

Статические и динамические свойства изолированного полосового домена в тонкой ферромагнитной пленке

© Ю.И. Горобец, Ю.И. Джежеря

Институт магнетизма Академии наук Украины,
252680 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 22 апреля 1997 г.)

Развита теория возмущений для интегродифференциального уравнения Ландау–Лифшица, описывающего состояние 2π -доменных стенок (2π ДС) в ферромагнитных пленках. Определены статические и динамические параметры 2π ДС с учетом ее микромагнитной структуры. Указаны пределы применимости модели геометрических доменных стенок.

Теория нелинейных уравнений Ландау–Лифшица (ЛЛ) изучена достаточно подробно, особенно для одномерных систем [1–3]. Однако при рассмотрении некоторых прикладных задач, касающихся свойств нелинейных объектов типа доменных стенок (ДС) в ферромагнитных системах, структура этих уравнений может существенно усложниться. Так, при рассмотрении ограниченных материалов магнитостатические вклады приводят к появлению в уравнениях ЛЛ интегродифференциальных членов, что влечет за собой использование прямых методов: представление ДС геометрической границей, переход к упрощенным уравнениям описания динамики намагниченности типа уравнений Слончевского и т.д. При этом, как и все прямые методы, данные приемы не лишены известных недостатков, основной из которых состоит в возможности внесения неконтролируемых погрешностей. Этих особенностей лишена теория возмущений, развиваемая в окрестности точных решений, результаты которой асимптотически точны. Следует, однако, помнить, что теория возмущений для нелинейных систем имеет специфические особенности; так, пренебрежение членами с малыми параметрами может качественно изменить тип решения.

В настоящей работе развита теория возмущений для одномерного интегродифференциального уравнения ЛЛ, описывающего состояние 2π ДС в тонкой ферромагнитной пленке, получены соотношения, уточняющие структуру и параметры 2π ДС [1,4]. С учетом внутренней структуры ДС определены поле коллапса 2π ДС, значение которого существенно отличается от результатов, полученных в рамках геометрической модели ДС, и пределы применимости данной модели.

Характеристики исследуемой в работе системы определяются плотностью энергии

$$w = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial m}{\partial x} \right)^2 + \frac{\beta}{2} (1 - m_z^2) - h_z m_z - \frac{1}{2} m h_m \right\}, \quad (1)$$

где $m = M/M_0$ — единичный вектор намагниченности, α, β — постоянные обменного взаимодействия и одноосной анизотропии соответственно, $h_z = H_z/M_0$ — приведенное магнитное поле, параллельное оси легкой намагниченности и ортогональное плоскости пленки,

h_m — собственное магнитостатическое поле ферромагнетика, определяемое соотношением

$$h_m = \nabla \int dr' \frac{\text{div } \mathbf{m}(r')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (2)$$

Исследование структуры 2π ДС удобно проводить в терминах $\varphi, q = \cos \theta$, где φ, θ — азимутальный и полярный углы в системе координат с полярной осью OX , ортогональной плоскости 2π ДС. При этом связь компонент вектора намагниченности с новыми переменными определяется соотношениями

$$\mathbf{m} = (q, \sqrt{1+q^2} \sin \varphi, \sqrt{1+q^2} \cos \varphi) \theta(z) \theta(z-\delta),$$

$$\theta(z) = \begin{cases} 0, & z < 0, \\ 1, & z > 0. \end{cases} \quad (3)$$

В приближении неограниченного ферромагнетика 2π ДС имеет блоховскую структуру, для которой характерен разворот намагниченности в плоскости доменной стенки [5]. Данная модель применима при исследовании ферромагнитных материалов, толщина которых значительно превышает характерную магнитную длину ($\Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$). При переходе к ограниченным образцам следует учитывать, что влияние поверхностных неоднородностей намагниченности приводит к возникновению вблизи поверхности участков с неелевской структурой и искривлению поверхности 2π ДС. Для пленок, толщина которых близка к Λ , из-за сильного обменного взаимодействия данный эффект практически отсутствует и ДС можно считать однородной по толщине [1].

Таким образом, в рамках модели тонкой пленки предполагается, что 2π ДС имеет блоховскую структуру. При этом $q = m_x$ описывает выход вектора намагниченности из плоскости стенки и имеет малую величину $q \ll 1$.

В новых переменных уравнения ЛЛ имеют гамильтонову форму

$$-\varepsilon \frac{\partial q}{\partial \tau} = \frac{1}{\beta M^2} \frac{\delta W}{\delta \varphi}, \quad (4a)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{1}{\beta M^2} \frac{\delta W}{\delta q}, \quad (4b)$$

где $\varepsilon = 1/\beta \ll 1, \tau = \omega_0 t, \omega_0 = 2\mu_B M_0/\hbar, \mu_B$ — магнетон Бора.

В силу указанных замечаний в уравнениях сохраним члены не старше линейных по q , а значение φ представим в виде

$$\varphi = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, y, \tau), \quad |\varphi_1/\varphi_0| \ll 1. \quad (5)$$

Функция $\varphi_0(x)$ описывает равновесное распределение намагниченности 2π ДС. Ее значение определяется интегродифференциальным уравнением

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \varepsilon (h_z + h_{0z}^m(x)) \sin \varphi_0 = 0,$$

$$h_{0m} = \frac{1}{\delta} \int dx' J(x - x') \cos \varphi_0,$$

$$J(x - x') = 2 \ln \frac{(x - x')^2}{(x - x')^2 + \delta^2}, \quad (6)$$

δ — толщина ферромагнитной пленки в единицах $l = \sqrt{\alpha/\beta}$.

Возмущения равновесной структуры при этом определяются системой линейных интегродифференциальных уравнений

$$\begin{pmatrix} L_1(\varphi_0) & 0 \\ 0 & L_2(\varphi_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q \end{pmatrix} + \varepsilon \begin{pmatrix} L_{11}^m & L_{12}^m \\ L_{21}^m & L_{22}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q \end{pmatrix} = 0, \quad (7)$$

где

$$L_1(\varphi_0) = -l^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \cos 2\varphi_0 + \varepsilon (h_z + h_{0z}^m) \cos \varphi_0,$$

$$L_2(\varphi_0) = L_1(\varphi_0) + \sin^2 \varphi_0 - l^2 \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial z} \right)^2. \quad (8)$$

Первое слагаемое в уравнении (7) рассматривается как оператор основного приближения, второе слагаемое содержит малый параметр ε и в дальнейшем рассматривается как возмущение. В него входят поправки, описывающие медленные динамические и поверхностные возмущения обменного и магнитостатического происхождения. Компоненты этого оператора имеют вид

$$L_{11}(\varphi_1) = -\frac{1}{\delta} \int d\rho' I_1(\rho - \rho') \sin \varphi_0(x') (\varphi_1(\rho') - \varphi_1(\rho))$$

$$- l^2 \frac{\partial^2 \varphi_1(\rho)}{\partial y^2} - \frac{1}{\delta} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int d\rho' I_2(\rho' - \rho)$$

$$\times \cos \varphi_0(x) \cos \varphi_0(x') \varphi_1(\rho'),$$

$$L_{12}(q) = \frac{\partial q}{\partial \tau} - \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial y} \int d\rho' I_2(\rho - \rho') \cos \varphi_0(x) \frac{\partial q}{\partial x'},$$

$$L_{21}(\varphi_1) = -\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} - \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial y} \int d\rho' I_2(\rho - \rho')$$

$$\times \frac{\partial}{\partial x'} \cos \varphi_0(x') \varphi_1(\rho'),$$

$$L_{22}(q) = 4\pi q + \frac{1}{\delta} \int d\rho' I_1(\rho - \rho') q(\rho') + \frac{1}{\delta} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int d\rho' I_2(\rho - \rho') q(\rho') - l^2 \frac{\partial^2 q}{\partial y^2}, \quad (9)$$

$$I_1(\rho - \rho') = - \int_0^\delta dz \int_0^\delta dz' \frac{\partial^2}{\partial z \partial z'} \frac{1}{|r - r'|},$$

$$I_2(\rho - \rho') = \int_0^\delta dz \int_0^\delta dz' \frac{1}{|r - r'|},$$

$$\rho = e_x x + e_y y. \quad (10)$$

Решения уравнения (6) экстремальны для функционала энергии ферромагнитной системы, поэтому физические состояния, ими описываемые, необходимо исследовать на устойчивость. Наиболее полная информация об устойчивости и характере возможных преобразований 2π ДС может быть получена из анализа дисперсионных соотношений изгибных и пульсационных возмущений ее равновесной структуры.

На данном этапе исследования свойств решений уравнения (6) можно проводить в общем виде. Это дает возможность рассмотреть в дальнейшем не только изолированную ДС, но и периодическую доменную структуру.

В результате интегрирования уравнения (6) получаем

$$l^2 \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \right)^2 = \sin^2 \varphi_0 + 2\varepsilon h_z (C - \cos \varphi_0) + 2\varepsilon \int_{-\infty}^x dx' h_{0m}(x') \frac{\partial}{\partial x'} \cos \varphi_0(x'), \quad (11)$$

где C — константа интегрирования, значение которой определяется состоянием системы. В частности, для 2π ДС ее значение равно единице. Из (11) следует, что операторы основного приближения в нулевом приближении по ε совпадают; следовательно, и их собственные функции (СФ) отличаются на малую величину.

Продифференцировав уравнение (6) по переменной x , находим

$$L_1(\varphi_0) \varphi_0' = -\varepsilon \sin \varphi_0(x) \frac{\partial}{\partial x} h_{0m}(x). \quad (12)$$

Нетрудно убедиться, что

$$L_2(\varphi_0) \sin \varphi_0(x) = 0. \quad (13)$$

Таким образом, $\psi_1(x) = \varphi_0'(x)$, $\psi_2(x) = \sin \varphi_0'(x)$ являются СФ оператора основного приближения. Они ортогональны, обладают различной симметрией и соответствуют двум близким уровням. Решение уравнения (7) представим в виде разложения

$$\varphi_1(\rho, \tau) = (C_1(k, \omega) \psi_1(x) + C_3(k, \omega) \psi_2(x)) e^{i(ky - \omega\tau)},$$

$$q(\rho, \tau) = (C_4(k, \omega) \psi_1(x) + C_2(k, \omega) \psi_2(x)) e^{i(ky - \omega\tau)}. \quad (14)$$

Подставив (14) в уравнение (7) и умножив скалярно на соответствующие СФ, получаем систему алгебраических уравнений

$$A_{ij}(\omega, k)C_j(\omega, k) = 0. \quad (15)$$

На данном этапе необходимо конкретизировать значение функции, описывающей основное состояние $\varphi_0(x)$, которая является решением нелинейного интегродифференциального уравнения (6). Наличие малого параметра ε позволяет использовать методы теории возмущений, модифицированной с учетом нелинейности уравнения. Магнитостатическое взаимодействие имеет дальнедействующий характер и в масштабе магнитных неоднородностей l изменяется незначительно. Это дает возможность для формального введения в рассмотрение параметра h , значение которого является эффективной суперпозицией собственного магнитостатического и внешнего магнитных полей. Уравнение состояния при этом запишем в виде

$$-l^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \varepsilon h \sin \varphi_0 = \varepsilon(h - h_z - h_{0m}) \sin \varphi_0. \quad (16)$$

Правая часть рассматривается как возмущение, а решение определяется методами теории возмущений

$$\varphi_0(x) = \Phi(x) + \delta\Phi(x), \quad (17)$$

где

$$\Phi(x) = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon h}{1 + \varepsilon h}} \operatorname{sh} \left(\sqrt{1 + \varepsilon h} (x/l) \right) \right\} -$$

решение невозмущенного уравнения (16), описывающее изолированную 2π ДС, свойства которого хорошо известны [5,6], а $\delta\Phi(x)$ — поправка, значение которой определяется уравнением

$$L_1(\varphi_0)\delta\Phi = \varepsilon \sin \varphi_0 (h - h_z - h_{0m}). \quad (18)$$

Величина поправки пропорциональна ε и не имеет существенного значения, но из условия разрешимости уравнения (18) определяется неизвестный параметр $h = H/M_0$. Решения однородного уравнения в нулевом приближении известны (12), (13).

Вычисления в случае, когда $\delta \gg 1$, приводят к результату

$$\frac{H_z - H}{4\pi M_0} = \frac{1}{\pi} \left\{ 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{a} \right) - a \ln(1 + a^{-2}) \right\},$$

$$H = 4\beta M_0 e^{-d}, \quad a = d/\delta. \quad (19)$$

Выражение (19) определяет связь между внешним магнитным полем и d (шириной 2π ДС), записанной в единицах l . В малых полях, когда стенка имеет значительную ширину, величина H пренебрежимо мала,

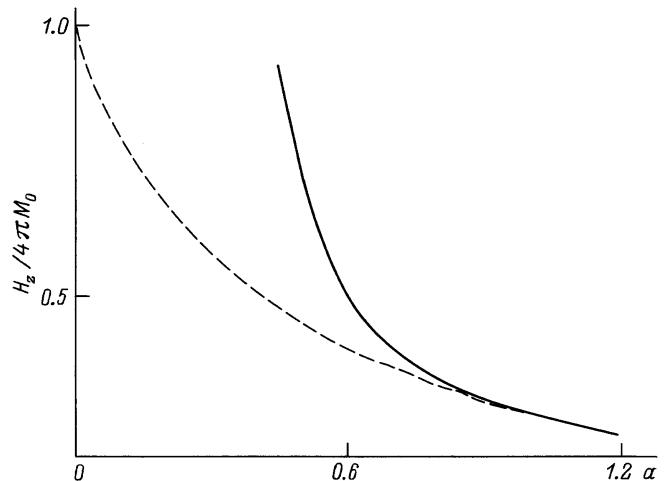


Рис. 1. Функциональная зависимость H_z и a из (19).

и (19) преобразуется к хорошо известному виду [2]. Определенная в работе экспоненциальная добавка имеет обменное происхождение и существенна вблизи поля коллапса. На рис. 1 для пленки толщины $\delta = 10l$ сравниваются зависимости ширины 2π ДС от внешнего магнитного поля с учетом обменного взаимодействия (сплошная линия) и без него (штриховая линия).

Анализ зависимости (19) показывает, что вблизи поля коллапса ($H_z \approx 4\pi M_0$) ширина стенки в основном определяется величиной обменного взаимодействия и магнитной анизотропии.

Вычисляя коэффициенты уравнения (15) на основании найденного решения для основного состояния в длинноволновом приближении ($\varkappa^2 = (k\delta)^2 \ll 1$), определяем

$$A_{11} = \varkappa^2 \varepsilon \lambda (\lambda - g_1(a)),$$

$$A_{22} = G_1(\lambda, a) + \varkappa^2 \varepsilon \lambda (\lambda + g_2(a)),$$

$$A_{33} = G_2(\lambda, a) + \varkappa^2 \varepsilon \lambda \left(\lambda + g_1(a) + 4 \left(\ln \frac{\gamma \varkappa}{2} - 1 \right) \right),$$

$$A_{44} = (G_1(\lambda, a) - 2h) + \varkappa^2 \varepsilon \lambda \left(\lambda - \pi^2 - g_2(a) + \pi^2 \left(\ln \frac{\gamma \varkappa}{2} - 1 \right) \right),$$

$$A_{14} = A_{41}^* = A_{32} = A_{23}^* = i\omega/\omega_0,$$

$$A_{12}^* = A_{21} = A_{34} = A_{43}^* = 4\pi i \varepsilon \lambda \varkappa,$$

$$A_{13} = A_{31} = A_{24} = A_{42} = 0,$$

$$\lambda = l/\varepsilon\delta, \quad \gamma = e^{0.577\dots},$$

$$G_1 = 4\pi \left(1 - \varepsilon \lambda \frac{\pi}{4} \left[\ln((\lambda/\varepsilon)^2) - \ln(1 + 1/a^2) \right] \right),$$

$$G_2 = 2h + 8\varepsilon \lambda \ln(1 + 1/a^2),$$

$$g_2(a) = \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \left(3a^2 \ln(1 + 1/a^2) - 8a \operatorname{arctg}(1/a) - \ln(1 + a^2) \right),$$

$$g_1(a) = -a^2 \ln a^2 + (1 + a^2) \ln(1 + a^2). \quad (20)$$

Введенная в (20) постоянная $\lambda = 1/\varepsilon\delta = \sqrt{\alpha\beta}/\Delta$ ($\Delta = l\delta$ — толщина ферромагнитной пленки) является комбинацией основных характеристик магнитных пленок и полностью определяет их свойства. Очевидно, что тонкими следует полагать те образцы, у которых $\lambda \gg 1$.

Спин-волновые возмущения 2π ДС имеют две дисперсионные ветви $\omega_1(\kappa)$, $\omega_2(\kappa)$, которые соответствуют изгибным и пульсационным колебаниям. Их асимптотики, вычисленные на основании (20) при условии $\varepsilon\lambda \ll 1$, в длинноволновом пределе имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_1(\kappa) &= \sqrt{A_{11}A_{44}}, \\ \omega_2(\kappa) &= \sqrt{A_{22}A_{33}}. \end{aligned} \quad (21)$$

Поскольку при записи коэффициентов (20) использовано разложение по степеням κ , гарантированная точность подкоренных выражений в (21) ограничена членами, квадратичными по волновым векторам.

Ветвь $\omega_2(\kappa)$ соответствует пульсационным возмущениям 2π ДС и имеет щель $\Omega(h_z)$, величина которой зависит от внешнего магнитного поля

$$\begin{aligned} \frac{\Omega(h_z)}{\omega_0} &= \left(4\pi \left(1 - \frac{\pi}{4\delta} \left[\ln \delta^2 - \ln \left(1 + \frac{1}{a^2} \right) \right] \right) \right) \\ &\times \left(2h + \frac{8}{\delta} \ln \left(1 + \frac{1}{a^2} \right) \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

На рис. 2 для типичных материалов с константой анизотропии $\beta = 100$ сравниваются зависимости величины щели от толщины пленки, определенные в работе (сплошная линия), с результатами, полученными в рамках геометрической модели ДС (штриховая линия) [7,8].

Очевидно существенное влияние внутренней структуры 2π ДС на динамические свойства ферромагнитной системы в магнитных полях при $H_z \approx 4\pi M_0$.

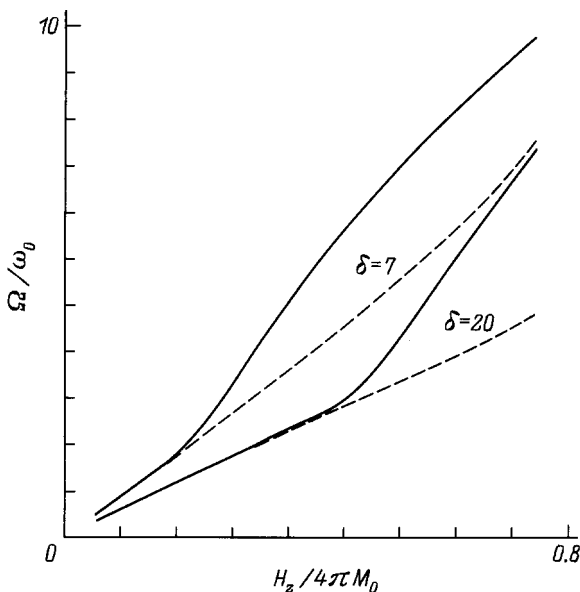


Рис. 2. Зависимость Ω от внешнего магнитного поля.

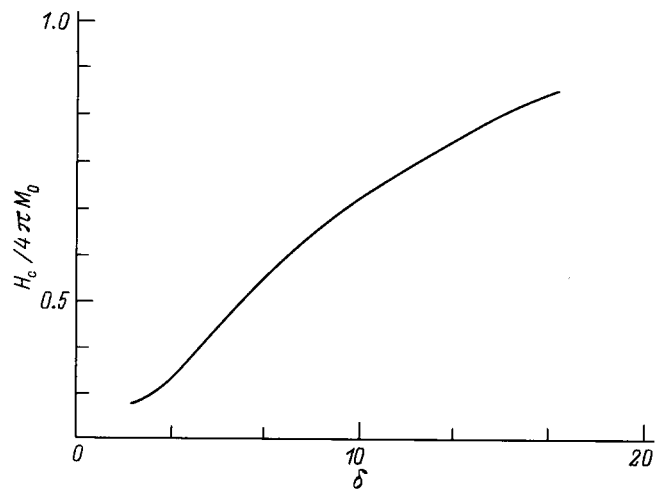


Рис. 3. Зависимость H_c от δ .

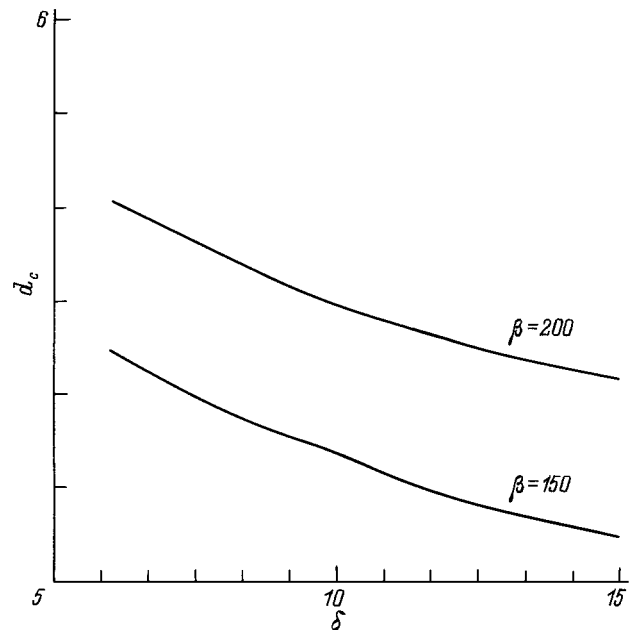


Рис. 4. Зависимость d_c от δ .

Полученные выражения для дисперсионных соотношений позволяют провести детальное исследование области существования полосовой доменной структуры. Основное состояние устойчиво, если спектр спин-волновых возмущений веществен и положительно определен, в критических точках он обращается в нуль. Анализ (21) показывает, что структура 2π ДС наиболее чувствительна к изгибным искажениям, так как ранее обращается в нуль ветвь $\omega_1(\kappa)$, соответствующая изгибным искажениям. Условие $\omega_1(\kappa) \geq 0$ распадается на два неравенства, определяющих область существования полосовой структуры

$$A_{11}, A_{44} \geq 0. \quad (22)$$

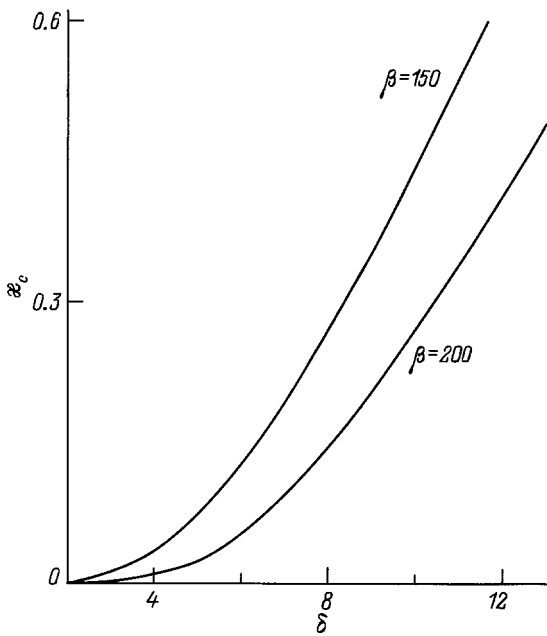


Рис. 5. Зависимость κ_c от δ .

Первое неравенство имеет вид

$$\frac{1}{\varepsilon\delta} \geq -a^2 \ln a^2 + (1 + a^2) \ln(1 + a^2). \quad (23)$$

Оно совместно с уравнением (19) определяет нижнюю границу устойчивости 2π ДС. Выражение (23) полностью соответствует результатам [9], полученным в рамках модели геометрических доменных границ, что в свою очередь указывает на магнитостатическую природу изгибной неустойчивости.

Второе неравенство (22) в данном исследовании представляет больший интерес, так как учитывает влияние структуры распределения намагниченности на устойчивость 2π ДС. Совместно с уравнением (19) оно определяет верхнюю границу устойчивости (поле коллапса) и имеет вид

$$\frac{H_z}{M_0} \leq 2\pi \left(1 - \frac{\pi}{4\delta} (2 \ln \delta - \ln(1 + a^{-2})) \right) - 4\beta \exp(-\alpha\delta) + O(\delta^{-2}).$$

Анализ решения уравнений (20) указывает на то, что структура 2π ДС становится неустойчивой относительно выхода вектора намагниченности из плоскости ДС. При коллапсе, очевидно, происходит раскрутка намагниченности в плоскости пленки с образованием участков связанного состояния двух разнополярных ДС, которые являются топологически неустойчивыми, что приводит к разрыву 2π ДС. Данное предположение подтверждено экспериментальными исследованиями [10].

На рис. 3, 4 приведены зависимости поля коллапса H_c и критической ширины 2π ДС d_c от толщины пленки, полученные в рамках развиваемой теории.

Эти результаты не могут быть получены в рамках модели геометрических ДС, что свидетельствует о неприемлемости указанной модели при исследовании свойств 2π ДС в магнитных полях вблизи критических значений. Так, коллапс в геометрической модели отождествляется со стремлением к нулю ширины стенки, в то время как точная теория определяет конечное значение критической ширины 2π ДС, которое значительно превосходит параметр ширины блоховской ДС l . Таким образом, построенная теория количественно определяет рамки применения геометрической модели доменных структур и определяет свойства последних в указанном полевом диапазоне. Из анализа A_{44} следует, что при коллапсе 2π ДС преобразования имеют периодический характер с конечным волновым вектором κ_c . Зависимость данного волнового вектора от толщины пленки представлена на рис. 5.

Представление коэффициента A_{44} в виде асимптотического разложения по степеням κ^2 несколько ограничивает применимость полученного результата. Теория, развитая в работе, применима для высокоанизотропных материалов, у которых $\beta > 100$, что соответствует достаточно широкому классу ортоферритов и эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок. Для применения теории в общем случае следует выйти в (20) за рамки асимптотического разложения по κ^2 .

Список литературы

- [1] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 380 с.
- [2] Д. Мак-Лафлин, Э. Скотт. В кн.: Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. Мир, М. (1981). С. 210–268.
- [3] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Наук. думка, Киев (1983). 190 с.
- [4] А.Н. Bobeck. Bell Syst. Tech. J. **46**, 8, 1901 (1967).
- [5] М.Я. Ширококов. ЖЭТФ **15**, 1, 57 (1945).
- [6] Ю.И. Джежеря. ФТТ **35**, 10, 2270 (1993).
- [7] Э.В. Ливерц. ФТТ **24**, 12, 3526 (1982).
- [8] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. УФЖ **28**, 3, 436 (1983).
- [9] Ф.Л. Вайсман, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. УФЖ **31**, 8, 1234 (1986).
- [10] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.