

Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода состава CoFeNbSiB с неоднородной магнитной структурой

© А.В. Семиров, А.А. Моисеев, В.О. Кудрявцев, Д.А. Букреев, Н.П. Ковалева, Н.В. Васюхно

Восточно-Сибирская государственная академия образования,
664011 Иркутск, Россия
e-mail: semirov@igru.ru

(Поступило в Редакцию 29 октября 2013 г.
В окончательной редакции 21 мая 2014 г.)

Проведено изучение влияния внешнего магнитного поля и упругих растягивающих напряжений на действительную и мнимую компоненты комплексного сопротивления (импеданса) магнитомягкого аморфного провода с низкой положительной константой магнитострикции. Обнаружено различие частот для действительной и мнимой компонент импеданса, соответствующих смене доминирующего влияния на них циркулярных магнитных проницаемостей от областей провода с разным типом магнитной анизотропии. Показано, что в широком частотном диапазоне чувствительность мнимой компоненты импеданса к изменениям магнитной структуры провода превосходит чувствительность действительной компоненты. Анализ изменения компонент комплексного сопротивления под влиянием внешних воздействий может значительно расширить возможности магнитоимпедансной спектроскопии, а детектирование мнимой компоненты импеданса в магнитоимпедансных и стрессимпедансных преобразователях — повысить их чувствительность.

Высокие значения и радиальная неоднородность внутренних напряжений в аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводах, полученных быстрой закалкой из расплава, обуславливают формирование в них неоднородной магнитной доменной структуры [1–12]. Она оказывает значительное влияние не только на магнитные и магнитоупругие, но и на высокочастотные электрические свойства, в частности определяет вид магнитолевых зависимостей импеданса на разных частотах [2,3,10,12,13]. Высокая чувствительность импеданса магнитомягкого проводника к изменениям его магнитной структуры в последнее время используется не только для послойного анализа его магнитной анизотропии и магнитоупругих свойств, но и для определения процессов структурной релаксации сплавов, включая ее начальные стадии [14,15]. В подавляющем большинстве работ, посвященных изучению магнитоимпеданса, разработке на его основе высокочувствительных датчиков различных внешних воздействий, а также перспективам применения магнитоимпедансной спектроскопии для исследований магнитной и дефектной структур сплавов, внимание акцентируется на модуле комплексного импеданса, а его компоненты практически не анализируются. В то же время стоит отметить, что их рассмотрение позволило бы получить дополнительную информацию о свойствах материала и значительно расширить возможности как метода магнитоимпедансной спектроскопии, так и магнитоимпедансных преобразователей.

Изучение влияния внешних магнитных полей и упругих растягивающих напряжений на модуль импеданса $Z = (Z'^2 + Z''^2)^{1/2}$, его действительную Z' (активную) и мнимую Z'' (реактивную) составляющие проведено на аморфном магнитомягком проводе состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом $b = 85 \mu\text{m}$, полу-

ченном по методу быстрой закалки из расплава. Намагниченность насыщения провода составляла $M_S = 3.2 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, константа магнитострикции насыщения $\lambda_S = 2 \cdot 10^{-7}$, удельное электросопротивление $\rho = 8 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$. Для определения Z' , Z'' и Z , их частотных и магнитолевых зависимостей, а также для изучения стрессимпедансного эффекта использован автоматизированный измерительный комплекс магнитоимпедансной спектроскопии на базе прецизионного анализатора импеданса Agilent 4294A [16]. В ходе измерений действующее значение переменного тока составляло 1 mA , а его частотный диапазон $f = 0.01\text{--}100 \text{ MHz}$. Магнитоимпедансный эффект исследовался в магнитных полях напряженностью H до 12 kA/m , ориентированных вдоль оси провода. Растягивающие напряжения варьировались в интервале $\sigma = 0\text{--}327 \text{ MPa}$.

Частотные зависимости действительной компоненты импеданса провода при всех исследованных значениях σ являются монотонно возрастающими. Однако можно выделить три частотных диапазона, в которых характер влияния σ на Z' различен. В первом, низкочастотном диапазоне $f = 0.01\text{--}5 \text{ MHz}$ увеличение растягивающих напряжений приводит к уменьшению Z' (рис. 1, а). В третьем диапазоне — на частотах $50\text{--}100 \text{ MHz}$ (для $\sigma \leq 327 \text{ MPa}$) — к ее росту. В промежуточном — втором диапазоне частот — зависимость $Z'(\sigma)$ имеет максимум.

Частотные зависимости модуля импеданса подобны зависимостям $Z'(f)$ (рис. 1, а), но граничные частоты, соответствующие смене характера влияния σ на Z , несколько ниже.

В отличие от $Z'(f)$ зависимость $Z''(f)$ недеформированного провода немонотонна, и на частоте $\sim 2 \text{ MHz}$ она имеет слабовыраженный максимум (рис. 1, б). При растягивающем воздействии на провод $Z''(f)$ становится

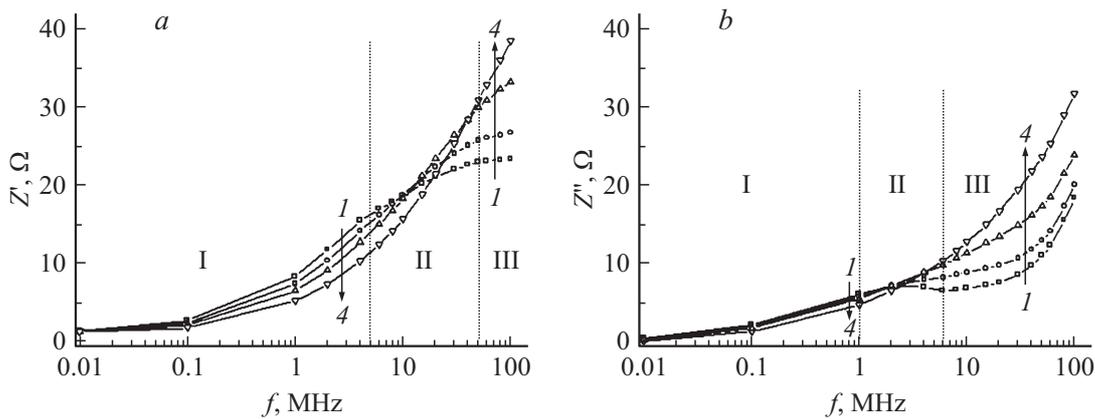


Рис. 1. Частотные зависимости действительной Z' (a) и мнимой Z'' (b) компонент импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при различных значениях упругих растягивающих напряжений: 1 — 0, 2 — 96, 3 — 173, 4 — 327 МПа; I–III — частотные диапазоны (см. текст).

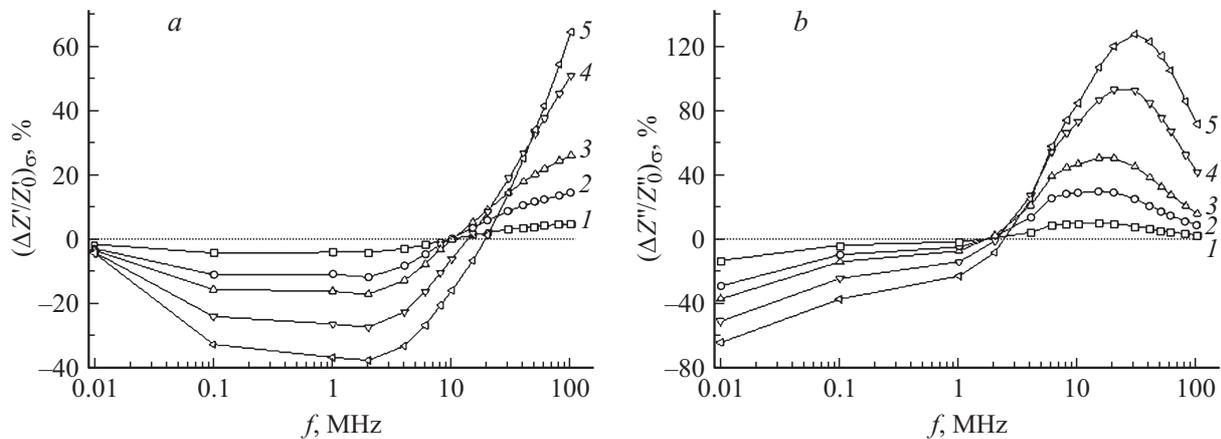


Рис. 2. Частотные зависимости относительного изменения действительной $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$ (a) и мнимой $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma$ (b) компонент импеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при его упругой деформации растяжения: 1 — $\sigma = 19$, 2 — 58, 3 — 96, 4 — 212, 5 — 327 МПа.

монотонно возрастающей. Для зависимостей $Z''(\sigma)$, как и в случае с $Z'(\sigma)$, можно выделить три частотных диапазона, в которых характер влияния σ на Z'' различен. На частотах 0.01–1 МГц растягивающие воздействия приводят к уменьшению мнимой компоненты импеданса, а на частотах 6–100 МГц (при $\sigma \leq 327$ МПа) — к ее росту (рис. 1, b). Таким образом, в отличие от частотных изменений $Z'(\sigma)$, диапазон частот, соответствующих переходу от монотонно убывающей к возрастающей зависимости $Z''(\sigma)$, сужается и смещается в область меньших значений f . Такое поведение $Z''(f)$ может свидетельствовать о достаточно резком частотном изменении циркулярной магнитной проницаемости μ_ϕ , во многом определяющей значение Z'' .

Частотный переход от монотонно убывающих к возрастающим зависимостям $Z(\sigma)$, $Z'(\sigma)$ и $Z''(\sigma)$ хорошо прослеживается и на частотных зависимостях стресс-импедансного эффекта $(\Delta Z/Z_0)_\sigma = (Z_\sigma - Z_{\sigma=0})/Z_{\sigma=0}$, а также соответствующих им частотных зависимостях относительных изменений компонент импеданса при рас-

тягивающем воздействии на провод (рис. 2). В рассматриваемом частотном диапазоне при растяжении провода наибольшее значение имеет относительное изменение мнимой компоненты импеданса $(\Delta Z''/Z''_0)_\sigma$. Так, при $\sigma = 327$ МПа на частоте 30 МГц он составляет $\sim 130\%$, в то время как $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma \approx 15\%$, а $(\Delta Z/Z_0)_\sigma \approx 35\%$. Частотная зависимость $(\Delta Z'/Z'_0)_\sigma$ в отличие от соответствующей зависимости $(\Delta Z/Z_0)_\sigma$ имеет максимум, который с ростом σ смещается в область более высоких значений f (рис. 2).

Рассмотренные особенности влияния σ на импеданс и его компоненты имеют прикладное значение. В частности, измерение сил, вызывающих деформацию магнитомягких проводников по мнимой компоненте импеданса, позволит значительно повысить чувствительность стрессимпедансных преобразователей на их основе. Не меньший практический интерес при разработке магнитолевых и температурных датчиков, в которых чувствительным элементом выступает магнитомягкий провод, представляет и наличие частотных диапазонов,

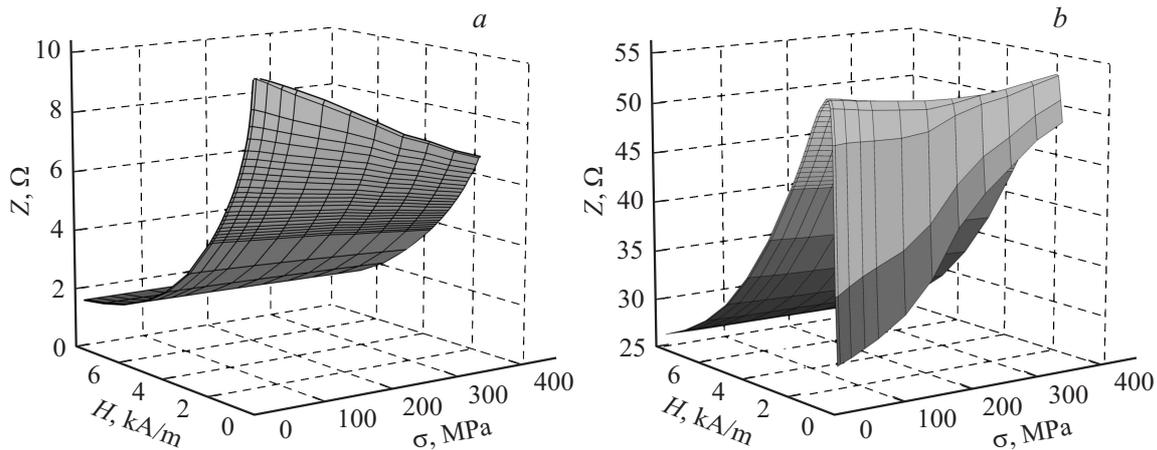


Рис. 3. Зависимости модуля импеданса Z аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от внешнего аксиально ориентированного магнитного поля H и упругих растягивающих напряжений σ на частотах пробного тока: a — 1, b — 100 МГц.

в которых влияние деформаций на импеданс и его компоненты минимально (рис. 1, 2).

Влияние σ на частотные зависимости импеданса и его компонент позволяет делать вывод не только о факте неоднородной доменной структуры провода, но и определять доминирующие в его объеме типы магнитной анизотропии. Анализируя их, учтем, что определяющее влияние на импеданс в высокочастотном диапазоне оказывает глубина скин-слоя δ . Когда $\delta < b$, действительная компонента импеданса в основном обусловлена электросопротивлением объема провода, занимаемого скин-слоем $Z' = R_{DC}b^2/(2b\delta - \delta^2)$, где R_{DC} — электросопротивление провода на постоянном токе. Если $\delta \ll b$, то данное выражение переходит в известное $Z' = R_{DC}b/2\delta$ [17]. Таким образом, используя экспериментальную зависимость $Z'(f)$ (рис. 1, a), можно определить частотную зависимость глубины скин-слоя $\delta(f)$. Найденная зависимость $\delta(f)$ позволяет оценить глубину скин-слоя, при которой происходит переход от внутренней области со значением циркулярной магнитной проницаемости $\mu_{\phi 1}$ к приповерхностной — с $\mu_{\phi 2}$. Частота переменного тока, соответствующая этому переходу, определяется по максимуму зависимости $Z''(f)$ при $\sigma = 0$ (рис. 1, b). Исходя из ее значения, следует вывод, что смена типа магнитной анизотропии происходит вблизи поверхности провода на глубине $\sim 6 \mu\text{m}$.

Так как $Z'' \sim (\mu_{\phi} f)^{1/2}$, наличие на зависимости $Z''(f)$ интервала частот с резким уменьшением dZ''/df с ростом f (на недеформированном проводе до отрицательных значений) свидетельствует о том, что $\mu_{\phi 1} > \mu_{\phi 2}$. Данное изменение μ_{ϕ} возможно как при уменьшении ее величины, по мере приближения к поверхности провода, с неизменной ориентацией намагниченности в его объеме, так и при переходе от аксиального (вдоль оси провода) типа магнитной анизотропии к геликоидальному или циркулярному типу.

Так как для исследуемого провода $\lambda_S > 0$, наблюдаемое в низкочастотном диапазоне уменьшение Z' и Z'' с ростом σ свидетельствует о доминировании в его

центральном объеме аксиальной магнитной анизотропии и увеличении ее эффективного значения при растягивающем воздействии, следствием чего является уменьшение μ_{ϕ} [17,18].

В области высоких частот увеличение Z'' с ростом σ возможно за счет увеличения в тонкой оболочке провода аксиальной компоненты намагниченности, что свидетельствует о ее исходной геликоидальной или циркулярной ориентации. В этом случае рост σ также должен приводить к уменьшению глубины перехода от аксиальной к геликоидальной доменной структуре и, следовательно, к росту граничной частоты, соответствующей смене характера влияния σ на компоненты импеданса, что и наблюдалось в ходе эксперимента.

Сделанный, исходя из частотных зависимостей импеданса и стрессимпедансных исследований, вывод о наличии в проводе тонкой оболочки с геликоидальным типом анизотропии, окружающей его аксиально намагниченную часть, согласуется с частотным изменением вида магнитопольевых зависимостей импеданса и его компонент. В низкочастотном диапазоне, при большой глубине скин-слоя, определяющее влияние на импеданс оказывает магнитная проницаемость области с аксиальным типом анизотропии, и с ростом H импеданс провода монотонно убывает (рис. 3, a). В области высоких частот при глубине скин-слоя, соизмеримой с толщиной оболочки, на зависимости $Z(H)$ появляется максимум (рис. 3, b). Подобные частотные изменения вида магнитопольевой зависимости импеданса типичны для проводов с отрицательной и слабой положительной магнитострикциями насыщения, имеющих комбинированный тип магнитной анизотропии [7–10].

Как и в случае с влиянием σ на частотные зависимости Z' и Z'' , для их магнитопольевых зависимостей также обнаруживается различие частот переменного тока, соответствующих переходу $Z'(H)$ и $Z''(H)$ от монотонно убывающего вида к имеющему максимум. Так, появление максимума на зависимости $Z''(H)$ наблюдается при достижении частоты $\sim 1 \text{ MHz}$, а на

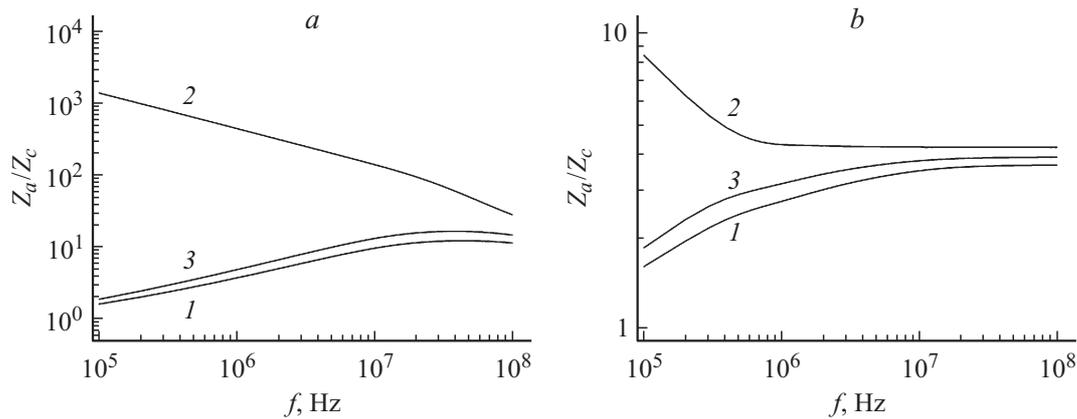


Рис. 4. Частотные зависимости отношения действительных (кривая 1) и мнимых (кривая 2) компонент комплексного сопротивления, его модуля (кривая 3) при аксиальной $\alpha_a = 90^\circ$ и геликоидальной: $a - \alpha_c = 1^\circ$, $b - \alpha_c = 25^\circ$ ориентациях намагниченности в магнитомягком проводе радиусом $b = 90 \mu\text{м}$ с $K_a = 10 \text{ Дж/м}^3$, $K_c = 30 \text{ Дж/м}^3$, $M_S = 2.5 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, $\tau_a = \tau_c = 10^8 \text{ с}$ и $\rho = 8 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{м}$.

зависимости $Z'(H) \sim 4 \text{ МГц}$, т.е. изменение μ_ϕ в радиальном направлении провода начинает проявляться на зависимости $Z''(H)$ на меньшей частоте и соответственно при большей глубине скин-слоя. Частоты, соответствующие появлению максимумов на зависимостях $Z'(H)$ и $Z''(H)$, коррелируют с частотами перехода от монотонно убывающих зависимостей $Z'(\sigma)$ и $Z''(\sigma)$ к экстремальным. Частотные зависимости максимального положительного эффекта магнитоимпеданса $(\Delta Z/Z_0)_H = (Z_{\text{max}} - Z_{H=0})/Z_{H=0}$, а также аналогично определяемых относительных изменений компонент импеданса $(\Delta Z'/Z'_0)$ и $(\Delta Z''/Z''_0)_H$, подобны соответствующим зависимостям стрессимпеданса.

Таким образом, изменения характера влияния σ и H на Z'' , вызванные изменением доминирования в μ_ϕ вкладов от областей с аксиальной и геликоидальной магнитными анизотропиями, начинают проявляться на значительно более низких частотах по сравнению с соответствующими изменениями Z' . Такое поведение Z'' свидетельствует о ее более высокой чувствительности к изменениям μ_ϕ , в частности, связанным с ориентационным изменением магнитной анизотропии.

Оценку влияния частотного изменения доминирования вкладов магнитных проницаемостей от доменов с аксиальным или геликоидальным типами анизотропий на Z' и Z'' можно провести путем сравнения отношения действительных Z'_a/Z'_c и мнимых Z''_a/Z''_c компонент комплексных сопротивлений для проводов, имеющих однородные магнитные структуры с преимущественно аксиальным (Z'_a, Z'_c) и геликоидальным (Z''_c, Z''_a) типами магнитных анизотропий.

Определение частотных зависимостей модуля комплексного сопротивления и его компонент проведено исходя из классического выражения [19]

$$\dot{Z} = \frac{1}{2} R_{DC} r b \frac{J_0(rb)}{J_1(rb)}, \quad (1)$$

где $r = (1 + j)/\delta$, j — мнимая единица, $\delta = (\rho/\pi\mu_0\mu_\phi f)^{1/2}$ — глубина скин-слоя, ρ — удельное

электросопротивление, μ_0 — магнитная постоянная, J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков соответственно. Частотные зависимости компонент комплексной циркулярной магнитной проницаемости и ее модуля $\mu_\phi = (\mu_\phi'^2 + \mu_\phi''^2)$ найдены в соответствии с подходом, используемым в работе [20], исходя из значений квазистатической циркулярной магнитной восприимчивости χ_0

$$\begin{aligned} \mu_\phi' &= 1 + \frac{\chi_0}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}, \\ \mu_\phi'' &= \frac{4\pi\chi_0 f \tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где τ — феноменологический параметр затухания. Величина χ_0 легко находится из выражения для объемной плотности свободной энергии магнитной среды. При учете влияния на χ_0 внешнего магнитного поля и растягивающих аксиальных напряжений σ она будет равна

$$\chi_0 = \frac{4\mu_0 M_S^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{2K\xi + 3\lambda_S \sigma \psi + 4\mu_0 H M_S}, \quad (3)$$

где $\xi = 3 \sin(\alpha - \theta) + \sin(\alpha + 3\theta)$, $\psi = 3 \sin(\alpha + \theta) - \sin^3(\alpha + \theta)$, α — угол отклонения линии легкого намагничивания (ЛЛН) от циркулярного направления, θ — угол отклонения намагниченности от ЛЛН, M_S — намагниченность насыщения, K — константа анизотропии. Угол $\theta(H, \sigma, \alpha)$ определяется условием минимума свободной энергии, из которого следует равенство

$$K \sin 2\theta = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin^2(\alpha + \theta) + \mu_0 H M_S \cos(\alpha + \theta). \quad (4)$$

При вычислении зависимостей $\chi_0(\alpha, K, \sigma, H)$, $Z'(f, \alpha, K, \sigma, H, \tau)$ и $Z''(f, \alpha, K, \sigma, H, \tau)$ использованы параметры, характерные для магнитомягких аморфных проводов с низкой магнитоотрицательностью. Учитывая возможные вариации феноменологического параметра

затухания в аксиально и циркулярно намагниченных областях провода, рассматривались его значения в интервале $\tau = 10^{-9} - 10^{-8}$ с [21,22].

Согласно вычислениям, во всем исследованном частотном диапазоне относительное различие значений мнимых компонент импеданса Z_a''/Z_c'' должно превышать соответствующее различие действительных компонент Z_a'/Z_c' (рис. 4). Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными. С ростом угла α_c отклонения линии легкого намагничивания ЛЛН от циркулярной ориентации происходит резкое уменьшение отношения Z_a''/Z_c'' (рис. 4, *a, b*). Влияние α_c на Z_a'/Z_c' менее значительно. Различия мнимых и действительных компонент импеданса при аксиальном и геликоидальном типах анизотропии с ростом частоты переменного тока убывают, что соответствует вытекающему из уравнения (1) выводу о равенстве величин Z' и Z'' на высоких частотах ($\delta \ll b$)

$$|Z'| = |Z''| = \frac{l}{b} \sqrt{\frac{\rho \mu_0 \mu_\phi f}{4\pi}}, \quad (5)$$

где l — длина проводника.

Влияние феноменологического параметра затухания на μ_ϕ , Z и их компоненты с ростом частоты усиливается. Это сказывается на характере зависимостей $Z_a''/Z_c''(f)$, который при $\tau_a > \tau_c$ является монотонно убывающим, а при $\tau_a < \tau_c$ и угле α_c — большим некоторого критического значения, имеет в исследованном диапазоне частот минимум.

Таким образом, следующий из численного расчета частотных зависимостей Z' и Z'' вывод о более высокой чувствительности мнимой компоненты импеданса к изменениям магнитной структуры провода по сравнению с чувствительностью действительной компоненты и, следовательно, более резкие и происходящие на меньших частотах изменения Z'' в результате радиального перехода намагниченности от аксиальной к геликоидальной ориентации хорошо согласуется с результатами эксперимента. Обнаруженный немонотонный характер зависимости $Z''(f)$, а также отклик $Z''(f)$ и $Z'(f)$ на деформационное и магнитопольное воздействия на провод с низкой положительной константой магнитострикции согласуются с модельным представлением его доменной структуры. В ряде случаев определение доминирующих по отношению к Z и Z' изменений мнимой компоненты импеданса под влиянием внешних магнитопольных и деформационных воздействий может повысить чувствительность магнитоимпедансных и стрессимпедансных преобразователей, а также метода магнитоимедансной спектроскопии материалов.

Список литературы

- [1] *Mohri K., Humphrey F.B., Yamasaki J., Kinoshita F.* // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. 21. P. 2017–2019.
- [2] *Madurga V., Hernando A.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. Vol. 2. P. 2127–2132.
- [3] *Liu J., Malmhall R., Savage S.J., Arnberg L.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. P. 4238–4240.
- [4] *Слуцкер А.И., Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Толочко О.В., Амосова О.В.* // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 2. С. 280–284.
- [5] *Kurlyandskaya G.V.* // Encyclopedia of Sensors. 2006. Vol. 4. P. 205–237.
- [6] *Vazquez M., Chen D.X.* // IEEE Trans. Magn. 1995. Vol. 31. P. 1229–1238.
- [7] *Panina L.V., Mohri K., Ushiyama T., Noda M., Bushida K.* // IEEE Trans. Magn. 1995. Vol. 31. P. 1249–1260.
- [8] *Vazquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 939–949.
- [9] *Knobel M., Vazquez M., Sanchez M.L., Hernando A.* // JMMM. 1997. Vol. 169. P. 89–97.
- [10] *Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagarkov A.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. Vol. 10. P. 2453.
- [11] *Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Pozdnyakov V.A., Prokoshin A.F., Usov N.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. P. 1788.
- [12] *Usov N.A.* // JMMM. 2002. Vol. 249. P. 3–8.
- [13] *Семиров А.В., Гаврилюк А.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Семенов А.Л., Ущановская З.Ф.* // Дефектоскопия. 2007. № 10. С. 3–7.
- [14] *Курляндская Г.В., де Кос Д., Волчков С.О.* // Дефектоскопия. 2009. № 6. С. 13.
- [15] *Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Гаврилюк А.А., Захаров Г.В., Сапожников А.Н.* // Дефектоскопия. 2010. № 12. С. 26–31.
- [16] *Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Гаврилюк А.А., Захаров Г.В., Дервянко М.С.* // Научное приборостроение. 2010. Т. 20. Вып. 2. С. 42–45.
- [17] *Семиров А.В., Гаврилюк А.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 35. С. 24–29.
- [18] *Семиров А.В., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Гаврилюк А.А., Семенов А.Л., Захаров Г.В.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 11. С. 25–29.
- [19] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
- [20] *Beach R.S., Berkowitz A.E.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 6209–6213.
- [21] *Machado F.L.A., Rezende S.M.* // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. P. 6558–6560.
- [22] *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987. 419 с.