УДК 534.24, 534.231.1

ДВИЖЕНИЕ 180° ДОМЕННОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКИ В ПОЛЕ СЛУЧАЙНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДЕФЕКТОВ

Ю. И. Горобец, Ю. И. Джежеря, В. И. Финохин

Для ферромагнетика с ромбической магнитной анизотропией на основании уравнений Ландау—Лифшица исследован процесс движения 180° доменной стенки в поле случайно распределенных локализованных дефектов. Установлено, что релаксационные свойства ферромагнитных пленок существенно зависят от толщины — с увеличением толщины пленок в системе происходят качественные изменения. Показано, что при пауссоновском распределении корреляции между дефектами не приводят к отклонению потерь от линейной зависимости по концентрации дефектов.

В настоящее время доступные для широкого применения ферромагнитные вещества содержат большое количество примесей и дефектов, оказывающих существенное влияние на магнитные свойства материалов. В частности, эти особенности существенны в теории кривых намагничивания, динамики междоменных границ, магнитооптических процессах и т. д. [1–3].

В данной работе на основе уравнений Ландау—Лифшица исследовано движение 180° доменной стенки (ДС) в поле случайно распределенных точечных дефектов ферромагнетика в ромбической анизотропией.

Влияние дефектов на магнитный момент учитывалось специальными членами в плотности энергии с δ-образным характером локализации потенциала взаимодействия. Эта упрощенная модель хорошо описывает влияние локализованных (размеры много меньше толщины ДС) неоднородностей [4, 5], вместе с тем допускает достаточно полное исследование динамики в трехмерном случае. Подобная ситуация рассматривалась ранее для материалов с малой плотностью дефектов [6]. В настоящей работе применен более общий подход, не накладывающий ограничений на концентрацию дефектов и учитывающий корреляцию возбуждений.

При нахождении уравнений, описывающих динамику магнитного момента, будем исходить из следующего выражения для плотности энергии ферромагнетика:

$$w = \frac{1}{2} M_0^2 \left\{ \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \beta M_z^2 + \frac{1}{8\pi} H^m + \rho M_x^2 + \varepsilon \sum_n M_z^2 \delta (\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\}, \tag{1}$$

α, β, ρ — постоянные обменного взаимодействия легкоосной и ромбической анизотропии соответственно; M_0 — намагниченность насыщения; $\mathbf{M}$ — единичный вектор намагниченности; H^m — собственное магнитное поле образца; последний член в (1) связан с наличием дефектов магнитной структуры; $\mathbf{r}_n$ — координаты локализации неоднородностей; ε — постоянная взаимодействия дефекта с магнитным моментом. При рассмотрении динамики системы предполагалось, что дефекты представляют собой области с флуктуациями магнитных свойств, поры, включения и т. д. и их характерные размеры значительно превышают постоянную кристаллической решетки, но много меньше толщины ДС, поэтому ε полагаем малым параметром.

Считая, что в основном состоянии имеем ДС, распределение намагниченности в которой зависит от одной пространственной переменной x, воспользуемся винтеровским приближением для размагничивающего поля [7]

$$\mathbf{H}^m = -4\pi M_x \mathbf{e}_x, \tag{2}$$

где $\mathbf{e}_i$ — орты системы координат.

При $\varepsilon = 0$ основное состояние намагниченности описывается уравнениями Ландау—Лифшица с диссипативной постоянной α_G в форме Гильберта

$$\mathbf{M}_w = \begin{pmatrix} \cos\chi_0 \ \sin\theta \\ \sin\chi_0 \ \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где

$$\theta = 2 \operatorname{arctg} \exp(\xi - \xi_0),$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\chi_0 = \alpha_G v^*, \ \ \alpha_G \frac{\partial\chi_0}{\partial\tau} + v^* + \frac{\tilde{\rho}}{2}\sin 2\chi_0 = 0,$$

$$\xi = x/\delta, \ \ \delta = (\alpha/\beta^*)^{1/2}, \ \ \beta^* = \beta + \tilde{\rho}\cos^2\chi,$$

$$\tilde{\rho} = \rho + 4\pi, \ \ \frac{\partial\xi_0}{\partial\tau} = v^* = v/\omega_0\delta, \ \ \tau = t\omega_0, \ \ \omega_0 = 2\beta^*\mu_Б M_0/h, \tag{4}$$

$\mu_Б$ — магнетон Бора, v — скорость ДС. Предполагаем, что взаимодействие с дефектами приводит к слабым отклонениям намагниченности от основного состояния.

Дальнейшее исследование динамических свойств системы удобно проводить в переменных $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)$, связанных с $\mathbf{M}$ соотношениями

$$\mathbf{M} = \hat{\chi}\hat{\theta}\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ 1 + m_z \end{pmatrix},$$

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \cos\chi & 0 & \sin\chi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\chi & 0 & \cos\chi \end{pmatrix},$$

$$\hat{\theta} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5}$$

и обращающихся в нуль при отсутствии возмущений.

Используя то обстоятельство, что $|\mathbf{M}| = 1$, из (5) получаем $m_z = -1/2\ (m_x^2 + m_z^2)$. При этом разложение w по степеням $\mathbf{m}$ с точностью до квадратичных членов в сопутствующей системе координат имеет вид

$$w = 1/2M_0^2\beta^* \, \{w_0 + \hat{A}_i m_i + m_i \hat{G}_{ij} m_j + \ldots\}, \tag{6}$$

где

$$i,\ j \leftrightarrow x,\ y,$$

$$w_0 = 2/\mathrm{ch}^2\,\xi,$$

$$\hat{A}_x = 2\varepsilon \sum_n \frac{\mathrm{sh}\,\xi}{\mathrm{ch}^2\,\xi}\,\delta\,(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n - \xi_0 \mathbf{e}_x),$$

$$\hat{A}_y = -\frac{\tilde{\rho}}{\beta^*}\sin 2\chi/\mathrm{ch}\,\xi,$$

$$\hat{G}_{xx} = \hat{B}^+\hat{B},\ \ \hat{G}_{xy} = \hat{G}_{yx} = -\frac{\tilde{\rho}}{2\beta^*}\sin 2\chi\ \mathrm{th}\,\xi,$$

$$\hat{G}_{yy} = \hat{B}^+\hat{B} - \frac{\tilde{\rho}}{\beta^*}\cos 2\chi,\ \ \hat{B} = \nabla + \mathrm{th}\,\xi,$$

$$\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial \xi} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial \eta} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial \zeta},$$

$$\mathbf{r} = (\xi,\ \eta,\ \zeta),\ \ \eta = y/l,\ \ \zeta = z/l. \tag{7}$$

Поэтому уравнения Ландау-Лифшица для новых переменных можно записать следующим образом:

$$\left(-v^* \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)\sigma_{ij} m_j + \hat{G}_{ij} m_j = f_i,$$

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_G & -1 \\ 1 & \alpha_G \end{pmatrix}, \tag{8}$$

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \left[\sum_n \varepsilon \frac{\mathrm{sh}\,\xi}{\mathrm{ch}^2\,\xi}\,\delta\,(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n + \xi_0 \mathbf{e}_x) - \frac{\dot{\chi} - \dot{\chi}_0}{\mathrm{ch}\,\xi}\right]. \tag{9}$$

Условием разрешимости (8) является ортогональность (9) решению однородного уравнения

$$\mathbf{m}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \mathrm{sech}\,\xi. \tag{10}$$

При этом получаем

$$\dot{\chi} - \dot{\chi}_0 = \frac{1}{2}\varepsilon \frac{\delta^2}{S} \sum_n \frac{\mathrm{sh}\,(\xi_n - \xi_0)}{\mathrm{ch}^3\,(\xi_n - \xi_0)}, \tag{11}$$

S — площадь ДС.

Нетрудно убедиться, что суммирование в (11) по координатам всех дефектов приведет к тривиальному результату ($\dot{\chi} = \dot{\chi}_0$). Следовательно, в линейном по ε приближении поле дефектов не влияет на динамические свойства ДС.

Как показано в [6], объемные спин-волновые возбуждения из-за сравнительной энергии активации вносят слабый вклад в торможение ДС и в дальнейшем рассматриваться не будут.

Отметим, что при $v^* \ll 1$ решение уравнения (8), соответствующее поверхностным спиновым волнам (S—СВ), может быть представлено в виде

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, \tau)\,\varphi(\xi),$$

$$\boldsymbol{\rho} = (\eta, \zeta), \tag{12}$$

$\varphi(\xi) = 1/\sqrt{2}\,\operatorname{sech}\xi$ — собственная функция оператора $\hat{G}_{ij}$, соответствующая поверхностным возбуждениям в нулевом по v^* приближении.

Уравнение для $\mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, \tau)$, полученное с учетом (12) при скалярном умножении (8) на $\varphi^*(\xi)$, преобразуем к виду

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} + 2\alpha_G\left(-\nabla_\perp^2 - \frac{\tilde{\rho}}{2\beta^*}\cos 2\chi\right)\frac{\partial}{\partial\tau} - \nabla_\perp^2\left(-\nabla_\perp^2 - \frac{\tilde{\rho}}{\beta^*}\cos 2\chi\right)\right] \times$$

$$\times\,\mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, \tau) = \mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, \tau), \tag{13}$$

где

$$\mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, \tau) = \varepsilon\begin{pmatrix} -\nabla_\perp^2 - \dfrac{\rho}{\beta^*}\cos 2\chi \\ \dfrac{\partial}{\partial\tau} \end{pmatrix}\sum_n \frac{\operatorname{sh}(\xi_n - \xi_0)}{\operatorname{ch}^3(\xi_n - \xi_0)}\,\delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n),$$

$$\nabla_\square^2 = \frac{\partial^2}{\partial\eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}.$$

Как следует из (4), при $\alpha_G = 0$ в основном состоянии мы имеем уоперовскую ДС [8], движущуюся с постоянной скоростью. Если же $\alpha_G \ll 1$, скорость ДС медленно меняется со временем так, что $|\partial v^*/\partial\tau| \sim a_G$ (4). Поэтому в дальнейших вычислениях будем полагать $\xi_0(\tau) \simeq v^*\tau$.

Для данной модели ферромагнетика спектр S—СВ в основном приближении по α_G имеет вид

$$\omega_{\mathbf{k}} = i\alpha_G\left(k^2 - \frac{\tilde{\rho}}{2\beta}\cos 2\chi\right) + \sqrt{-\alpha_G^2\left(k^2 - \frac{\tilde{\rho}}{2\beta^*}\cos 2\chi\right)^2 + k^2\left(k^2 - \frac{\tilde{\rho}}{2\beta^*}\cos 2\chi\right)}\,. \tag{14}$$

Анализируя (13), замечаем, что

$$\frac{1}{|\mathbf{m}|}\left|\frac{\partial\mathbf{m}}{\partial\tau}\right| \sim \frac{1}{|\mathbf{F}|}\left|\frac{\partial\mathbf{F}}{\partial\tau}\right| \sim \dot{\xi}_0 = v^*.$$

Следовательно, при малых скоростях $\mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, \tau)$ — медленно изменяющаяся функция времени и максимум спектральной плотности разложения ее на Фурьекомпоненты приходится на длинноволновую часть спектра $\omega_k \sim v^*$. Это обстоятельство позволяет существенно упростить уравнения, описывающие динамику возбуждений ДС, движущейся со скоростями $v^* \ll \tilde{\rho}/2\beta^* = v_W^*$ (v_W^* — уокеровская скорость)

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha_G \tilde{\rho}}{\beta}\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\tilde{\rho}}{\beta}\nabla_\perp^2\right] \mathrm{m} = \varepsilon \begin{pmatrix} \dfrac{\tilde{\rho}}{\beta} \\ \dfrac{\partial}{\partial \tau} \end{pmatrix} \sum_n \frac{\mathrm{sh}\,(\xi_n - v^*\tau)}{\mathrm{ch}^3\,(\xi_n - v^*\tau)}\,\delta\,(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n). \tag{15}$$

Экспериментальные исследования показывают, что максимально допустимые скорости движения ДС много меньше уокеровского предела [9, 10]. Таким образом, в области допустимых скоростей (15) обладает достаточной общностью.

Для систем, характеризуемых определенными релаксационными и магнитными параметрами, можно выделить два предельных случая, динамика которых существенно различна. Один реализуется, если мощность излучения S—СВ на дефектах значительно меньше интенсивности релаксационных процессов (старт, остановка ДС) так, что $\alpha_G\tilde{\rho}/\beta \gg v^*$. В противоположном случае (движение ДС в слабодиссипативной среде) $v^* \gg \alpha_G\tilde{\rho}/\beta$.

Исследуем динамику ДС в каждой ситуации.

$$1)\quad \alpha_G \frac{\tilde{\rho}}{\beta} \gg v^*. \tag{16}$$

В уравнении (15) производим замену временнóй переменной $v^*\tau = t$, при этом в силу (16) опускаем в исходном уравнении члены со второй производной по времени и с точностью до основных членов получаем

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\alpha_G v^*}\nabla_\perp^2\right] \mathrm{m}\,(\rho,\ \tau) = \frac{\varepsilon}{\alpha_G v^*} \begin{pmatrix} 1 \\ \dfrac{v^*\beta}{\tilde{\rho}}\dfrac{\partial}{\partial t} \end{pmatrix} \sum_n \frac{\mathrm{sh}\,(\xi_n - t)}{\mathrm{ch}^3\,(\xi_n - t)}\,\delta\,(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n). \tag{17}$$

Если исследуемый образец представляет собой тонкую пленку, толщина которой $L_z \sim \delta$ соизмерима с толщиной ДС, колебаниями вдоль оси OZ (нормаль к поверхности) можно пренебречь. При этом

$$\nabla_\perp^2 \to \frac{\partial^2}{\partial \eta^2},\ \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n \to \eta - \eta_n$$

и решение уравнения (17) принимает вид

$$\mathrm{m}\,(\eta,\ t) = \frac{\varepsilon}{2\alpha_G v^*} \sum_n \int_0^t dt \sqrt{\frac{\alpha_G v^*}{\pi\,(t - t')}} - \exp\left(-\frac{\alpha_G v^*\,(\eta - \eta_n)^2}{4\,(t - t')}\right) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 \\ \dfrac{v^*\beta}{\tilde{\rho}}\dfrac{\partial}{\partial t} \end{pmatrix} \frac{\mathrm{sh}\,(\xi_n - t')}{\mathrm{ch}^3\,(\xi_n - t')}. \tag{18}$$

Для толстых пленок, толщина которых $L_z >> \delta$ значительно превышает магнитную длину, решение (17) имеет следующую форму:

$$\mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, \tau) = \frac{\varepsilon}{4\alpha_G v^*} \sum_n \int_0^t dt \frac{\alpha_G v^*}{\pi (t-t')} - \exp\left(-\frac{\alpha_G v^* (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n)^2}{4(t-t')}\right) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{v^*\beta}{\widetilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial t} \end{pmatrix} \frac{\operatorname{sh}(\xi_n - t')}{\operatorname{ch}^3(\xi_n - t')}. \tag{19}$$

Для определения потерь энергии магнитной системой воспользуемся диссипативной функцией [11]

$$\frac{\partial}{\partial t} E = -\int d\mathrm{r} \left\{ \frac{\delta w}{\delta M} \frac{\partial}{\partial \tau} M \right\}, \tag{20}$$

которая в нашем случае преобразуется к виду

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} = -2\alpha_G M_0^2 \beta \delta S v^{*2} - \frac{\alpha_G M_0^2 \beta^* \delta^3}{2} \int d r \dot{\mathbf{m}}^2 (\mathbf{r}, \tau). \tag{21}$$

Первый член справа в выражении (21) описывает поглощение термостатом энергии движущейся невозмущенной ДС, второй член связан с рассеянием энергии ДС на дефектах.

Подставляя в (21) значения амплитуд (18), (19), в основном приближении по v^* получаем

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} = -2\alpha_G M_0^2 \beta \delta S v^{*2} - \frac{\varepsilon^2 M^2 \delta^3 \beta}{2\alpha_G} \sum_n \sum_m \int d\boldsymbol{\rho} \times$$

$$\times \int \int_0^t dt' dt'' J(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n, \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_m, t - t', t - t'') \frac{\partial^2}{\partial t' \partial t''} \frac{\operatorname{sh}(\xi_n - t') \operatorname{sh}(\xi_m - t'')}{\operatorname{ch}^3(\xi_n - t') \operatorname{ch}^3(\xi_m - t'')}, \tag{22}$$

где

$$J(\cdot) = \begin{cases} \dfrac{\alpha_G v^* \delta(\xi)}{4\pi \sqrt{(t-t')(t-t'')}} \exp\left[-\dfrac{\alpha_G v^*}{4}\left(\dfrac{(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_n)^2}{t-t'} + \dfrac{(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_m)^2}{t-t''}\right)\right], & L_z \sim \delta, \\ \dfrac{(\alpha_G v^*)^2}{16\pi^2 (t-t')(t-t'')} \exp\left[-\dfrac{\alpha_G v^*}{4}\left(\dfrac{(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_n)^2}{t-t'} + \dfrac{\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_m)^2}{t-t''}\right)\right], & L_z >> \delta. \end{cases} \tag{23}$$

Предполагая распределение дефектов пуассоновским, находим, что из всех членов суммы по n, m вклад в потери (22) дадут лишь те, для которых $n = m$. При этом

$$\frac{1}{E_Б}\frac{\partial E}{\partial \tau}=-\alpha_G\left(\frac{\tilde\rho}{2\beta}\right)^2W^2-\frac{1}{2}\varepsilon^2 n\delta^3\begin{cases} a_1\left(\frac{\tilde\rho}{2\beta}\right)^{1/2}\left(\frac{W}{\alpha_G}\right)^{1/2}\frac{L_z}{\delta}, & L_z\sim\delta,\\ a_2\frac{\tilde\rho}{2\beta}W, & L_z\gg\delta,\end{cases} \tag{24}$$

где n — концентрация дефектов, $W=v/v_W$, $E_Б=2\beta M_0^2\delta S$ — энергия блоховской ДС,

$$a_x=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}dx\iint\limits_0^{\infty}\frac{dx'dx''}{[4\pi(x'+x'')]^{k/2}}\frac{\partial^2}{\partial x'\partial x''}\frac{\operatorname{sh}(x-x')}{\operatorname{ch}^3(x-x')}\frac{\operatorname{sh}(x-x'')}{\operatorname{ch}^3(x-x'')},$$

$$a_1\approx 0.12\ldots,\ a_2\approx 0.04\ldots.$$

Из полученных результатов следует, что при поступательном движении ДС с малыми скоростями в ферромагнетиках с большой плотностью дефектов, для которых $n\delta^3>1$, вклад неоднородностей магнитной структуры в торможение ДС может стать основным. Отметим, что релаксационные свойства образца существенно зависят от его толщины, при уменьшении которой до размеров порядка δ в системе происходит качественное изменение, что проявляется в росте показателя степенно́й зависимости скорости в выражении для потерь (24). Этот результат не противоречит многочисленным экспериментальным данным [9, 10] и связан с рассматриваемом случае с появлением дополнительного релаксационного канала, возникающего при «размораживании» степени свободы в направлении OZ для массивных образцов. Интересным является тот факт, что для тонкой пленки потери на дефектах убывают с ростом α_G (24). Это связано с уменьшением амплитуды деформации ДС в диссипативной среде.

$$2)\quad a_g\frac{\tilde\rho}{\beta^*}\ll v^*\ll\frac{\tilde\rho}{\beta^*}. \tag{25}$$

В этом случае динамика намагниченности описывается уравнениями

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{\alpha_G V^*}{v^*}\frac{\partial}{\partial t}-\frac{V^2}{v^{*2}}\nabla_\perp^2\right]\mathbf{m}=\varepsilon\begin{pmatrix}\left(\frac{V}{v^*}\right)^2\\ \frac{1}{v^*}\frac{\partial}{\partial t}\end{pmatrix}\sum_n\frac{\operatorname{sh}(\xi_n-t)}{\operatorname{ch}^3(\xi_n-t)}\delta(\boldsymbol\rho-\boldsymbol\rho_n), \tag{26}$$

где $V=\sqrt{\tilde\rho/\beta^*}$ — групповая скорость S—СВ длинноволновой части спектра.

Вычисления проведем для тонкой пленки, при этом в уравнении (26) полагаем

$$\nabla_\perp^2\to\frac{\partial^2}{\partial\eta^2},\quad \boldsymbol\rho-\boldsymbol\rho_n=(\eta-\eta_n)\,\mathbf{e}_y. \tag{27}$$

Воспользовавшись малостью члена с первой временно́й производной, получаем решение уравнения (26) в виде

$$\mathbf{m}(\eta,t)=\frac{\varepsilon}{4}\begin{pmatrix}\frac{V}{v}\\ \frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial t}\end{pmatrix}\sum_n\frac{e^{-\frac{\alpha_G V}{2}|\eta-\eta_n|}}{\operatorname{ch}^2\left(\xi_n-t+\frac{v^*}{V}|\eta-\eta_n|\right)}. \tag{28}$$

Подставляя значение $m\ (\eta,\ t)$ в (21), в случае пуассоновского распределения дефектов получаем

$$\frac{1}{E_{Б}} \frac{\partial E}{\partial \tau} = -\alpha_G \left(\frac{\tilde{\rho}}{2\beta}\right)^2 W^2 - \frac{1}{30} \varepsilon^2 n \delta^3 \frac{L_z}{\delta} \sqrt{\frac{\tilde{\rho}}{\beta}} \left\{1 + \frac{5}{7} W^2\right\}. \tag{29}$$

Из (29) следует, что при движении ДС в слабо диссипативной среде ($\alpha_G \to 0$) потери ее энергии будут в основном определяться излучением S—СВ на структурных дефектах. Диссипация (29) слабо зависит от скорости и в исследуемой области практически является константой, определяемой магнитными свойствами и характером неоднородностей ферромагнитной структуры.

Таким образом, в результате исследования динамических свойств ДС в ферромагнетике с дефектами установлено, что, во-первых, переход от массивного образца к тонкой пленке приводит к качественному изменению релаксационных свойств магнитной системы; во-вторых, пуассоновское распределение дефектов приводит к линейному характеру зависимости потерь от концентрации дефектов; в-третьих, в слабо диссипативной среде торможение ДС обусловлено потерями на дефектах, которые не зависят от величины α_G; в-четвертых, при движении ДС в тонких пленках с малыми скоростями торможение ДС, вызванное дефектами, ослабевает с ростом α_G. Это явление имеет некоторые общие черты с влиянием на динамику ДС вертикальных блоховских линий (ВБЛ), вклад которых в торможение ДС также убывает с ростом α_a[9].

Список литературы

[1] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
[2] Платник А. С., Фукс М. Я., Косевич В. М. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок. М.: Мир, 1972. 306 с.
[3] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
[4] Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И., Финохин В. И. // ДАН СССР. 1984. Т. 274. № 5.
[5] Мицек А. И., Пушкарь В. Н. Реальные кристаллы с магнитным порядком. Киев: Наукова думка, 1979.
[6] Горобец Ю. И., Финохин В. И., Джежеря Ю. И. // УФЖ. 1991. Т. 36. № 8. С. 1215—1220.
[7] Winter J. M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452—459.
[8] Walker L. R. Magnetism. New York, 1963. V. 3. P. 451—465.
[9] Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев: Наукова думка, 1988. 168 с.
[10] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 389 с.
[11] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 196—206.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию
23 июля 1992 г.