

05.2

## **Асимметричный гигантский магнитоимпеданс в аморфных микропроводах при воздействии скручивающих напряжений**

© А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Б. Грановский

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва  
Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий — Газпром ВНИИГАЗ, Развилка, Московская область  
Московский государственный университет  
E-mail: asantonov@inbox.ru

Поступило в Редакцию 24 ноября 2013 г.

Теоретически исследовано влияние скручивающих напряжений на асимметричный гигантский магнитоимпеданс в аморфной микропроводе с отрицательной магнитострикцией, обусловленный пропусканием по ней постоянного тока. Возникновение асимметрии в зависимости импеданса от внешнего магнитного поля связано со взаимодействием циркулярного поля постоянного тока и геликоидальной анизотропии в микропроводе, индуцируемой скручивающими напряжениями. Показано, что скручивающие напряжения существенно влияют на пороговое значение поля тока, при превышении которого гистерезис в зависимости импеданса микропровода от внешнего поля исчезает. Полученные результаты могут быть использованы для создания датчиков слабого магнитного поля.

Аморфные микропровода, изготовленные методом Тейлора–Улитовского, представляющие собой жилу из металлического сплава со стеклянным покрытием микронных размеров, имеют необычные магнитные и высокочастотные свойства и вызывают большой интерес для применения в различных приложениях [1]. Одним из явлений, которое наблюдается в магнитомягких аморфных микропроводах, является гигантский магнитоимпеданс (ГМИ), который заключается в сильном изменении импеданса проводника во внешнем магнитном поле [2]. Эффект ГМИ привлекает большое внимание исследователей, так как высокая чувствительность импеданса к внешнему полю является пер-

спективной для создания датчиков слабого магнитного поля, которые, в частности, могут использоваться для магнитной дефектоскопии, в медицине, в градиентометрах, в электронных устройствах и т. д. [3].

Для получения высокой чувствительности импеданса к внешнему полю и снижения гистерезиса перспективным представляется использование асимметричного ГМИ [4]. Один из механизмов, приводящих к асимметрии в зависимости импеданса от внешнего поля, связан с пропусканием по микропроволоке постоянного тока. В последние годы асимметричный ГМИ интенсивно исследуется в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке с малой отрицательной магнитострикцией [5–8]. Возникновение асимметрии обусловлено взаимодействием циркулярного поля постоянного тока и геликоидальной анизотропии в микропроволоке. Было показано, что если поле тока превышает некоторое пороговое значение, зависимость импеданса от поля становится безгистерезисной и имеет ярко выраженный асимметричный характер [6,9].

Вследствие магнитострикционного происхождения анизотропии приложение внешних напряжений может приводить к изменению магнитной структуры аморфной микропроволоки и существенно влиять на ее импеданс [1,2,7]. В данной работе теоретически исследовано влияние скручивающих напряжений на асимметричный ГМИ в микропроволоке в стеклянной оболочке с отрицательной магнитострикцией.

Рассмотрим аморфную микропроволоку длиной  $l$  с радиусом металлической части  $a$ , к которой приложено постоянное скручивающее напряжение. Через микропроволоку пропускается переменный ток  $I = I_0 \exp(-i\omega t)$  и постоянный ток  $I_b$ , а внешнее магнитное поле  $H_e$  направлено вдоль оси образца. Будем предполагать, что доменная структура в микропроволоке отсутствует, проводник имеет геликоидальную анизотропию и ось анизотропии составляет постоянный угол  $\psi$  с азимутальным направлением. Следует отметить, что возникновение однодоменной структуры с геликоидальной анизотропией на поверхности микропроволоки при приложении к ней скручивающих напряжений было подтверждено магнитооптическими исследованиями [7]. Отметим также, что хотя магнитная структура аморфной микропроволоки существенно зависит от наличия стеклянного покрытия, толщина покрытия не влияет на импеданс микропроволоки. В связи с этим при расчете импеданса наличие стеклянного покрытия не учитывалось.

Равновесный угол намагниченности  $\theta$  в микропроволоке по отношению к азимутальному направлению определяется из условия минимума свободной энергии. Плотность свободной энергии  $U$  может быть представлена в виде суммы вкладов энергии анизотропии, энергии Зеемана и магнитоупругой энергии, возникающей из-за скручивающих напряжений:

$$U = (MH_a/2) \sin^2(\theta - \psi) - MH_e \sin \theta - MH_b \cos \theta + (MH_\xi/2) \sin^2(\theta - \pi/4). \quad (1)$$

Здесь  $M$  — намагниченность насыщения,  $H_a$  — поле анизотропии,  $H_b(\rho) = 2I_b\rho/ca^2$  — магнитное поле постоянного тока,  $\rho$  — радиальная координата,  $c$  — скорость света в вакууме, а поле магнитоупругой анизотропии  $H_\xi$  определяется выражением [10]

$$H_\xi = 3\lambda_s \Gamma \xi \rho / M = H_{\max} \rho / a, \quad (2)$$

где  $\lambda_s < 0$  — коэффициент магнитострикции,  $\Gamma$  — модуль сдвига,  $\xi$  — скручивающая деформация и  $H_{\max} = H_\xi(a) = 3\lambda_s \Gamma \xi a / M$ . В дальнейшем для упрощения будем пренебрегать радиальным распределением полей  $H_b$  и  $H_\xi$  и предположим, что  $H_b = H_0 = 2I_b/ca$  и  $H_\xi = H_{\max}$ .

Минимизация плотности свободной энергии приводит к следующему уравнению для равновесного угла намагниченности  $\theta$ :

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) - (H_{\max}/2) \cos 2\theta - H_e \cos \theta + H_0 \sin \theta = 0. \quad (3)$$

Импеданс микропроволоки может быть найден при помощи решения уравнений Максвелла совместно с уравнением Ландау–Лифшица. В общем случае распределение полей в микропроволоке и импеданс могут быть найдены в виде рядов [11]. При высоких частотах для импеданса  $Z$  имеем [9,11]:

$$Z/R_{dc} = (1 - i)(a/2\delta) [(\mu + 1)^{1/2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta], \quad (4)$$

где  $R_{dc} = l/\pi\sigma a^2$  — сопротивление микропроволоки при постоянном токе,  $\sigma$  — удельная проводимость,  $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$  — толщина скин-слоя в немагнитном материале и  $\mu$  — эффективная магнитная проницаемость:

$$\mu = \frac{\gamma 4\pi M (\gamma 4\pi M + \omega_1 - i k \omega)}{(\gamma 4\pi M + \omega_1 - i k \omega)(\omega_2 - i k \omega) - \omega^2}. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\kappa$  — параметр затухания Гилберта, а частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  определяются следующими выражениями:

$$\omega_1 = \gamma [H_a \cos^2(\theta - \psi) + H_{\max} \cos^2(\theta - \pi/4) + H_e \sin \theta + H_0 \cos \theta], \quad (6)$$

$$\omega_2 = \gamma [H_a \cos\{2(\theta - \psi)\} + H_{\max} \sin 2\theta + H_e \sin \theta + H_0 \cos \theta]. \quad (7)$$

Приложение скручивающих напряжений изменяет анизотропию на поверхности микропроволоки. В результате эффективное поле анизотропии  $H_{eff}$  и эффективный угол оси анизотропии  $\alpha$  определяются наведенной анизотропией микропроволоки и магнитоупругой анизотропией. Значения  $\alpha$  и  $H_{eff}$  определяются соотношениями [12]

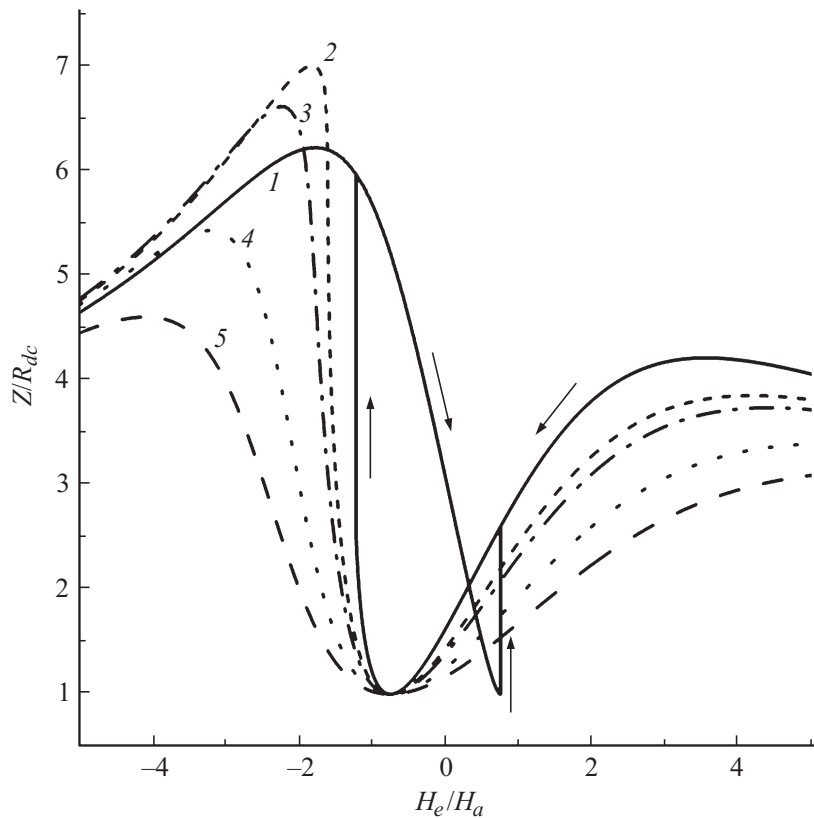
$$\alpha = (1/2) \arctg [(H_a \sin 2\psi + H_{\max})/H_a \cos 2\psi], \quad (8)$$

$$H_{eff} = H_a \cos 2\psi / \cos 2\alpha. \quad (9)$$

На рис. 1 показана зависимость модуля импеданса  $|Z|$  от внешнего поля, рассчитанная для микропроволоки с циркулярной анизотропией ( $\psi = 0$ ) при фиксированной величине скручивающих напряжений и различных значений постоянного тока. При циркулярной анизотропии в образце пропускание через него постоянного тока не приводит к асимметрии в зависимости импеданса от поля [9]. Скручивающие напряжения создают геликоидальную анизотропию на поверхности микропроволоки, что сопровождается возникновением в ней асимметричного ГМИ при пропускании постоянного тока. При малых значениях  $I_b$  зависимость  $|Z|$  от поля имеет гистерезисный характер. Если постоянный ток превышает пороговое значение, зависимость импеданса от поля становится асимметричной и безгистерезисной [6,9]. Пороговое значение поля тока  $H^*$ , при котором гистерезис исчезает, зависит от поля и угла наклона анизотропии [6,9]. Учитывая изменения эффективного поля и эффективного угла оси анизотропии при приложении скручивающих напряжений, для порогового значения поля тока  $H^*$  имеем

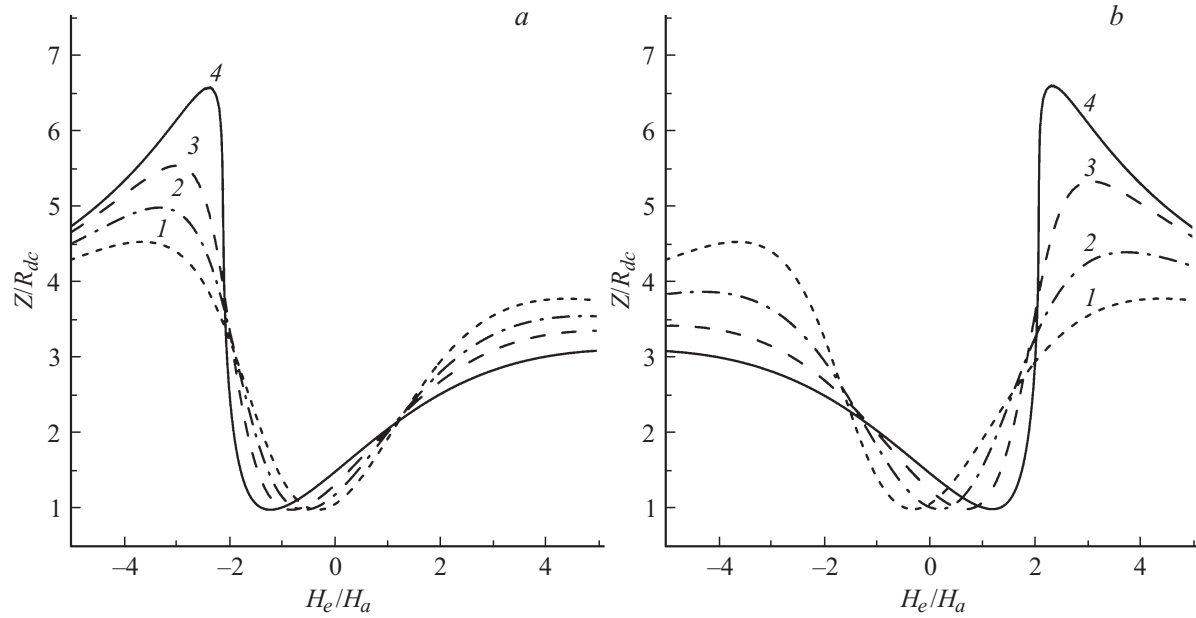
$$H^* = H_{eff} |\sin \alpha|. \quad (10)$$

При поле тока, немного превышающем  $H^*$ , импеданс резко возрастает при некотором значении внешнего поля, и чувствительность импеданса к полю велика (кривая 2 на рис. 1). При дальнейшем увеличении постоянного тока пик в зависимости  $|Z|$  от поля уменьшается и



**Рис. 1.** Зависимость импеданса  $Z$  от внешнего поля  $H_e$  при  $\psi = 0$ ,  $\xi = -300 \text{ rad/m}$  и различных значениях  $I_b$ , мА: 1 — 2.5; 2 — 4.3; 3 — 5; 4 — 7.5; 5 — 10. Параметры, использованные при расчетах:  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $M = 640 \text{ G}$ ,  $H_a = 1 \text{ Oe}$ ,  $\sigma = 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ,  $\kappa = 0.1$ ,  $\lambda_s = -10^{-7}$ ,  $\Gamma = 100 \text{ GPa}$ ,  $f = \omega/2\pi = 50 \text{ MHz}$ .

становится более размытым. Оценим значение  $H^*$  для микропроволоки с циркулярной анизотропией при  $\xi = -300 \text{ rad/m}$ . Полагая  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $M = 640 \text{ G}$ ,  $\lambda_s = -10^{-7}$  и  $\Gamma = 100 \text{ GPa}$ , получаем  $H_{\text{max}} \cong 1.5 \text{ Oe}$ . Тогда  $\alpha \cong 0.16\pi$ ,  $H_{\text{eff}} \cong 1.8 \text{ Oe}$ ,  $H^* \cong 0.85 \text{ Oe}$ , и для порогового значения постоянного тока имеем  $4.25 \text{ mA}$ .



**Рис. 2.** Зависимость импеданса  $Z$  от внешнего поля  $H_e$  при  $\psi = 0.1\pi$ ,  $I_b = 7.5$  мА и различных значениях скручивающих напряжений  $\xi$ ; рад/м: (а) 1 — 0; 2 — -100; 3 — -200; 4 — -360. (б) 1 — 0; 2 — 200; 3 — 400; 4 — 600. Параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

Зависимость модуля импеданса от внешнего поля для микропроволоки с геликоидальной анизотропией представлена на рис. 2 при фиксированном  $I_b$  и различных значениях скручивающих деформаций. При отрицательных значениях скручивающих деформаций ( $H_{\max} > 0$ ) увеличение абсолютного значения  $\xi$  сопровождается возрастанием эффективного поля анизотропии  $H_{eff}$  и эффективного угла анизотропии  $\alpha$  и соответственно увеличением порогового поля  $H^*$ . В результате с увеличением  $H_{\max}$  пик импеданса при отрицательном внешнем поле возрастает, а пик  $|Z|$  при положительном поле уменьшается и становится более размытым. Максимальная чувствительность импеданса к полю достигается, когда поле тока приближается к пороговому значению  $H^*$  (кривая 4 на рис. 2, а). При дальнейшем увеличении  $H_{\max}$  в зависимости импеданса от внешнего поля появляется гистерезис, так как поле тока становится меньше  $H^*$ .

При малых положительных значениях  $\xi$  ( $H_{\max} < 0$ ) асимметрия между пиками импеданса уменьшается. При некотором значении скручивающей деформации  $\xi_{cr}$  зависимость импеданса от поля становится симметричной. Симметрия возникает, когда  $\alpha = 0$ . Учитывая выражение (8), для порогового значения скручивающей деформации  $\xi_{cr}$  получаем [13]:

$$\xi_{cr} = -MH_a \sin 2\psi / 3\lambda_s \Gamma a. \quad (11)$$

С дальнейшим увеличением  $\xi$  пик импеданса при положительном внешнем поле становится больше, чем пик при отрицательном поле. Максимальная чувствительность импеданса к внешнему полю достигается, когда поле тока достигает порогового значения  $H^*$  (кривая 4 на рис. 2, b). Из рис. 2 видно, что для микропроволоки с геликоидальной анизотропией зависимость импеданса от внешнего поля и пороговое значение поля тока  $H^*$  существенно зависят от направления приложенных напряжений.

Следует отметить, что в рамках предложенной модели может быть также проанализировано влияние скручивающих напряжений на асимметричный недиагональный магнитоимпеданс в микропроволоке. Недиагональный магнитоимпеданс заключается в возникновении зависящего от внешнего поля отклика напряжения в измерительной катушке, намотанной на образец [14], и этот эффект может иметь более высокую чувствительность к внешнему полю по сравнению с асимметричным ГМИ в аморфных микропроводах [7].

Одно из ограничений рассмотренной выше модели связано с упрощенным пространственным распределением поля магнитоупругой анизотропии и поля постоянного тока. Такое приближение справедливо в случае сильного скин-эффекта, когда величина ГМИ определяется поверхностным слоем проволоки. При низких частотах необходимо учитывать пространственное распределение полей  $H_b$  и  $H_\xi$  и соответствующие изменения намагниченности по радиусу проволоки, что может быть сделано в рамках модели, аналогичной предложенной в работе [13].

Таким образом, в данной работе проанализирован эффект скручивающих напряжений на асимметричный ГМИ в аморфной микропроволоке с отрицательной магнитострикцией. Воздействие скручивающих напряжений изменяет анизотропию на поверхности микропроволоки и влияет на зависимость ее импеданса от внешнего поля. При этом пороговое значение поля постоянного тока, при превышении которого зависимость импеданса от поля становится безгистерезисной, существенно зависит от величины скручивающих напряжений. Полученные результаты могут быть использованы при разработке датчиков слабого магнитного поля, а также датчиков механических напряжений.

## Список литературы

- [1] Zhukov A., Zhukova V. Magnetic properties and applications of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure. N.Y.: Nova Science Publishers, 2009. 162 p.
- [2] Phan M.-H., Peng H.-X. // Prog. Mat. Sci. 2008. V. 53. N 2. P. 323–420.
- [3] Kurlyandskaya G.V. // Encyclopedia of Sensors / Eds C.A. Grimes, E.C. Dickey, M.V. Pishko. American Scientific Publishers: Stevenson Ranch, CA, 2006. V. 4. P. 205–237.
- [4] Kraus L. // Sens. Actuators A. 2003. V. 106. N 1–3. P. 187–194.
- [5] Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N 25. P. 252 507 (3 p.).
- [6] Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J., Zvesdin A. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. N 13. P. 134421 (8 p.).
- [7] Ipatov M., Chizhik A., Zhukova V., Gonzalez J., Zhukov A. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. N 11. P. 113924 (6 p.).
- [8] Ipatov M., Zhukova V., Gonzalez J., Zhukov A. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. N 23. P. 4078–4083.



- [9] *Panina L.V., Mohri K., Makhnovskiy D.P.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. N 8. P. 5444–5446.
- [10] *Vázquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 4. P. 939–949.
- [11] *Usov N.A., Antonov A.S., Lagarkov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. N 2. P. 159–173.
- [12] *Buznikov N.A., Antonov A.S., Rakhmaninov A.A.* // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. N 1. P. 190–195.
- [13] *Бузников Н.А., Антонов А.С., Рахманов А.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 2. С. 66–71. [*Buznikov N.A., Antonov A.S., Rakhmanov A.A.* // Tech. Phys. 2011. V. 54. N 2. P. 229–234.]
- [14] *Antonov A.S., Iakubov I.T., Lagarkov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 187. N 2. P. 252–260.