось OZ вдоль направления намагничивания, а плоскость XOY - базисной плоскостью.

Гамильтониан системы совпадает с (11), где $K_1(T) > 0$, $K_2(T) > 0$ – положительные константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, определяемые выражением (1). Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия в рассматриваемой геометрии ($\vec{k} \parallel OX$) имеют вид (3) с заменой индексов $y \rightarrow z$.

Используя киральное соотношение для проекции спиновых операторов $(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 + (S_n^z)^2 = S(S+1)$, перепишем гамильтониан в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[S(S+1) - (S_n^z)^2 \right]^2 - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 + \lambda \sum_{i,j=x,y,z} u_i u_j S_n^i S_n^j + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \{ u_{ii}^2 + 2\sigma u_{ii} u_{jj} + 2(1-\sigma) u_{ij}^2 \}, \quad (15)$$

В легкоосной фазе для исследования фазовых переходов мы воспользуемся техникой операторов Хаббарда [10]. Этот метод позволяет точно учесть одноионную анизотропию, и применим при любых температурах вплоть до флуктуационной области вблизи температуры Кюри. Операторы Хаббарда строятся на базе собственных функций одноузельного гамильтониана, который получается путем выделения в гамильтониане (15) среднего поля $\langle S^z \rangle$ [10], связанного с упорядочением магнитных моментов:

$$H_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z + [2S(S+1)K_1 - K_2] (S_n^z)^2 - K_1 (S_n^z)^4 + \lambda [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^{yx})^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) u_{xy} + (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) u_{xz} + (S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y) u_{yz}], \quad (16)$$

где $\bar{H} = J_0 \langle S^z \rangle$; J_0 – нулевая фурье-компонента обменного интеграла. Решая с гамильтонианом (16) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона

$$E_{\pm 2} = \mp 2\bar{H} + [8S(S+1) - 16]K_1 - 4K_2 + \lambda(u_{xx} + u_{yy} + 4u_{zz}),$$

$$E_{\pm 1} = \mp \sqrt{\bar{H}^2 + \frac{9}{4}\lambda^2(u_{xx} - u_{yy})^2} + [2S(S+1) - 1]K_1 - K_2 + \lambda\left(\frac{5}{2}u_{xx} + \frac{5}{2}u_{yy} + u_{zz}\right), \quad (17)$$

$$E_0 = \frac{3}{2}\lambda(u_{xx} - u_{yy}),$$

и его собственные функции

$$\Psi_n(2) = |2\rangle, \Psi_n(1) = |1\rangle, \Psi_n(0) = 0, \Psi_n(-1) = |-1\rangle, \Psi_n(-2) = |-2\rangle.$$

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет следующий вид:

$$S_n^z = 2(X_n^{22} + X_n^{-2-2}) + X_n^{11} - X_n^{-1-1},$$

$$S_n^+ = 2(X_n^{12} + X_n^{-1-2}) + \sqrt{6}(X_n^{10} + X_n^{0-1}), \quad S_n^- = (S_n^+)^+.$$

Используя диаграммную технику для операторов Хаббарда [10], были получены спектры квазичастиц.

Спектр квазифононов:

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{-21K_1 + 3K_2 - 2A_0 + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}{-21K_1 + 3K_2 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}. \quad (18)$$

При условии

$$3K_2 - 21K_1 - 2A_0 = 0 \quad (19)$$

спектр квазифононов (18) размягчается и принимает вид:

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}{\frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma)}.$$

В низкочастотной ветви спектра квазимагнонов

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ 3K_2 - 21K_1 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 \right\} \times \left\{ 3K_2 - 21K_1 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k \right\} \quad (20)$$

в точке, определяемой (19), появляется магнитоупругая щель:

$$\varepsilon(0) = \frac{9\lambda^2(x)}{E}(1+\sigma).$$

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

Решение уравнения (19) позволяет получить значения температуры, при которой происходит фазовый переход из состояния “легкая ось” $T_2 = 318.5K$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в пленке сплава $U_2Co_{15}Si_2$ имеет место фазовый переход первого рода из легкоплоскостной в легкоосную фазу, который протекает через пространственно-неоднородную (доменную) фазу. При этом, температура устойчивости легкоплоскостной фазы равна $T_1 = 366.4K$, а легкоосной – $T_2 = 318.5K$. Схематично фазовую диаграмму системы можно представить следующим образом:

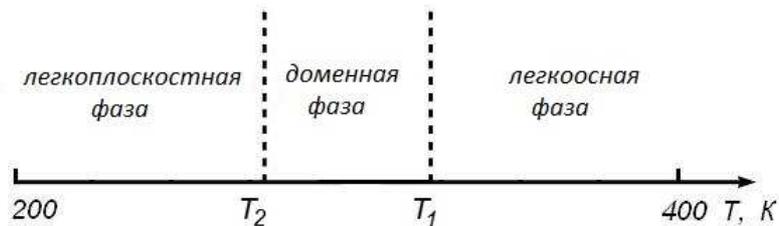


Рис. 2. Фазовая диаграмма пленки сплава $U_2Co_{15}Si_2$

Как видно из рис.2, в данной системе не реализуется угловая фаза, как это наблюдалось в [3,11]. Отсутствие угловой фазы связано, прежде всего, с двухмерностью исследуемого объекта, т.е. с существенным влиянием магнитодипольного взаимодействия.

В [11] проводились исследования объемного образца сплава $U_2Co_{15}Si_2$, и было показано, что в системе имеет место два фазовых перехода первого рода. Фазовый переход из легкоплоскостной фазы в угловую фазу осуществляется при температуре $T_1 = 266K$, а из легкоосной фазы в угловую – при температуре $T_4 = 340K$. В рассматриваемом случае в системе происходит один фазовый переход первого рода через пространственно-неоднородное (доменное) состояние. Подобные различия с результатами, полученными в данной работе, связаны с физической размерностью образца, а также учетом магнитодипольного взаимодействия. Следует отметить, что в работе [3] предполагается, что фазовые переходы “легкая плоскость” – “угловая фаза” и “легкая ось” – “угловая фаза” являются фазовыми переходами второго рода.

Учет магнитоупругого взаимодействия в фазах “легкая плоскость” и “легкая ось” приводит к образованию гибридной магнитоупругой волны. При этом, как видно из (8) и (18) мягкой модой является квазиупругая ветвь возбуждений, и, следовательно, температуры устойчивости легкоплоскостной и легкоосной фаз определяется из квазифононных спектров. В спектрах же квазимагнонов (9) и (20) возникает магнитоупругая щель.

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

Список литературы

1. Pappas D.P. Reversible Transition between Perpendicular and In-Plane Magnetization in Ultrathin Films / D.P. Pappas, K.-P. Kämpfer and H. Hopster // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 64, № 26. – P. 3179-3182.
2. Allenspach R. Magnetization Direction Switching in Fe/Cu(100) Epitaxial Films: Temperature and Thickness Dependence / R. Allenspach and A. Bischof // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 69, № 23. – P. 3385-3388.
3. Tereshina E.A. Magnetic anisotropy and spin reorientation in $U_2Co_{15}Si_2$ / E.A. Tereshina, A.V. Andreev, K. Koyama et al // JMMM. – 2007. – Vol. 316 – p. 515.
4. Белов К.П. Гигантская магнострикция // К.П. Белов, Г.И. Катаев, С.А. Никитин и др. / УФН. – 1983. – т. 140, № 2, – с. 271-313.
5. Мицай Ю.Н. Переориентационный фазовый переход по температуре в двумерном ферромагнетике с учетом магнитоупругости / Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман, Д.В. Спириин // ФНТ. – 1999. – Т. 25, № 10. – С. 1056-1059.
6. Малеев С.В. Дипольные силы в двумерных и слоистых ферромагнетиках / С.В. Малеев // ЖЭТФ. – 1976. – № 70. – С. 2344-2360.
7. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский – М.: Наука, 1967. – 368 с.
8. Erickson R.P. Magnetic instabilities in ultrathin ferromagnets / R.P. Erickson and D.L. Mills // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46, № 2. – P. 861-865.
9. Фридман Ю.А. Каскад фазовых переходов в монослое $Fe_{1-x}Co_x$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко. – в печати.
10. Мицай Ю.Н. Применение операторов Хаббарда в теории магнитоупругих волн / Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман // ТМФ. – 1989. – Т. 81. – С. 263-270.
11. Фридман Ю.А. Температурная фазовая диаграмма $U_2Co_{15}Si_2$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Ученые записки ТНУ. – 2008. – Т. 21(60), № 1. – С. 63-72.

Фридман Ю.А. Вплив магнітопружної взаємодії на фазові стани плівки сплаву $U_2Co_{15}Si_2$ / Ю.А. Фридман, П.М. Клевец, Г.П. Войтенко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 20-29.

У роботі розглянуто модель магнітних та магнітопружних властивостей феромагнітної плівки сплаву $U_2Co_{15}Si_2$. Ця модель враховує вплив магнітодипольної та магнітопружної взаємодій. В рамках запропонованої моделі вивчені фазові переходи по температурі. Доведено, що в розглянутій системі можлива реалізація фаз “легка площина” і “легка вісь”. Фазовий перехід між ними є переходом першого роду, який протікає через проміжний – просторово-неоднорідний - стан (домени). Отримані температури стійкості легкоплощинної і легковісної фаз.

Ключові слова: орієнтаційні фазові переходи, магнітопружна взаємодія, магнітодипольна взаємодія.

Fridman Yu.A. The influence of the magnetoelastic interaction on phase states of $U_2Co_{15}Si_2$ alloy film / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, A.P. Voytenko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 20-29.

The paper deals with the model of magnetic and magnetoelastic properties of $U_2Co_{15}Si_2$ alloy ferromagnetic film. The present model takes into account the influence of the magnetic dipole and magnetoelastic interactions. Within the frameworks of the model proposed the temperature driven phase transitions are investigated. It is shown that the “easy-axis” and the “easy-plane” phases realize in the system under consideration. Thus, the phase transition between them is of the first kind and occurs through the intermediate – spatially inhomogeneous – state (domains). The temperatures of the “easy-axis” phase and the “easy-plane” phase stability are derived.

Keywords: orientation phase transitions, magnetoelastic interaction, magnetic dipole interaction.

Поступила в редакцію 02.04.2010 г.