

05.2

О влиянии движения доменных границ на возникновение второй гармоники в спектре магнитоимпеданса аморфной микропроволоки на основе кобальта

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

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва
E-mail: n_buznikov@mail.ru

Поступило в Редакцию 13 мая 2003 г.

Исследовано влияние движения доменных границ на магнитоимпеданс аморфной микропроволоки на основе кобальта. Предложена модель, описывающая движение доменных границ под действием поля переменного тока, в случае отсутствия скин-эффекта в образце. Показано, что при превышении амплитудой тока некоторого порогового значения движение доменных границ приводит к возникновению второй гармоники в частотном спектре напряжения, снимаемого с образца. Исследованы зависимости амплитуды второй гармоники от внешнего продольного магнитного поля, частоты тока и отклонения оси анизотропии микропроволоки от циркулярного направления. Продемонстрировано, что чувствительность второй гармоники к внешнему магнитному полю может существенно превышать чувствительность основной гармоники.

Интерес к магнитомягким аморфным микропроводам на основе кобальта связан с их необычными физическими свойствами и широкими перспективами приложений. В частности, в них возникает эффект гигантского магнитоимпеданса, который заключается в сильном изменении импеданса образца во внешнем магнитном поле (см., например, [1–4] и цитированную там литературу). Этот эффект привлекает большое внимание в связи с возможностью его использования для разработки датчиков слабого магнитного поля [1,5,6]. Гигантский магнитоимпеданс наблюдается при достаточно малых амплитудах переменного тока, пропускаемого через образец, когда измеряемый сигнал пропорционален импедансу микропроволоки. В последнее время был исследован спектр гармоник напряжения, снимаемого с образца, при пропускании через микропровода тока с более высокой амплитудой [7–13], когда

связь между намагниченностью и амплитудой тока становится нелинейной. При этом в широкой области параметров чувствительность второй гармоники к внешнему постоянному магнитному полю оказывается существенно больше чувствительности основной гармоники. Поведение спектра гармоник напряжения может быть качественно описано в рамках модели, предполагающей однородное вращение вектора намагниченности в образце под действием поля переменного тока [8–10,13]. Однако в таком приближении не учитывается доменной структуры аморфной микропроволоки, которая может существенно влиять на частотный спектр сигнала. В настоящей работе исследован другой возможный механизм, приводящий к появлению нелинейного отклика напряжения: движение доменных границ вдоль аморфной микропроволоки.

Распределение легких осей анизотропии в аморфных микропроводах определяется напряжениями, возникающими в образце при изготовлении. Магнитные свойства аморфных микропроводов на основе кобальта описывают в рамках модели, предполагающей наличие в образце двух областей: центральной области с осью анизотропии, направленной вдоль оси микропроволоки, и приповерхностной области с циркулярной или геликоидальной анизотропией [1,14–18]. В малых продольных магнитных полях в приповерхностной области может возникнуть метастабильная доменная структура, состоящая из чередующихся доменов, имеющих циркулярную компоненту вектора намагниченности разных знаков [14–16,19–23]. В дальнейшем, следуя [7], мы будем пренебрегать вкладом в сигнал напряжения от центральной области с продольной анизотропией и предположим, что ось анизотропии во всем образце составляет с циркулярным направлением постоянный угол ψ .

Рассмотрим аморфную микропроволоку длиной l и диаметром d , находящуюся в постоянном внешнем магнитном поле H_e . Будем предполагать, что микропроволока разбита на домены равной длины a с циркулярными компонентами намагниченности разных знаков. Углы отклонения намагниченности в доменах θ_j ($j = 1, 2$) от циркулярного направления определяются из условия минимума свободной энергии, которая может быть представлена в виде суммы энергии анизотропии и зеемановской энергии в продольном магнитном поле [2,24]:

$$H_a \sin\{2(\theta_j - \psi)\} = 2H_e \cos \theta_j. \quad (1)$$

Здесь H_a — поле анизотропии. Влияние движения доменных границ на импеданс микропроволоки рассмотрим в рамках следующей мо-

дели. Будем предполагать, что при малых амплитудах переменного тока доменные границы являются неподвижными. Если величина тока $I(t) = I_0 \sin(\omega t)$ превышает некоторое пороговое значение I_{th} , доменные границы начинают двигаться вдоль образца. Движение доменной границы с не слишком большими скоростями под действием магнитного поля переменного тока может быть описано уравнением (см., например, [25,26])

$$\beta v = M \{ \cos \theta_1 - \cos \theta_2 \} H_\varphi(t). \quad (2)$$

Здесь β — подвижность доменной границы, пропорциональная потерям на вихревые токи [25], возникающим при движении доменной границы вдоль образца, v — скорость движения доменной границы, M — намагниченность насыщения, $H_\varphi(t)$ — магнитное поле тока. Подвижность доменной границы для рассматриваемого случая равна [22]

$$\beta = 35\sigma d M^2 \sin^2 \{ (\theta_1 - \theta_2) / 2 \} / c^2, \quad (3)$$

где σ — проводимость микропроволоки. Ограничимся рассмотрением малых частот, когда скин-эффектом в микропроволоке можно пренебречь. В этом случае величина H_φ линейно изменяется по сечению микропроволоки. Для аналитического описания движения доменной границы заменим H_φ в уравнении (2) на усредненное по сечению значение поля [27]. Тогда для смещения доменной границы $\Delta z(t)$ получаем

$$\Delta z = \frac{8cI_0}{105\sigma d^2 M \omega} \times \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\sin^2 \{ (\theta_1 - \theta_2) / 2 \}} \times \left[\sqrt{1 - (I_{th}/I_0)^2} - \cos(\omega t) \right],$$

$$|I(t)| > I_{th}. \quad (4)$$

Изменение напряжения на концах образца V , связанное с движением доменных границ, определяется выражением

$$V = (4I_0 l^2 / cda) \left[\{ a/2 - z(t) \} \operatorname{Re} \{ \xi_1 \exp(-i\omega t) \} \right. \\ \left. + \{ a/2 + z(t) \} \operatorname{Re} \{ \xi_2 \exp(-i\omega t) \} \right], \quad (5)$$

где $z(t)$ — координата доменной границы (при малых амплитудах тока $z(t) \equiv 0$), ξ_j — вклад в поверхностный импеданс от доменов с противоположным направлением циркулярной компоненты намагниченности.

В случае малых частот величины ξ_j имеют вид [2]

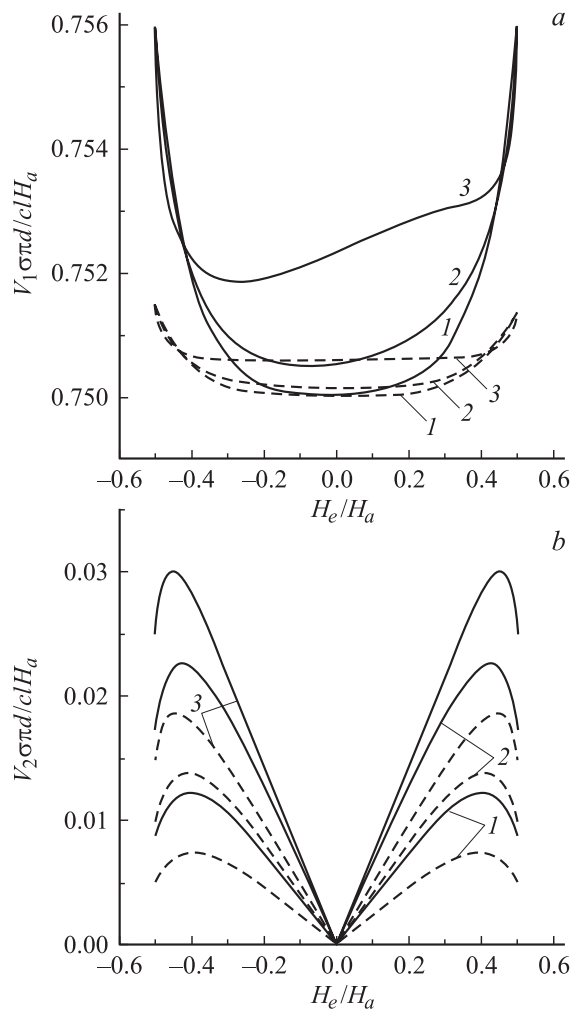
$$\xi_j = (c/\pi\sigma d)\{1 - i(\pi\sigma d^2\omega/8c^2)(1 + \mu_j \sin^2 \theta_j)\}, \quad (6)$$

$$\mu_j = \omega_m^2 / \left[\omega_m \omega_\alpha [(H_e/H_a) \sin \theta_j + \cos\{2(\theta_j - \psi)\}] - \omega^2 - i\alpha\omega_m\omega \right]. \quad (7)$$

Здесь $\omega_m = \gamma 4\pi M$, $\omega_a = \gamma H_a$, γ — гиромагнитное отношение, α — константа затухания в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта [26].

При малых амплитудах переменного тока $I_0 < I_{th}$ доменные границы неподвижны, напряжение на концах образца возникает из-за прецессии магнитного момента около положения равновесия в доменах, и в частотном спектре напряжения присутствует только основная гармоника с частотой ω . При $I_0 > I_{th}$ происходит перемагничивание части микропроволоки, связанное с движением доменных границ, и в частотном спектре напряжения появляются гармоники с частотами, кратными ω . На рисунке показаны зависимости амплитуд основной и второй гармоники напряжения от продольного магнитного поля H_e , рассчитанные при помощи выражений (1), (4)–(7) для двух частот переменного тока и различных значений угла отклонения оси анизотропии от циркулярного направления. Из рисунка, *a* видно, что амплитуда основной гармоники V_1 в области малых полей слабо зависит от продольного поля H_e и кривые $V_1(H_e)$ несимметричны относительно смены знака поля. Амплитуда второй гармоники V_2 имеет значительно меньшую величину, но существенно сильнее зависит от величины H_e , а кривые $V_2(H_e)$ симметричны относительно смены знака поля. Из рисунка, *b* следует, что амплитуда второй гармоники возрастает с увеличением угла отклонения оси анизотропии от циркулярного направления. При малых частотах амплитуда второй гармоники возрастает с увеличением ω . При дальнейшем увеличении частоты амплитуда второй гармоники практически не изменяется, так как смещение доменных границ в каждом полупериоде изменения тока мало, и движение доменных границ слабо влияет на сигнал напряжения.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрен один из возможных механизмов, приводящих к появлению второй гармоники в частотном спектре напряжения, снимаемого с аморфной микропроволоки, связанной с движением доменных границ. Вторая гармоника возникает при превышении амплитудой тока некоторого порогового значения, и ее появление связано с перемагничиванием части образца. В области низких частот, когда скин-эффект отсутствует, чувствительность



Зависимости амплитуды основной гармоники V_1 (a) и второй гармоники V_2 (b) от продольного магнитного поля H_e : пунктирные линии — $\omega/2\pi = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$; сплошные линии — $\omega/2\pi = 10^5 \text{ s}^{-1}$; 1 — $\psi = 0.05\pi$; 2 — $\psi = 0.1\pi$; 3 — $\psi = 0.15\pi$. Параметры, использованные при расчетах: $M = 600 \text{ Gs}$, $H_a = 2 \text{ Oe}$, $l = 1 \text{ cm}$, $d = 60 \mu\text{m}$, $a = 5 \mu\text{m}$, $\sigma = 10^{16} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0.1$, $4I_0/cdH_a = 0.75$, $4I_{th}/cdH_a = 0.05$.

второй гармоники к внешнему магнитному полю может существенно превышать чувствительность основной гармоники. Для типичных значений параметров микропровода, использованных при расчетах в данной работе, чувствительность второй гармоники к магнитному полю составляет порядка 5 мВ/Ое. В заключение отметим, что движение доменных границ возможно, если продольное магнитное поле меньше некоторого порогового значения. При больших значениях продольного поля нелинейный отклик напряжения связан с однородным по длине образца перемагничиванием [7–10,13].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02–02–16707) и гранта Президента Российской Федерации „Ведущие научные школы“ НШ–1694.2003.2.

Н.А. Бузников выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке.

Список литературы

- [1] *Vazquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 4. P. 939–949.
- [2] *Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. N 14. P. 144424-1–144424-17.
- [3] *Vazquez M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 226–230. P. 693–699.
- [4] *Knobel M., Pirota K.R.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. Part 1. P. 33–40.
- [5] *Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V.* // Sensors Actuators A. 1997. V. 59. N 1. P. 1–8.
- [6] *Vazquez M., Knobel M., Sanchez M.L.* et al. // Sensors Actuators A. 1997. V. 59. N 1. P. 20–29.
- [7] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Iakubov I.T.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. N 5. P. 752–757.
- [8] *Gomez-Polo C., Vazquez M., Knobel M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 226–230. P. 712–714.
- [9] *Gomez-Polo C., Vazquez M., Knobel M.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. N 2. P. 246–248.
- [10] *Gomez-Polo C., Knobel M., Pirota K.R., Vazquez M.* // Physica B. 2001. V. 299. N 3–4. P. 322–328.
- [11] *Kurlyandskaya G.V., Yakabchuk H., Kisker E.* et al. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. N 12. P. 6280–6286.

- [12] *Kurlyandskaya G.V., Kisker E., Yakabchuk H., Bebenin N.G.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 240. N 1–3. P. 206–208.
- [13] *Gomez-Polo C., Pirota K.R., Knobel M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. Part 1. P. 294–296.
- [14] *Mohri K., Humphrey F.B., Kawashima K.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1990. V. 26. N 5. P. 1789–1791.
- [15] *Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1992. V. 28. N 5. P. 3150–3152.
- [16] *Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1995. V. 31. N 2. P. 1249–1260.
- [17] *Chiriac H., Ovari T.A., Pop Ch.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 14. P. 10 104–10 113.
- [18] *Vazquez M., Zhukov A.P.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 160. P. 223–228.
- [19] *Takajo M., Yamasaki J., Humphrey F.B.* // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. N 6. P. 3484–3486.
- [20] *Panina L.V., Mohri K., Bushida K., Noda M.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. N 10. P. 6198–6203.
- [21] *Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagar'kov A.* // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 174. N 1–2. P. 127–132.
- [22] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Granovsky A.B.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 249. N 1–2. P. 95–98.
- [23] *Шалыгина Е.Е., Молоканов В.В., Комарова М.А.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. № 3. С. 593–599.
- [24] *Antonov A.S., Iakubov I.T., Kagarkov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 187. N 2. P. 252–260.
- [25] *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.
- [26] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 462 с.
- [27] *Бузников Н.А., Антонов А.С., Рахманов А.Л.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 2. С. 43–47.