

Влияние температуры на магнитоимпеданс в аморфных микропроводах $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{Ni}_{43.08}\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}$

© Дж. Алам, М.Г. Неъматов, Н.А. Юданов, Х. Хашим, А.С. Курочка, А.В. Нуриев, Л.В. Панина[✉], В.Г. Костишин

Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

[✉] E-mail: drlpanina@gmail.com

Поступила в Редакцию 1 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 10 ноября 2022 г.

Принята к публикации 10 ноября 2022 г.

Проведено исследование температурного поведения высокочастотного магнитоимпеданса (МИ) в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке вплоть до температуры Кюри T_C . Использовались образцы из сплава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ с низкой температурой Кюри ($T_C \sim 48^\circ\text{C}$) и отрицательной магнитострикцией. Вблизи T_C кривые импеданса сохраняют характерное поведение для материалов с циркулярной анизотропией, но чувствительность МИ по отношению к полю резко снижается. Изменение импеданса с температурой становится значительным только в присутствии внешнего магнитного поля. При повышении температуры от комнатной до T_C относительное изменение импеданса может достигать 140–275% в области частот 0.1–0.9 GHz и магнитном поле ~ 10 Oe. С учетом нахождения T_C в практически важной температурной области, полученные результаты интересны для разработки миниатюрных температурных сенсоров, в том числе бесконтактных встраиваемых сенсоров.

Ключевые слова: аморфные сплавы, МИ-эффект, циркулярная анизотропия, спин-ориентационный переход.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54302.513

1. Введение

Аморфные сплавы переходных металлов, которые производятся путем быстрого затвердевания из расплава в виде тонких лент или проводов, представляют интерес как превосходные магнитомягкие материалы, так как в них практически отсутствует магнитокристаллическая анизотропия. Типичными составами являются $(\text{Fe,Co,Ni})_{70-85}(\text{Si,B})_{15-30}$ at.%, где металлоиды Si и B необходимы для образования стекла и для стабилизации аморфной структуры. Детальный состав может широко варьироваться в зависимости от конкретных практических задач [1–3]. Применительно к эффекту магнитоимпеданса (МИ) наиболее перспективными являются сплавы на основе CoFe, в которых, варьируя содержание Fe, Mn, и Ni, можно реализовать почти нулевую и отрицательную магнитострикцию ($\sim -10^{-7}$), т.е. значительно уменьшить также и магнитоупругую анизотропию. Отрицательная магнитострикция в сочетании с растягивающими напряжениями приводит к анизотропии типа „легкая плоскость“. Внешнее магнитное поле H , направленное вдоль напряжений, является „трудным полем“, и при $H \approx H_K$ (H_K — поле анизотропии) возможен спин-ориентационный переход, вблизи которого наблюдается резкий рост магнитной проницаемости [4]. В случае аморфных микропроводов направление легкого намагничивания соответствует азимутальному направлению, что связано с уменьшением магнитодипольной энергии (анизотропии формы). Такую анизотропию принято называть

циркулярной. Внешнее поле вдоль оси микропровода при условии спин-ориентационного перехода вызывает резкое увеличение циркулярной магнитной проницаемости, что и обуславливает большую чувствительность импеданса к магнитному полю в окрестности H_K (до 600%/Oe [5]).

Для применений в сенсорных приборах МИ-характеристики должны быть температурно стабильными [6,7]. Это требует достаточно высоких температур Кюри (T_C) и кристаллизации (T_{cr}) применяемых сплавов. При увеличении содержания металлоидов значение T_{cr} увеличивается, а T_C — снижается. При концентрации SiB порядка 25 at.% значение T_C аморфных сплавов CoFe превышает 300°C , а температуры кристаллизации — 500°C [1], поэтому такие материалы подходят для практических применений.

Магнитоупругая анизотропия аморфных микропроводов в стеклянной оболочке может существенно зависеть от температуры, что обусловлено релаксацией внутренних механических напряжений. При низкой константе магнитострикции это может приводить к изменениям в магнитной структуре уже при температурах порядка $40-80^\circ\text{C}$ [8]. Такие нежелательные температурные эффекты могут устраняться с помощью отжига [9].

В ряде работ было предложено использовать аморфные сплавы с низким значением T_C для сенсорных применений [10]. Вблизи T_C спонтанная намагниченность M_s уменьшается; соответственно, уменьшаются и другие магнитные параметры, такие как константы

анизотропии и магнитострикции. Это приводит к изменениям в поведении МИ вблизи T_C , как было показано в ряде работ [9,11–14] для МГц-частот. Как правило, практически интересный температурный диапазон не превышает 100°C . Для понижения T_C могут использоваться сплавы с большим содержанием металлоидов. Однако при этом резко уменьшается спонтанная намагниченность M_s . С другой стороны, в сплавах Co-Fe с относительно большим содержанием Ni или Cr также происходит уменьшение T_C [15,16].

В настоящей работе исследуется температурное поведение МИ в GHz-диапазоне частот в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке из сплавов CoFeNiBSi ($T_C \sim 48^\circ\text{C}$). Добавление Ni не только снижает значение T_C , но и обуславливает отрицательную магнитострикцию, поэтому микропровода имеют циркулярную анизотропию и чувствительный МИ.

Надо отметить, что изменение M_s и других зависящих от него параметров происходит значительно медленней в аморфных сплавах по сравнению с кристаллическими сплавами. Это способствует плавной температурной зависимости МИ, что важно для разработки сенсоров с широким рабочим диапазоном температур.

2. Материалы и экспериментальные методики

Использовались аморфные микропровода $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ в стеклянной оболочке, полученные методом Тейлора–Улитовского [17]. Диаметр металлического сердечника $d = 31 \mu\text{m}$, общий диаметр $D = 37 \mu\text{m}$.

Константа магнитострикции измерялась методом малуглового вращения намагниченности [18] и составляла $-4.2 \cdot 10^{-7}$.

Известно, что аморфные микропровода в стеклянной оболочке могут демонстрировать значительную температурную зависимость статических магнитных свойств, обусловленную релаксацией внутренних механических напряжений, что также проявляется уже при температурах порядка $40\text{--}80^\circ\text{C}$ [8,19]. Во избежание проявления температурных эффектов, не связанных с приближением к температуре фазового перехода, проводился отжиг с помощью электрического тока 25 мА. Детали проведения отжига и определения температуры отжига даны в работе [20]. В данном случае это соответствует температуре отжига порядка 130°C .

T_C определялась по температурной зависимости намагниченности $M(T)$, измеренной с помощью вибрационного магнетометра (VSM, Lake Shore series 7400). Для практического определения T_C проводится экстраполяция наиболее крутой части кривой $M(T)$, измеренной в малых полях, на ось температур. Тангенс угла наклона определяется из численной оценки максимума производной dM/dT .

Петли гистерезиса были измерены индукционным методом. В установке использовались две дифференциальные катушки с внутренним диаметром 3 мм. Образцы намагничивались полем с амплитудой 12.5 Ое и частотой 500 Нз. Для исследования воздействия нагрева на петли гистерезиса дифференциальные катушки с образцом помещали внутрь термоизолированной камеры, производящей равномерный нагрев и управляемой переключателем. Для измерения температуры вблизи катушки с образцом устанавливали термодатчик.

Измерения МИ проводились с использованием векторного анализатора цепей Hewlett-Packard 8753E в диапазоне частот от 0.1 до 1.5 GHz. Применялась усовершенствованная методика калибровки SOLT (Short-Open-Load-Thru) с использованием специально разработанных полосковых ячеек в качестве стандартов калибровки [21,22]. Необходимость этой калибровки обусловлена методом измерения, при котором измеряемый элемент (ферромагнитный провод) не может быть непосредственно соединен с коаксиальными кабелями. Калибровочные ячейки сделаны на основе печатной платы Rogers-RT5880 с диэлектрической проницаемостью 2.2 ± 0.02 , значение которой не изменяется с температурой до 300°C . Измерительная ячейка включает SMA-коннекторы (субминиатюрный тип-A), микрополосковые линии, микропровод, подсоединяемый к полоскам с помощью проводящей краски. Сопротивления (по постоянному току) измерительной ячейки и образца не зависят от температуры в исследуемом температурном интервале (с точностью до погрешности измерения мультиметром).

Спектры импеданса Z рассчитывались по параметру S_{21} стандартным образом с использованием эквивалентной схемы: $Z = 2Z_0(1 - S_{21})/S_{21}$, $Z_0 = 50 \Omega$. Измерительная ячейка помещалась внутрь катушки Гельмгольца, которая создавала медленно меняющееся магнитное поле до 45 Ое. Температурные измерения проводили с использованием той же камеры, что и для петель гистерезиса, при этом термодатчик устанавливалась вблизи печатной платы с образцом. Длина провода для измерения импеданса составляла 10 мм. Между тем, уже при частотах порядка 2 GHz длина электромагнитной волны вдоль образца оказывается порядка его длины, и он уже не может рассматриваться как сосредоточенный. Необходимо учитывать время запаздывания [21]. В настоящей работе мы ограничились частотами до 1.5 GHz и анализировали поведение действительной части импеданса, так как эффекты запаздывания дают максимальный вклад в мнимую часть импеданса.

3. Результаты и обсуждения

На рис. 1 представлены температурные зависимости намагниченности, измеренные в полях 30 и 100 Ое. Значение T_C определялось по максимуму производной

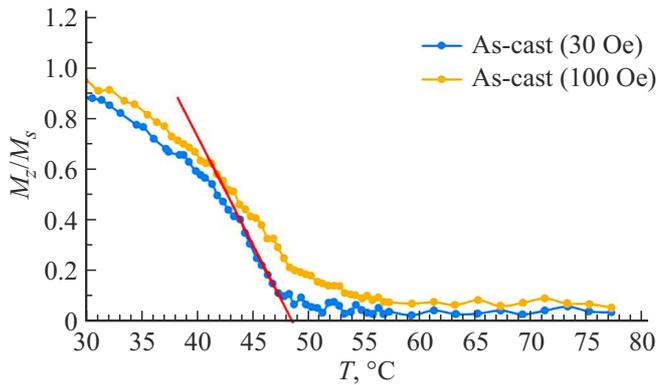


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности M_z , измеренные при в магнитном поле вдоль провода (30 и 100 Ое), нормированные на намагниченность насыщения M_s при комнатной температуре, для исходного аморфного микропровода $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$. Линия соответствует максимуму производной намагниченности по температуре.

намагниченности для относительно маленького поля 30 Ое и составляет $(48 \pm 1)^\circ\text{C}$.

3.1. Петли гистерезиса

Петли гистерезиса образцов в исходном состоянии и после отжига для различных температур представлены на рис. 2. Петли обоих образцов для всех температур отличаются незначительно. При используемых температурах отжига изменения константы магнитострикции не происходит, а частичная релаксация внутренних напряжений не приводит к существенному изменению анизотропии, так как константа магнитострикции исходного микропровода относительно большая.

Можно предположить, что температурные изменения в обоих случаях обусловлены только близостью к T_C . Наклонная форма петли соответствует циркулярной анизотропии в микропроводах с отрицательной магнитострикцией. Аппроксимируя изменение намагниченности линейной функцией, можно оценить эффективное поле анизотропии H_K . При комнатной температуре $H_K \approx 2.2$ Ое для исходного образца и $H_K \approx 2.6$ Ое для отожженного образца. При увеличении температуры форма петли сохраняется, но поле анизотропии уменьшается. При этом увеличивается остаточная намагниченность, то есть увеличивается область микропровода, где легкая ось анизотропии является осью микропровода.

При приближении к T_C константа анизотропии K (или магнитострикции λ_s) уменьшается быстрее, чем намагниченность. В случае классической модели анизотропии для системы локализованных спинов в широкой области температур $K(T) \propto M_s^{l(l+1)/2}$, где l — порядок сферической гармоники, определяющей угловую зависимость локальной анизотропии. Непосредственно вблизи T_C $K(T) \propto M_s^l$ [23]. Для одноосных материалов $l = 2$. Теория хорошо описывает поведение анизотропии и магнитострикции в магнитных диэлектриках и также применима к аморфным сплавам переходных металлов [24]. Поэтому можно предположить, что константа анизотропии, обусловленная магнитострикцией, изменяется с температурой как

$$K \propto M_s^n, \quad n = 2-3. \quad (1)$$

Это объясняет быстрое уменьшение циркулярного поля анизотропии. При этом возрастает роль анизотропии формы, что приводит к увеличению остаточной намагниченности.

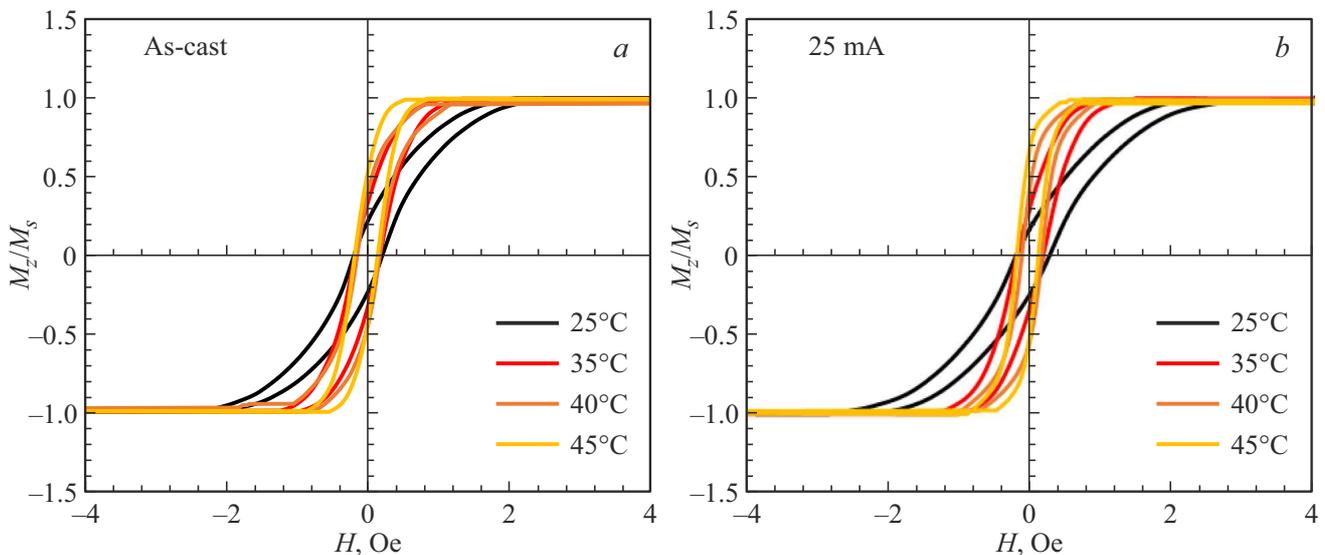


Рис. 2. Петли гистерезиса микропроводов состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ для различных температур (нормированные на намагниченность насыщения при данной температуре): a — в исходном состоянии, b — после отжига током в 25 мА.

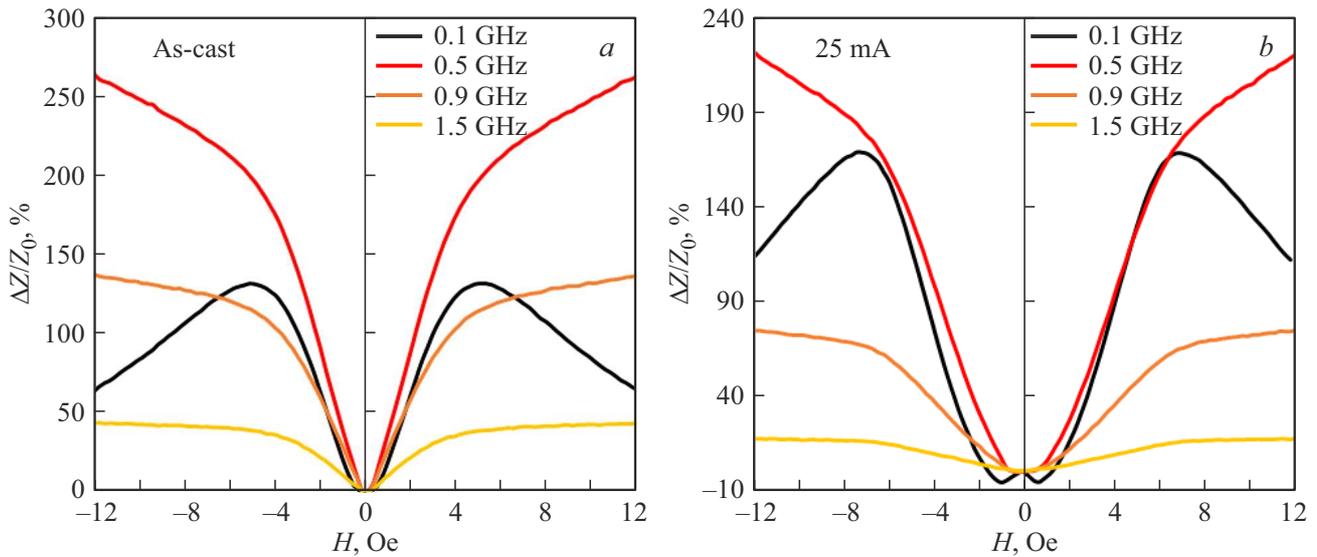


Рис. 3. Относительное изменение импеданса $\Delta Z/Z_0$ при комнатной температуре для микропровода состава $Co_{27.4}Fe_5B_{12.26}Si_{12.26}Ni_{43.08}$ для различных частот: *a* — в исходном состоянии, *b* — после отжига током в 25 мА.

3.2. МИ-характеристики для различных частот

Относительное изменение импеданса (МИ-параметр) определялось как

$$\frac{\Delta Z}{Z_0} = \frac{Z(H) - Z(H = 0)}{Z(H = 0)}. \quad (2)$$

$\Delta Z/Z_0$ -характеристики для различных частот представлены на рис. 3. Поведение типично для материалов с легкой осью намагничивания, перпендикулярной магнитному полю. Для последующего обсуждения приведем некоторые теоретические результаты для высокочастотного импеданса материалов в форме микропроводов. Если предположить, что скин-эффект существенен, то есть глубина скин-слоя меньше радиуса провода a , выражение для импеданса Z имеет вид [25]:

$$Z = R_{DC} \frac{(1 - j)a}{2\delta} (\sqrt{\mu} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta). \quad (3)$$

В формуле (3) R_{DC} — сопротивление постоянному току, параметр δ соответствует глубине скин-слоя немагнитного металла ($\mu = 1$), μ — динамическая магнитная проницаемость, и θ — угол отклонения статической намагниченности от оси провода. Динамическая магнитная проницаемость в формуле (3) определяется следующим образом:

$$\mu = 1 + \frac{\Omega_M(\Omega_1 - i\tau\omega)}{(\Omega_1 - j\tau\omega)(\Omega_2 - j\tau\omega) - \omega^2}, \quad (4)$$

$$\Omega_M = \gamma 4\pi M_s,$$

$$\Omega_1 = \gamma(H \cos \theta + H_K \cos^2(\alpha - \theta)) + \Omega_M,$$

$$\Omega_2 = \gamma(H \cos \theta + H_K \cos 2(\alpha - \theta)).$$

В формуле (4) α — угол между легкой осью анизотропии и осью провода, H — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси провода, $H_K = 2K/M_s$ — поле анизотропии, ω — круговая частота, τ — параметр релаксации и γ — гиромагнитное отношение. При низких частотах

$$\mu \approx 1 + \frac{4\pi M_s}{H \cos \theta + H_K \cos 2(\alpha - \theta)}, \quad (5)$$

величина которой для $\alpha \approx \pi/2$ имеет максимум при $H \approx H_K$, что обуславливает максимум импеданса при низких частотах. При увеличении частоты максимум расплывается и смещается в область более высоких полей. На частоте 0.1 GHz наблюдаются два симметричных максимума в полях $\pm H_m$, причем значение H_m значительно превышает H_K , определенное из петель гистерезиса. Это может быть связано и с особенностями поверхностной анизотропии. Для более высоких частот чувствительные изменения импеданса связаны с изменением угла θ статической намагниченности под действием магнитного поля. После того, как провод намагничен вдоль оси (в (3) $\cos^2 \theta = 1$), все изменения в Z связаны с дисперсией магнитной проницаемости μ , которая слабо зависит от H вдали от ферромагнитного резонанса. При этом импеданс увеличивается с гораздо меньшим наклоном, и на графике $Z(H)$ появляется точка перегиба. При более высоких частотах (больших, чем частота ферромагнитного резонанса $\omega \gg \omega_{res} = \sqrt{\Omega_1 \Omega_2}$) и небольших полях импеданс выходит на насыщение. Подобные высокочастотные характеристики импеданса в этом типе проводов были продемонстрированы в ряде публикаций [22,26,27].

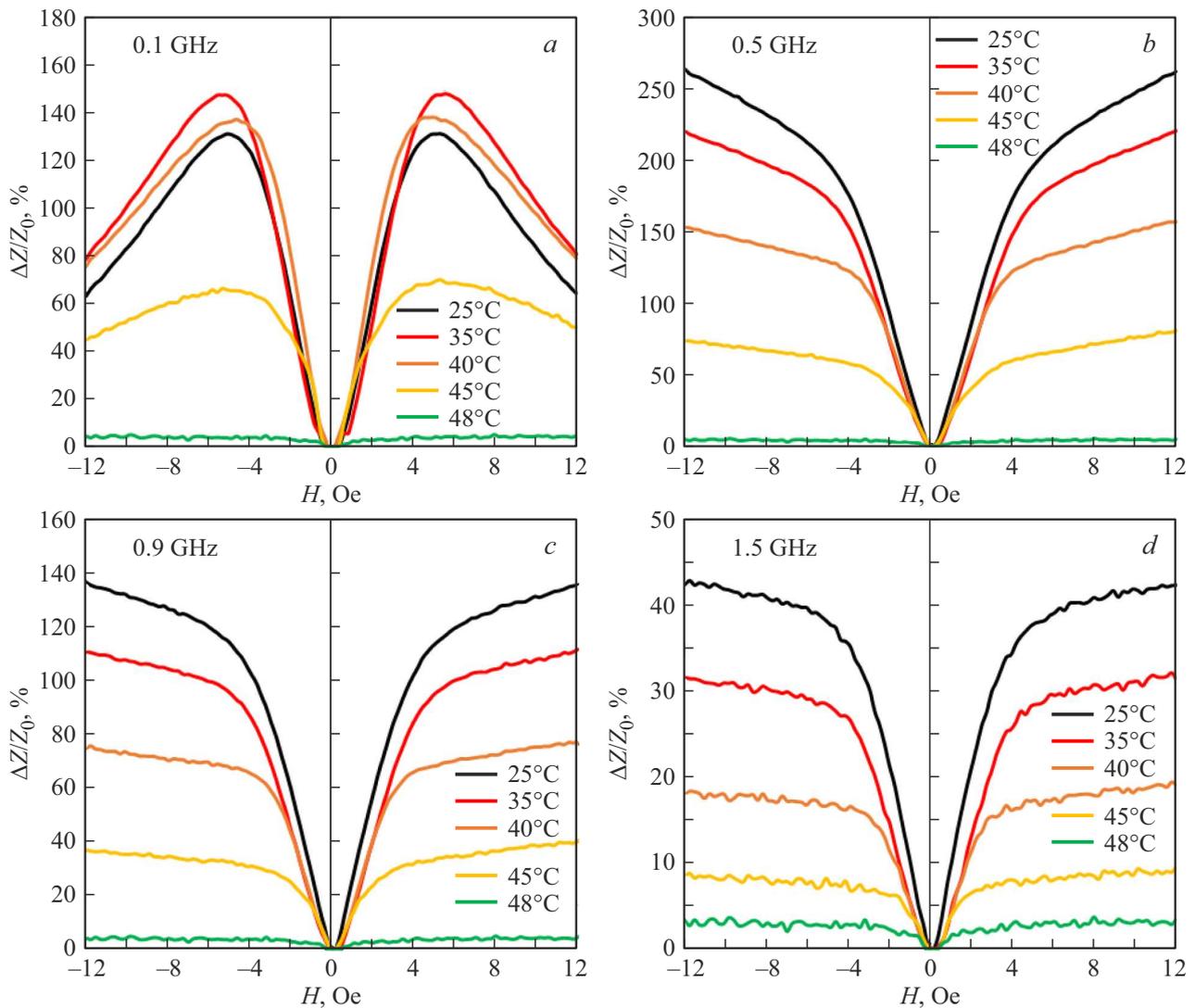


Рис. 4. Относительное изменение импеданса $\Delta Z/Z_0$ для различных температур и частот для микропровода состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$: *a* — 0.1, *b* — 0.5, *c* — 0.9, *d* — 1.5 GHz.

3.3. Влияние температуры на МИ при изменении от комнатной температуры до T_C (Т-МИ)

Значительные изменения магнитных параметров при приближении к T_C приведут к изменениям в поведении МИ. На рис. 4 приведены полевые зависимости $\Delta Z/Z_0$ для различных температур (вплоть до T_C) на разных частотах от 0.1 до 1.5 GHz для исходного микропровода. Характер изменения параметра МИ при увеличении температуры сохраняется на всех частотах. В области малых полей, где значение $\cos^2 \theta \ll 1$, изменение импеданса с температурой незначительно, так как импеданс слабо зависит от магнитных свойств. При низких частотах максимальные изменения наблюдаются в поле, где импеданс достигает максимума, причем $\Delta Z/Z_0$ имеет немонотонную зависимость от температуры: сначала наблюдается небольшое увеличение с последующим

падением. Это может быть обусловлено увеличением начальной восприимчивости (в (1) $n > 2$). По мере увеличения частоты, параметр МИ для полей $H > H_K$ монотонно уменьшается с увеличением температуры. При приближении к T_C частота ферромагнитного резонанса уменьшается ($\omega_{\text{res}} \rightarrow \gamma H$ при $T \rightarrow T_C$). Это означает, что при увеличении температуры произойдет резкое уменьшение магнитной проницаемости, так как для любой частоты $\omega > \gamma H$ и температур, достаточно близких к T_C , будет выполняться условие $\omega_{\text{res}} > \omega_{\text{res}}(T)$. Соответственно, наблюдается уменьшение импеданса. Максимальное изменение параметра МИ с температурой наблюдается на частоте 0.5 GHz. Например, в поле 12 Oe $\Delta Z/Z_0$ уменьшается с 275 до 75% при изменении температуры от комнатной до 45°C, и при $T = 48^\circ\text{C}$ практически обращается в ноль (менее 2%). Значительные изменения импеданса сохраняются и на более высоких частотах — 42% на частоте 1.5 GHz.

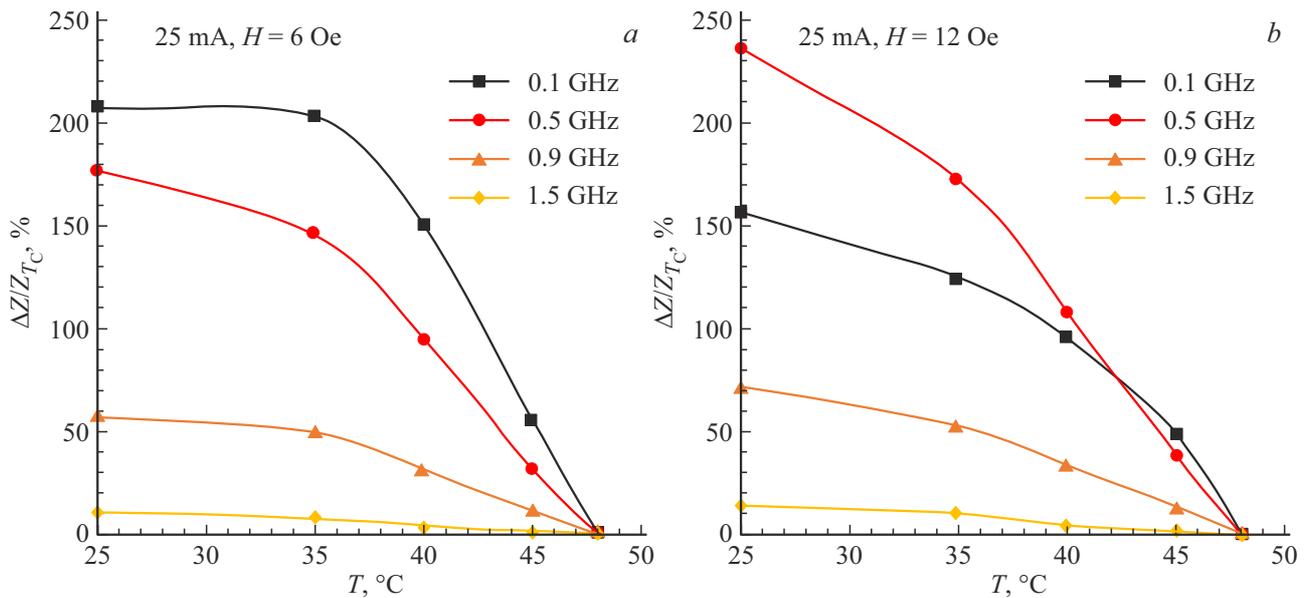


Рис. 5. Температурные зависимости относительного изменения импеданса $\Delta Z/Z_{T_C}$ для различных частот для микропровода состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{Ni}_{43.08}\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}$. Приведены результаты для двух полей: *a* — 6, *b* — 12 Oe.

Аналогичное поведение было получено и для отожженного микропровода. Это свидетельствует о том, что частичная релаксация внутренних напряжений не влияет на магнитную структуру, и изменения в поведении высокочастотного импеданса связаны с подходом к T_C . На рис. 5 представлены температурные зависимости относительного изменения импеданса для отожженного провода, нормированные на его значение при $T \approx T_C$ (48°C):

$$\frac{\Delta Z}{Z_{T_C}} = \frac{Z(H, T) - Z(T_C)}{Z(T_C)}.$$

Поскольку в малых полях температурные изменения импеданса незначительны, далее рассматривается температурное поведение импеданса при воздействии магнитного поля. Данные приведены для двух полей: H_m , где импеданс как функция поля имеет максимум на низких частотах, и максимальном поле 12 Oe, используемом в эксперименте (поскольку на высоких частотах наблюдается увеличение импеданса с ростом поля). На низких частотах в поле H_m параметр $\Delta Z/Z_{T_C}$ имеет плато и начинает уменьшаться при $T > 35^\circ\text{C}$ (на 210% при $T = T_C$). С увеличением частоты температурные изменения импеданса уменьшаются и на частоте 1.5 GHz составляют порядка 12% . В поле 12 Oe параметр $\Delta Z/Z_{T_C}$ максимален на частоте 0.5 GHz и составляет 240% , что обусловлено отсутствием максимума на зависимости импеданса от поля. Однако при дальнейшем увеличении частоты $\Delta Z/Z_{T_C}$ также быстро уменьшается до 16% на частоте 1.5 GHz. Следует отметить, что для отожженного провода температурные изменения импеданса выше на низких частотах по сравнению с исходным образцом, что может быть связано с более низкой анизотропией

вблизи поверхности за счет релаксации напряжений. По этой же причине изменения импеданса на более высоких частотах значительно меньше.

4. Заключение

Исследовано температурное поведение магнитоимпеданса (МИ) в микропроводах состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{Ni}_{43.08}\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}$ ($T_C \approx 48^\circ\text{C}$) с отрицательной магнитострикцией и циркулярной магнитной анизотропией. Результаты показывают, что относительное изменение импеданса при повышении температуры от комнатной до T_C остается высоким вплоть до GHz-частот ($\sim 70\text{--}140\%$), и зависит от воздействия магнитного поля. Температурный МИ может представлять интерес для создания бесконтактных сенсоров температуры в микроволновом диапазоне.

Благодарности

Авторы благодарны В. Ларину, MFTI Ltd (<http://www.microwires.com>) за предоставление образцов микропроводов.

Финансирование работы

Работа была поддержана грантом РФФИ № 20-32-90129.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Herzer. *Acta Materialia* **61**, 3, 718 (2013).
- [2] P.R. Ohodnicki Jr, Y.L. Qin, D.E. Laughlin, M.E. McHenry, V. Keylin. *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 3, 315 (2010).
- [3] W.P. Tian, H.W. Yang, S.D. Zhang. *Acta Metallurgica Sinica (Engl. Lett.)*. **31**, 3, 308 (2018).
- [4] Г.В. Курляндская, Н.Г. Бебенин, В.О. Васьковский. *Физика металлов и металловедение* **111**, 2, 136 (2011).
- [5] L. Kraus, Z. Frait, K.R. Pirota, H. Chiriac. *J. Magn. Magn. Mater.* **254–255**, 399 (2003).
- [6] J. Nabias, A. Asfour, J.-P. Yonnet. *IEEE Trans. Magn.* **53**, 4, 4001005 (2017).
- [7] M. Malátek, P. Ripka, L. Kraus. *Sens. Actuators A Phys.* **147**, 2, 415 (2008).
- [8] A. Chizhik, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Zhukov, J. Gonzalez. *J. Magn. Magn. Mater.* **400**, 356 (2016).
- [9] L.V. Panina, A. Dzhumazoda, S.A. Evstigneeva, A.M. Adam, A.T. Morchenko, N.A. Yudanov, V.G. Kostishyn. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 147 (2018).
- [10] R. Varga, P. Klein, R. Sabol, K. Richter, R. Hudak, I. Polaček, D. Praslicka, M. Šmelko, J. Hudak, I. Mikita, G.A. Badini-Confalonieri, R. El Kammouni, M. Vázquez. *Springer Ser. Mater. Sci.* **252**, 169 (2017).
- [11] H. Chiriac, C.S. Marinescu, T.-A. Óvári. *J. Magn. Magn. Mater.* **196–197**, 162 (1999).
- [12] A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, G.V. Kurlyandskaya. *Tech. Phys.* **58**, 5, 774 (2013).
- [13] M. Kurniawan, R.K. Roy, A.K. Panda, D.W. Greve, P. Ohodnicki, M.E. McHenry. *J. Electron. Mater.* **43**, 4576 (2014).
- [14] D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, M.S. Derevyanko, A.V. Semirov. *Russ. Phys. J.* **58**, 141 (2015).
- [15] V. Zhukova, M. Ipatov, A. Zhukov, R. Varga, A. Torcunov, J. Gonzalez, J.M. Blanco. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 1, 16 (2006).
- [16] S. Partha, A. Basu Mallick, R.K. Roy, A.K. Panda, A. Mitra. *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 8, 1551 (2012).
- [17] H. Chiriac. *Mater. Sci. Eng. A* **304–306**, 1, 166 (2001).
- [18] M. Churyukanova, V. Semenikova, S. Kaloshkin, E. Shuvaeva, S. Gudoshnikov, V. Zhukova, I. Shchetinin, A. Zhukov. *Phys. Status Solidi A* **213**, 2, 363 (2016).
- [19] A. Chizhik, A. Stupakiewicz, V. Zablotskii, M. Tekielak, V. Stupakevich, A. Zhukov, J. Gonzalez, A. Maziewski. *J. Alloys. Compounds* **632**, 520 (2015).
- [20] M.G. Nematov, I. Baraban, N.A. Yudanov, V. Rodionova, F.X. Qin, H.-X. Peng, L.V. Panina. *J. Alloys. Compounds* **837**, 155584 (2020).
- [21] Y. Zhao, Y. Wang, D. Estevez, F.X. Qin, H. Wang, X.F. Zheng, D. Makhnovskiy, H.X. Peng. *Measurement Sci. Technol.* **31**, 2, 025901 (2019).
- [22] J. Alam, M. Nematov, N. Yudanov, S. Podgornaya, L. Panina. *Nanomater.* **11**, 5, 1208 (2021).
- [23] H.B. Callen, E. Callen. *J. Phys. Chem. Solids* **27**, 8, 1271 (1966).
- [24] R.C. O’Handley. *Phys. Rev. B* **18**, 2, 930 (1978).
- [25] D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps. *Phys. Rev. B* **63**, 14, 144424 (2001).
- [26] P. Marín, D. Cortina, A. Hernando. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, Part 2, 1597 (2005).
- [27] M. Vázquez, A.-L. Adenot-Engelvin. *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 14, 2066 (2009).

Редактор Е.В. Толстякова