

05.2;12

Особенности перемагничивания аморфной проволоки с циркулярной анизотропией в переменном магнитном поле

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

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

Поступило в Редакцию 17 февраля 2000 г.

Теоретически исследовано перемагничивание аморфной ферромагнитной проволоки с циркулярной анизотропией в переменном продольном магнитном поле. В рамках квазистационарного приближения найден частотный спектр ЭДС, возникающей в катушке, намотанной на проволоку. Получены аналитические выражения для зависимостей амплитуд ЭДС от амплитуды переменного поля H_0 и величины постоянного подмагничивающего поля H_c . Полученные результаты могут быть существенны для разработки датчиков слабого магнитного поля.

Интерес к изучению магнитомягких аморфных проволок связан с их нетривиальными физическими свойствами и с широкими перспективами приложений в технике. В последние годы при исследовании таких проволок было обнаружено очень большое изменение высокочастотного импеданса в слабых внешних магнитных полях (эффект гигантского магнитоимпеданса) [1–4]. Этот эффект широко исследуется в связи с проблемами создания высокочувствительных датчиков магнитного поля и устройств магнитной записи. Для разработки датчиков магнитного поля несомненный интерес вызывает и изучение нелинейных процессов перемагничивания в аморфных ферромагнитных проволоках [5]. Использование нелинейных эффектов позволяет избежать влияния таких

нежелательных явлений, как гистерезис, возникновение метастабильных доменных состояний и т.д.

В настоящей работе теоретически исследуется перемагничивание аморфной ферромагнитной проволоки с циркулярной анизотропией в переменном продольном магнитном поле. Проанализирован частотный спектр ЭДС, возникающей в катушке, намотанной на проволоку, и показано, что при превышении магнитным полем порогового значения в спектре ЭДС возникают все гармоники. Продемонстрирована высокая чувствительность амплитуд гармоник V_k (где k — номер гармоники) к постоянному подмагничивающему полю.

Пусть аморфная ферромагнитная проволока диаметра d находится в продольном магнитном поле $H_e + \dot{H}$, где H_e — постоянное подмагничивающее поле, $\dot{H} = H_0 \sin(\omega t)$. Переменное поле \dot{H} вызывает изменение во времени намагниченности, что в соответствии с законом Фарадея приводит к возникновению в измерительной катушке, намотанной на проволоку, циркулярной ЭДС V_φ . Предположим для простоты, что скин-эффект в проволоке мал и переменное магнитное поле однородно распределено по сечению образца. Максимальную частоту, при которой справедливо это приближение, можно оценить следующим образом. Произведение удельной проводимости аморфной проволоки σ на характеристическую магнитную проницаемость $\tilde{\mu}$ обычно не превышает 10^{19} s^{-1} [6]. Тогда при $d \cong 10 \mu\text{m}$ глубина скин-слоя $\delta = c(2\pi\sigma\tilde{\mu}\omega)^{-1/2}$ больше диаметра проволоки при частотах $f = \omega/2\pi$, меньших 10 МГц.

Хорошо известно, что распределение легких осей анизотропии в аморфных ферромагнитных проволоках определяется в основном магнитострикционным эффектом [5]. Магнитные свойства нескрученных аморфных проволок с отрицательным значением константы магнитострикции описываются в рамках модели, предполагающей наличие двух областей: центральной области (кора) с однородной продольной намагниченностью и наружной оболочки с циркулярным направлением магнитной анизотропии [1,2,5,7–9]. При этом для проволок диаметром $d \cong 10 \mu\text{m}$ размер кора мал и его вкладом в полную свободную энергию проволоки можно пренебречь. Также для простоты будем полагать проволоки однодоменными. Такое предположение справедливо для достаточно коротких образцов (длиной не больше нескольких сантиметров) [5,10,11], в оболочке которых равновесная доменная структура не может реализоваться из-за низкого значения константы магнитострикции.

При сделанных выше предположениях свободная энергия провода содержит два слагаемых: энергию магнитной анизотропии и энергию магнитного момента в продольном поле. Так как частота переменного поля относительно мала, перемангничивание проволоки может быть описано в рамках квазистационарного приближения [12,13]. В этом приближении плотность свободной энергии U имеет следующий вид:

$$U = (MH_a/2) \sin^2 \theta - M(H_e + \tilde{H}) \sin \theta, \quad (1)$$

где M — намагниченность насыщения, H_a — поле анизотропии, θ — угол между вектором магнитного момента и легкой осью (циркулярным направлением). Для ЭДС V_φ в регистрирующей катушке имеем:

$$V_\varphi = -\frac{8\pi^2 N}{c} \int_0^{d/2} \frac{dM_z}{dt} r dr = -\frac{\pi^2 d^2 N}{c} \frac{dM_z}{dt}, \quad (2)$$

где N — число витков в катушке, $M_z = M \sin \theta$ — продольная компонента намагниченности. Величина M_z может быть найдена из условия минимума свободной энергии:

$$M_z = \begin{cases} (M/H_a)[H_e + H_0 \sin(\omega t)], & |H_e + \tilde{H}| < H_a, \\ \pm M, & |H_e + \tilde{H}| > H_a. \end{cases} \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) следует, что при малых амплитудах переменного поля H_0 и $H_a < H_e$ сигнал в катушке является линейным и содержит только первую гармонику. При $H_0 > H_a - H_e$ в частотном спектре ЭДС возникают все гармоники. Используя выражения (2) и (3), для безразмерных амплитуд гармоник ЭДС $v_k = cV_k/\pi d^2 NM\omega$ после простых преобразований получаем:

$$v_1 = (H_0/H_a)[\tau_2 - \tau_1 + \sin(\tau_2) \cos(\tau_2) - \sin(\tau_1) \cos(\tau_1)],$$

$$v_k = \frac{H_0}{H_a} \times \left| \frac{\sin\{(k+1)\tau_2\} - \sin\{(k+1)\tau_1\}}{k+1} + \frac{\sin\{(k-1)\tau_2\} - \sin\{(k-1)\tau_1\}}{k-1} \right|, \quad k = 3, 5, \dots,$$

$$v_k = \frac{H_0}{H_a} \times \left| \frac{\cos\{(k+1)\tau_2\} - \cos\{(k+1)\tau_1\}}{k+1} + \frac{\cos\{(k-1)\tau_2\} - \cos\{(k-1)\tau_1\}}{k-1} \right|, \quad k = 2, 4, \dots \quad (4)$$

Здесь

$$\tau_1 = \begin{cases} -\pi/2, & H_0 - H_e < H_a, \\ -\arcsin\{(H_a + H_e)/H_0\}, & H_0 - H_e > H_a, \end{cases}$$

$$\tau_2 = \begin{cases} \pi/2, & H_0 + H_e < H_a, \\ \arcsin\{(H_a - H_e)/H_0\}, & H_0 + H_e > H_a. \end{cases} \quad (5)$$

На рис. 1 показаны зависимости амплитуд первых гармоник ЭДС от амплитуды переменного поля H_0 при фиксированном поле H_e , рассчитанные с помощью формул (4), (5). При $H_0 > H_a - H_e$ в частотном спектре ЭДС появляются все гармоники. С возрастанием H_0 амплитуды

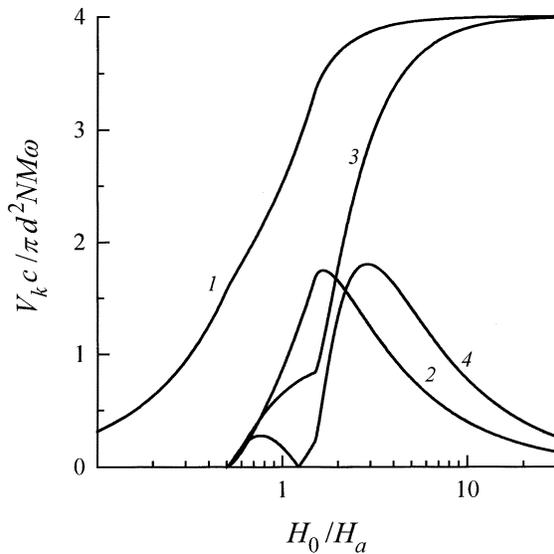


Рис. 1. Зависимости амплитуд гармоник V_k от амплитуды переменного поля H_0 при $H_e/H_a = 0.5$: $k = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).

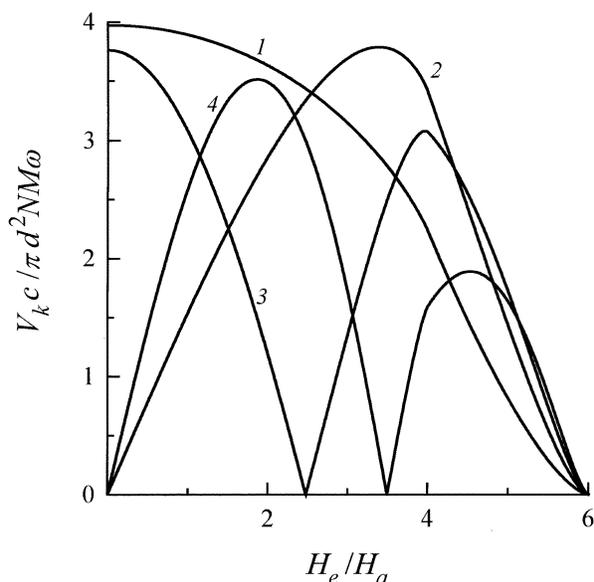


Рис. 2. Зависимости амплитуд гармоник V_k от величины постоянного подмагничивающего поля H_e при $H_0/H_a = 5$: $k = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).

нечетных гармоник возрастают, а амплитуды четных гармоник проходят через максимум и затем убывают. Используя формулы (4), (5), легко показать, что при $H_0 \gg H_a$ безразмерные амплитуды всех нечетных гармоник асимптотически стремятся к постоянному значению 4, а амплитуды четных гармоник убывают пропорционально $8kH_a/H_0$. Зависимости амплитуд первых гармоник от величины подмагничивающего поля H_e при фиксированной амплитуде переменного поля H_0 показаны на рис. 2. Из рис. 2 видно, что при малых значениях H_e в частотном спектре ЭДС доминирует гармоника, при достаточно больших значениях H_e вклад высших гармоник становится существенным, а при $H_e - H_0 = H_a$ сигнал в катушке исчезает, поскольку проволока перестает перематгничиваться. Отметим, что обращение в нуль амплитуд отдельных гармоник при некоторых значениях подмагничивающего поля (рис. 2) связано со сменой фазы этих гармоник на величину π .

Для возникновения режима нелинейного перемагничивания величина продольного магнитного поля должна превышать поле анизотропии проволоки в течение части цикла изменения переменного магнитного поля. При этом в частотном спектре ЭДС в катушке возникают все гармоники. Как видно из рис. 2, амплитуды гармоник весьма чувствительны к величине постоянного подмагничивающего поля H_e , что является важной характеристикой для создания датчиков слабого магнитного поля. В качестве примера оценим чувствительность амплитуды второй гармоники $|\partial V_2/\partial H_e|$ для типичной микропроволоки на основе кобальта [14]. Полагая $d = 10 \mu\text{m}$, $M = 500 \text{Gs}$, $f = 5 \text{MHz}$, $H_a = 0.5 \text{Oe}$, $H_0/H_a = 5$, $N = 100$, получаем $|\partial V_2/\partial H_e| \approx 10^{-1} \text{V} \cdot \text{Oe}^{-1}$. В заключение отметим, что амплитуды всех первых гармоник имеют один и тот же порядок величины. В связи с этим исследованное в настоящей работе нелинейное перемагничивание аморфной проволоки может оказаться существенным для разработки управляемых магнитным полем преобразователей частоты.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K. et al. // IEEE Trans. Magn. 1992. V. 28. N 5. P. 3150–3152.
- [2] Beach R.S., Berkowitz A.E. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 26. P. 3652–3654.
- [3] Rao K.V., Humphrey F.B., Costa-Kramer J.L. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. N 10. P. 6204–6208.
- [4] Velazquez J., Vazquez M., Chen D.-X., Hernando A. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. N 22. P. 16737–16740.
- [5] Vazquez M., Hernando A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 4. P. 939–949.
- [6] Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. // J. Magn. Mater. 1998. V. 185. N 1–2. P. 159–173.
- [7] Humphrey F.B., Mohri K., Yamasaki J. et al. // Proceedings of International Symposium on Magnetic Properties of Amorphous Materials. Amsterdam: Elsevier, 1987. P. 110–115.
- [8] Mohri K., Humphrey F.B., Kawashima K. et al. // IEEE Trans. Magn. 1990. V. 26. N 5. P. 1789–1791.
- [9] Panina L.V., Morhi K., Uchiyama T. et al. // IEEE Trans. Magn. 1995. V. 31. N 2. P. 1249–1260.

- [10] Усов Н.А., Антонов А.С., Дыхне А.М., Лагарьков А.Н. // Электричество. 1998. № 2. С. 55–66.
- [11] Антонов А.С., Лагарьков А.Н., Якубов И.Т. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 3. С. 58–63.
- [12] Beach R.S., Smith N., Platt C.L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. N 19. P. 2753–2755.
- [13] Antonov A.S., Buznikov N.A., Yakubov I.T. et al. // Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism. Moscow: Moscow State University, 1999. Part 2. P. 252–255.
- [14] Vazquez M., Garcia-Beneytez J.M., Garcia J.M. et al. // Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism. Moscow: Moscow State University, 1999. Part 1. P. 259–266.