

## Магнитострикционная доменная структура в периодической системе магнитоупругих и упругих немагнитных слоев

© Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн, В.П. Мальцев, В. Василевский\*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

\* Технический университет,  
Радом, Польша

(Поступила в Редакцию 27 февраля 2002 г.  
В окончательной редакции 20 июня 2002 г.)

Исследован спектр магнитоупругих волн в периодической структуре, состоящей из чередующихся ферромагнитных и немагнитных слоев. В случае ферромагнитных слоев с осями легкого намагничивания, параллельными поверхностям слоев, рассмотрен ориентационный фазовый переход, индуцированный касательным внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_e$ . Предсказано возникновение неоднородной фазы с пространственной модуляцией параметра порядка, появление которой вызвано магнитострикционной связью намагниченности с деформациями решетки вблизи границ раздела магнитоупругих и упругих сред. Показано, что при некотором критическом поле, превышающем поле ориентационного фазового перехода в системе в отсутствие магнитострикции, магнитоупругая волна с направлением распространения, параллельным вектору намагниченности  $\mathbf{M}$  в плоскости слоев, становится неустойчивой при конечных значениях волнового вектора и конденсируется в магнитострикционную доменную структуру. Построена диаграмма состояний в пространстве  $(L, T, H_e)$  и определены области существования термодинамически равновесных коллинеарной, угловой и доменной фаз ( $L$  и  $T$  — толщина ферромагнитных и немагнитных слоев соответственно).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-16794), Польского комитета научных исследований и фонда МНТЦ (грант № 1522).

Магнитострикция существенно влияет на динамические и статические свойства ферромагнетиков в окрестности спин-ориентационного фазового перехода. В неограниченных образцах вблизи ориентационного фазового перехода в спектре спиновых волн возникает магнитоупругая щель, а скорость одной из ветвей поперечных акустических мод уменьшается до нуля при значениях волнового вектора  $k \rightarrow 0$  [1–4]. В ограниченных магнетиках часто наблюдаются доменные структуры нееловского типа, существование которых объясняют магнитоупругим взаимодействием [5–9]. Анализ спектра магнитоупругих волн в магнитных материалах позволяет определить тип мягкой моды, по которой происходит фазовый переход второго рода [10].

Спектр магнитоупругих волн и распределение намагниченности и упругих деформаций в одноосной ферромагнитной пластине с осью легкого намагничивания, нормальной к ее поверхности, исследованы в работах [8,9]. Установлено, что в окрестности ориентационного фазового перехода, индуцируемого магнитным полем, частота и групповая скорость магнитоупругой волны обращаются в нуль при конечных значениях волнового вектора  $k = k_c \neq 0$ , и образец разбивается на домены. В результате образования доменной структуры уменьшается энергия действующих полей намагничивания в вакууме. Конкуренция магнитоупругой и дипольной энергии приводит к существенной зависимости направления распространения и поляризации мягкой магнитоупругой моды от толщины пластины  $L$ . В случае толстых пластин ( $L > L_N$ ) мягкой является поперечная волна, поляризованная перпендикулярно

к развитой поверхности и распространяющаяся вдоль направления намагниченности ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ). Эта мода конденсируется в доменную структуру нееловского типа. В случае тонких пленок ( $L < L_B$ ) мягкой является поперечная волна, поляризованная в плоскости пластины и распространяющаяся перпендикулярно  $\mathbf{M}$ , что свидетельствует о зарождении доменной структуры блоховского типа.

Альтернативный случай зарождения доменной структуры в ферромагнитной пленке с осью легкого намагничивания, параллельной поверхности, закрепленной на упругой подложке, недавно исследовался в работах [11–13]. Было показано, что в окрестности ориентационного фазового перехода, индуцируемого касательным внешним магнитным полем, критическая волна Лява с горизонтальной поляризацией становится неустойчивой и трансформируется в магнитострикционную доменную структуру, локализованную вблизи границы пленки и подложки. При этом переход в доменное состояние позволяет уменьшить энергию действующих полей упругих напряжений в немагнитной подложке.

В настоящей работе анализируется зарождение доменной структуры в периодической системе из чередующихся ферромагнитных слоев с осью легкого намагничивания, параллельной поверхности, и упругих немагнитных слоев. В последние годы неоднородные магнитные состояния (доменные структуры) многослойных систем интенсивно исследовались [14,15]. Сочетание значительной дисперсии и высокой чувствительности к внешнему магнитному полю делает такие системы перспективными для приложений в устройствах обработки сигналов. Обычно образование доменной структуры свя-

зано с влиянием „магнитных зарядов“ на поверхности магнитных слоев. Далее показано, что при фазовом переходе, связанном с переориентацией спинов в плоскости слоев, может возникать магнитоэластичная доменная структура, существование которой целиком обусловлено возможностью уменьшения энергии дальнедействующих полей упругих напряжений, проникающих в немагнитный материал на глубину порядка периода доменной структуры.

## 1. Постановка задачи. Основные уравнения

Энергию системы запишем в виде

$$F = F_m + F_e + F_{me} = \int dv(f_m + f_e + f_{me}), \quad (1)$$

где  $F_m$  — магнитная энергия,  $F_e$  — упругая энергия решетки,  $F_{me}$  — энергия магнитоупругого взаимодействия. Если константы магнитоупругого взаимодействия малы, то при определенных условиях упругие деформации и смещения в системе можно считать малыми. При этом плотность упругой энергии  $f_e$  — положительно определенная квадратичная форма тензора деформации  $u_{ik}$

$$F_e \geq 0, \quad (2)$$

а плотность магнитоупругой энергии  $f_{me}$  линейна по деформациям  $u_{ik}$ .

Основное и метастабильные состояния соответствуют минимуму энергии системы  $F$ , поэтому распределение намагниченности  $\mathbf{M}$  и упругих смещений  $\mathbf{u}$  удовлетворяет уравнениям состояния

$$[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] = 0, \quad \delta F / \delta \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

где  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\delta F / \delta \mathbf{M}. \quad (4)$$

Используя второе из уравнений состояния (3) и учитывая однородность  $f_e$  и  $f_{me}$  по упругим смещениям, легко получить соотношение

$$F_e + F_{me} = F_{me}/2 \leq 0. \quad (5)$$

Знак равенства в (2) и (5) достигается только в отсутствие упругих деформаций в системе. Отсюда следует, что при заданном распределении намагниченности в отсутствие внешних упругих напряжений взаимодействие магнитной и упругой подсистем может уменьшить полную энергию системы. Второе из уравнений состояния (3) позволяет при этом однозначно выразить смещения через намагниченность и перейти к эффективной магнитной энергии, зависящей только от намагниченности. Суммарный вклад упругой и магнитоупругой энергии оказывается отрицательным и нелокальным. Если в однородном магнитном состоянии деформации

и дипольное поле отсутствуют (например, в слоистой системе пленка–подложка, в которой массивная подложка препятствует деформациям в плоскости пленки), магнитоупругое взаимодействие может привести к неустойчивости однородной фазы и возникновению доменной структуры. Это возможно даже в условиях, при которых домены в чисто магнитной системе вообще не существуют [11–13].

Рассмотрим ориентационный фазовый переход и спектр магнитоупругих возбуждений в периодической структуре, состоящей из чередующихся ферромагнитных слоев толщины  $L$  и немагнитных слоев толщины  $T$ , зазор между которыми отсутствует. Все слои предполагаем диэлектрическими. Пусть нормаль к поверхностям каждого из слоев направлена вдоль оси  $\mathbf{n}_y$ . Магнитные слои обладают одноосной магнитной анизотропией, причем ось симметрии  $\mathbf{n}_a$  является осью легкого намагничивания. Ориентация этой оси в магнитных слоях одинакова и параллельна плоскостям слоев  $\mathbf{n}_a \parallel \mathbf{n}_z$ . Система помещена в касательное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_e \parallel \mathbf{n}_x$ , перпендикулярное оси анизотропии.

Энергию периодической системы  $F$  удобно разбить на два слагаемых:

$$F = F_{fm} + F_{nm}. \quad (6)$$

В (6)  $F_{fm} = F_m + F_{me} + F_e$  — энергия ферромагнитных слоев, где

$$F_m = \int_{V_{fm}} dv \left( -\mathbf{H}_e \mathbf{M} - \frac{1}{2} \mathbf{H}_D \mathbf{M} - \frac{\beta}{2} M_z^2 + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right), \quad (7)$$

$$F_e = \frac{1}{2} \int_{V_f} dv C_{ijkl}^{(fm)} u_{ij}^{(fm)} u_{kl}^{(fm)}, \quad (8)$$

$$F_{me} = B \int_{V_f} dv \left[ -(M_0^2/3)(u_{xx}^{(fm)} + u_{yy}^{(fm)} + u_{zz}^{(fm)}) + M_x^2 u_{xx}^{(fm)} + M_y^2 u_{yy}^{(fm)} + M_z^2 u_{zz}^{(fm)} + 2(M_x M_y u_{xy}^{(fm)} + M_y M_z u_{yz}^{(fm)} + M_x M_z u_{xz}^{(fm)}) \right], \quad (9)$$

а энергия немагнитных слоев  $F_{nm}$  является чисто упругой

$$F_{nm} = \frac{1}{2} \int_{V_{nm}} dv C_{ijkl}^{(nm)} u_{ij}^{(nm)} u_{kl}^{(nm)}. \quad (10)$$

Здесь  $\mathbf{H}_D = \nabla \Phi$  — дипольное поле,  $\mathbf{M}$  — намагниченность,  $\beta > 0$  — константа одноосной анизотропии,  $\alpha$  — константа неоднородного обмена,  $B$  — константа магнитоэластичности ферромагнитного материала;  $C_{ijkl}^{(fm)}$ ,  $C_{ijkl}^{(nm)}$  — модули упругости,  $u_{ik}^{(fm, nm)} = (\partial u_i^{(fm, nm)} / \partial x_k + \partial u_k^{(fm, nm)} / \partial x_i) / 2$  — тензоры деформации,  $V_{fm}$  и  $V_{nm}$  — полные объемы магнитной и немагнитной сред соответственно. Упругие ангармонизмы и нелинейность тензора деформации не учитываются,

поскольку влияние их сводится к несущественной перенормировке упругих и магнитоупругих модулей [2]. Ограничимся изотропным приближением для энергии магнитоэластики и упругой энергии системы. Предположим также, что влияние несоответствия периодов решетки магнитных и упругих слоев и объемной магнитоэластики сводится к перенормировке константы магнитной анизотропии и внешнего поля.

Зависимость намагниченности  $\mathbf{M}$  и упругих смещений  $\mathbf{u}^{(fm, nm)}$  от времени  $t$  описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -g[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}],$$

$$\rho^{(fm, nm)} \frac{\partial^2 u_i^{(fm, nm)}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\delta F}{\delta u_{ik}^{(fm, nm)}} \right), \quad (11)$$

где  $g > 0$  — гиромагнитное отношение,  $\rho^{(fm)}$  и  $\rho^{(nm)}$  — плотности магнитных и немагнитных слоев соответственно.

На поверхностях раздела сред непрерывны потенциал дипольного поля  $\Phi = \varphi M_0$  и нормальная составляющая магнитной индукции  $\mathbf{B} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_D + 4\pi \mathbf{M} = \mathbf{b} M_0 = (\mathbf{h} + \mathbf{h}_D + 4\pi \mathbf{m}) M_0$ , а также обращается в нуль производная намагниченности

$$\partial \mathbf{M} / \partial y = (\partial \mathbf{m} / \partial y) M_0 = 0. \quad (12)$$

Кроме того, на них непрерывны смещения  $\mathbf{u}$  и компоненты тензора магнитоупругих напряжений  $\sigma_{yi}$

$$\mathbf{u}^{(fm)} = \mathbf{u}^{(nm)},$$

$$\sigma_{xy}^{(fm)} = 2C_{44}^{(fm)} u_{xy}^{(fm)} + B M_0^2 m_x m_y = \sigma_{xy}^{(nm)} = 2C_{44}^{(nm)} u_{xy}^{(nm)},$$

$$\sigma_{yy}^{(fm)} = (C_{11}^{(fm)} - 2C_{44}^{(fm)}) (u_{xx}^{(fm)} + u_{yy}^{(fm)} + u_{zz}^{(fm)}) + 2C_{44}^{(fm)} u_{yy}^{(fm)} + B M_0^2 m_y^2 = \sigma_{yy}^{(nm)} = (C_{11}^{(nm)} - 2C_{44}^{(nm)}) \times (u_{xx}^{(nm)} + u_{yy}^{(nm)} + u_{zz}^{(nm)}) + 2C_{44}^{(nm)} u_{yy}^{(nm)},$$

$$\sigma_{yz}^{(fm)} = 2C_{44}^{(fm)} u_{yz}^{(fm)} + B M_0^2 m_y m_z = \sigma_{yz}^{(nm)} = 2C_{44}^{(nm)} u_{yz}^{(nm)}. \quad (13)$$

Проанализируем характер изменения низкочастотной области спектра магнитоупругих волн и основного состояния системы при изменении величины внешнего магнитного поля.

## 2. Однородные спонтанные деформации магнитоупругих и упругих слоев

Если внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_e \parallel \mathbf{n}_x$  велико, то направление намагниченности в магнитоупругих слоях параллельно внешнему полю  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}_x$ . Хотя намагниченность однородна, в отличие от случая магнитоупругой пленки на массивной упругой подложке [11–13] спон-

танные деформации  $\hat{u}_{ik0}$  и напряжения  $\hat{\sigma}_{ik0}$  в системе не равны нулю.

При равенстве упругих модулей магнитных и немагнитных слоев  $C_{ijkl}^{(fm)} = C_{ijkl}^{(nm)} = C_{ijkl}$  значения ненулевых компонент тензора спонтанных деформаций следующие:

$$u_{xx0}^{(fm)} = u_{xx0}^{(nm)} = -2u_{zz0}^{(fm)} = -2u_{zz0}^{(nm)} = -\frac{B M_0^2 L}{3C_{44}(L+T)},$$

$$u_{yy0}^{(fm)} = \frac{B M_0^2}{6C_{44}} \left[ 1 - \frac{(C_{11} - 2C_{44})T}{C_{11}(L+T)} \right],$$

$$u_{yy0}^{(nm)} = \frac{B M_0^2 (C_{11} - 2C_{44})L}{6C_{11}C_{44}(L+T)}. \quad (14)$$

Изменение энергии  $\delta F$  на единицу объема системы  $V$  из-за наличия спонтанных деформаций имеет вид

$$\frac{\delta F}{V} = \frac{B^2 M_0^4}{2C_{44}} \left\{ \left[ 1 - \frac{(3C_{11} - 2C_{44})T}{3C_{11}(L+T)} \right] m_y^2 + \frac{L}{(L+T)} m_z^2 \right\}. \quad (15)$$

Как видно из (15), спонтанные деформации и напряжения приводят к перенормировке энергии магнитной анизотропии. Вследствие их существования анизотропия ферромагнитных слоев становится двуосной. Приращение эффективной магнитной энергии (15) неотрицательно. Если поле анизотропии в магнитных слоях достаточно велико и намагниченность параллельна границам слоев, то слагаемое в (15), пропорциональное  $m_y^2$ , не представляет для нас интереса. Остальная же часть (15) может быть включена в энергию одноосной анизотропии.

При несовпадении упругих модулей магнитных и немагнитных слоев существенная для нас часть  $\delta F$  равна

$$\delta F = B^2 M_0^4 \frac{L m_z^2}{2(C_{44}^{(fm)} L + C_{44}^{(nm)} T)}. \quad (16)$$

Далее будем предполагать константу анизотропии  $\beta$  перенормированной. Это позволит при исследовании спектра магнитоупругих волн и устойчивости коллинеарного состояния с  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}_x$  отвлечься от существования спонтанных деформаций. В угловой фазе с однородной намагниченностью, параллельной плоскости магнитных слоев и направленной под углом к полю подмагничивания, поправка в энергию за счет спонтанных деформаций также представляется в виде (16). При этом под  $m_z$  нужно подразумевать компоненту намагниченности  $m_z'$  в системе координат  $x'y'$  с осью  $\mathbf{n}_x'$ , параллельной направлению однородной намагниченности.

## 3. Спектр низкочастотных магнитоупругих возбуждений и линия потери устойчивости коллинеарной фазы

Прежде всего проанализируем изменение однородного по координатам  $x, z$  состояния системы в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Поскольку намагниченность в каждом ферромагнитном слое одно-

родна и лежит в плоскости, параллельной границам раздела сред, упругие деформации в системе отсутствуют (вклад спонтанных деформаций и напряжений уже учтен перенормировкой константы  $\beta$ ). Выразим компоненты нормированной намагнитченности  $\mathbf{m}$  через полярный  $\vartheta$  и азимутальный  $\varphi$  углы

$$m_x = \cos \vartheta, \quad m_y = \sin \vartheta \sin \varphi, \quad m_z = \sin \vartheta \cos \varphi. \quad (17)$$

Минимизируя энергию (6) по  $\vartheta$  и  $\varphi$ , получаем следующие однородные фазы: коллинеарная фаза с

$$\mathbf{m} \parallel \mathbf{H}_e \quad (18)$$

и две угловые фазы с намагнитченностью, параллельной границам раздела сред,

$$\varphi = 0, \quad \vartheta = \vartheta_0 = \begin{cases} 0 & \text{при } h > \beta, \\ \pm \arccos(h/\beta) & \text{при } 0 < h < \beta. \end{cases} \quad (19)$$

Для определения области устойчивости коллинеарной фазы относительно малых магнитоупругих возмущений найдем спектр низкочастотных возбуждений в системе. Рассмотрим распространение магнитоупругих волн в направлении, параллельном внешнему полю ( $k_x \equiv k \neq 0$ ,  $k_z = 0$ ). Такие возбуждения обладают самой сильной магнитоупругой связью и наивысшим порогом неустойчивости по полю  $H_e$ , поскольку формирующиеся доменные границы для этого случая магнитно не заряжены и дипольное поле в системе отсутствует [11,12].

Пусть малые неоднородные составляющие намагнитченности  $\mathbf{m}$  и смещений  $\mathbf{u}$  зависят от координат  $x$ ,  $z$  и времени  $t$  как  $\exp[i(kx - \omega t)]$ . Далее будем опускать этот экспоненциальный множитель и считать  $\mathbf{m}(y)$  и  $\mathbf{u}(y)$  фурье-амплитудами неоднородной намагнитченности и смещений. Решение уравнений движения намагнитченности и упругой среды ищем в виде функций Блоха

$$\mathbf{m} = \mathbf{V}(y) \exp(iky), \quad \mathbf{u} = \mathbf{U}(y) \exp(iky), \quad (20)$$

$\mathbf{V}(y)$  и  $\mathbf{U}(y)$  — периодические функции,  $\kappa$  — волновое число, меняющееся в пределах первой зоны Бриллюэна —  $\pi/D \leq \kappa \leq \pi/D$ ,  $D = T + L$  — период структуры.

Если константа анизотропии магнитных слоев достаточно велика, то в окрестности ориентационного фазового перехода можно не учитывать дипольное поле, а также все компоненты неоднородной намагнитченности и смещений, кроме компонент  $\tilde{m}_z$ ,  $\tilde{u}_z$ . Общий вид распределения неоднородной намагнитченности и смещений в ферромагнитном слое I ( $-L/2 < y < L/2$ ) следующий:

$$\tilde{m}_z = a_1 \cosh(q_1 y) + a_2 \cosh(q_2 y) + b_1 \sinh(q_1 y) + b_2 \sinh(q_2 y),$$

$$\tilde{u}_z^{(fm)} = -\frac{i}{khB} \{ [\Omega^2 - h(h - \beta + \alpha k^2 - \alpha q_1^2)] \times [a_1 \cosh(q_1 y) + b_1 \sinh(q_1 y)] + [\Omega^2 - h(h - \beta + \alpha k^2 - \alpha q_2^2)] \times [a_2 \cosh(q_2 y) + b_2 \sinh(q_2 y)] \}, \quad (21)$$

где  $\Omega = \omega/\omega_M$ ,  $\omega_M = gM_0$ .

Подставляя решение (21) в уравнения движения (11), находим биквадратное характеристическое уравнение для определения величин  $q_1$ ,  $q_2$

$$[(k^2 - q_{1,2}^2) - \Omega^2 k_{fm}^2] \times [\Omega^2 - h(h - \beta + \alpha k^2 - \alpha q_{1,2}^2)] + k^2 h_{me} h = 0, \quad (22)$$

где  $k_{fm} = \omega_M/S_i^{(fm)}$ ,  $S_i^{(fm)} = \sqrt{C_{44}^{(fm)}/\rho^{(fm)}}$  — скорость поперечного звука,  $h_{me} = B^2 M_0^4 / C_{44}^{(fm)}$ .

Общее решение уравнений движения (11) упругой среды для нижнего соседнего немагнитного слоя II ( $-L/2 - T < y < -L/2$ ) удобно записать в форме

$$\tilde{u}_z^{(nm)} = \{ a_3 \cosh[q_3(y + D/2)] + b_3 \sinh[q_3(y + D/2)] \} \times \exp(-ikD/2), \quad (23)$$

а для верхнего соседнего немагнитного слоя III ( $L/2 < y < L/2 + T$ ) в форме

$$\tilde{u}_z^{(nm)} = \{ a'_3 \cosh[q_3(y - D/2)] + b'_3 \sinh[q_3(y - D/2)] \} \times \exp(ikD/2). \quad (24)$$

Здесь  $q_3^2 = k^2 - \Omega^2 k_{nm}^2$ ,  $k_{nm} = \omega_M/S_i^{(nm)}$ . Из представления (20) следует связь между коэффициентами (23), (24):  $a'_3 = a_3$ ,  $b'_3 = b_3$ . Коэффициенты  $a_{1,2,3}$ ,  $b_{1,2,3}$  и дисперсионное соотношение для магнитоупругих волн Лява в периодической структуре находятся из граничных условий на поверхностях  $y = \pm L/2$

$$d\tilde{m}_z/dy = 0, \quad \tilde{u}_z^{(fm)} = \tilde{u}_z^{(nm)}, \quad C_{44}^{(fm)} d\tilde{u}_z^{(fm)}/dy = C_{44}^{(nm)} d\tilde{u}_z^{(nm)}/dy. \quad (25)$$

Мы не приводим дисперсионное соотношение в общем виде, так как наибольший интерес представляет случай  $\kappa = 0$ , когда возбуждения в слоях из одинакового материала синфазны.

При  $\kappa = 0$  в системе существуют независимые симметричные ( $a_{1,2,3} \neq 0$ ,  $b_{1,2,3} = 0$ ) и антисимметричные ( $a_{1,2,3} = 0$ ,  $b_{1,2,3} \neq 0$ ) для каждого из слоев моды. Дисперсия симметричных мод описывается соотношением

$$F_s(\Omega, k) = [q_2(\Omega^2/h - h + \beta - \alpha k^2 + \alpha q_1^2) \tanh(q_2 L/2) - q_1(\Omega^2/h - h + \beta - \alpha k^2 + \alpha q_2^2) \tanh(q_1 L/2)] q_3 \times \tanh(q_3 T/2) + \alpha(q_1^2 - q_2^2) q_1 q_2 \varepsilon \times \tanh(q_1 L/2) \tanh(q_2 L/2) = 0, \quad (26)$$

а для антисимметричных мод дисперсионное соотношение имеет следующий вид:

$$F_a(\Omega, k) = [q_2(\Omega^2/h - h + \beta - \alpha k^2 + \alpha q_1^2) \tanh(q_1 L/2) - q_1(\Omega^2/h - h + \beta - \alpha k^2 + \alpha q_2^2) \tanh(q_2 L/2)] q_3 + \alpha(q_1^2 - q_2^2) q_1 q_2 \varepsilon \tanh(q_3 T/2) = 0, \quad (27)$$

где  $\varepsilon = C_{44}^{(fm)}/C_{44}^{(nm)}$ . Разлагая неоднородную составляющую намагнитченности и упругих деформаций в ряд

по степеням параметра порядка и выполняя выкладки, аналогичные [12,13], можно показать, что переход из коллинеарной в угловую или доменную фазы есть фазовый переход второго рода. Далее антисимметричные моды не будут нас интересовать, так как мягкой модой для ориентационного фазового перехода по полю в рассматриваемой системе является низшая симметричная мода.

Поле потери устойчивости коллинеарного состояния  $h_c$  и величина волнового вектора критической моды  $k_c$  определяются из соотношения (26) и условий

$$\Omega = 0, \quad \partial F_s(\Omega, k)/\partial k = 0. \quad (28)$$

Если слои периодической структуры очень тонкие ( $|q_{1,2}|L \ll 1$ ,  $|q_3|T \ll 1$ ), то соотношение (26) сводится к уравнению

$$h - \beta + \alpha k^2 \cong h_{me} C_{44}^{(fm)} L / (C_{44}^{(fm)} L + C_{44}^{(nm)} T). \quad (29)$$

Варьирование (29) по  $k$  дает

$$k_c = 0, \quad h_c \cong \beta + h_{me} C_{44}^{(fm)} L / (C_{44}^{(fm)} L + C_{44}^{(nm)} T), \quad (30)$$

т.е. магнестрикционные домены в периодической системе супертонких пленок не возникают.

При малой толщине ферромагнитного ( $|q_{1,2}|L \ll 1$ ) и большой толщине немагнитного ( $|q_3|T \gg 1$ ) слоев (26) переходит в соотношение

$$(h - \beta + \alpha k^2)(1 + k\Lambda/2) - h_{me} k\Lambda/2 \cong 0,$$

$$\Lambda = (C_{44}^{(fm)} / C_{44}^{(nm)}) L. \quad (31)$$

Отсюда находим приближенные значения критических значений поля и обратного периода доменной структуры

$$h_c \cong \beta + h_{me}^2 \Lambda^2 / (16\alpha), \quad k_c \cong h_{me} \Lambda / (4\alpha). \quad (32)$$

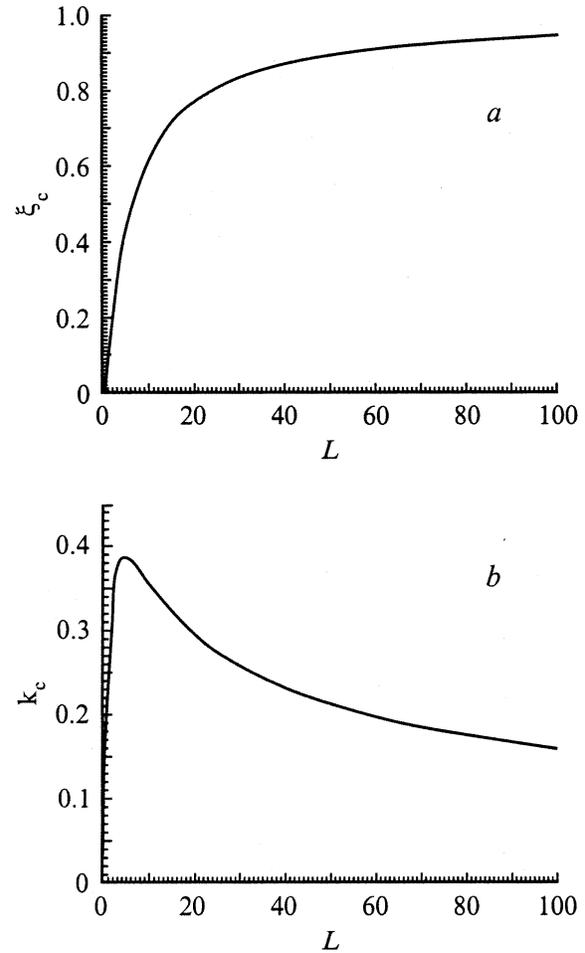
Нетрудно заметить, что с увеличением жесткости немагнитных слоев  $C_{44}^{(nm)}$  критический период доменной структуры растет.

В случае толстых немагнитных слоев ( $|q_3|T \gg 1$ ) и магнитоупругих слоев промежуточной толщины ( $|q_1|L \gg 1$ ,  $|q_2|L \propto 1$ ) при  $C_{44}^{(fm)} = C_{44}^{(nm)}$  критические параметры доменной структуры описываются выражениями

$$h_c \cong \beta + h_{me} - 2\alpha k_c^2, \quad k_c^2 \cong (\pi/L)(h_{me}/\alpha)^{1/2}. \quad (33)$$

Формулы (32), (33) совпадают с соответствующими формулами работ [11–12], если в последних сделать замену  $L \rightarrow L/2$ .

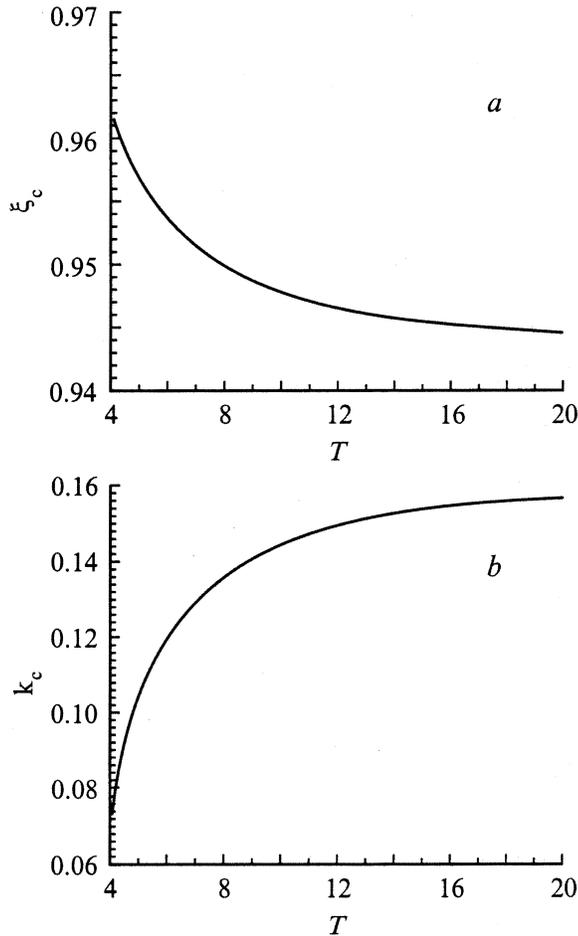
Исследование корней дисперсионного соотношения (26) показывает, что при абсолютно мягких или жестких немагнитных прослойках доменная структура в системе отсутствует.



**Рис. 1.** Зависимости критического поля (а) и обратного периода (б) критической магнестрикционной доменной структуры от толщины магнитных слоев при  $\varepsilon = 1$  и фиксированной толщине немагнитных прослоек  $T = 2000$ .

Для численного анализа соотношений (26), (28) удобно ввести безразмерные величины  $\xi = (h - \beta)/h_{me}$ ,  $k' = k(\alpha/h_{me})^{1/2}$ ,  $\kappa' = \kappa(\alpha/h_{me})^{1/2}$ ,  $q' = q(\alpha/h_{me})^{1/2}$ ,  $L' = L(h_{me}/\alpha)^{1/2}$ ,  $T' = T(h_{me}/\alpha)^{1/2}$ . При этом независимыми являются лишь три параметра:  $L'$ ,  $T'$ ,  $\varepsilon$ . Штрих у величин  $k'$ ,  $\kappa'$ ,  $q'$ ,  $L'$ ,  $T'$  далее опущен.

На рис. 1, 2 в нормированных переменных представлены результаты вычисления поля зарождения и критического периода доменной структуры как функций толщины магнитоупругих и упругих немагнитных слоев. При фиксированной толщине немагнитных прослоек критическое поле  $h_c = \beta + h_{me} \xi_c$  монотонно растет с увеличением толщины магнитных слоев (рис. 1, а). Обратный же критический период (рис. 1, б) максимален при некотором значении толщины магнитоупругого слоя и стремится к нулю при  $L \rightarrow 0$  и  $L \rightarrow \infty$ . С увеличением толщины немагнитных прослоек при фиксированной толщине магнитных слоев критическое поле монотонно падает (рис. 2, а), а обратный критический период доменной структуры монотонно растет (рис. 2, б).



**Рис. 2.** Зависимости критического поля (а) и обратного периода (б) критической магнитострикционной доменной структуры от толщины немагнитных прослоек при  $\varepsilon = 1$  и фиксированной толщине магнитных слоев  $L = 100$ .

С уменьшением толщины немагнитных слоев размер доменов растет (рис. 2, б); магнитострикционные домены исчезают, когда период доменной структуры становится порядка толщины немагнитного слоя. В результате при уменьшении внешнего магнитного поля в зависимости от материальных параметров магнитоупругих и немагнитоупругих слоев имеет место фазовый переход второго рода системы из коллинеарной либо в однородную угловую, либо в доменную фазу. Поле потери устойчивости коллинеарной фазы относительно перехода в угловую  $h_{c0}$  описывается выражением

$$h_{c0} = \beta + h_{me} C_{44}^{(fm)} L / (C_{44}^{(fm)} L + C_{44}^{(nm)} T), \quad (34)$$

совпадающим с (30). При  $h_c > h_{c0}$  в поле  $h_c$  имеет место переход в доменную фазу, а при выполнении противоположного неравенства  $h_c < h_{c0}$  — переход в угловую фазу. Условие  $h_c = h_{c0}$  есть уравнение кривой  $T^*(L)$  на плоскости  $LT$ , разделяющей области перехода из коллинеарной в доменную ( $T > T^*$ ) и угловую ( $T < T^*$ ) фазы. Поскольку этот переход является фазовым переходом второго рода, магнитострикционные домены могут

возникать лишь при толщине немагнитных прослоек  $T > T^*$ . Вид зависимости  $T^*(L)$  в приведенных переменных представлен на рис. 3. При приближении толщины немагнитной прослойки к  $T^*(L)$  в области малых толщин магнитоупругих слоев обратный критический период доменной структуры монотонно стремится к нулю, поэтому соотношение (26) для низшей статической моды преобразуется к виду

$$\xi + k^2 \cong \varepsilon(kL/2) \coth(kT/2). \quad (35)$$

Производные по  $k$  левой и правой частей (35) являются монотонно возрастающими функциями  $k$  и производная правой части максимальна при  $k = 0$ . Используя разложение правой части (35) в ряд по степеням  $k$ , определяем зависимость  $T^*(L)$  и критические параметры доменной структуры вблизи кривой  $T^*(L)$

$$T^* \cong 12(\alpha C_{44}^{(nm)}) / (h_{me} L C_{44}^{(fm)}), \quad (36)$$

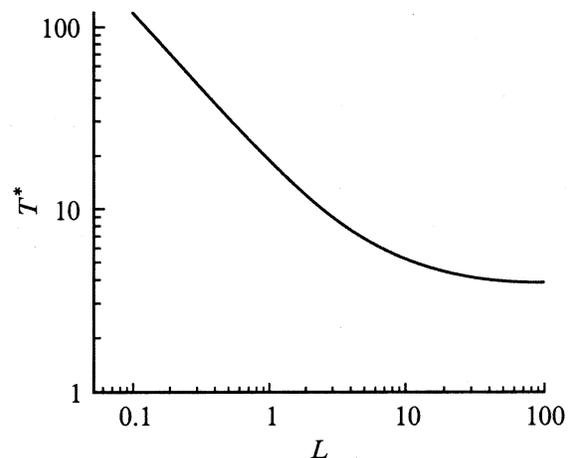
$$h_c \cong \beta + h_{me} (C_{44}^{(fm)} / C_{44}^{(nm)}) (L/T) \times [1 + 5(h_{me}/\alpha)^{1/2} (T - T^*)^2 / T^*],$$

$$k_c^2 \cong 60(h_{me}/\alpha)^{1/2} (T - T^*) / T^{*2}. \quad (37)$$

Как видно из рис. 3, зависимость (36) хорошо описывает кривую  $T^*(L)$  в области малых  $L$  вплоть до значений  $L \propto 1$ . В области больших значений  $L$  получить аналитическое выражение для линии  $T^*(L)$  не удалось, так как значения  $k_c$  на ней конечны.

Мы не обсуждаем здесь особенности дисперсии магнитоупругих волн вблизи ориентационного фазового перехода, поскольку в качественном плане характер их такой же, как и в двухслойных системах из магнитоупругой пленки на немагнитной упругой подложке [11–13].

В настоящей работе исследован спектр магнитоупругих волн в периодической структуре, состоящей из чередующихся диэлектрических ферромагнитных и немагнитных слоев. Рассмотрен ориентационный фазовый переход, индуцированный касательным внешним магнитным



**Рис. 3.** Вид зависимости  $T^*(L)$  на плоскости  $LT$  при  $\varepsilon = 1$ .

полем  $H_e$  в случае одноосных ферромагнитных слоев с осями легкого намагничивания, параллельными поверхностям слоев. Предсказано возникновение неоднородной фазы с пространственной модуляцией параметра порядка, появление которой вызвано магнитострикционной связью намагниченности с деформациями решетки. Построена диаграмма состояний в пространстве  $(L, T, H_e)$  и определены области существования термодинамически равновесных коллинеарной, угловой и доменной фаз.

При анализе перехода многослойной системы из однородной в неоднородную фазу не учитывалось влияние обменного взаимодействия между магнитными слоями. В случае системы диэлектрических слоев это справедливо, если толщина немагнитных слоев превышает несколько постоянных решетки.

Обсудим кратко влияние несоответствия периодов решетки магнитного и упругого материала на состояние системы. Для рассматриваемого фазового перехода параметром порядка является амплитуда компоненты намагниченности  $m_z$  (или компонента тензора деформации  $u_{xz}$ ). Если симметрия напряжений несоответствия не совпадает с симметрией параметра порядка нашей задачи, то при малом отличии периодов решетки магнитного и немагнитного материалов напряжения несоответствия не будут влиять на полученные результаты (т.е., как и выше, они сводятся к перенормировке внешнего поля и константы анизотропии). Если несоответствие периодов решетки магнитного и немагнитного слоев достаточно велико, оно может приводить к неоднородности основного состояния системы, в частности к возникновению доменной структуры. При этом магнитострикционные домены будут наблюдаться на фоне неоднородной фазы, если период их мал по сравнению с периодом доменной структуры, вызванным несоответствием параметров решетки. В противном случае неоднородное состояние будет иметь более сложный характер.

Особый интерес представляют структуры, в состав которых входят проводящие компоненты. Если проводниками являются немагнитные слои, то в зависимости от их толщины обменное взаимодействие между магнитными слоями может носить либо ферромагнитный, либо антиферромагнитный характер. Поэтому полученные результаты применимы только тогда, когда толщина немагнитных слоев достаточно велика, чтобы обменным взаимодействием между ферромагнитными слоями можно было пренебречь. В случае, когда все слои проводящие, в структуре может иметь место эффект гигантского магнитосопротивления [16]. Если проводниками являются только магнитные слои, то наличие в них доменной структуры также может привести к возникновению гигантского магнитосопротивления каждого из слоев, так как коэффициент отражения электронов зависит от поляризации спина и ориентации намагниченности в доменах. Наконец, в многослойных системах ферромагнетик–антиферромагнетик фазовый переход из однородного состояния в магнитострикционную доменную структуру может происходить существенно иначе,

чем в рассмотренной выше системе, даже если компоненты системы являются диэлектриками. Детальный анализ [17] показал, что условие (12) на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик не выполняется. Кроме этого, из-за обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнитными слоями сильно меняется структура доменной стенки у поверхности ферромагнетика. Для выяснения характера ориентационного фазового перехода в перечисленных выше структурах необходимо дополнительное исследование.

## Список литературы

- [1] И.Е. Дикштейн, Е.А. Туров, В.Г. Шавров. В кн.: Динамические и кинетические свойства магнитных систем / Под ред. С.В. Вонсовского, Е.А. Турова. Наука, М. (1986). Гл. 3.
- [2] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 593 (1988).
- [3] V.G. Bar'yakhtar, E.A. Turov. In: Spin Waves and Magnetic Excitations 2 / Ed. by A.S. Borovik–Romanov, S.K. Sinha. North–Holland, Amsterdam (1988). Ch. 7.
- [4] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. УФН **167**, 735 (1997).
- [5] А. Хуберт. Теория доменных стенок в магнитоупорядоченных средах. Мир, М. (1977) 306 с.
- [6] R.W. Patterson, M.W. Muller. Int. J. Magn. **3**, 293 (1972).
- [7] M.H. Yang, M.W. Muller. J. Magn. Magn. Mater. **3**, 251 (1976).
- [8] Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко. ФТТ **23**, 3013 (1981).
- [9] И.Е. Дикштейн. ФТТ **32**, 1286 (1990).
- [10] И.Е. Дикштейн. ФТТ **31**, 175 (1989).
- [11] Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн. ФТТ **41**, 665 (1999).
- [12] Yu.I. Bespyatykh, I.E. Dikshtein, Zhen-ya Li, W. Wasilewski. Phys. Rev. B **62**, 3322 (2000).
- [13] Yu.I. Bespyatykh, I.E. Dikshtein. J. Magn. Magn. Mater. **220**, 214 (2000).
- [14] Magnetic Ultrathin Films: Multilayers and Surface/Interface and Characterization / Ed. by B.T. Jankar. Material Research Society, Pittsburg, PA (1993). 616 p.
- [15] Ultrathin Magnetic Structures I–II / Ed. by B. Heinrich, J.A.C. Bland. Springer, Berlin (1994). 634 p.
- [16] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, N. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Greuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [17] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. ЖЭТФ **114**, 1817 (1998).