

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 537.622;537.636;537.856

ВЛИЯНИЕ СКРУЧИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ
НА ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОИМПЕДАНС
АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ С НАВЕДЕННОЙ
МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2023 г. Н. А. Бузников*

Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий – Газпром ВНИИГАЗ,
Развилка, Московская область, 142717 Россия

*e-mail: n_buznikov@mail.ru

Поступила в редакцию 10.12.2022 г.

После доработки 02.02.2023 г.

Принята к публикации 06.02.2023 г.

Теоретически исследовано влияние скручивающих напряжений на гигантский магнитоимпеданс аморфного микропровода на основе железа с наведенной в результате отжига геликоидальной анизотропией в поверхностном слое. Показано, что скручивающие напряжения приводят к изменению вида зависимости импеданса микропровода от внешнего поля при относительно низких частотах возбуждающего тока. Изменение импеданса максимально вблизи значения напряжений, соответствующего возникновению эффективной циркулярной анизотропии в поверхностной области микропровода. Результаты могут быть использованы при создании сенсоров напряжений и слабого магнитного поля.

Ключевые слова: аморфные микропровода, магнитоимпеданс, магнитострикция, магнитоупругая анизотропия

DOI: 10.31857/S001532302260188X, **EDN:** VIEZBX

ВВЕДЕНИЕ

Эффект гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) заключается в изменении комплексного сопротивления ферромагнитного проводника, возбуждаемого переменным током, в присутствии внешнего магнитного поля [1–5]. Интерес к ГМИ возник в первой половине 90-х годов прошлого века, когда появились технологии производства проводящих аморфных и нанокристаллических материалов с высокой магнитной проницаемостью. Природа ГМИ связана со скин-эффектом и зависимостью толщины скин-слоя от величины магнитной проницаемости. Для возникновения сильного эффекта ГМИ необходимо, чтобы внешнее поле существенно влияло на магнитную проницаемость. Эффект ГМИ привлекает большое внимание исследователей в связи с возможностью его использования для различных приложений, в частности, для разработки биосенсоров, систем позиционирования, градиентометров и т.д.

Одним из наиболее перспективных материалов для практических применений ГМИ являются аморфные микропровода в стеклянной оболочке, изготовленные методом Тейлора–Улитовского [6, 7]. Сильный эффект ГМИ возникает в

микропроводах на основе кобальта с близким к нулю коэффициентом магнитострикции. Остаточные напряжения в таких микропроводах приводят к возникновению циркулярной магнитной анизотропии. Вследствие этого микропровода на основе кобальта имеют высокие значения поперечной магнитной проницаемости, которые обуславливают сильный эффект ГМИ [5].

Другим типом микропроводов в стеклянной оболочке являются микропровода на основе железа с положительной магнитострикцией. Остаточные напряжения приводят к возникновению анизотропии, ось которой направлена вдоль образца [6, 7]. Микропровода на основе железа имеют малую поперечную магнитную проницаемость и проявляют очень слабый эффект ГМИ. Однако в последние годы было экспериментально продемонстрировано, что при определенной термической обработке эффект ГМИ в них существенно увеличивается. В частности, было установлено, что после отжига микропроводов в присутствии растягивающих напряжений эффект ГМИ возрастает на порядок по сравнению с неотожженными образцами [8–10]. При этом вид зависимости импеданса от внешнего магнитного поля изменяется с увеличением частоты, и на-

блюдается переход от зависимости с одним пиком в нулевом поле к зависимости с двумя симметричными относительно нулевого поля максимумами при высоких частотах.

Теоретическое описание изменения магнитных свойств аморфных микропроводов с положительной магнитострикцией при отжиге предложено в работе [11]. Было показано, что разогрев микропровода при его механическом растяжении изменяет распределение остаточных напряжений. В результате отжига в поверхностной области металлической жилы микропровода тангенциальные остаточные напряжения становятся максимальными, что приводит к возникновению циркулярной анизотропии в этой области.

Для описания экспериментальных зависимостей ГМИ от поля и частоты в отожженных микропроводах с положительной магнитострикцией была предложена модель [12], в рамках которой предполагается существование в микропроводе двух областей с различным типом магнитной анизотропии. Полученные теоретические зависимости позволили качественно описать результаты экспериментальных исследований ГМИ в аморфных микропроводах, отожженных в присутствии растягивающих напряжений.

Так как магнитная анизотропия оказывает существенное влияние на ГМИ, внешние напряжения могут изменять импеданс аморфного проводника. Этот эффект часто называют стресс-импедансом [13, 14]. Стресс-импеданс может быть использован при разработке сенсоров нагрузок и механических напряжений. Кроме того, при приложении различных внешних напряжений к аморфному образцу происходит изменение его равновесной магнитной структуры, что приводит к изменению ГМИ. Влияние растягивающих и скручивающих напряжений на ГМИ аморфных микропроводов на основе кобальта достаточно подробно исследовано (см., напр., [15–18]). В то же время эффект ГМИ в отожженных микропроводах на основе железа в присутствии внешних напряжений остается полностью неизученным.

В настоящей работе теоретически исследовано влияние скручивающих напряжений на ГМИ в аморфном микропроводе с наведенной в результате отжига анизотропией в поверхностном слое. Предложена модель для учета влияния радиального распределения магнитоупругой анизотропии, создаваемой приложенными напряжениями, на ГМИ, и проанализированы зависимости импеданса микропровода от внешнего магнитного поля, частоты и величины скручивающих напряжений.

МОДЕЛЬ

Следуя подходу, предложенному в работе [12], будем полагать, что аморфный микропровод с диаметром металлической части $2R$ состоит из двух областей. В центральной области (коре) радиуса r ось магнитной анизотропии имеет продольное направление, а во внешней области (оболочке) отжиг в присутствии напряжений приводит к возникновению геликоидальной анизотропии. Через микропровод пропускается переменный ток $I(t) = I_0 \exp(-i\omega t)$, и внешнее магнитное поле H_e направлено вдоль оси микропровода. К микропроводу приложено постоянное скручивающее напряжение, которое приводит к возникновению неоднородных сдвиговых деформаций в образце. Поле магнитоупругой анизотропии H_τ , индуцированной скручивающими напряжениями, определяется выражением [5]:

$$H_\tau = 3\lambda_s G \tau \rho / M, \quad (1)$$

где λ_s – константа магнитострикции, G – модуль сдвига, τ – скручивающая деформация, ρ – радиальная координата, M – намагниченность насыщения. Поле магнитоупругой анизотропии неоднородно по поперечному сечению микропровода. В дальнейшем для упрощения будем принимать, что значения этого поля для кора $H_{\tau,1}$ и оболочки $H_{\tau,2}$ постоянны и равны максимальным значениям в соответствующих областях:

$$H_{\tau,1} = 3\lambda_s G \tau r / M, \quad (2)$$

$$H_{\tau,2} = 3\lambda_s G \tau R / M. \quad (3)$$

Значения равновесных углов намагниченности θ_j (здесь и далее индекс $j = 1, 2$ относится к коре и оболочке) по отношению к азимутальному направлению могут быть найдены при помощи минимизации свободной энергии. Уравнения для углов θ_j могут быть записаны в следующем виде:

$$H_{\text{eff},j} \sin(\theta_j - \alpha_j) \cos(\theta_j - \alpha_j) = H_e \cos \theta_j. \quad (4)$$

Здесь введены эффективные поля анизотропии $H_{\text{eff},j}$ и углы анизотропии α_j , которые определяются наведенной анизотропией и магнитоупругой анизотропией из-за внешних скручивающих напряжений. Используя результаты, полученные ранее [16, 19], для α_j и $H_{\text{eff},j}$ имеем:

$$\text{tg} 2\alpha_j = (H_{a,j} \sin 2\psi_j + H_{\tau,j}) / H_{a,j} \cos 2\psi_j; \quad (5)$$

$$H_{\text{eff},j} = H_{a,j} \cos 2\psi_j / \cos 2\alpha_j. \quad (6)$$

Здесь $H_{a,j}$ – поля анизотропии для кора и оболочки, ψ_j – углы осей анизотропии (для кора $\psi_1 = \pi/2$). Из выражений (5) и (6) следует, что эффективный угол анизотропии в оболочке α_2 при приложении скручивающих напряжений изменяется от $-\pi/4$ до $\pi/4$, угол анизотропии в коре α_1 лежит в интервале от $\pi/4$ до $3\pi/4$, а минимальные значения эффективных полей равны $H_{a,j} |\cos 2\psi_j|$.

Значения эффективной магнитной проницаемости μ_j в коре и оболочке определяются следующими выражениями [5]:

$$\begin{aligned}\mu_j &= \omega_m^2 / \left[\left(\omega_m + \omega_j^* \right) \omega_j^{**} - \omega^2 - i\kappa\omega_m\omega \right]; \\ \omega_j^* &= \gamma \left[H_{\text{эфф},j} \cos^2(\theta_j - \alpha_j) + H_e \sin \theta_j \right]; \\ \omega_j^{**} &= \gamma \left[H_{\text{эфф},j} \cos 2(\theta_j - \alpha_j) + H_e \sin \theta_j \right].\end{aligned}\quad (7)$$

Здесь $\omega_m = \gamma \times 4\pi M$, γ – гиромагнитное отношение, κ – параметр затухания Гилберта.

Выражение для импеданса Z может быть представлено в следующем виде [20]:

$$Z = (2l/cR) \left(\zeta_m \sin^2 \theta_2 + \zeta_0 \cos^2 \theta_2 \right), \quad (8)$$

где l – длина микропровода, c – скорость света в вакууме, ζ_m и ζ_0 – магнитная и немагнитная компоненты поверхностного импеданса микропровода, а равновесный угол намагниченности θ_2 во внешней области определяется из уравнения (4).

Выражения для компонент поверхностного импеданса ζ_m и ζ_0 в микропроводе со структурой кор–оболочка были получены в работе [12] в предположении, что равновесная намагниченность в коре направлена вдоль оси микропровода. В случае присутствия скручивающих напряжений намагниченность в центральной области отклоняется от направления оси ($\theta_1 \neq \pm\pi/2$). С учетом этого отклонения намагниченности выражение для магнитной компоненты поверхностного импеданса ζ_m может быть представлено в следующем виде:

$$\zeta_m(\mu_2) = \frac{ck_2 J_0(k_2 R) + P Y_0(k_2 R)}{4\pi\sigma J_1(k_2 R) + P Y_1(k_2 R)}, \quad (9)$$

$$P(\mu_2) = \frac{(k_2/k_1)J_0(k_2 r) - QJ_1(k_2 r)}{QY_1(k_2 r) - (k_2/k_1)Y_0(k_2 r)}, \quad (10)$$

$$Q = \frac{J_0(k_1 r)}{J_1(k_1 r)} \sin^2 \theta_1 + \frac{J_0(k_0 r)}{J_1(k_0 r)} \cos^2 \theta_1. \quad (11)$$

Здесь J_n и Y_n ($n = 0, 1$) – функции Бесселя первого и второго рода, $k_1 = k_0\mu_1^{1/2}$, $k_2 = k_0\mu_2^{1/2}$, $k_0 = (1+i)/\delta$, $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$, σ – удельная проводимость микропровода. Отметим, что при $\theta_1 = \pm\pi/2$ выражения (9)–(11) переходят в соотношения, полученные в работе [12]. Компонента поверхностного импеданса ζ_0 может быть найдена из выражений (9) и (10) в предположении, что внешняя оболочка микропровода является немагнитной ($\mu_2 = 1$): $\zeta_0 = \zeta_m(1)$ [20].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа зависимости импеданса микропровода от внешнего поля будем использовать от-

носительное изменение ГМИ: $\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(H_0)]/Z(H_0)$, где H_0 – внешнее поле, достаточное для магнитного насыщения образца. Далее будем полагать, что $H_0 = 250$ Э [8–10]. Кроме того, будем принимать следующие значения параметров микропровода: диаметр металлической части $2R = 15$ мкм, намагниченность насыщения $M = 900$ Гс, проводимость $\sigma = 5 \times 10^{15}$ с⁻¹, параметр затухания Гилберта $\kappa = 0.15$, константа магнито-стрикции $\lambda_s = 40 \times 10^{-6}$ и модуль сдвига $G = 50$ ГПа.

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

В отсутствие внешних напряжений при частоте 50 МГц зависимость $\Delta Z/Z(H_e)$ имеет максимум в нулевом поле, так как при относительно низких частотах скин-эффект мал, и основной вклад в магнитную проницаемость и в ГМИ вносит внутренняя область микропровода [12]. При приложении скручивающих напряжений в зависимости $\Delta Z/Z$ от внешнего поля появляются дополнительные максимумы при $H_e \approx \pm H_{a,2}$. При малых значениях скручивающих деформаций τ относительное изменение импеданса резко возрастает (см. рис. 1а). Максимальная чувствительность импеданса к внешнему полю достигается при некотором значении скручивающих деформаций, а при больших значениях τ относительное изменение ГМИ уменьшается.

Такая эволюция зависимости импеданса от поля в присутствии сдвиговых деформаций связана с изменением эффективной магнитной проницаемости во внешней области микропровода. При приложении малых напряжений ось анизотропии в оболочке микропровода отклоняется к азимутальному направлению, что приводит к увеличению магнитной проницаемости оболочки μ_2 и уменьшению толщины скин-слоя. В результате в зависимости $\Delta Z/Z(H_e)$ появляются дополнительные максимумы, так как отклик ГМИ определяется внешней областью с геликоидальной анизотропией [12]. Магнитная проницаемость μ_2 достигает максимального значения, когда эффективная анизотропия в оболочке становится циркулярной ($\alpha_2 = 0$). При дальнейшем увеличении сдвиговых деформаций магнитная проницаемость снижается, что приводит к уменьшению ГМИ (рис. 1а).

Значение сдвиговых деформаций τ_{cr} , при котором достигается максимальное изменение импеданса, определяется из условия равенства нулю эффективного угла анизотропии α_2 . Из выражения (5) следует, то это условие выполняется при

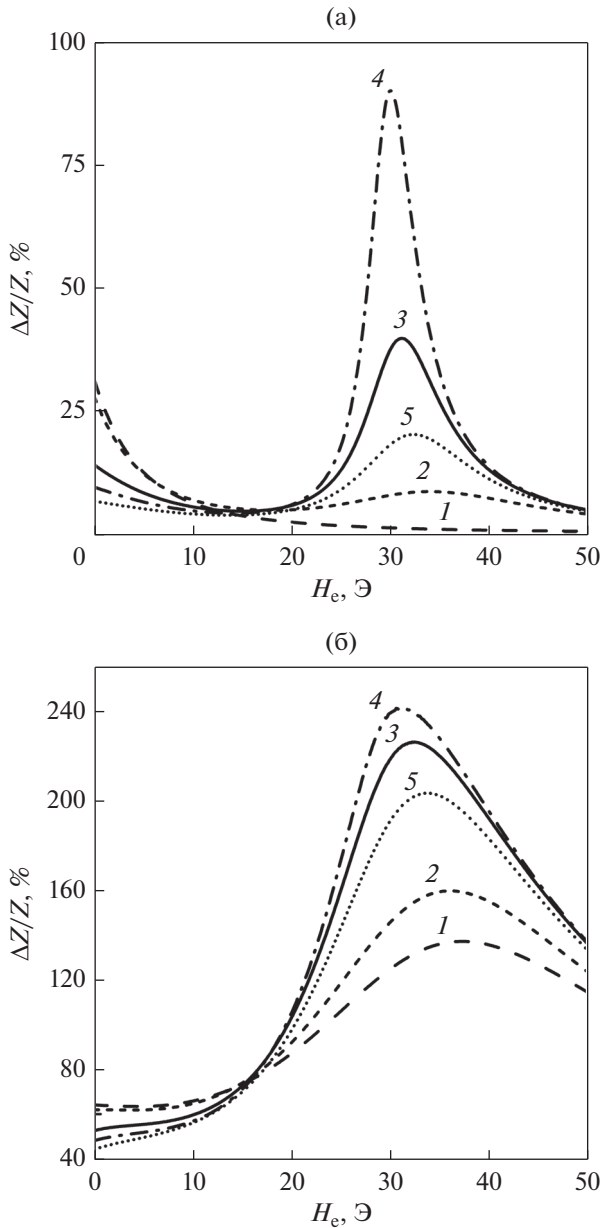


Рис. 1. Относительное изменение ГМИ $\Delta Z/Z$ в зависимости от внешнего поля H_e при $f = 20$ МГц (а) и $f = 200$ МГц (б) и различных значениях скручивающих деформаций τ , рад/см: 1 – $\tau = 0$; 2 – $\tau = 0.05$; 3 – $\tau = 0.15$; 4 – $\tau = 0.20$; 5 – $\tau = 0.25$. Параметры, использованные при расчетах: $2R = 15$ мкм, $r = 6$ мкм, $M = 900$ Гс, $H_{a,1} = 5$ Э, $H_{a,2} = 30$ Э, $\psi_2 = -0.05\pi$, $\sigma = 5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\kappa = 0.15$, $\lambda_s = 40 \times 10^{-6}$, $G = 50$ ГПа.

$H_{\tau,2} = -H_{a,2} \sin 2\psi_2$. Используя соотношение (3), для значения τ_{cr} имеем [21]:

$$\tau_{cr} = -MH_{a,2} \sin 2\psi_2 / 3\lambda_s GR. \quad (12)$$

При частоте возбуждающего тока 200 МГц зависимость $\Delta Z/Z$ от внешнего поля имеет два симметричных относительно нулевого поля макси-

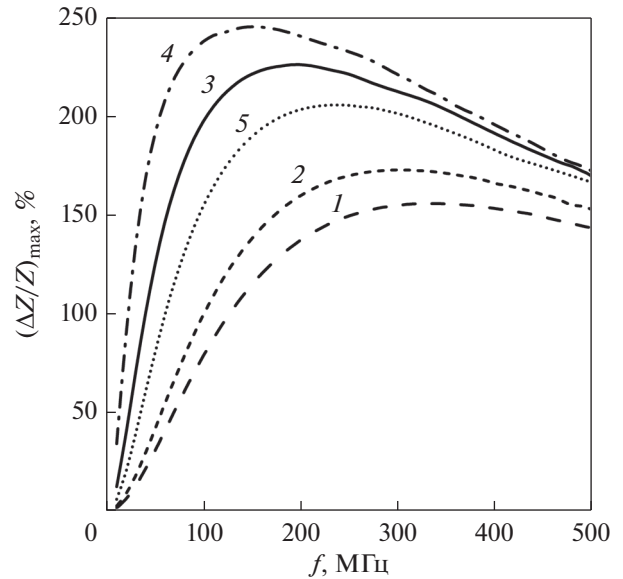


Рис. 2. Зависимость максимального изменения ГМИ $(\Delta Z/Z)_{max}$ от частоты f при различных значениях скручивающих деформаций τ , рад/см: 1 – $\tau = 0$; 2 – $\tau = 0.05$; 3 – $\tau = 0.15$; 4 – $\tau = 0.20$; 5 – $\tau = 0.25$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

муму при любых значениях скручивающих деформаций (рис. 1б). Это обстоятельство связано с тем, что при таких частотах толщина скин-слоя становится сравнимой с толщиной оболочки, и вид зависимости ГМИ от внешнего поля определяется областью с геликоидальной анизотропией [12]. С увеличением сдвиговых деформаций импеданс возрастает вплоть до $\tau = \tau_{cr}$, а при $\tau > \tau_{cr}$ чувствительность ГМИ к внешнему полю снижается.

На рис. 2 представлены частотные зависимости максимального относительного изменения ГМИ $(\Delta Z/Z)_{max}$, рассчитанные при различных значениях скручивающих деформаций τ . С увеличением деформаций вплоть до $\tau = \tau_{cr}$ максимальное относительное изменение ГМИ возрастает. При этом частота, при которой $(\Delta Z/Z)_{max}$ достигает максимума, сдвигается в сторону более низких значений. При $\tau > \tau_{cr}$ значения $(\Delta Z/Z)_{max}$ начинают уменьшаться (рис. 2).

Для анализа влияния скручивающих напряжений на импеданс введем относительное изменение ГМИ $(\Delta Z/Z)_\tau = [Z(\tau) - Z(0)] / Z(0)$, где $Z(0)$ – значение импеданса при отсутствии внешних напряжений. На рис. 3 показана зависимость $(\Delta Z/Z)_\tau$ от значения скручивающей деформации, рассчитанная для различных частот при внешнем поле равном полю анизотропии в оболочке микропровода ($H_e = \pm H_{a,2}$). Относительное изменение ГМИ $(\Delta Z/Z)_\tau$ имеет асимметричное поведе-

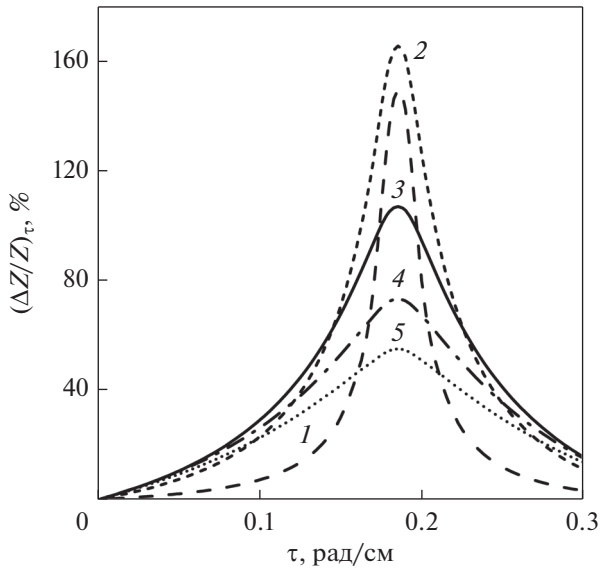


Рис. 3. Относительное изменение ГМИ $(\Delta Z/Z)_\tau$ в зависимости от значения деформации τ при $H_e = 30$ Э и различных частотах f , МГц: 1 – $f = 20$; 2 – $f = 50$; 3 – $f = 100$; 4 – $f = 150$; 5 – $f = 200$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

ние с максимумом при $\tau = \tau_{cr}$. Максимальное значение $(\Delta Z/Z)_{cr} = [Z(\tau_{cr}) - Z(0)]/Z(0)$ немонотонно зависит от частоты, что связано с изменением толщины скин-слоя во внешней области. При

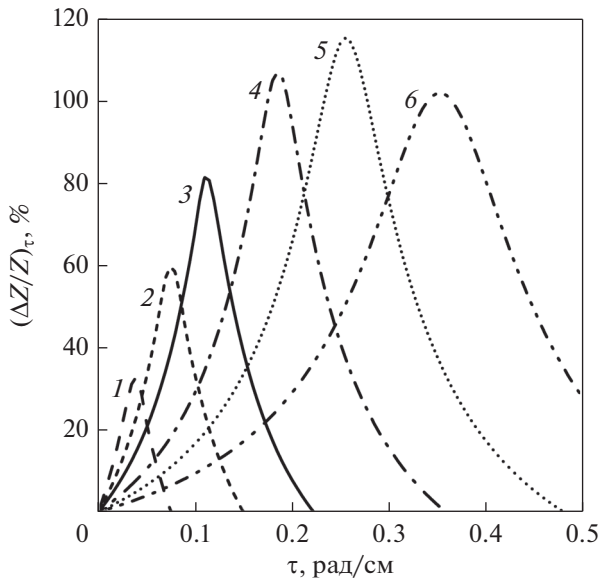


Рис. 4. Относительное изменение ГМИ $(\Delta Z/Z)_\tau$ в зависимости от значения деформации τ при $H_e = 30$ Э, $f = 100$ МГц и различных значениях угла ψ_2 : 1 – $\psi_2 = -0.01\pi$; 2 – $\psi_2 = -0.02\pi$; 3 – $\psi_2 = -0.03\pi$; 4 – $\psi_2 = -0.05\pi$; 5 – $\psi_2 = -0.07\pi$; 6 – $\psi_2 = -0.10\pi$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

этом в широком интервале частот наблюдается высокая чувствительность ГМИ к скручивающим напряжениям.

Следует отметить, что относительное изменение ГМИ $(\Delta Z/Z)_\tau$ существенно зависит от угла отклонения оси анизотропии ψ_2 от азимутального направления во внешней области микропровода и размера этой области. Рисунок 4 иллюстрирует влияние угла ψ_2 на зависимость $(\Delta Z/Z)_\tau$ от значения скручивающей деформации. Согласно выражению (12) с увеличением угла ψ_2 значение τ_{cr} возрастает, и положение максимума $(\Delta Z/Z)_\tau$ сдвигается в сторону больших τ . При фиксированной частоте $(\Delta Z/Z)_{cr}$ достигает максимума при некотором угле ψ_2 (кривая 5 на рис. 4).

Как показали экспериментальные исследования, радиус центральной области может быть уменьшен при увеличении температуры и длительности отжига [9], а также при увеличении напряжений во время отжига [10]. При этом размер кора оказывает существенное влияние на зависимость ГМИ от внешнего поля [12].

Частотная зависимость $(\Delta Z/Z)_{cr}$, рассчитанная для различных значений радиуса центральной области r и углов оси анизотропии в оболочке ψ_2 , представлена на рис. 5. Уменьшение радиуса кора r приводит к увеличению $(\Delta Z/Z)_{cr}$, так как возрастает вклад внешней области с геликоидальной анизотропией в отклик ГМИ. При этом частота, при которой $(\Delta Z/Z)_{cr}$ достигает максимума, снижается. С увеличением угла отклонения оси ани-

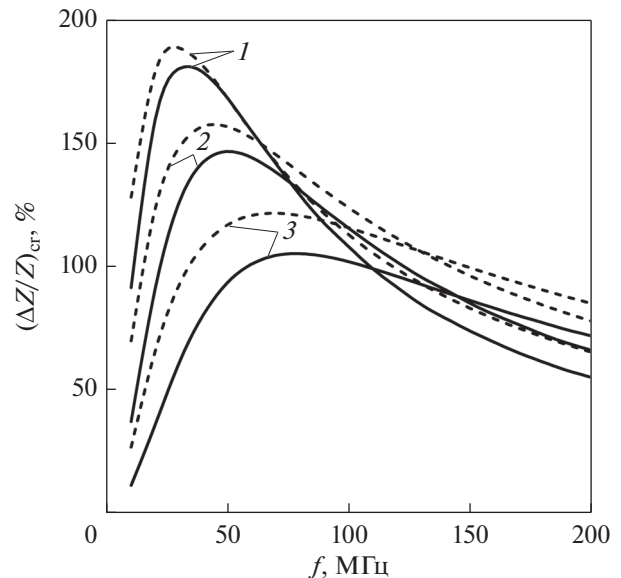


Рис. 5. Зависимость $(\Delta Z/Z)_{cr}$ от частоты f при $H_e = 30$ Э и различных значениях ψ_2 и r . Сплошные линии – $r = 6$ мкм; пунктирные линии – $r = 2$ мкм; 1 – $\psi_2 = -0.05\pi$; 2 – $\psi_2 = -0.07\pi$; 3 – $\psi_2 = -0.10\pi$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

зотропии в оболочке от азимутального направления значения $(\Delta Z/Z)_{cr}$ уменьшаются, а положение максимума в частотной зависимости $(\Delta Z/Z)_{cr}$ сдвигается в сторону более высоких частот.

В заключение этого раздела отметим, что предсказания предложенной модели нуждаются в экспериментальном подтверждении. Однако до настоящего времени влияние скручивающих напряжений на ГМИ в отожженных аморфных микропроводах с положительной магнитострикцией экспериментально не исследовали. При этом модель позволяет описать основные результаты исследований ГМИ в отожженных микропроводах в отсутствие внешних напряжений [8–10]: изменение вида зависимости импеданса от поля при увеличении частоты, значения внешних полей, при которых ГМИ достигает максимума [12]. Кроме того, теоретические результаты предсказывают значения относительного изменения ГМИ, близкие к экспериментальным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализировано влияние скручивающих напряжений на ГМИ в аморфном микропроводе с положительной магнитострикцией и наведенной в результате отжига геликоидальной магнитной анизотропией в поверхностном слое. Влияние скручивающих напряжений на ГМИ связано с взаимодействием наведенной анизотропии в микропроводе и магнитоупругой анизотропии, индуцированной скручивающими напряжениями. Приложение внешних напряжений приводит к изменению магнитной проницаемости и существенно влияет на отклик ГМИ.

Получено выражение для импеданса микропровода с учетом существования в нем двух областей с различными типами анизотропии. Показано, что при низких частотах возбуждающего тока приложение внешних напряжений может приводить к изменению вида зависимости ГМИ от внешнего поля с одним максимумом к зависимости с двумя максимумами.

Зависимость относительного изменения ГМИ от значения скручивающих напряжений имеет асимметричный характер с максимумом, который соответствует возникновению эффективной циркулярной анизотропии в поверхностной области микропровода. При этом в широком диапазоне частот отклик ГМИ имеет высокую чувствительность к скручивающим напряжениям. Полученные результаты могут быть использованы при разработке сенсоров слабого магнитного поля, а также датчиков механических напряжений.

Автор признателен С.А. Баранову и В.В. Попову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Makhotkin V.E., Shurukhin B.P., Lopatin V.A., Marchukov P.Yu., Levin Yu.K.* Magnetic field sensors based on amorphous ribbons // *Sens. Actuators A*. 1991. V. 21. № 1–3. P. 759–762.
2. *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.
3. *Panina L.V., Mohri K.* Magneto-impedance effect in amorphous wires // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 65. № 9. P. 1189–1191.
4. *Rao K.V., Humphrey F.B., Costa-Krämer J.L.* Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 76. № 10. P. 6204–6208.
5. *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.
6. *Vázquez M.* Advanced magnetic microwires. In: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* / Ed. by *H. Kronmüller, S.S.P. Parkin*. Chichester, UK: Wiley, 2007. P. 2193–2226.
7. *Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V.* Technology, preparation and properties of the cast glass-coated magnetic microwires // *Crystals*. 2017. V. 7. № 6. P. 136.
8. *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.
9. *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.
10. *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.
11. *Баранов С.А.* Зависимость магнитных свойств микро- и нанопроводов от тензо- и термомагнитной обработки // *Электронная обработка материалов*. 2017. Т. 53. № 1. С. 74–85.
12. *Попов В.В., Бузников Н.А.* Моделирование эффекта гигантского магнитоимпеданса в аморфных микропроводах с наведенной магнитной анизотропией // *ФММ*. 2020. Т. 121. № 11. С. 1129–1134.
13. *Shen L.P., Uchiyama T., Mohri K., Kita E., Bushida K.* Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire // *IEEE Trans. Magn.* 1997. V. 33. № 5. P. 3355–3357.
14. *Mohri K., Uchiyama T., Shen L.P., Cai C.M., Panina L.V.* Sensitive micro magnetic sensor family utilizing magneto-impedance (MI) and stress-impedance (SI) ef-

- fects for intelligent measurements and controls // *Sens. Actuators A*. 2001. V. 91. № 1–2. P. 85–90.
15. *Zhukov A.* Glass-coated magnetic microwires for technical applications // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. V. 242–245. P. 216–233.
16. *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.
17. *Zhukov A., Ipatov M., Churyukanova M., Kaloshkin S., Zhukova V.* Giant magnetoimpedance in thin amorphous wires: From manipulation of magnetic field dependence to industrial applications // *J. Alloys Compd.* 2014. V. 586. № 1. P. S279–S286.
18. *Антонов А.С., Бузников Н.А., Грановский А.Б.* Асимметричный гигантский магнитоимпеданс в аморфных микропроводах при воздействии скручивающих напряжений // *Письма в ЖТФ*. 2014. Т. 40. № 6. С. 73–81.
19. *Ménard D., Yelon A.* Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 88. № 2. P. 379–393.
20. *Buznikov N.A., Kim C.O.* Modeling of torsion stress giant magnetoimpedance in amorphous wires with negative magnetostriction // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. V. 315. № 2. P. 89–94.