

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.621.2:539.213.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГИГАНТСКОГО МАГНИТОИМПЕДАНСА  
В АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДАХ  
С НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2020 г. В. В. Попов<sup>а</sup>, Н. А. Бузников<sup>б</sup>, \*

<sup>а</sup>Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Республика Крым, 295007 Россия

<sup>б</sup>Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий – Газпром ВНИИГАЗ, Развилка, Московская область, 142717 Россия

\*e-mail: n\_buznikov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.06.2020 г.

После доработки 10.06.2020 г.

Принята к публикации 16.06.2020 г.

Теоретически исследован эффект гигантского магнитоимпеданса в аморфном микропроводе в стеклянной оболочке на основе железа, отожженном в присутствии напряжений. Распределение намагниченности в микропроводе описывается в рамках модели, учитывающей наличие в образце двух областей с различным типом магнитной анизотропии. Предполагается, что в центральной области микропровода анизотропия имеет продольное направление, а в поверхностной области в результате отжига возникает наведенная геликоидальная анизотропия. Выражение для импеданса микропровода найдено с учетом различных значений магнитной проницаемости в двух областях. Полученные теоретические зависимости импеданса от внешнего поля и частоты позволяют качественно описать результаты экспериментальных исследований магнитоимпеданса в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке на основе железа.

*Ключевые слова:* аморфные микропровода, магнитоимпеданс, отжиг, наведенная анизотропия

**DOI:** 10.31857/S0015323020110078

## ВВЕДЕНИЕ

Микропровода в стеклянной оболочке, изготовленные методом Тейлора–Улитовского, представляют собой металлическую жилу диаметром от одного до нескольких десятков микрометров, покрытую стеклянной оболочкой. Исследования свойств магнитных аморфных микропроводов в стеклянной оболочке начались еще в 70-е годы прошлого столетия [1–3]. Интерес к магнитомягким аморфным микропроводам в стеклянной оболочке возрос после того как в них были обнаружены необычные магнитные свойства, такие как магнитная бистабильность [4, 5] и гигантский магнитоимпеданс (ГМИ). Эффект ГМИ заключается в существенном изменении комплексного сопротивления ферромагнитного проводника в присутствии внешнего магнитного поля и наблюдается в различных магнитомягких материалах (см., например, [6–11]). Большие изменения импеданса возникают в аморфных микропроводах на основе кобальта с близким к нулю коэффициентом магнитострикции. В то же время аморфные микропровода на основе железа с положительной магнитострикцией обычно проявляют магнитную бистабильность и незначительный эффект ГМИ.

Это обстоятельство связано с различиями в магнитной структуре микропроводов на основе кобальта и железа. Магнитное поведение аморфных микропроводов в стеклянной оболочке определяется магнитоупругой анизотропией, то есть магнитострикцией и внутренними напряжениями, возникающими при изготовлении микропроводов [12]. Микропровода на основе кобальта с близким к нулю коэффициентом магнитострикции имеют циркулярную или геликоидальную анизотропию и высокие значения поперечной магнитной проницаемости. Доменная структура аморфных микропроводов на основе железа с большой положительной магнитострикцией состоит из продольно намагниченной центральной области и внешней области с радиально намагниченными доменами. Эти микропровода имеют прямоугольные петли гистерезиса, малую поперечную магнитную проницаемость и слабый эффект ГМИ.

Недавно было показано, что эффект ГМИ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке на основе железа может быть существенно увеличен при помощи их отжига в присутствии напряжений [13–18]. Отжиг приводит к изменению

формы петли гистерезиса и уменьшению коэрцитивной силы и остаточной намагниченности. Было установлено, что эффект ГМИ в отожженных микропроводах возрастает на порядок по сравнению с неотожженными образцами [13, 14]. Кроме того, вид зависимости ГМИ от внешнего поля качественно изменяется при высоких частотах [16], что может быть обусловлено возникновением поперечной анизотропии в поверхностном слое микропровода, наведенной в результате отжига. В настоящей работе предложена модель для описания ГМИ в аморфных микропроводах с наведенной анизотропией в поверхностном слое, которая позволяет объяснить основные экспериментальные результаты, полученные в отожженных микропроводах в стеклянной оболочке на основе железа [13–18].

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматриваемый аморфный микропровод имеет длину  $l$  и диаметр металлической части  $2R$ . Микропровод возбуждается переменным током  $I(t) = I_0 \exp(-i\omega t)$ , и внешнее магнитное поле  $H_e$  направлено вдоль оси микропровода.

Распределение намагниченности в микропроводе будем описывать в рамках модели, предполагающей существование в образце двух областей с различными типами магнитной анизотропии. В центральной области (коре) радиуса  $r$  анизотропия имеет продольное направление, а во внешней области (оболочке) отжиг в присутствии напряжений приводит к возникновению геликоидальной анизотропии. Будем полагать, что ось анизотропии в оболочке составляет малый угол  $\psi$  по отношению к азимутальному направлению. Предполагается, что распределение намагниченности однородно внутри двух областей, и вкладом доменной границы между кором и оболочкой в отклик ГМИ можно пренебречь. Также для простоты пренебрежем обменными и магнитостатическими взаимодействиями между кором и оболочкой. Кроме того, будем считать, что распределение намагниченности постоянно по длине микропровода. Такое приближение применимо для не слишком коротких образцов, длина которых существенно больше размера замыкающих доменов на концах микропровода. Отметим, что для микропроводов в стеклянной оболочке на основе железа размер замыкающих доменов составляет порядка 1 мкм [4, 19].

Для определения ГМИ микропровода необходимо найти распределение намагниченности в коре и оболочке, а также значения эффективной магнитной проницаемости в этих областях при помощи решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица. В области кора намагниченность направлена вдоль оси, а эффективная попе-

речная магнитная проницаемость кора  $\mu_c$  определяется выражением [20]:

$$\mu_c = \omega_m^2 / [(\omega_m + \omega_0)\omega_0 - \omega^2 - i\kappa\omega_m\omega]. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_m = \gamma 4\pi M$ ,  $M$  – намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\omega_0 = \gamma(H_c + H_e)$ ,  $H_c$  – поле анизотропии кора.

Равновесное значение угла вектора намагниченности  $\theta$  по отношению к азимутальному направлению в области оболочки может быть определено при помощи минимизации свободной энергии, которая может быть представлена в виде суммы энергии анизотропии и энергии Зеемана во внешнем поле. Минимизация свободной энергии приводит к следующему уравнению:

$$H_{sh} \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) = H_e \cos \theta. \quad (2)$$

Здесь  $H_{sh}$  – поле анизотропии оболочки.

Эффективная магнитная проницаемость оболочки  $\mu_{sh}$  может быть представлена в виде [21]

$$\begin{aligned} \mu_{sh} &= \omega_m^2 / [(\omega_m + \omega_1)\omega_2 - \omega^2 - i\kappa\omega_m\omega], \\ \omega_1 &= \gamma[H_{sh} \cos^2(\theta - \psi) + H_e \sin \theta], \\ \omega_2 &= \gamma[H_{sh} \cos 2(\theta - \psi) + H_e \sin \theta]. \end{aligned} \quad (3)$$

ГМИ микропровода может быть определен при помощи поверхностного импеданса, который связывает компоненты электрического и магнитного поля на поверхности образца [22]. Поверхностный импеданс ферромагнитного проводника может быть разделен на магнитную  $\zeta_m$  и немагнитную  $\zeta_0$  компоненты [23]. Недавно был предложен метод расчета  $\zeta_m$  и  $\zeta_0$  в композитном проводе, состоящем из немагнитной сердцевины, покрытой слоем магнитомягкого материала с геликоидальной магнитной анизотропией [24]. Этот метод может быть обобщен и на случай микропровода со структурой кор–оболочка. Используя результаты работы [24], для  $\zeta_m$  получаем

$$\zeta_m = \frac{ck_2 J_0(k_2 R) + P Y_0(k_2 R)}{4\pi\sigma J_1(k_2 R) + P Y_1(k_2 R)}. \quad (4)$$

Здесь  $J_n$  и  $Y_n$  ( $n = 0, 1$ ) – функции Бесселя первого и второго рода,  $k_2 = k_0 \mu_{sh}^{1/2}$ ,  $k_0 = (1 + i)/\delta$ ,  $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ ,  $\sigma$  – удельная проводимость микропровода,  $c$  – скорость света в вакууме. Параметр  $P$  определяется выражением [24]

$$P = \frac{(k_2/k_1)J_1(k_1 r)J_0(k_2 r) - J_0(k_1 r)J_1(k_2 r)}{J_0(k_1 r)Y_1(k_2 r) - (k_2/k_1)J_1(k_1 r)Y_0(k_2 r)}, \quad (5)$$

где  $k_1 = k_0 \mu_c^{1/2}$ .

Немагнитная компонента  $\zeta_0$  поверхностного импеданса может быть рассчитана при помощи выражений (4) и (5), полагая, что внешняя оболоч-

ка микропровода является немагнитной ( $\mu_{sh} = 1$ ) [24]. Тогда для  $\zeta_0$  имеем:

$$\zeta_0 = \frac{ck_0 J_0(k_0 R) + P_0 Y_0(k_0 R)}{4\pi\sigma J_1(k_0 R) + P_0 Y_1(k_0 R)}, \quad (6)$$

$$P_0 = \frac{(k_0/k_1)J_1(k_1 r)J_0(k_0 r) - J_0(k_1 r)J_1(k_0 r)}{J_0(k_1 r)Y_1(k_0 r) - (k_0/k_1)J_1(k_1 r)Y_0(k_0 r)}. \quad (7)$$

Импеданс микропровода  $Z$  может быть найден следующим образом [23]:

$$Z = (2l/cR)(\zeta_m \sin^2 \theta + \zeta_0 \cos^2 \theta), \quad (8)$$

где угол  $\theta$  определяется уравнением (2).

Для дальнейшего анализа введем относительное изменение ГМИ:

$$\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(H_0)]/Z(H_0), \quad (9)$$

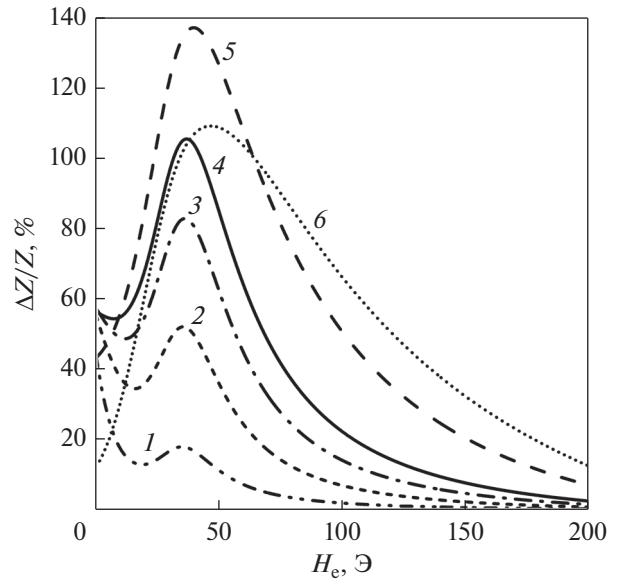
где  $H_0$  – максимальное внешнее магнитное поле. Далее будем полагать  $H_0 = 250$  Э по аналогии с экспериментальными исследованиями [13–18].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показана зависимость  $\Delta Z/Z$  от внешнего поля  $H_e$ , рассчитанная при различных частотах  $f = \omega/2\pi$ . Результаты представлены только для области положительных внешних полей, так как в рамках модели рассчитанные зависимости симметричны по отношению к знаку внешнего поля.

При низких частотах зависимость  $\Delta Z/Z$  от внешнего поля имеет один максимум в нулевом поле. В промежуточной области частот в зависимости  $\Delta Z/Z(H_e)$  появляются дополнительные максимумы. При высоких частотах зависимость относительного изменения ГМИ от поля имеет два максимума, симметричных относительно нулевого поля. Значения внешнего поля, при котором  $\Delta Z/Z$  достигает максимума, находятся вблизи поля анизотропии оболочки (рис. 1). Положение максимума в зависимости  $\Delta Z/Z(H_e)$  сдвигается в сторону более высоких значений внешнего поля при дальнейшем увеличении частоты. Отметим, что аналогичный переход от зависимости  $\Delta Z/Z(H_e)$  с одним максимумом к зависимости с двумя максимумами при  $H_e \cong \pm H_{sh}$  с увеличением частоты наблюдали в экспериментах [16].

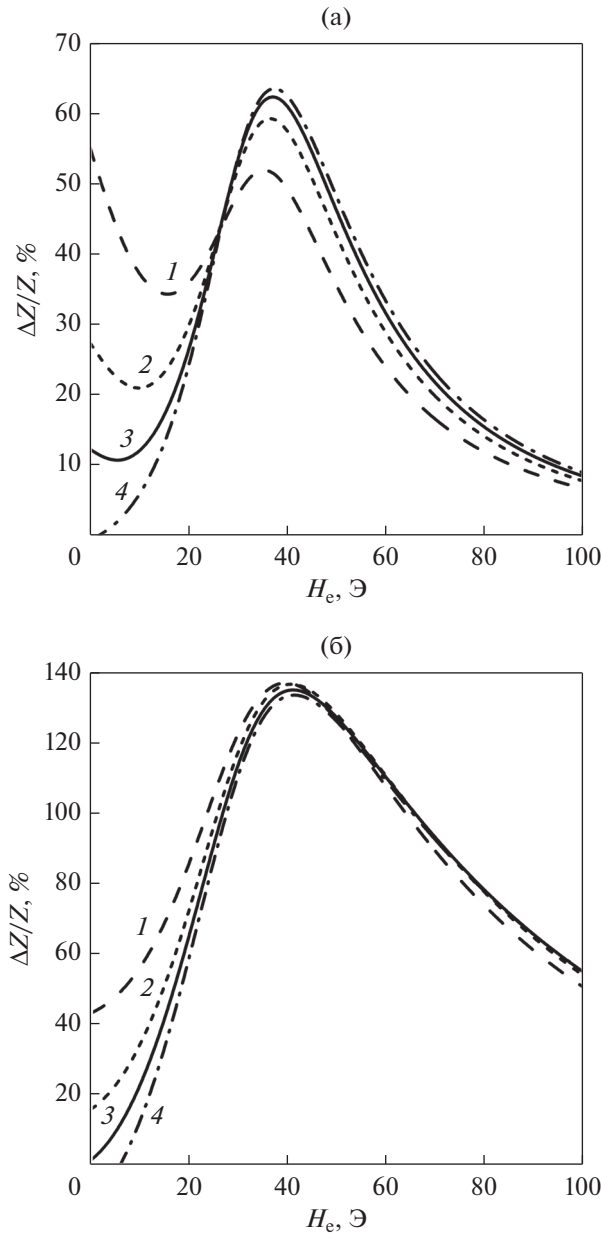
Такой переход связан с изменениями в распределении электромагнитных полей внутри микропровода. При низких частотах глубина скин-слоя больше, чем радиус микропровода, и возбуждающий ток распределен практически равномерно по сечению микропровода. В этом случае основной вклад в магнитную проницаемость микропровода и ГМИ вносит внутренняя область с меньшим полем анизотропии. В результате зависимость ГМИ от внешнего поля имеет зависимость с одним максимумом, типичную для микропроводов



**Рис. 1.** Относительное изменение ГМИ  $\Delta Z/Z$  в зависимости от внешнего поля  $H_e$  при различных частотах  $f$ , МГц: 1 –  $f = 50$ ; 2 –  $f = 100$ ; 3 –  $f = 150$ ; 4 –  $f = 200$ ; 5 –  $f = 400$ ; 6 –  $f = 800$ . Параметры, использованные при расчетах:  $2R = 15.2$  мкм,  $r = 6$  мкм,  $M = 600$  Гс,  $H_c = 5$  Э,  $H_{sh} = 30$  Э,  $\psi = 0.05\pi$ ,  $\sigma = 5 \times 10^{15}$  с<sup>-1</sup>,  $\kappa = 0.15$ .

с продольной анизотропией [20]. Скин-эффект усиливается с возрастанием частоты, и при высоких частотах влияние внешней оболочки на ГМИ увеличивается. Когда глубина скин-слоя становится сравнимой с толщиной внешней оболочки, зависимость  $\Delta Z/Z$  от внешнего поля имеет два максимума, так как отклик ГМИ определяется в этом случае внешней областью с геликоидальной анизотропией [21, 25].

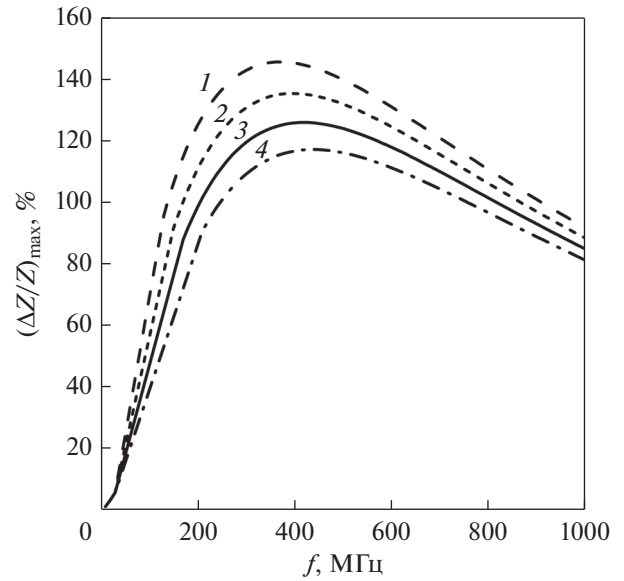
Рисунок 2 иллюстрирует влияние радиуса внутреннего кора  $r$  на зависимость ГМИ от внешнего поля, рассчитанную при двух различных частотах. Для сравнения на рис. 2 также представлены результаты расчетов для микропровода с геликоидальной анизотропией во всем образце ( $r = 0$ ). При  $f = 100$  МГц увеличение центральной области существенно влияет на форму зависимости ГМИ. Как видно из рис. 2а, при  $r = 6$  мкм относительное изменение ГМИ максимально при нулевом поле, тогда как при меньших значениях радиуса кора происходит переход к зависимости  $\Delta Z/Z(H_e)$  с двумя максимумами. При  $f = 400$  МГц зависимость ГМИ от поля имеет два максимума, и в области малых полей величина  $\Delta Z/Z$  уменьшается при снижении радиуса кора (рис. 2б). Радиус кора можно оценить из результатов измерения петель гистерезиса микропровода [26]. Экспериментальные исследования изменения магнитной структуры в отожженных аморфных микропроводах на



**Рис. 2.** Относительное изменение ГМИ  $\Delta Z/Z$  в зависимости от внешнего поля  $H_e$  при  $f = 100$  МГц (а) и  $f = 400$  МГц (б) и различных значениях радиуса кора  $r$ , мкм: 1 –  $r = 6$ ; 2 –  $r = 5$ ; 3 –  $r = 4$ ; 4 –  $r = 0$ . Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

основе железа показали, что радиус кора уменьшается с увеличением температуры и длительности отжига [14], а также при увеличении напряжений, приложенных во время отжига [16–18].

На рис. 3 представлены частотные зависимости максимального относительного изменения ГМИ  $(\Delta Z/Z)_{\max}$ , рассчитанные при различных значениях поля анизотропии оболочки  $H_{sh}$ . С уменьшением  $H_{sh}$  максимальное относительное изменение ГМИ



**Рис. 3.** Зависимость максимального изменения ГМИ  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  от частоты  $f$  при  $r = 4$  мкм,  $\psi = 0.05\pi$  и различных значениях поля анизотропии оболочки  $H_{sh}$ , А: 1 –  $H_{sh} = 25$ ; 2 –  $H_{sh} = 30$ ; 3 –  $H_{sh} = 35$ ; 4 –  $H_{sh} = 40$ .

возрастает вследствие увеличения магнитной проницаемости оболочки. Значения  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  достигают максимума при частоте порядка 400 МГц и медленно уменьшаются при дальнейшем увеличении частоты. Как видно из рис. 3, максимальное относительное изменение ГМИ велико в широком диапазоне частот, что является перспективным для приложений. Рассчитанная частотная зависимость  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  находится в качественном согласии с экспериментальными результатами [14–16].

Выше предполагали, что ось анизотропии в оболочке отклоняется от азимутального направления ( $\psi \neq 0$ ). Отклонение оси анизотропии в поверхностном слое микропровода подтверждается асимметричной зависимостью ГМИ от внешнего поля, возникающей в отожженных аморфных микропроводах на основе железа в присутствии дополнительного постоянного тока [14]. На рис. 4 представлено влияние угла оси анизотропии в оболочке  $\psi$  на частотную зависимость  $(\Delta Z/Z)_{\max}$ . Из рис. 4 видно, что значения  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  очень чувствительны к величине угла  $\psi$ . Максимальное относительное изменение ГМИ уменьшается с увеличением отклонения оси анизотропии от азимутального направления. При этом значения  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  достаточно велики в широком интервале частот для всех значений угла  $\psi$ .

Отметим, что при малых внешних полях в отожженных микропроводах на основе железа наблюдали гистерезис ГМИ [14], который не может быть объяснен в рамках представленной выше модели. Возникновение гистерезиса может быть

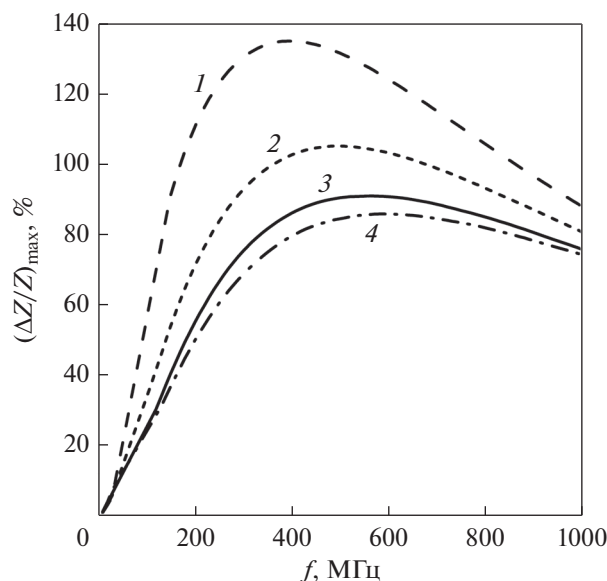


Рис. 4. Зависимость максимального изменения ГМИ  $(\Delta Z/Z)_{\max}$  от частоты  $f$  при  $r = 4$  мкм,  $H_{sh} = 30$  Э и различных значениях угла оси анизотропии оболочки  $\psi$ : 1 –  $\psi = 0.05\pi$ ; 2 –  $\psi = 0.10\pi$ ; 3 –  $\psi = 0.15\pi$ ; 4 –  $\psi = 0.20\pi$ . Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

связано с отклонением оси анизотропии от азимутального направления в поверхностной области, а также с магнитоэлектронным и обменным взаимодействием между кором и внешней оболочкой. Для учета этих взаимодействий и описания гистерезиса ГМИ следует ввести эффективное поле связи между кором и оболочкой аналогично подходам, предложенным ранее для описания ГМИ в микропроводах на основе кобальта [27, 28].

В заключение этого раздела отметим, что в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке на основе железа исследовали также недиагональный магнитоимпеданс (НДМИ) [13–15], который заключается в возникновении зависящего от внешнего поля отклика напряжения в измерительной катушке, намотанной на микропровод. Было установлено, что для неотожженных микропроводов НДМИ очень мал. После отжига микропровода в присутствии напряжений отклик НДМИ возрастал, что может быть связано с возникновением геликоидальной анизотропии в поверхностной области микропровода. Было показано, что НДМИ может быть увеличен при пропускании дополнительного постоянного тока [13–15]. Предложенный в настоящей работе подход также может быть использован для теоретического описания влияния постоянного тока на ГМИ и НДМИ в аморфных микропроводах с магнитной структурой кор–оболочка.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена электродинамическая модель для анализа ГМИ в аморфном микропроводе с наведенной геликоидальной анизотропией в поверхностном слое. Распределение намагниченности в микропроводе описано в рамках структуры, предполагающей наличие в образце двух областей с различным типом магнитной анизотропии. В центральной области микропровода анизотропия имеет продольное направление, а в поверхностной области в результате отжига возникает наведенная геликоидальная анизотропия. Показано, что переход от зависимости ГМИ от поля с одним максимумом к зависимости с двумя максимумами связан с изменением распределения электромагнитных полей внутри микропровода при возрастании частоты. Полученные теоретические зависимости качественно согласуются с результатами экспериментальных исследований эффекта ГМИ в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке на основе железа, отожженных в присутствии напряжений [13–18].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wiesner H., Schneider J. Magnetic properties of amorphous Fe–P alloys containing Ga, Ge, and As // Phys. Status Solidi A. 1974. V. 26. № 1. P. 71–75.
2. Schneider J., Wiesner H., Gemperle R. Annealing effects on the magnetic properties of rapidly quenched transition metal alloys // Phys. Status Solidi A. 1976. V. 36. № 1. P. K59–K64.
3. Gemperle R., Kraus L., Schneider J. Magnetization reversal in amorphous  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_{80}\text{P}_{10}\text{B}_{10}$  microwires // Czech. J. Phys. B. 1978. V. 28. № 10. P. 1138–1145.
4. Zhukov A.P., Vázquez M., Velázquez J., Chiriac H., Larin V. The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 151. № 1–2. P. 132–138.
5. González J., Murillo N., Larin V., Barandiaran J.M., Vázquez M., Hernando A. Magnetic bistability of glass-covered Fe-rich amorphous microwire: influence of heating treatments and applied tensile stress // Sens. Actuators A. 1997. V. 59. № 1–3. P. 97–100.
6. Beach R.S., Berkowitz A.E. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 26. P. 3652–3654.
7. Panina L.V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. № 9. P. 1189–1191.
8. Антонов А.С., Гадецкий С.Н., Грановский А.Б., Дьячков А.Л., Парамонов В.П., Перов Н.С., Прокошин А.Ф., Усов Н.А., Лагарьков А.Н. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // ФММ. 1997. Т. 83. № 6. С. 60–71.
9. Knobel M., Vázquez M., Kraus L. Giant magnetoimpedance. In: Handbook of Magnetic Materials / Ed. by K.H.J. Buschow. Amsterdam: Elsevier, 2003. V. 15. P. 497–563.

10. Курляндская Г.В., Бебенин Н.Г., Васильковский В.О. Гигантский магнитный импеданс проволок с тонким магнитным покрытием // ФММ. 2011. Т. 111. № 2. С. 136–158.
11. Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Ковалева Н.П., Васюхно Н.В., Немирова В.А. Асимметричный магнитоимпеданс магнитомягкого провода // ФММ. 2017. Т. 118. № 6. С. 565–570.
12. Chiriac H., Óvári T.A. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications // Prog. Mater. Sci. 1996. V. 40. № 5. P. 333–407.
13. Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Gonzalez J., Churyukanova M., Zhukov A. Engineering of magnetic softness and giant magnetoimpedance effect in Fe-rich microwires by stress-annealing // Scr. Mater. 2018. V. 142. P. 10–14.
14. Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Churyukanova M., Taskaev S., Zhukov A. Tailoring of magnetoimpedance effect and magnetic softness of Fe-rich glass-coated microwires by stress-annealing // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 3202.
15. Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Churyukanova M., Olivera J., Taskaev S., Zhukov A. Optimization of high frequency magnetoimpedance effect of Fe-rich microwires by stress-annealing // Intermetallics. 2018. V. 94. P. 92–98.
16. Zhukova V., Corte-Leon P., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez-Legarreta L., Zhukov A. Development of magnetic microwires for magnetic sensor applications // Sensors. 2019. V. 19. № 21. P. 4767.
17. Zhukov A., Ipatov M., Corte-Leon P., Gonzalez-Legarreta L., Blanco J.M., Zhukova V. Soft magnetic microwires for sensor applications // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 498. P. 166180.
18. Жукова В., Корте-Леон П., Гонсалес-Легаретта Л., Ипатов М., Талаат А., Бланко Х.М., Гонсалес Х., Оливера Х., Жуков А. Влияние магнитной анизотропии, наведенной напряжениями, на формирование магнитомягких свойств, эффект ГМИ и динамику доменных стенок // ФММ. 2020. Т. 121. № 4. С. 359–364.
19. Vázquez M., Hernando A. A soft magnetic wire for sensor applications // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. № 4. P. 939–949.
20. Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. № 2. P. 159–173.
21. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. № 14. P. 144424.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
23. Ménard D., Yelon A. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. № 2. P. 379–393.
24. Buznikov N.A. Influence of bias current on off-diagonal magnetoimpedance in composite wires // J. Supercond. Nov. Magn. 2018. V. 31. № 12. P. 4039–4045.
25. Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N., Granovsky A.B. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and the shell regions // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 203. № 1–3. P. 108–110.
26. Vázquez M., Chen D.-X. The magnetization reversal process in amorphous wires // IEEE Trans. Magn. 1995. V. 31. № 2. P. 1229–1239.
27. Melo L.G.C., Ménard D., Ciureanu P., Yelon A., Cochran R.W. Coupled core-shell model of magnetoimpedance in wires // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. № 3. P. 1331–1335.
28. Popov V.V., Berzhansky V.N., Gomonay H.V., Qin F.X. Stress-induced magnetic hysteresis in amorphous microwires probed by microwave giant magnetoimpedance measurements // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 17. P. 17A326.