Физика твердого тела, 1997, том 39, № 4

Влияние доменной структуры в подмагничивающем поле на высокочастотную восприимчивость ферромагнетика

© *Ю.И. Джежеря, И.К. Локтионов[*]*

Донецкий государственный университет,
340055 Донецк, Украина
[*]Донецкий технический университет,
340055 Донецк, Украина

*(Поступила в Редакцию 21 марта 1996 г.
В окончательной редакции 29 октября 1996 г.)*

На основании уравнений Ландау–Лифшица исследованы высокочастотные свойства двухосного доменсодержащего массивного ферромагнетика, находящегося во внешнем магнитном поле с модулированной амплитудой. Определены компоненты тензора частотной магнитной восприимчивости и зависимость резонансной частоты однородных пульсационных колебаний полосового домена от амплитуды внешнего магнитного поля.

В настоящее время наиболее полно изучены свойства блоховской и неелевской 180° доменных стенок (ДС) в ферромагнитных системах с сильной легкоосной составляющей магнитной анизотропии [1–3], а также свойства движущейся уокеровской границы в двухосном ферромагнетике [2–4]. Были проведены теоретические и экспериментальные комплексные исследования спектра элементарных возбуждений 180° ДС [5–9].

Не менее интересна, но менее изучена 2π-ДС, которая может рассматриваться как связанное состояние двух 180° блоховских ДС и является одним из основных элементов магнитной структуры ЦМД-материалов. Аналитическое выражение, описывающее ее в одномерном случае, впервые было получено Широбоковым [10]. Устойчивость изолированной структуры 2π-ДС изучалась в работах [11,12]. В них было установлено, что существует критическое поле смещения, при котором 2π-ДС теряет устойчивость, а также определено его значение. Дальнейшие исследования привели к обнаружению локализованного резонансного уровня однородных пульсационных колебаний 2π-ДС, образовавшегося при расщеплении бесщелевых трансляционных уровней двух блоховских ДС в поле смещения [12–14]. Статические и динамические свойства солитонных состояний, соответствующих 2π-ДС, определялись численными методами [15].

В настоящей работе определен вклад, который вносит решетка 2π-ДС, образующаяся при наличии постоянной составляющей поля смещения, в магнитную восприимчивость массивного двухосного ферромагнетика с плотностью энергии

$$w = \left\{ \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{x}}\right)^2 - \frac{\beta}{2}M_z^2 + \frac{\rho}{2}M_x^2 + \frac{\mathbf{H}_m^2}{8\pi} - \mathbf{MH} \right\}, \quad (1)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, α, β, ρ — постоянные обменного взаимодействия, легкоосной и ромбической анизотропии соответственно, $\mathbf{H}_m$ — собственное магнитостатическое поле образца, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле.

Выбирая $0X$ в качестве полярной оси сферической системы координат, введем углы пространственной ориентации θ и φ, связанные с компонентами намагниченности следующим соотношением:

$$\frac{\mathbf{M}}{M_0} = \mathbf{m} = \begin{pmatrix} & \cos\theta \\ \sin\varphi & \sin\theta \\ \cos\varphi & \sin\theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где M_0 — намагниченность насыщения образца.

Для реальных ферромагнитных кристаллов источником магнитостатического поля служат объемные и поверхностные неоднородности распределения намагниченности. Вклады последних в общую энергию системы убывают по мере увеличения толщины образца. Рассмотрим случай, когда ими можно пренебречь. Подобное допущение правомерно, например, в случае исследования систем с малым размагничивающим фактором в направлении $0Z$.

В дальнейшем будем предполагать, что в основном состоянии изменение намагниченности происходит ортогонально плоскости ДС ($Y0Z$). Возникающее при этом поле размагничивания в окрестности ДС в винтеровском приближении имеет вид

$$\mathbf{H}_m = -4\pi M_x \mathbf{e}_x \quad (3)$$

и формирует эффективную ромбическую анизотропию по $0X$. Как указано в [13], при наличии поля смещения в направлении $0Z$ 2π-ДС имеет внутреннюю структуру блоховского типа; при этом значение θ равно $\pi/2$.

Включение планарных компонент магнитного поля вызывает искажение в распределении намагниченности и нарушает ее симметрию [2], однако при определенных условиях эти отклонения малы и могут быть найдены методами теории возмущений.

Условием применимости теории возмущений в гармоническом приближении для исследования влияния планарных полей на состояние ДС является выполнение требований [13]

$$\left|\frac{H_y}{\beta M_0}\right|, \qquad \left|\frac{H_x}{M_0\rho^*}\right| \ll 1. \quad (4)$$

При этом будем полагать, что на фоне стационарных составляющих внешнее магнитное поле имеет малое периодическое возмущение, так что

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1 e^{i\omega t}, \qquad \left|\mathbf{H}_1/\mathbf{H}_0\right| \ll 1. \tag{5}$$

Изучение динамики системы проведем на основании уравнений Ландау–Лифшица с диссипативными членами в форме Гильберта, которые в терминах угловых переменных сфермической системы координат имеют вид

$$-\alpha_G \sin^2\theta\, \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau}\varphi - \sin\theta\, \varepsilon \frac{\partial}{\partial\tau}\theta = \frac{\delta w}{\delta\varphi},$$

$$-\alpha_G \varepsilon \frac{\partial}{\partial\tau}\theta + \sin\theta\, \varepsilon \frac{\partial}{\partial\tau}\varphi = \frac{\delta w}{\delta\theta}, \tag{6}$$

где $\varepsilon = \rho^*/\beta \ll 1$ — малый параметр, $\rho^* = \rho + 4\pi$, $\tau = \omega_0 t$, $\omega_0 = 2\rho^* \mu_B M_0/\hbar$, μ_B — магнетон Бора, α_G — диссипативная постоянная.

Дисперсионные соотношения для изгибных и пульсационных колебаний 2π-ДС исследованы ранее [13,14].

Полагая условия (4, 5) выполненными, представим φ и θ в виде

$$\varphi = \Phi + \varphi_1 + \dots,$$

$$\theta = \pi/2 + \theta_1 + \dots, \tag{7}$$

где $|\varphi_1|$, $|\theta_1| \ll 1$. При этом получаем следующую систему уравнений, линеаризованных в окрестности $\Phi(\xi)$ и $\theta_0 = \pi/2$:

$$\hat{G}_0 \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial\tau} \begin{pmatrix} -\alpha_G & -1 \\ 1 & -\alpha_G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} -h_{1z}\sin\varphi_0 + h_{1y}\cos\varphi_0 \\ -h_{0x} \qquad - h_{1x} \end{pmatrix}, \tag{8}$$

$$\hat{G}_0(\Phi) = \begin{pmatrix} \hat{L}_1(\Phi) & 0 \\ 0 & \hat{L}_2(\Phi) \end{pmatrix} \tag{9}$$

— оператор основного приближения,

$$\hat{L}_1(\Phi) = -\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \cos 2\Phi + \varepsilon h_{0z}\cos\Phi + \varepsilon h_{0y}\sin\Phi,$$

$$\hat{L}_2(\Phi) = \hat{L}_1(\Phi) - \left[\Phi'^2 - \sin^2\Phi\right] + \varepsilon,$$

$$h_i = H_i/\rho^* M_0. \tag{10}$$

Штрих у функции $\Phi(\xi)$ обозначает дифференцирование по переменной ξ, где $\xi = x/l$, $l = \sqrt{\alpha/\beta}$ — характерная магнитная длина. Функция Φ, описывающая равновесное распределение намагниченности, является решением уравнения

$$-\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\Phi + \sin\Phi\cos\Phi + \varepsilon h_x \sin\Phi - \varepsilon h_y\cos\Phi = 0. \tag{11}$$

В [13] решение этого уравнения, соответствующее 2π-ДС, было определено на основании методов теории возмущений в виде

$$\Phi(\xi) = \varphi_0(\xi) + \varepsilon h_y \cos\varphi_0(\xi) + \dots, \tag{12}$$

где

$$\varphi_0(\xi) = \pi + 2\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{\sqrt{\varepsilon h_{0z}}}{\lambda}\,\mathrm{sh}\,\lambda\,(\xi - \xi_0)\right\},$$

$$\lambda = \sqrt{1 + \varepsilon h_{0z}}, \tag{13}$$

$\varphi_0(\xi)$ — решение уравнения (11) при $h_y = 0$ [10]. Оно описывает связанное состояние двух однополярных блоховских ДС, интервал между которыми равен $\delta \simeq l\ln(4/\varepsilon h_z)$ [14].

Нетрудно убедиться в том, что компоненты дифференциального оператора $L_2(\Phi)$ отличаются от компонент оператора $L_1(\Phi)$ на величину, пропорциональную ε,

$$\hat{L}_2(\Phi) = \hat{L}_1(\Phi) + \varepsilon\big(1 + 2h_{0y}\sin\Phi - 2h_{0z}(1-\cos\Phi)\big), \tag{14}$$

поэтому собственные функции (СФ) обоих операторов в нулевом приближении по ε совпадают.

В работе [13] СФ, описывающие состояние 2π-ДС, были найдены по теории возмущений.

$\psi_1(\xi) = \Phi'(\xi)$ — собственная функция оператора $\hat{L}_1(\Phi)$ с нулевым собственным значением; $\psi_z(\xi) = \sin\Phi - \varepsilon h_{0z}\xi\Phi' - \varepsilon h_{0y}$ удовлетворяет уравнению

$$\hat{L}_1(\Phi)\psi_z(\xi) = 2\varepsilon h_{0z}\psi_z(\xi) + 0(\varepsilon^2), \tag{15}$$

являясь, таким образом, второй СФ оператора $\hat{L}_1(\Phi)$.

Указанные собственные функции локализованы вблизи 2π-ДС и описывают ее состояние.

Представив решение уравнения (8) в виде разложения по этим функциям

$$\varphi_1(\xi,\,t) = C_1(\omega)e^{i\omega t}\psi_1(\xi) + C_2(\omega)e^{i\omega t}\psi_2(\xi),$$

$$\theta_1(\xi,\,t) = C_3(\omega)e^{i\omega t}\psi_1(\xi) + C_4(\omega)e^{i\omega t}\psi_2(\xi), \tag{16}$$

получаем следующие уравнения для коэффициентов разложения:

$$\hat{G}^*_{ij}(\omega)\,C_j(\omega) = d_i, \qquad d_i = \begin{pmatrix} 0 \\ -h_{1z} \\ -h_{0x} \quad -h_{1x} \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{17}$$

$$\hat{G}^*_{ij}(\omega) = \begin{pmatrix} -i\alpha_G\omega & 0 & i\omega & 0 \\ 0 & -i\alpha_G\omega + 2h_{oz}\omega_0 & 0 & i\omega \\ i\omega & 0 & -i\alpha_G\omega + \omega_0(1-2h_{0z}) & \omega_0\dfrac{\pi}{2}h_{oy} \\ 0 & -i\omega & \omega_0\dfrac{\pi}{2}h_{0y} & -i\alpha_G\omega + \omega_0 \end{pmatrix}. \tag{18}$$

В уравнениях (17) сохранены основные члены разложения по степеням ε.

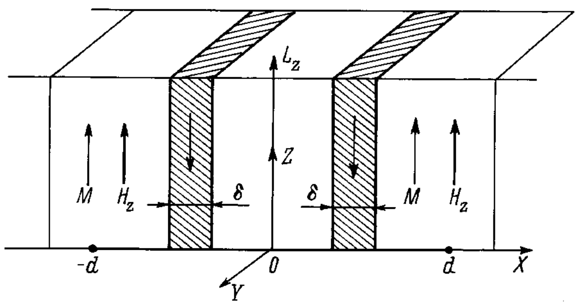

Рис. 1. Модель массивного ферромагнетика. $\delta \ll L_z$.

Коэффициенты разложения C_i в приближении $\alpha \ll 1$ равны

$$C_3(\omega) = -\alpha_G C_1(\omega),$$

$$C_1(\omega) = 1\omega_0\Delta^{-1}\left(\omega^2 - \Omega^2 + i\alpha_G\omega_0\right)\omega\left(1 + 2h_{0z}\right)\frac{\pi}{2}\,h_{1x} + \Delta^{-1}\frac{\pi}{2}\,h_{0y}\omega\,\omega_0^2\,h_{1z},$$

$$C_2(\omega) = \omega_0\Delta^{-1}\left\{\omega\omega_0 + i\alpha_G\left[-\omega^2 + \omega_0^2\left(1 - 2h_{0z} - \left(\frac{\pi h_{0y}}{2}\right)^2\right)\right]\right\}h_{1z} - \omega_0^2\Delta^{-1}\alpha_G\omega\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 h_{0y}h_{1x},$$

$$C_4(\omega) = -\omega_0\Delta^{-1}\left[i\omega - \alpha_G\omega_0(1 - 2h_{0z})\right]h_{1z} - i\alpha_G\Omega^2\Delta^{-1}\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 h_{0y}h_{1x},$$

$$\Delta = \omega(\omega^2 - \Omega^2) - i2\alpha_G\omega_0 \times\left[-\omega^2 + \omega_0^2 h_{0z}\left(1 - 2h_{0z} - \left(\frac{\pi h_{0y}}{2}\right)^2\right)\right],$$

$$\Omega = \omega_0\sqrt{2h_{0z}}. \qquad (19)$$

Развиваемая теория относится к массивным ферромагнитным материалам, толщина которых существенно превосходит ширину 2π-ДС ($\delta \ll L_z$). Модель подобной системы схематически представлена на рис. 1.

В данном случае влияние поверхностных неоднородностей намагниченности, создающих магнитостатическое поле — главный источник взаимодействия между отдельными 2π-ДС, относительно невелика, и в основном приближении вклады 2π-ДС в восприимчивость образца можно учитывать аддитивным образом.

Динамические поправки к магнитному моменту образца с изолированной доменной стенкой на единицу объема V равны

$$\Delta\mathbf{M} = L_x^{-1}M_0\int_0^d dx\Delta\mathbf{m} \qquad (20)$$

(пределы интегрирования показаны на рис. 1),

$$\Delta\mathbf{m} = \begin{pmatrix} & \cos\theta \\ \sin\varphi & \sin\theta \\ \cos\varphi & \sin\theta \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} & \cos\theta_0 \\ \sin\varphi_0 & \sin\theta_0 \\ \cos\varphi_0 & \sin\theta_0 \end{pmatrix}, \qquad (21)$$

L_x — линейный размер образца в направлении, ортогональном доменной стенке.

Полагая, что доменные стенки распределены в ферромагнетике с линейной плотностью $n = 1/d$ (d — период доменной структуры), в пересчете на единицу объема находим

$$\langle\Delta M_x\rangle = \chi_{xx}(\omega)\,H_{1x}(\omega) + \chi_{xz}(\omega)\,H_{1z}(\omega),$$

$$\langle\Delta M_y\rangle = \chi_{yy}(\omega)\,H_{1y}(\omega),$$

$$\langle\Delta M_z\rangle = \chi_{zx}(\omega)\,H_{1x}(\omega) + \chi_{zz}(\omega)\,H_{1z}(\omega), \qquad (22)$$

где

$$\chi_{xx}(\omega) = \chi_0 - i\alpha_G\chi_0\Delta^{-1}\omega_0\left(\Omega^2 - \omega^2\right)\pi^2 l/\varepsilon d,$$

$$\chi_{zz}(\omega) = -\chi_0 4\omega_0^2\Delta^{-1}\left[\omega + i\alpha_0\omega_0 \times\left(-\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 1 - 2h_{0z} - \left(\frac{\pi h_{0y}}{2}\right)^2\right)\right]l/\varepsilon d,$$

$$\chi_{xz}(\omega) = -\chi_{zx}(\omega) = \chi_0\alpha_G\omega_0^2\omega\Delta^{-1}\,\pi^2 h_{0y}\,l/\varepsilon d,$$

$$\chi_{yy} = \chi_0, \qquad (23)$$

χ_0 — восприимчивость однородно намагниченного образца в планарном поле. В рассматриваемом диапазоне частот (ω, ω_0, $\Omega \ll \omega_{\mathrm{FMR}}$, ω_{FMR} — частота ферромагнитного резонанса) χ_0 практически является постоянной величиной, $\chi_0 = \varepsilon/\rho^*$.

Очевидно, что при $H_{0y} \neq 0$ система обладает гиротропными свойствами. Эффект связан с нарушением симметрии в распределении намагниченности под воздействием этой компоненты поля.

Относительный вклад элементов доменной структуры в общую восприимчивость системы определяется соотношением между периодом доменной структуры и величиной магнитной анизотропии $l/\varepsilon d$, которое входит в χ_{ij} в качестве множителя.

С ростом анизотропии и уменьшением периода доменной структуры ее вклад в магнитную восприимчивость системы возрастает и в области резонансной частоты Ω является основным.

На рис. 2 показано поведение вещественных $\chi'_{ij}(a)$ и мнимых $\chi''_{ij}(b)$ компонент тензора магнитной восприимчивости в ферромагнитных образцах со стандартными магнитными и релаксационными параметрами: H_{0z}, $H_{0y} \simeq 20\,\mathrm{Oe}$, $M_0 \simeq 20\,\mathrm{G}$, $\alpha_G \simeq 10^{-1}$, $l/d \simeq 10^{-2}$, $\rho^* = 4\pi$, $\varepsilon = 10^{-1}$. Значение χ_0 для сравнения показано штриховой линией.

Проследим за поведением компонент тензора для некоторых частот.

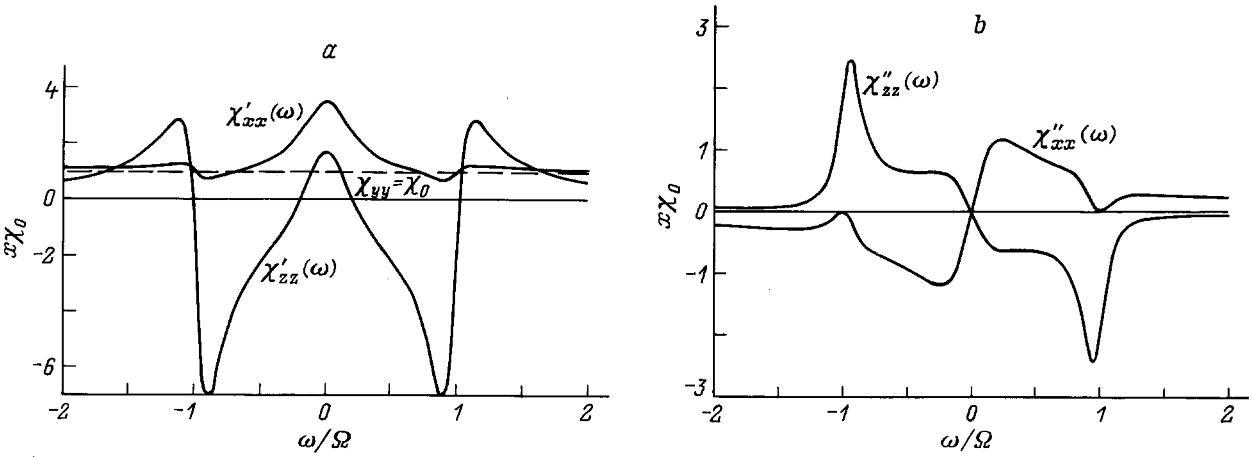

Рис. 2. Поведение вещественных χ'_{ij} (a) и мнимых χ''_{ij} (b) компонент тензора магнитной восприимчивости в ферромагнитных образцах со стандартными магнитными и релаксационными параметрами.

При $\omega = 0$ тензор в стандартных обозначениях имеет вид

$$\chi_{xx} = \chi_0 + \pi^2 l M_0^2/d\left(\rho^* M_0^2 - 2M_0 H_{0z} - \left(\frac{\pi}{2}H_{0y}\right)^2/\rho^*\right), \tag{24a}$$

$$\chi_{zz} = 2l M_0/dH_{0z}, \tag{24b}$$

$$\chi_{yy} = \chi_0. \tag{24c}$$

Соотношения (24) описывают статическую восприимчивость системы. Из них следует, что влияние поля H_x на намагниченность возрастает с увеличением значений остальных компонент, что является следствием снижения устойчивости равновесной структуры под действием внешних полей. Очевидно, что намагниченность образца сильно реагирует на поле смещения, особенно при $H_{0z} \to 0$. Если значение поля смещения устремить к нулю, то решетка 2π-ДС преобразуется в решетку однополярных 180°ДС, а $\chi_{zz}(0)$ стремится к бесконечности. От расходимости можно избавиться, введя в рассмотрение поле коэрцитивности h_c и положив $h_{0z} = -h_c$; при этом (24b) полностью соответствует восприимчивости ферромагнетика со 180°ДС в потенциальной яме в пределе $\omega \to 0$ [16]. В том же пределе (24a) соответствует компоненте χ_{xx} магнитной восприимчивости, которую можно получить на основании результатов [17] для решетки однополярных 180°ДС.

Интересно поведение намагниченности при приближении частоты внешнего поля к $\Omega(h_{0z})$. Указывая на резонанс в системе, резко увеличиваются значения компонент тензора восприимчивости, которые при $\omega = \Omega(h_{0z})$ равны

$$\chi_{xx}(\Omega) \simeq 0,$$

$$\chi_{xz}(\Omega) = -\chi_{zx}(\Omega) = -\frac{i\pi^2 l/d}{\Omega/\omega_0}\,\frac{h_{0y}}{1 + 2h_{0z} + \left(\frac{\pi}{2}h_{0y}\right)^2},$$

$$\chi_{zz}(\Omega) = \frac{i4l/d_x}{\alpha_G(\Omega/\omega_0)^2}\,\frac{\Omega/\omega_0 - i\alpha_G\left[1 - \left(\frac{\pi}{2}h_{0y}\right)^2 - 4h_{0z}\right]}{1 + 2h_{0z} + \left(\frac{\pi}{2}h_{0y}\right)^2}. \tag{25}$$

Очевидно, это связано с появлением в поле смещения H_z нового локального уровня с собственной частотой $\Omega(h_{0z})$, величина которой значительно ниже частоты однородного ферромагнитного резонанса $\Omega(h_{0z})/\omega_{\mathrm{FMR}} = 2\varepsilon h_{0z} \ll 1$.

Как указано в [14], $\Omega(h_{0z})$ равна энергии активации пульсационных колебаний связанного состояния двух 180°ДС, образующих 2π-ДС в поле H_z. При этом в ферромагнетиках с малыми диссипативными характеристиками, помещенных в переменное поле смещения, при резонансе возможно динамическое преобразование 2π-ДС в более сложную структуру.

Следует отметить, что в реальных системах существуют и другие локализованные энергетические уровни, связанные, например, с дискретностью спектра спиновых волн из-за конечных размеров образца L_z [5]. Однако для массивных образцов эти уровни не будут ярко выражены в силу выполнения условия квазинепрерывности спектра спин-волновых возмущений в направлении $0Z$ $l(q_n - q_{n-1}) \simeq l/L_z \ll 1$, где q_n — волновой вектор дискретного спектра в направлении $0Z$, ортогональном плоскости образца.

Список литературы

[1] Ф. Блох. Молекулярная теория магнетизма. ОНТИ, НКТП, Харьков, Киев (1936). 111 с.
[2] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 380 с.
[3] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Наук. думка, Киев (1983). 190 с.

[4] L.R. Walker (unpabl.). Quoted by F. Dillon. In: Magnetism/ Ed. G.T. Rado, H. Suhl. Pergamon press, N.Y. (1963). V. 3. P. 451–465.
[5] Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. ЖЭТФ **94**, *9*, 312 (1988).
[6] И.А. Гилинский. ЖЭТФ **68**, *3*, 1032 (1975).
[7] Г.Е. Ходенков. ФММ **61**, *5*, 850 (1986).
[8] Ю.А. Димашко, П.П. Шатский, Д.А. Яблонский. ФТТ **30**, *10*, 3084 (1988).
[9] А.В. Михайлов, И.А. Шимохин. ЖЭТФ **97**, *6*, 1966 (1990).
[10] М.Я. Широбоков. ЖЭТФ **15**, *1*, 57 (1945).
[11] Н.Н. Куделькин, В.В. Рандошкин, Г.Е. Ходенков. Письма в ЖТФ **9**, *22*, 1357 (1983).
[12] Г.Е. Ходенков. ФММ **61**, *5*, 850 (1986).
[13] Ю.И. Джежеря, А.М. Яковенко. ФТТ **37**, *8*, 2444 (1995).
[14] Ю.И. Джежеря. ФТТ **35**, *10*, 2270 (1993).
[15] В.В. Белошапкин, Г.П. Берман, Е.В. Штуккерт. ЖЭТФ **100**, *4(10)*, 1238 (1991).
[16] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.
[17] Ю.И. Горобец, В.И. Финохин, Р.А. Шевгалишин. УФЖ **34**, *8*, 1232 (1989).