

УДК 534.2

Расчет амплитуды акустических волн в наноразмерных магнетиках в переменном магнитном поле, обусловленных смещениями доменных границ*Л.П. Петрова, Н.М. Игнатенко, А.С. Громков*

Юго-Западный государственный университет (Курск, Россия)

Calculation of the Amplitude of Acoustic Waves in Nanoscale Magnets in an Alternating Magnetic Field Caused by Displacements of Domain Boundaries*L.P. Petrova, N.M. Ignatenko, A.S. Gromkov*

Southwest State University (Kursk, Russia)

Предложен алгоритм расчета амплитуды суммарного акустического сигнала, генерируемого переменным магнитным полем в нанокристаллических магнетиках в форме ленты с полидоменными нанозернами при обратимых смещениях доменных границ с использованием макроскопического подхода. Расчет произведен для случая, когда волновой вектор k_y направлен вдоль магнитного поля, параллельного плоскости ленты. При этом для несущей частоты учтено влияние ангармонизма в смещениях доменных границ. Найдены ориентационная и частотные зависимости для волнового вектора и коэффициента поглощения сигнала в предположении, что процессами вращений можно пренебречь.

Показано существенное влияние остаточных внутренних напряжений в НКМ, состоящих из нанозерен (поли- или монодоменных), на коэффициент поглощения и амплитуду генерируемого ДГ сигнала.

С уменьшением размеров нанозерен происходит уменьшение констант магнитной анизотропии, в этом случае существенным является и процесс генерации за счет вращений векторов спонтанной намагниченности, который надо учитывать во взаимосвязи с процессами смещения.

Предложенный алгоритм расчета амплитуд сигналов, генерируемых нанокристаллическим магнетиком, может быть использован для прогнозирования стрикционных свойств разрабатываемых перспективных НКМ, расчета амплитуд генерируемых сигналов на несущей частоте и гармониках.

Ключевые слова: нанокристаллы, магнетики, переменное магнитное поле, акустические волны, доменные границы, вектор спонтанной намагниченности, коэффициент поглощения, волновой вектор.

This paper proposes an algorithm that utilizes a macroscopic approach to calculate the amplitude of the total acoustic signal generated by an alternating magnetic field in ribbon-shaped nanocrystalline magnets (NCMs) with polydomain nanofibers at reversible displacements of domain boundaries. The calculations are made for the case with the wave vector directed along the magnetic field parallel to the tape plane. At the same time, the influence of anharmonicity on the displacements of the domain boundaries is considered for the carrier frequency. The orientation and frequency dependences for the wave vector and the signal absorption coefficient are found under the assumption that the rotation processes can be neglected.

It is shown that the residual internal stresses in the (poly- or monodomain) nanograin NCMs have a significant effect on the absorption coefficient and the amplitude of the generated DG signal.

The magnetic anisotropy constants decrease along with the size of the nanograins. In this case, the generation process due to the rotation of the spontaneous magnetization vectors is also significant, which must be considered in relation to the displacement processes.

The proposed algorithm for calculating the amplitudes of the signals generated by a nanocrystalline magnet can be used to predict the friction properties of the developed promising NCM and calculate the amplitudes of the generated signals at the carrier frequency and harmonics.

Key words: nanocrystals, magnets, alternating magnetic field, acoustic waves, domain boundaries, spontaneous magnetization vector, absorption coefficient, wave vector.

DOI: 10.14258/izvasu(2021)4-07

Введение

Достиженные в области изучения наноразмерных структур успехи позволяют говорить об их высокой значимости в современных условиях. Причем свойства подобных структур во многом оказались уникальными, и применения наноматериалов и устройств на их основе уже в настоящее время весьма обширны [1, 2].

Внешние воздействия приводят к развитию в нанокристаллических магнетиках упругих и неупругих явлений, которые значительно отличаются от процессов, происходящих в массивных магнетиках. Причина этого кроется в том, что нанокристаллические магнетики состоят из нанозерен. В нанозернах имеется дальний порядок и межкуристаллическая фаза, где уже и ближний порядок отсутствует [3]. К тому же в нанокристаллических структурах могут появляться значительные внутренние напряжения. По [3] они достигают величин $\sim 10^9$ дин/см² и определяют распределение «легких» осей, причем межкуристаллическая фаза с беспорядочным распределением атомов будет нестабильной. Наиболее же заметной для нанокристаллических магнетиков и массивных объемных структур будет разница в коэффициентах самодиффузии.

Таким образом, нанокристаллические структуры могут находиться в состоянии, далеком от термодинамического равновесия. Поэтому в них векторы I_s ориентируются по направлениям, не совпадающим с «легкими» направлениями. Кратковременное же изотермическое воздействие приводит структуру к более устойчивому состоянию. В этом случае векторы I_s уже будут близки к «легким» направлениям, а в предельном случае совпадать с ними.

Так как векторы I_s в соседних доменах в зависимости от внутренних напряжений могут иметь различную разориентировку углов, то в первом случае доменные границы (ДГ) в трехосных НКМ уже не будут 90°. И, наоборот, в случае близости векторов спонтанной намагниченности к «легким» направлениям эти углы приближаются к 90°. Возникающие за счет колеблющихся ДГ (в переменном магнитном поле) в нанокристаллических магнетиках упругие волны зависят как от этих углов, так и от значений констант магнитной анизотропии.

Физические процессы, происходящие в магнитных материалах (в виде ленты), находящихся в переменных магнитных полях, в частности — генерация ими акустических волн, представляет интерес не только в научном, но и прикладном плане. Магнитопроводы, магнитострикторы, широко используемые в технических устройствах, как правило, изготавливаются из ленточных магнитных материалов. Однако этот вопрос до настоящего времени еще недостаточно изучен. Можно указать лишь некоторые работы, затрагивающие данную проблему [4–6]. Основная же масса исследований, известных авторам, касается особенностей движения и трансформации доменных стенок, вызванных электрическим и магнитным полями [7, 8].

Авторы ставят перед собой цель: исследовать процесс генерации в переменном магнитном поле упругих волн в нанокристаллических магнетиках в форме ленты с полидоменными нанозернами при обратимых смещениях доменных границ с учетом остаточных внутренних напряжений.

Решаемые задачи:

— опираясь на макроскопический подход, разработать алгоритм описания процесса генерации в переменном магнитном поле упругих волн в нанокристаллических магнетиках в форме ленты с полидоменными нанозернами при обратимых смещениях доменных границ;

— выявить влияние остаточных внутренних напряжений в НКМ на исследуемый процесс;

— выявить условия доминирующего вклада в процесс генерации упругих волн доменными границами;

— исследовать ориентационную и частотную зависимости для волнового вектора и коэффициента поглощения в предположении, что процессами вращения можно пренебречь.

Методы исследования

Поставленные задачи решаются при помощи макроскопического подхода, впервые предложенного профессором, доктором физико-математических наук А.А. Родионовым [9, 10].

Рассмотрим нанокристаллический магнетик с нестабильной доменной структурой. Движение такой 90° границы в поле исходных внутренних напряжений σ для такого случая будет описываться:

$$m\ddot{x} + \beta_c \dot{x} + cx - \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \ell^2} = \frac{\partial}{\partial x} [\vec{I}_{sI} \vec{H}(q_0 + x) + \vec{I}_{sII} \vec{H}(q_0 - x)] = \vec{I}_{sI} \vec{H} - \vec{I}_{sII} \vec{H} = f(t). \quad (1)$$

Здесь q_0 — исходный размер домена до наложения поля $\vec{H}(\gamma_i)$, а $\vec{I}_{sI}(\alpha_{II})$, m — масса единицы площади ДГ, β_c — диссипативный коэффициент, γ — поверхностная плотность энергии ДГ, ℓ — длина закрепленного сегмента ДГ, $c = \frac{\pi^2 \gamma}{\ell^2} + \frac{NI_s^2}{q_0} + K$ — эффективная

жесткость ДГ, N — размагничивающий фактор, K — слагаемое в c , порожденное дефектами в нанозернах. Очевидно, что величина жесткости c (через ℓ , K , и q_0) зависит от исходного состояния НКМ. Для рассматриваемого случая правая часть (1) примет вид:

$$I_s \left[(\cos\alpha_{1I} - \cos\alpha_{1II}) \cos\gamma_1 + (\cos\alpha_{2I} - \cos\alpha_{2II}) \cos\gamma_2 + (\cos\alpha_{3I} - \cos\alpha_{3II}) \cos\gamma_3 \right] H_0 \cos\omega t = f(t) = f \cos t. \quad (2)$$

Отметим, что f_0 (выражение, стоящее в квадратных скобках, умноженное на I_s и H_0) будет зависеть косвенным образом и от внутренних напряжений σ .

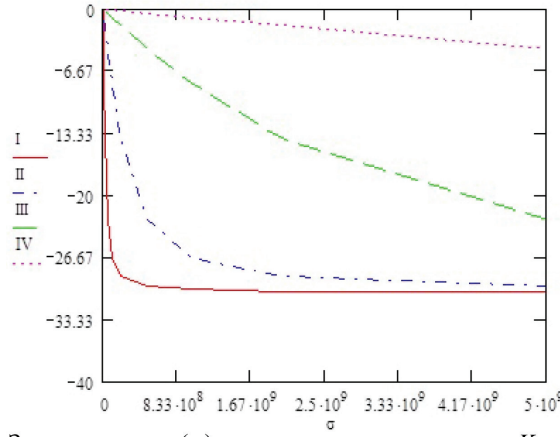
Пусть нанокристаллический магнетик имеет форму ленты с поверхностью, совпадающей с «легкой»

плоскостью (001). В этом случае для магнитных фаз с векторами I_s вдоль направлений [100] и [010] вид f_0 упростится. При внутренних напряжениях σ отклонение \vec{I}_s от [100] на угол α_1 для первой фазы определим из уравнения:

$$\left[\frac{3}{2} \lambda_{100} \sin 2\alpha_1 (\cos^2 \beta_1 - \cos^2 \beta_2) - 3\lambda_{111} \cos \beta_1 \cos \beta_2 \cos 2\alpha_1 \right] \sigma + \frac{K_1 \sin 4\alpha_1}{2} = 0, \quad (3)$$

где K_1 и λ — константы анизотропии и магнитоэлектрики, $\cos\beta_i$ — направляющие косинусы внутренних напряжений. В случае второй фазы индексы при α_i и β_j в (3) меняются местами. В результате воздействия

внутреннего напряжения $\sigma > 0$ первоначально 90° ДГ становится ДГ с углами между \vec{I}_{SI} и $\vec{I}_{SII} > 90^\circ$. В случае же $\sigma < 0$ будет наоборот. Это приводит к заметному изменению f_0 . То есть f_0 косвенным образом зависит от σ .



Зависимость $\alpha_1(\sigma)$ в градусах для различных K_1 . $[\sigma] = \text{г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{с}^{-2}$

На рисунке дана зависимость $\alpha_1(\sigma)$ в градусах для железа с $\lambda_{100} = 20,3 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -21,1 \cdot 10^{-6}$, $\beta_1 = 30^\circ$, $\beta_2 = 60^\circ$ при значениях K_1 в пределах от $4,2 \cdot 10^2$ до $4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³.

В случае малых магнитных полей для 1 магнитной фазы (1) с учетом [11] можно записать в виде

$$m\ddot{x} + \beta_c \dot{x} + cx + dx^3 = f_0 \cos\omega t, \quad (4)$$

где $d = -\frac{3\pi^4 \gamma}{16\ell_z^4}$ согласно [11]. Присутствие dx^3 в (4)

приводит к возникновению ангармонизма в колеба-

ниях доменных границ и появлению гармоник [12]. При $d \cong 0$ из (4) с учетом разложения $x(z)$ в ряд Фурье

$$x = \sum x'_n \sin \frac{(2n+1)\pi z}{2n+1}, \text{ принимая } x \cong x'_0, \text{ получим}$$

$$x'_0 = \frac{f_0 e^{-\alpha_1 r} \cos(\omega t - k_g r - \delta_1)}{\left[(c - m\omega^2)^2 + (\omega\beta_c)^2 \right]^{1/2}}, \quad (5)$$

здесь $f_0 = f_0(\sigma)$, $\delta_1 = \arctg(\omega\beta_c / c - m\omega^2)$. Если подставить

x'_0 в dx^3 , найдем

$$x_0 = \frac{f_0 e^{-\alpha_1 r} \cos(\omega t - k_g r - \delta_1)}{\left[(c - m\omega^2)^2 + (\omega\beta_c)^2 \right]^{1/2}} - \frac{3df_0^3}{4T^4} e^{-3\alpha_1 r} \cos(\omega t - k_g r - 2\delta_1), \quad (6)$$

$T = \left[(c - m\omega^2)^2 + (\omega\beta_c)^2 \right]^{1/2}$. Усредняя $x(z) \approx x_0 \sin \frac{\pi z}{\ell_z}$ получим $\langle x \rangle = \frac{2}{\pi} x_0$. Тогда для механострикционной деформации можно записать:

$$\varepsilon_{\text{мех}} = \frac{3}{\pi} \lambda_{100} \frac{x_0}{\ell_0^2} L_{\text{об1}}. \quad (7)$$

Кроме того, ангармонизм в смещении ДГ вызван отступлением от закона Гука. Поэтому с учетом постоянной 3-го порядка E' появляющиеся напряжения для направления r будут определяться из выражения:

$$\tilde{\sigma} = E\varepsilon_r + \frac{E'}{2}\varepsilon_r^2, \quad (8)$$

$$k_s^2 - \alpha_1^2 = \frac{\omega \rho}{E} + \omega^2 \rho X \left[\frac{V_1 \cos \delta_1}{T} - \frac{3d^2 V_1^3}{T^2} \cos 2\delta_1 \cdot \left(\frac{f_0}{V_1} \right) \frac{e^{-2\alpha_1 r}}{4T^2} \right], \quad (10)$$

$X = \frac{3}{\pi} \lambda_{100} \frac{L_{\text{об1}}}{\ell_0^2}$, $L_{\text{об1}}$ — общая в кубе единичного объема длина 90° ДГ вдоль направления $[\bar{1}10]$, ρ — плот-

$$k_s \alpha_1 = \frac{\omega^2 \rho}{2} X \left[\frac{V_1 \cos \delta_1}{T} - \frac{3d^2 V_1^3}{T^2} \cos 2\delta_1 \cdot \left(\frac{f_0}{V_1} \right) \frac{e^{-2\alpha_1 r}}{4T^2} \right]. \quad (11)$$

Из (10) и (11) при $k_s \gg \alpha_1$ получаем:

$$k_s = \omega \left(\frac{\rho}{E} \right)^{1/2} \left\{ 1 + X E \left[\frac{V_1 \cos \delta_1}{T} - \frac{3d^2 V_1^3}{T^2} \cos 2\delta_1 \cdot \left(\frac{f_0}{V_1} \right) \frac{e^{-2\alpha_1 r}}{4T^2} \right] \right\}^{1/2} = \frac{\omega}{v}, \quad (12)$$

а величина $v_0 = \left(\frac{E}{\rho} \right)^{1/2}$. Используя дальше (12), находим коэффициент поглощения:

$$\alpha_1 = \frac{E\omega^2}{2v} \frac{X\beta_c V_1}{T^2} \left[1 - \frac{6dV_1^2 (c - m\omega^2)}{T^2} \cdot \left(\frac{f_0}{V_1} \right) \frac{e^{-2\alpha_1 r}}{4T^2} \right]. \quad (13)$$

Результаты и обсуждение

Рассмотрим трехосный НКМ с идеализированной доменной структурой нанозерна в плоскости $z=0$ с чередующимися в соседних доменах ориентациями I_s $[100] \rightarrow [010] \rightarrow [100]$. Вдоль дислокаций, которые закрепляют доменные границы и располагаются параллельно оси z на расстояниях, кратных ℓ_z , в направлениях $[\bar{1}10]$, отсутствует прогиб ДГ. Поскольку соседний нижний слой нанокристаллического магнетика будет

ε_r — гуковская составляющая деформации, причем $\frac{E'}{2E}\varepsilon_r \ll 1$.

$$\text{Таким образом: } \tilde{\sigma} = \frac{f_0}{T \left[\frac{3}{2} \lambda_{100} (\cos^2 \beta_1 - \cos^2 \beta_2) \right]}$$

Из (8) (используя метод возмущений) получим:

$$\varepsilon_r = \frac{\tilde{\sigma}}{E} - \frac{E'}{4E^3} \left(\frac{f_0}{V_1} \right)^2 e^{-2\alpha_1 r} + \frac{f_0}{V_1} e^{-2\alpha_1 r} \cos(\omega t - k_s r), \quad (9)$$

где $V_1 = \frac{3}{2} \lambda_{100} (\cos^2 \beta_1 - \cos^2 \beta_2)$. Подставляя $\tilde{\sigma}$ и $\varepsilon_{\text{мех}}$

в волновое уравнение, получим соотношения для одиночной волны, наведенной ДГ:

ность НКМ, $\ell_0 = 1$ см. Второе уравнение, которое можно получить из волнового, имеет вид

состоять из доменов с \vec{I}_s от $[0\bar{1}0]$ (под фазой $[100]$) до $[\bar{1}00]$ (под фазой $[010]$), то такая структура уже будет включать и 90° ДГ с прогибом вдоль оси z . Обозначим число доменов в нанозерне q_0 через n_3 . А для определения результирующей амплитуды $F_{\text{рез}}$ на основной частоте ω вдоль \vec{r} -направления осуществим перенос на $q_0/2$ начала отсчета расстояний между доменными границами. Если $x > q_0/2$, то на границе нанозерна для $F_{\text{рез}}$ получим:

$$F_{\text{рез}} = \tilde{\sigma} \left\{ \left[\sum_{n=1,3,\dots}^{n_3} e^{-Rn} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda\alpha_1} Rn \right) \right]^2 + \left[\sum_{n=1,3,\dots}^{n_3} e^{-Rn} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda\alpha_1} Rn \right) \right]^2 \right\}^{1/2} = \tilde{\sigma} (Y_1^2 + Y_2^2)^{1/2}, \quad (14)$$

$$\text{где } R = \frac{\alpha_1 q_0}{2 \cos \psi}, \quad \cos \psi = \frac{|\vec{X} \vec{r}|}{x r} = \frac{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}{\sqrt{2}}.$$

Поскольку размер нанозерен $q_0 n_3$ достаточно мал, то $e^{-R n_3} \approx 1$, и тогда на границах нанозерна:

$$F_{\text{рез}} = \tilde{\sigma} \left\{ \left[\sum_{n=1,3,\dots}^{n_3} \cos \left(\frac{k_g R n}{\alpha_1} \right) \right]^2 + \left[\sum_{n=1,3,\dots}^{n_3} \sin \left(\frac{k_g R n}{\alpha_1} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Если точка начала отсчета $r=0$ при длине нанокристаллического магнетика L вдоль направления $X // q_0$ располагается в середине нанозерна, то величина $F_{\text{рез}}$ удваивается. Амплитуда результирующего сигнала, генерируемого на границе зерна нанокристаллического магнетика нижним и верхним слоями, расположенными над рассматриваемым, находится таким же образом.

Чтобы найти суммарный сигнал при условии отсутствия в ориентациях нанозерен в плоскости (001) ленты из НКМ текстуры, сначала надо определить среднее значение $F_{\text{рез}}$ из (15) по разным направлениям «легких» осей нанозерен. Для этого примем поле $\vec{H}(\gamma_i)$ заданным вдоль длины нанокристаллического магнетика L , а $\vec{r} // \vec{H}$ в каждом из нанозерен, причем $\cos \beta_i = \cos \gamma_i$. В случае $\vec{r} \perp \vec{H}$ в плоскости ленты НКМ $\cos \beta_1 = \cos \gamma_2$, а $\cos \beta_2 = -\cos \gamma_1$. Принимая во внимание синфазность генерируемых во всем НКМ сигналов (так как $L \ll \lambda/2$, L — размер магнетика, λ — длина волны), для среднего значения $F_{\text{рез}}$ по γ_i (здесь $\cos \gamma_3 = 0$, $\cos \gamma_1$ и $\cos \gamma_2 = \sin \gamma_1$ входят в f_0 из (2)), получим

$$\langle F_{\text{рез}} \rangle_{\gamma_i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_{\text{рез}}(\gamma_1) d\gamma_1 = \mathfrak{S}_0. \quad (16)$$

Для начала в (12) можно ограничиться $k_g \approx \frac{\omega}{v_0}$,

а в (13) слагаемым в α_1 , содержащим коэффициент ангармонизма d , можно пренебречь. Граничные условия можно не учитывать, если отраженные акустические сигналы от концов нанокристаллического магнетика отсутствуют. Это следует из того факта, что $q_0 n_3 \ll L$, а в реальных НКМ $\alpha_1 L \gg 1$.

В этом случае для амплитуды суммарного сигнала, генерируемого полем \vec{H} в точке $r=0$, вдоль направления $\vec{r} // \vec{H} // \vec{L}$, используя приближение среднего по ориентациям γ_i нанозерна, получим:

$$F = \int_0^L \frac{\mathfrak{S}_0}{L} e^{-\alpha_1 r} \cos k_g r dr. \quad (17)$$

Здесь $dF = \frac{\mathfrak{S}_0}{L} e^{-\alpha_1 r} \cos k_g r dr$ — напряжение, соз-

даваемое слоем толщиной dr , и учтено, что размеры нанозерна в сравнении с L будут очень малы, поэтому напряжение \mathfrak{S}_0 на границах нанозерна можно считать локализованным в точке r .

$\alpha_1 \rightarrow \langle \alpha_1 \rangle_{\gamma_i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \alpha_1(\gamma_i) d\gamma_i$ и аналогично $k_g \rightarrow \langle k_g \rangle_{\gamma_i}$

по (12), (13). При этом следует отметить, что усреднять k_g и α_1 из (12), (13) необходимо, так как в k_g есть

слагаемое $\sim V_1 = \frac{3}{2} \lambda_{100} (\cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2) = \frac{3}{2} \lambda_{100} \cos 2\gamma_1$,

как и в α_1 . На основной частоте ω в приближении среднего нанозерна ангармонизм в законе Гука не будет влиять на генерацию упругих волн, но если взять в рассмотрение и гармоники [11, 12], то здесь уже вклад ангармонизма будет значителен.

Заключение

Предложенный алгоритм позволяет рассчитывать амплитуду суммарного акустического сигнала, генерируемого переменным магнитным полем в нанокристаллических магнетиках в форме ленты с полидоменными нанозернами при обратимых смещениях доменных границ, а также найти ориентационные и частотные зависимости для волнового вектора и коэффициента поглощения в предположении, что процессами вращений можно пренебречь. На генерацию упругих волн в нанокристаллических магнетиках существенно влияют остаточные внутренние напряжения. Эти напряжения влияют на исходную (при $\vec{H} = 0$) разориентировку векторов IS в соседних доменах НКМ, а через нее и на f_0 и в конечном итоге на амплитуду сигнала. Можно заметно уменьшить статические напряжения в нанокристаллических магнетиках, оказывающие существенное влияние на перераспределение вкладов в данный процесс смещений ДГ и вращений I_3 , если произвести кратковременный стабилизационный отжиг.

Так как с уменьшением размеров нанозерен уменьшаются константы магнитной анизотропии, в этом случае существенный вклад в генерацию упругих волн в НКМ в переменном магнитном поле начинают вносить обратимые вращения векторов I_3 . Поэтому при описании процесса генерации упругих волн при очень малых размерах нанозерен в НКМ необходимо учитывать и процесс смещения ДГ и вращения векторов I_3 в их взаимосвязи.

Разработанный алгоритм можно использовать для прогнозирования стрикционных и диссипативных свойств разрабатываемых перспективных НКМ, расчета амплитуд генерируемых сигналов на несущей частоте и гармониках.

Библиографический список

1. Пятаков А.П. Магнитное общество. Бюллетень. 2007. Т. 8. № 1.
2. Матренин С.В., Овечкин Б.Б. Наноматериалы и наноразстройства на их основе // Управление качеством. 2017. № 7.
3. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Стогней О.В. Новые направления физического материаловедения : учеб. пособие. Воронеж, 2000.
4. Komina O.Y., Zhukov E.A., Adamova M.E., Scherbakov Y.I., Zhukova V.I. Interaction of domain wall with magnetic fields and acoustic waves in yttrium orthoferrite // Proceedings of IFOST-2016. 11th International Forum on Strategic Technology IFOST-2016. 2016. DOI: 10.1109/IFOST.2016.7884060.
5. Komina O.Y., Zhukov E.A. Influence of Constant Magnetic Field on Domain Wall Dynamics in YFeO₃ // Solid State Phenomena. Vol. 265. 2017. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.265.636.
6. Hollander R.B., Muller C., McCord J. Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters // Scientific Reports 8 (1). 2018. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8.
7. Pyatakov A.P., Sergeev A.S., Sechin D.A., Meshkov G.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S., Zvezdin A.K. Magnetic domain wall motion triggered by electric field // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 200. № SECTION 3. DOI: 10.1088/1742-6596/200/3/032059.
8. Yuan S.W., Bertram H.N. Magnetic thin film domain wall motion under dynamic fields // Journal of Applied Physics. Vol. 72. 1992. DOI: 10.1063/1.351829.
9. Родионов А.А. Релаксационные эффекты в ферромагнетиках в сложных полях : дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Курск, 1994.
10. Петрова Л.П., Новичкова Т.А., Игнатенко Н.М. Макроскопический подход при описании упругих и неупругих свойств нанокристаллических магнетиков // Известия Юго-Западного гос. ун-та. Серия : Техника и технологии. 2014. № 4.
11. Родионов А.А., Петрова Л.П. Генерация гармоник в магнетиках доменными границами // Известия КурскГТУ. 2001. № 6.
12. Родионов А. А., Игнатенко Н. М., Петрова Л. П. Генерация упругих волн в магнетиках в переменных магнитных полях : сб. трудов XI сессии Росс. акуст. общ. М., 2001. Т. 2.