

## Влияние движения доменных стенок на недиагональную компоненту импеданса проволоки с циркулярной магнитной анизотропией

© Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Рахманов

Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики РАН,  
127412 Москва Россия

(Поступило в Редакцию 26 октября 1998 г.)

Теоретически исследовано влияние движения доменных границ на недиагональную компоненту импеданса аморфной ферромагнитной проволоки с циркулярной анизотропией. Проанализирован частотный спектр эдс, возникающей в катушке, намотанной на проволоку. Показано, что при малых значениях амплитуды пропускаемого по проволоке переменного тока частота эдс равна удвоенной частоте тока, а при амплитудах тока, превышающих некоторое пороговое значение, в частотном спектре сигнала появляются все четные гармоники. Показано также, что при любой амплитуде тока сохраняется сильная зависимость эдс от продольного внешнего магнитного поля. Полученные результаты могут быть существенны для разработки управляемых магнитным полем преобразователей частоты.

### Введение

Известно, что импеданс обычной ферромагнитной проволоки слабо зависит от внешнего магнитного поля. Однако в последние годы при исследовании магнитомягких аморфных проволок с циркулярной анизотропией было обнаружено очень большое изменение высокочастотного импеданса в малых внешних магнитных полях [1–3]. Это явление получило название гигантского магнитоимпеданса. Сильная чувствительность импеданса к малым магнитным полям является перспективной с точки зрения создания датчиков магнитного поля [4].

Другой эффект, обнаруженный в аморфных проволоках, состоит в том, что при пропускании переменного тока по проволоке, находящейся в продольном постоянном магнитном поле, в катушке, намотанной на проволоку, возникает эдс [15]. Это явление связано с тем, что в проволоке с циркулярной анизотропией вектор магнитного момента имеет во внешнем магнитном поле как поперечную, так и продольную по отношению к оси проволоки составляющую. Вследствие этого возникает аксиальная компонента высокочастотного магнитного момента, величина которой существенно зависит от внешнего магнитного поля.

При не слишком большом высокочастотном токе в проволоке (если амплитуда магнитного поля, создаваемого током, на поверхности проволоки мала по сравнению с полем анизотропии) возникновение эдс в катушке не связано с полным перемагничиванием образца. В этом случае эдс пропорциональна недиагональной компоненте импеданса проволоки [5,6]. Зависимость недиагональной компоненты импеданса от параметров проволоки и внешнего магнитного поля была подробно исследована в [6,7] для однодоменного образца. Однодоменное приближение применимо для проволок, длина которых меньше некоторого критического значения порядка нескольких сантиметров [4]. Вместе с тем длинные аморфные проволоки имеют сложную доменную струк-

туру [3,4,8], которую необходимо учитывать при расчете импеданса.

В настоящей работе исследовано влияние движения доменных границ на недиагональную компоненту импеданса магнитомягкой аморфной проволоки с циркулярной анизотропией. Получены аналитические выражения для эдс, возникающей в катушке, намотанной на проволоку, в случае отсутствия скин-эффекта. Показано, что при малых значениях амплитуды пропускаемого по проволоке переменного тока частота сигнала, снимаемого с катушки, равна удвоенной частоте тока, а при больших амплитудах тока в частотном спектре сигнала появляются все четные гармоники. При этом во всем диапазоне амплитуд переменного тока сохраняется сильная зависимость эдс от внешнего магнитного поля, если оно не превышает поле анизотропии проволоки.

### Недиагональный импеданс многодоменной проволоки

В аморфных ферромагнитных проволоках распределение легких осей анизотропии определяется в основном магнитострикционным эффектом и, следовательно, распределением закалочных напряжений, возникающих при изготовлении таких проволок. Исходя из этих представлений магнитные свойства рассматриваемых образцов с малой отрицательной магнитострикцией обычно описываются в рамках модели, предполагающей наличие в проволоке двух областей: центральной области (кора) с осевой анизотропией и периферийной области (оболочка) с циркулярной анизотропией [2–4]. Оболочка длинных проволок имеет доменную "бамбуковую" структуру [3,8]. Основное состояние такой многодоменной системы характеризуется тем, что в отсутствие поля векторы намагниченности в соседних доменах направлены в противоположные стороны по оси  $\varphi$ , а во внешнем поле  $H_e$ -приобретают одинаковые компоненты по оси  $z$  (рис. 1).

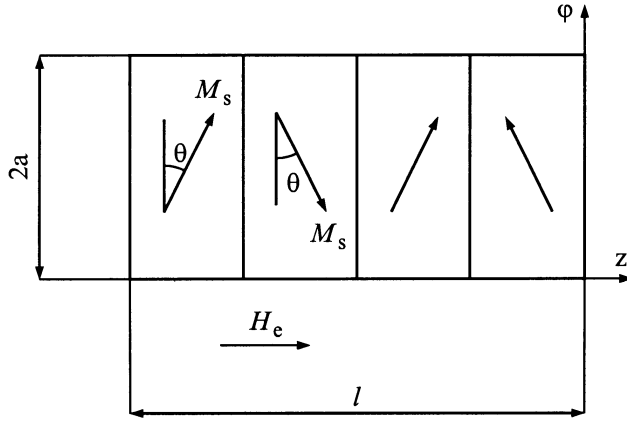


Рис. 1. Схема распределения намагниченности в многодоменной проволоке с циркулярной магнитной анизотропией.

Предположим для простоты, что оболочка проволоки содержит только одну доменную стенку. Полученные результаты легко обобщаются на случай многодоменного образца. Будем также пренебрегать влиянием кора, размер которого для проволок с диаметром меньше  $50 \mu\text{m}$ , как правило, мал [4]. Рассмотрим проволоку длиной  $l$  и радиусом  $a$ , обладающую циркулярной анизотропией. Во внешнем постоянном подмагничивающем поле  $H_e$ , параллельном оси проволоки, векторы магнитного момента поворачиваются относительно оси анизотропии на угол  $\theta$  (рис. 1), величина которого может быть найдена из условия минимума свободной энергии [9]

$$\begin{aligned} \sin \theta &= H_e / H_A, & H_e < H_A, \\ \sin \theta &= 1, & H_e \geq H_A, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $H_A$  — поле анизотропии проволоки.

При пропускании по проволоке переменного тока  $I(t) = I_0 \sin(\omega t)$  в катушке, расположенной соосно с проволокой, возникает эдс [5,6], пропорциональная недиагональной компоненте импеданса образца. Этот эффект связан с тем, что вектор магнитного момента имеет как продольную, так и поперечную по отношению к оси провода компоненту. Из общего выражения, полученного в [7] в виде рядов, в случае отсутствия скин-эффекта для недиагональной компоненты импеданса однодоменного образца  $Z_{\varphi z}^0$  имеем

$$Z_{\varphi z}^0 = -i4\pi\omega a\tilde{\mu} \cos \theta \sin \theta / 3c^2. \quad (2)$$

Здесь

$$\tilde{\mu} = \frac{4\pi\gamma M_s}{\gamma H_z \cos^2 \theta - i\alpha\omega - \omega^2 / 4\pi\gamma M_s} \quad (3)$$

— эффективная магнитная проницаемость проволоки [6],  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр диссипации в уравнении Ландау–Лифшица [9,10]. Из формул (1) и (2), в частности, следует, что недиагональная компонента импеданса

отлична от нуля для подмагничивающих полей  $H_e$ , меньших поля анизотропии.

Рассмотрим двухдоменную проволоку с доменной стенкой, находящейся в середине образца. Как легко понять из симметрии задачи, в этом случае  $\varphi$ -компоненты электрического поля в доменах направлены в противоположные стороны. Соответственно и суммарная эдс в катушке  $V_\varphi$  равна нулю и появляется, лишь если положение доменной стенки смещается относительно середины проволоки. Тогда при протекании по образцу переменного тока в катушке генерируется эдс  $V_\varphi$ , связанная не только с поворотом вектора магнитного момента, но и с движением доменной стенки. Пренебрегая поворотом вектора намагниченности в доменах при изменении тока, для недиагональной компоненты импеданса имеем  $Z_{\varphi z}(t) = Z_{\varphi z}^0 z(t) / l$ , где  $z(t)$  — текущая координата доменной стенки, отсчитываемая от центра образца. Таким образом, зависимость эдс в катушке  $V_\varphi$  от времени определяется соотношением

$$V_\varphi(t) = \text{Re}\{Z_{\varphi z}(t)I(t)\} = (2/l) \text{Re}\{Z_{\varphi z}^0 z(t)I(t)\}. \quad (4)$$

## Движение доменной стенки в переменном магнитном поле

Движение доменной стенки под действием магнитного поля, создаваемого изменяющимся током, описывается следующим уравнением [9,10]:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + \beta \frac{dz}{dt} + f(z) = 2M_s H_\varphi(\rho, t) \cos \theta. \quad (5)$$

Здесь  $m = (K_1/A)^{1/2}(m_e c/e)^2 / 2\pi \cos^2 \theta$  — масса доменной стенки на единицу площади ( $K_1$  — постоянная анизотропии,  $A$  — обменная постоянная);  $\beta$  — коэффициент трения, пропорциональный потерям на вихревые токи [10];  $f(z)$  — возвращающая сила; величина  $2M_s H_\varphi(\rho, t) \cos \theta$  соответствует давлению, действующему на доменную стенку;  $H_\varphi(\rho, t)$  — создаваемое переменным током магнитное поле, зависящее от радиальной координаты  $\rho$ . При типичных значениях параметров магнитомягких проволок на основе Fe и Co ( $K_1 \cong 250 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ ,  $A \cong 10^{-8} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,  $M_s \cong 500 \text{ Gs}$ ) и  $\cos \theta \cong 1$  масса доменной стенки очень мала  $m \approx 10^{-10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Это обстоятельство позволяет пренебрегать первым членом в уравнении (5) вплоть до частот порядка десятка гигагерц.

В отсутствие скин-эффекта величина  $H_\varphi(\rho, t)$  линейно изменяется по сечению образца от нуля при  $\rho = 0$  до  $2I(t)/ac$  при  $\rho = a$ . Для количественного описания движения доменной стенки заменим  $H_\varphi(\rho, t)$  в уравнении (5) на усредненное по сечению значение  $\langle H_\varphi(t) \rangle$

$$H_\varphi(\rho, t) \approx \langle H_\varphi(t) \rangle = \frac{2}{a^2} \int_0^a \frac{2I(t)\rho^2}{ca^2} d\rho = \frac{4I(t)}{3ca}. \quad (6)$$

Возвращающая сила в уравнении движения доменной стенки (5) связана либо с изменением полной магнитостатической энергии проволоки при изменении размеров доменов, либо со взаимодействием доменной границы с дефектами [11]. Будем полагать проволоку однородной и рассмотрим сначала движение доменной стенки в случае, когда возвращающей силой, действующей на стенку, можно пренебречь. Это приближение справедливо при достаточно высоких частотах и малых значениях амплитуды тока, когда смещение доменной стенки от положения равновесия мало и не вызывает сильного изменения магнитостатической энергии образца. Пренебрегая в уравнении (5) возвращающей силой и учитывая, что  $\beta/m \gg \omega$ , из (5) и (6) получаем

$$z(t) = -\frac{8M_s I_0 \cos \theta}{3\beta\omega c a} \cos(\omega t) + z_0. \quad (7)$$

Так как в рассматриваемом приближении движение доменной стенки симметрично относительно середины проволоки, в выражении (7) необходимо положить постоянную  $z_0$  равной нулю. Подставляя полученное выражение (7) (с  $z_0 = 0$ ) в формулу (4), для эдс в катушке  $V_\varphi$  имеем

$$V_\varphi(t) = \frac{32\pi M_s \cos^2 \theta \sin \theta}{9c^3 l \beta} \tilde{\mu} I_0^2 \sin(2\omega t + \delta - \pi), \quad (8)$$

где

$$\delta = \arctg \left\{ \gamma H_A \cos^2 \theta / \alpha \omega - \omega / 4\pi \gamma \alpha M_s \right\}. \quad (9)$$

Таким образом, при малых значениях амплитуды тока величина эдс в катушке пропорциональна квадрату амплитуды тока, а ее частота равна удвоенной частоте тока. Так как величина  $4\pi \gamma M_s$  для рассматриваемых проволок достаточно велика (обычно полагают, что  $4\pi \gamma M_s \cong 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ , а  $\gamma H_A \cong 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ ), то из формул (1) и (9) получаем

$$\delta \approx \arctg \left\{ \gamma (H_A^2 - H_e^2) / \alpha \omega H_A \right\}. \quad (10)$$

Из (8) и (10) следует, что фаза  $V_\varphi$  изменяется с полем  $H_e$  и частотой  $\omega$  от  $-\pi$  (большие частоты и поля) до  $-\pi/2$  (малые частоты и поля).

С увеличением амплитуды осцилляций доменной стенки растет и изменение магнитостатической энергии образца. Данный эффект приводит к росту возвращающей силы  $f(z)$  в уравнении (5) и соответственно к существенному ограничению свободы смещения доменной стенки. Рассмотрим теперь, к каким качественным эффектам приводит влияние возрастающей силы  $f(z)$  на движение доменной стенки и эдс, возникающую в катушке. Действие возвращающей силы опишем в рамках следующей простейшей модели. Пусть при возрастании тока возвращающая сила пренебрежимо мала, пока стенка не сместится до некоторого положения  $z_c$ . При  $z = z_c$  на доменную стенку начинает действовать

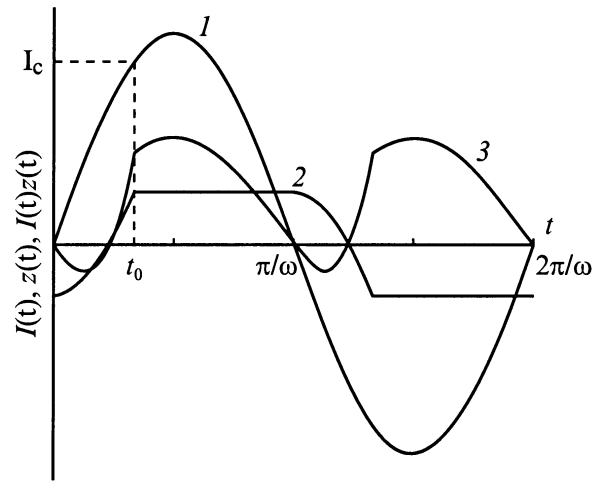


Рис. 2. Зависимости  $I(t)$  (1),  $z(t)$  (2) и  $I(t)z(t)$  (3).

большая возвращающая сила, препятствующая ее дальнейшему движению. Пусть стенка покоится до тех пор, пока переменный ток сменит знак. После смены знака тока возвращающая сила равна нулю и стенка начинает двигаться в противоположном направлении в соответствии с выражением (7) (с  $z_0 \neq 0$ ), пока не достигнет положения  $-z_c$ . Таким образом, в рамках данной модели зависимость координаты доменной стенки от времени имеет вид

$$z(t) = \begin{cases} \pm z_c, & |I| > I_c, \\ -\frac{8M_s I_0 \cos \theta}{3\beta\omega c a} [1 + \cos(\omega t)] + z_c, & |I| < I_c, \frac{dI}{dt} < 0, \\ \frac{8M_s I_0 \cos \theta}{3\beta\omega c a} [1 - \cos(\omega t)] - z_c, & |I| < I_c, \frac{dI}{dt} > 0, \end{cases} \quad (11)$$

где  $I_c$  — значение тока, при котором доменная стенка достигает положения  $z_c$ .

Связь между  $z_c$  и  $I_c$  определяется из следующих очевидных соотношений:

$$z_c = \frac{4M_s I_0 \cos \theta}{3\beta\omega c a} [1 - \cos \tau_0], \quad \tau_0 = \arcsin(I_c/I_0). \quad (12)$$

Зависимости  $I(t)$ ,  $z(t)$  приведены на рис. 2. Там же показано поведение их произведения  $I(t)z(t)$ , которое, согласно формуле (4), определяет частотный спектр эдс  $V_\varphi$ . Функция  $I(t)z(t)$  не является ни четной, ни нечетной и имеет период, в два раза меньший периода поля  $H_\varphi$ , возбуждаемого переменным током. Следовательно, в фурье-разложении функции  $I(t)z(t)$  будут присутствовать постоянная составляющая, основная гармоника с частотой  $2\omega$  и гармоники с частотами, кратными  $2\omega$ . Используя соотношения (11) и (12), для функции  $I(t)z(t)$

получаем

$$I(t)z(t) = \frac{8M_s \cos \theta}{3\pi\beta\omega c a} I_0^2 \left[ \frac{a_0}{2} + a_2 \cos(2\omega t) + b_2 \sin(2\omega t) + \sum_{k=2}^{\infty} a_{2k} \cos(2k\omega t) + b_{2k} \sin(2k\omega t) \right], \quad (13)$$

где коэффициенты фурье-разложения имеют вид

$$a_0 = (I_c/I_0)^2, \quad a_2 = -(I_c/I_0)^2 [1 + (I_c/I_0)^2]/3, \\ b_2 = -\tau_0/2 + \sin(4\tau_0)/8 + 4 \cos(\tau_0) \sin^3(\tau_0)/3,$$

$$a_{2k} = \frac{3}{2(k^2-1)(4k^2-1)} + \frac{\cos\{2(k+1)\tau_0\}}{4(k+1)} - \frac{\cos\{2(k-1)\tau_0\}}{4(k-1)} \\ + \cos(\tau_0) \left\{ \frac{\cos\{(2k-1)\tau_0\}}{2k-1} - \frac{\cos\{(2k+1)\tau_0\}}{2k+1} \right\}, \\ b_{2k} = \frac{\sin\{2(k+1)\tau_0\}}{4(k+1)} - \frac{\sin\{2(k-1)\tau_0\}}{4(k-1)} \\ + \cos(\tau_0) \left\{ \frac{\sin\{(2k-1)\tau_0\}}{2k-1} - \frac{\sin\{(2k+1)\tau_0\}}{2k+1} \right\}. \quad (14)$$

Подставляя полученное фурье-разложение функции  $I(t)z(t)$  в формулу (4), для сигнала эдс в катушке имеем

$$V_\varphi(t) = \frac{64M_s \cos^2 \theta \sin \theta}{9c^3 l \beta} I_0^2 \left[ \tilde{\mu}'' \frac{a_0}{2} + |\tilde{\mu}| \sum_{k=1}^{\infty} c_{2k} \sin(2k\omega t + \varphi_{2k} + \delta) \right], \quad (15)$$

где  $\tilde{\mu}''$  — мнимая часть эффективной магнитной проницаемости,  $c_{2k} = (a_{2k}^2 + b_{2k}^2)^{1/2}$  и  $\varphi_{2k} = \arctg(a_{2k}/b_{2k})$ .

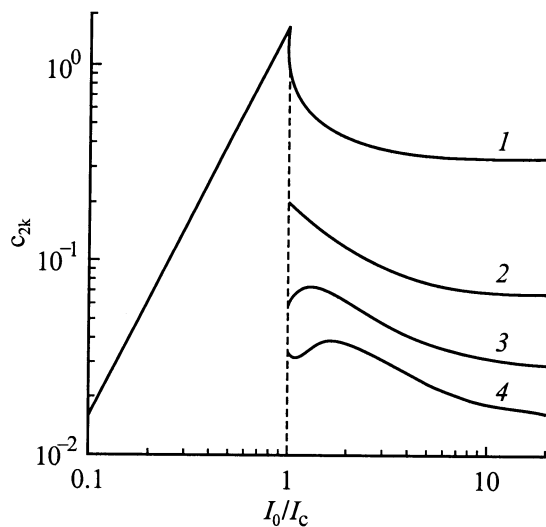


Рис. 3. Зависимости амплитуд первых гармоник  $c_{2k}$  эдс от амплитуды тока  $I_0$ :  $k = 1$  (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).

Зависимости безразмерных амплитуд  $c_{2k}$  первых четырех четных гармоник сигнала эдс от амплитуды тока  $I_0$  показаны на рис. 3. Из рис. 3 следует, что при достаточно больших значениях  $I_0$  амплитуда сигнала в рассмотренной модели не зависит от амплитуды тока. При  $I_0 \gg I_c$  ( $\tau_0 \rightarrow 0$ ) из выражений (14) и (15) для эдс после простых математических преобразований получаем

$$V_\varphi(t) = \frac{64M_s \cos^2 \theta \sin \theta}{9c^3 l \beta} I_c^2 \left[ \frac{\tilde{\mu}''}{2} + |\tilde{\mu}| \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{4k^2 - 1} \sin(2k\omega t + \delta - \pi/2) \right]. \quad (16)$$

Очевидно, что и при произвольной возвращающей силе  $f(z)$  в частотном спектре  $V_\varphi$  появляются все четные гармоники и их величина становится заметной, если амплитуда переменного тока достаточно велика.

## Заключение

Таким образом, движение доменных границ в ферромагнитной проволоке с циркулярной анизотропией оказывает существенное влияние на недиагональную компоненту импеданса и эдс, возникающую в катушке, намотанной на проволоку. Сигнал в катушке возникает, если постоянное подмагничивающее поле  $H_e$  меньше поля анизотропии проволоки  $H_A$ . Движение доменных границ качественно изменяет частотный спектр эдс. При малых амплитудах переменного тока  $I_0$  в спектре эдс присутствует только вторая гармоника, амплитуда которой пропорциональна  $I_0^2$ . При больших амплитудах тока в спектре эдс возникают все четные гармоники (рис. 3). При этом во всем диапазоне амплитуд переменного тока сохраняется сильная зависимость эдс от внешнего магнитного поля  $H_e$ .

Как отмечалось в [6], сигнал в катушке  $V_\varphi$  может не исчезать и при  $H_e > H_A$ , если ось анизотропии отклоняется от циркулярного направления. Это отклонение может возникать как вследствие технологической обработки или скручивания образца, так и из-за влияния рассеянного магнитного поля кора проволоки (которое создает дополнительное продольное подмагничивание оболочки). Отклонение оси анизотропии от циркулярного направления приводит к сглаживанию зависимости  $V_\varphi(H_e)$  при  $H_e$ , близком к  $H_A$ , и к гистерезису при  $H_e > H_A$  как в случае однодоменного образца [6], так и для многодоменной проволоки.

В заключение обобщим полученные результаты на случай образца с произвольным числом доменных стенок. Пусть число этих стенок  $N$ . Вычисленная выше величина циркулярной эдс обусловлена движением одной доменной стенки. Как легко понять, в рамках использованных выше приближений эдс, создаваемая движением  $N$  доменных стенок, получается умножением  $V_\varphi$  в формулах (4), (8), (15) и (16) на  $N$ .

Авторы признательны И.Т. Якубову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-16827).

## Список литературы

- [1] *Mohri K., Humphrey F.B., Kawashima K. et al. // IEEE Trans Magn. 1990. Vol. 26. N 5. P. 1789–1791.*
- [2] *Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K. et al. // IEEE Trans. Magn. 1992. Vol. 28. N 5 (II). P. 3150–3152.*
- [3] *Beach R.S., Berkowitz A.E. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64. N 26. P. 3652–3654.*
- [4] *Vazquez M., Hernando A. // J. Phys. D. 1996. Vol. 29. N. 4. P. 939–949.*
- [5] *Antonov A., Iakubov I., Lagarkov A. // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33. N 5 (I). P. 3367–3369.*
- [6] *Antonov A.S., Iakubov I.T., Lagarkov A.N. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. Vol. 187. N 3–4. P. 252–260.*
- [7] *Usov N.A., Antonov A.S., Lagarkov A.N. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. Vol. 185. N 1–2. P. 159–173.*
- [8] *Mohri K., Kawashima K., Kohzawa T., Yoshida M. // IEEE Trans. Magn. 1993. Vol. 29. N 2. P. 1245–1248.*
- [9] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука: 1994. 462 с.*
- [10] *Такадзуми С. Физика микромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.*
- [11] *Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagarkov A. // J. Magn. Magn. Mater. 1997. Vol. 174. N 1–2. P. 127–132.*