

05.2

## **Частотный спектр напряжения, снимаемого с аморфной проволоки при ее перемагничивании переменным магнитным полем**

© *Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов,  
А.Б. Грановский, М.А. Карташов, Н.С. Перов*

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

*Поступило в Редакцию 4 августа 2003 г.*

Исследован процесс перемагничивания аморфных микропроволок на основе кобальта высокочастотным продольным магнитным полем. Измерены зависимости амплитуд гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов образца, от амплитуды высокочастотного поля и величины постоянного продольного магнитного поля. Показано, что при относительно больших амплитудах высокочастотного поля несколько первых гармоник в частотном спектре напряжения имеют высокую чувствительность к постоянному магнитному полю. Экспериментальные результаты проанализированы в рамках простой электродинамической модели.

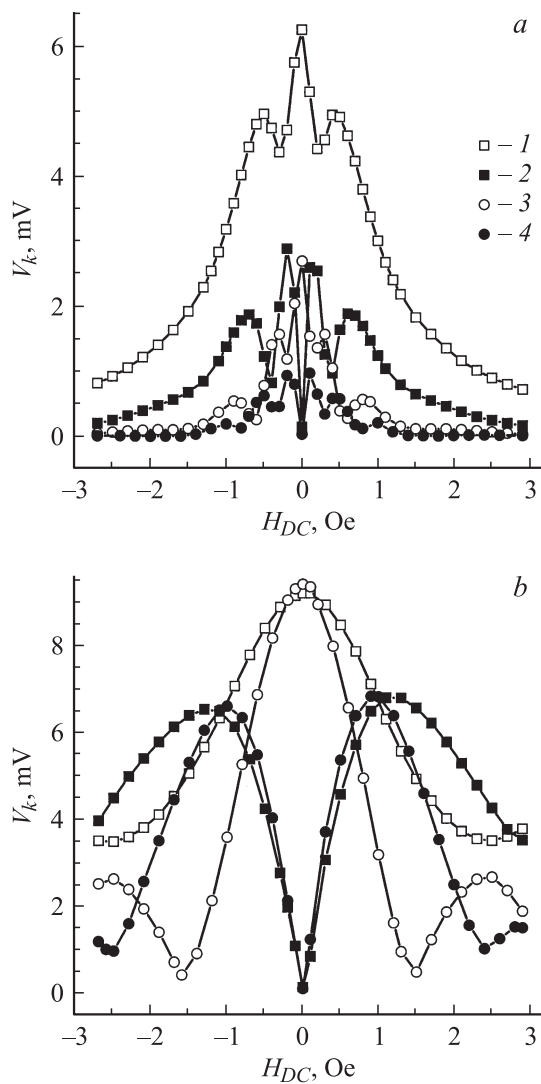
В настоящее время изучение высокочастотных свойств магнитомягких аморфных материалов является одним из наиболее актуальных направлений в области физики магнитных явлений. Большая часть исследований посвящена эффекту гигантского магнитоимпеданса (см., например, обзоры [1,2]). Этот эффект, который заключается в сильном изменении импеданса магнитомягкого проводника в слабом внешнем магнитном поле, наблюдается при малых амплитудах тока, когда связь между намагниченностью и возбуждающим полем является линейной. В последнее время значительный интерес вызывают также нелинейные эффекты в магнитомягких проводниках [3–12], связанные с перемагничиванием образца при воздействии переменных полей высокой амплитуды. Использование нелинейного отклика напряжения может оказаться более перспективным для приложений, чем эффект гигантского магнитоимпеданса [4,7,9,12]. В настоящей работе пред-

ставлены результаты исследования частотного спектра напряжения, снимаемого с концов аморфной микропроволоки, возникающего при перемагничивании образца в продольном переменном магнитном поле.

Эксперименты проводились на аморфных микропроводах состава  $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{4.5}\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ , изготовленных Unitika Ltd., Япония. Для измерений использовались микропровода диаметром  $30\ \mu\text{m}$  и длиной  $6.6\ \text{mm}$ . Исследованный образец помещался в переменное магнитное поле, создаваемое соленоидом, ориентированным вдоль оси микропроволоки. Амплитуда переменного поля  $H_0$  изменялась от  $0.2$  до  $25\ \text{Oe}$ , а частота поля  $f$  варьировалась от  $0.5$  до  $2\ \text{MHz}$ . Измерения проводились в присутствии постоянного продольного магнитного поля  $H_{DC}$ , которое изменялось в диапазоне  $\pm 4\ \text{Oe}$ . В экспериментах амплитуды гармоник напряжения, снимаемого с концов микропроволоки, измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

При малых амплитудах переменного поля  $H_0$  в частотном спектре напряжения основной является первая гармоника, а вклад остальных гармоник пренебрежимо мал. В этом случае возникновение напряжения на концах образца связано с существованием недиагональной компоненты тензора импеданса [13–15]. С увеличением  $H_0$  вклад остальных гармоник в сигнал напряжения возрастает. На рис. 1 показаны измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  (где  $k$  — номер гармоники) от величины постоянного магнитного поля  $H_{DC}$ . Кривые  $V_k(H_{DC})$  являются безгистерезисными, а амплитуды гармоник практически не зависят от знака постоянного магнитного поля. При этом зависимости амплитуд четных и нечетных гармоник от  $H_{DC}$  принципиально различны (рис. 1). В нулевом постоянном магнитном поле четные гармоники пренебрежимо малы, а нечетные гармоники имеют максимальные значения. Кроме того, все гармоники имеют дополнительные максимумы при ненулевом постоянном магнитном поле  $H_{DC}$ . Значения  $H_{DC}$ , при которых наблюдаются эти максимумы, линейно возрастают с увеличением амплитуды высокочастотного продольного магнитного поля  $H_0$ .

Для описания экспериментальных результатов рассмотрим простую модель, которая позволяет объяснить основные особенности частотного спектра напряжения. Будем предполагать для простоты, что доменная структура в микропроволоке отсутствует. Пренебрежем также скин-эффектом в микропроволоке. Тогда переменное продольное магнитное поле однородно распределено по сечению образца. Это поле вызывает



**Рис. 1.** Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от постоянного магнитного поля  $H_{DC}$  при  $f = 500$  kHz и различных амплитудах переменного магнитного поля:  $H_0 = 4.6$  Oe (a);  $H_0 = 23.2$  Oe (b). 1 —  $k = 1$ ; 2 —  $k = 2$ ; 3 —  $k = 3$ ; 4 —  $k = 4$ .

изменение намагниченности во времени, что приводит к возникновению напряжения  $V$  на концах образца, которое может быть представлено в виде

$$V = \frac{2\pi D l}{c} \times \frac{dM_C}{dt}. \quad (1)$$

Здесь  $D$  — диаметр микропровода,  $l$  — ее длина,  $c$  — скорость света в вакууме и  $M_C$  — циркулярная компонента намагниченности. Предположим, что микропровода имеет геликоидальную анизотропию, причем ось анизотропии составляет с циркулярным направлением постоянный угол  $\psi$ , а поле анизотропии  $H_a$  постоянно во всем образце [15]. Изменение намагниченности в микропроводе под действием переменного магнитного поля может быть найдено из условия минимума свободной энергии образца [4,6,9,11,16]. При сделанных выше предположениях плотность свободной энергии  $U$  является суммой плотностей энергии магнитной анизотропии и зеемановской энергии:

$$U = (MH_a/2) \sin^2(\theta - \psi) - M\{H_0 \sin(2\pi f t) + H_{DC}\} \sin \theta, \quad (2)$$

где  $M$  — намагниченность насыщения,  $\theta$  — угол отклонения намагниченности от циркулярного направления. Минимизация свободной энергии (2) приводит к следующим уравнениям для продольной  $M_L = M \sin \theta$  и циркулярной  $M_C = M \cos \theta$  компонент намагниченности:

$$\begin{aligned} & H_a^2 \cos^2(2\psi) M_C^2 (M^2 - M_C^2) \\ & = M^2 [\{H_{DC} + H_0 \sin(2\pi f t)\} M M_C + H_a \sin(2\psi) (M_C^2 - M^2/2)]^2, \quad (3) \end{aligned}$$

$$M_L^2 = M^2 - M_C^2.$$

Используя выражения (1) и (3), для напряжения на концах образца получаем

$$V/V_0 =$$

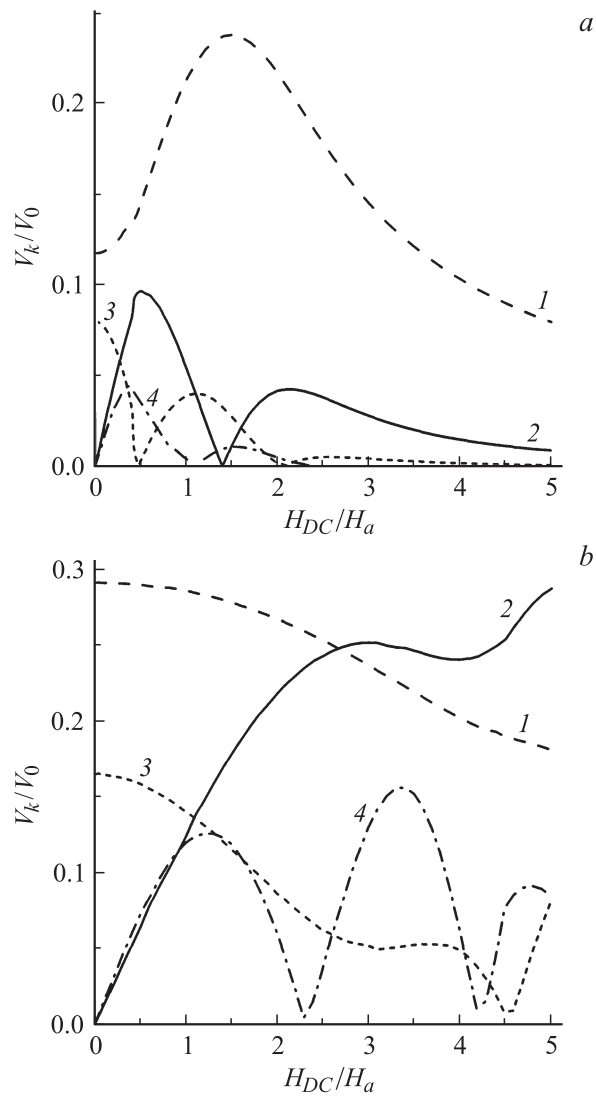
$$\frac{M_L^2 H_0 \cos(2\pi f t)}{H_a \cos(2\psi) (M_L^2 - M_C^2) - 2H_a \sin(2\psi) M_L M_C - \{H_{DC} + H_0 \sin(2\pi f t)\} M M_L}, \quad (4)$$

где  $V_0 = 4\pi^2 D l f M/c$ , а компоненты намагниченности  $M_L$  и  $M_C$  удовлетворяют уравнениям (3). Частотный спектр напряжения на концах

микропроволоки может быть найден при помощи Фурье-преобразования выражения (4). Результаты расчетов показывают, что при малых амплитудах переменного поля  $H_0$  вектор намагниченности совершает малые колебания относительно равновесного положения, и в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника [15]. Если  $H_0$  превышает некоторое пороговое значение, происходит скачкообразное изменение знака компонент намагниченности в каждом полупериоде изменения высокочастотного поля, которое сопровождается появлением высших гармоник в частотном спектре напряжения [4,9].

На рис. 2 представлены зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от величины постоянного магнитного поля  $H_{DC}$ , рассчитанные при помощи выражений (3) и (4). Отметим, что результаты расчетов приведены только для положительных значений постоянного магнитного поля, так как в рассматриваемой модели амплитуды гармоник симметричны по отношению к смене знака поля. Рассчитанные кривые  $V_k(H_{DC})$  находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Однако, используя для оценок типичное значение намагниченности насыщения аморфной микропроволоки на основе кобальта  $M = 600 \text{ G}$ , получаем, что рассчитанные величины  $V_k$  превышают измеренные значения примерно в десять раз. Это отличие может быть связано, в первую очередь, со скин-эффектом, который не учитывается в предложенной модели. Кроме того, для детального количественного описания результатов эксперимента необходим учет доменной структуры, а также неоднородного распределения поля анизотропии по сечению и длине микропроволоки [17].

Таким образом, в настоящей работе исследован процесс перемагничивания аморфной микропроволоки на основе кобальта в поле высокочастотного продольного магнитного поля. Перемагничивание образца приводит к возникновению гармоник с высокими амплитудами в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов образца. Следует отметить, что в отличие от случая перемагничивания в поле высокочастотного тока [4,7,9,11] при перемагничивании высокочастотным продольным магнитным полем как четные, так и нечетные гармоники в частотном спектре напряжения имеют высокую чувствительность к постоянному магнитному полю. Например, для амплитуды переменного поля  $H_0 = 23.2 \text{ Oe}$  эта чувствительность составляет примерно  $5 \text{ mV/Oe}$ . Это значение совпадает по порядку величины с максимальной чувствительностью, полученной при использовании эффек-



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от постоянного магнитного поля  $H_{DC}$  при  $\psi = 0.1\pi$  и различных  $H_0$ :  $H_0/H_a = 1$  (a);  $H_0/H_a = 5$  (b). 1 —  $k = 1$ ; 2 —  $k = 2$ ; 3 —  $k = 3$ ; 4 —  $k = 4$ .

та гигантского магнитоимпеданса. Вследствие высокой чувствительности амплитуд гармоник к постоянному продольному магнитному полю и отсутствия гистерезиса исследованный нелинейный эффект может быть использован для разработки датчиков слабого магнитного поля.

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.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 226–230. P. 693–699.
- [2] *Knobel M., Pirota K.R.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. Part 1. P. 33–40.
- [3] *Beach R.S., Smith N., Platt C.L.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. N 19. P. 2753–2755.
- [4] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Iakubov I.T.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. N 5. P. 752–757.
- [5] *Gomez-Polo C., Vazquez M., Knobel M.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. N 2. P. 246–248.
- [6] *Gomez-Polo C., Knobel M., Pirota K.R., Vazquez M.* // Physica B. 2001. V. 299. N 3–4. P. 322–328.
- [7] *Kurlyandskaya G.V., Yakabchuk H., Kisker E.* et al. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. N 12. P. 6280–6286.
- [8] *Kurlyandskaya G.V., Kisker E., Yakabchuk H., Bebenin N.G.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 240. N 1–3. P. 206–208.
- [9] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Granovsky A.B.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 249. N 1–2. P. 315–318.
- [10] *Duque J.G.S., de Araujo A.E.P., Knobel M.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. N 1. P. 99–101.
- [11] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Granovsky A.B.* et al. // Sensors Actuators A. 2003. V. 106. N 1–3. P. 213–216.
- [12] *Kurlyandskaya G.V., Garcia-Arribas A., Barandiaran J.M.* // Sensors Actuators A. 2003. V. 106. N 1–3. P. 239–244.
- [13] *Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. N 2. P. 159–173.

- [14] *Antonov A.S., Iakubov I.T., Lagarkov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 187. N 2. P. 252–260.
- [15] *Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Marps D.J.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. N 14. P. 144424-1–144424-17.
- [16] *Антонов А.С., Бузников Н.А., Рахманов А.Л.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 16. С. 1–7.
- [17] *Vazquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 4. P. 939–949.