

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.622.4:539.213.27:53.096:53.098

МАГНИТНЫЙ ИМПЕДАНС ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЧАСТИЧНО ПРОФИЛИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР

© 2021 г. Н. А. Бузников^а, Г. В. Курляндская^{б, в, *}

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

^бУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

^вUniversidad del País Vasco UPV/EHU, Sarriena s/n, Leioa, 48940 España

*e-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru

Поступила в редакцию 06.04.2021 г.

После доработки 09.04.2021 г.

Принята к публикации 12.04.2021 г.

Предложен и теоретически исследован новый тип многослойных пленочных структур с высоким гигантским магнитным импедансом (ГМИ). Многослойная структура состоит из центрального слоя с высокой проводимостью и двух внешних ферромагнитных слоев, расположенных под и над проводящим слоем. Верхний слой представляет собой периодическую структуру, состоит из N -многослойных элементов и $N + 1$ -областей, в которых многослойные элементы отсутствуют (верхний слой профилирован). Создана электродинамическая модель, которая позволяет найти значения поперечной магнитной проницаемости μ_1 и μ_2 для верхнего и нижнего слоев ГМИ-структуры при помощи стандартной процедуры решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица с учетом уравнения для равновесных углов намагниченности. Показано, что для профилированной структуры при уменьшении угла отклонения оси эффективной магнитной анизотропии от поперечного направления магнитная проницаемость верхнего слоя возрастает, что приводит к усилению скин-эффекта и увеличению эффекта ГМИ.

Ключевые слова: многослойные пленочные структуры, гигантский магнитный импеданс, частично профилированные пленочные элементы, магнитные сенсоры

DOI: 10.31857/S0015323021080040

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные пленочные структурированные элементы привлекают к себе особое внимание как с точки зрения исследования интересных физических явлений, так и с точки зрения практических приложений [1–3]. Одним из наиболее востребованных приложений пленочных элементов являются детекторы слабых магнитных полей, применяемые в автоматических системах контроля, биомедицине и т.д. Среди различных эффектов, используемых для создания высокочувствительных детекторов слабых магнитных полей, можно упомянуть анизотропный и гигантский магниторезистивный эффекты, гигантский магнитный импеданс (ГМИ) и др. [2–5]. ГМИ пленочных элементов особенно интересен для приложений ввиду их хорошей совместимости с современной полупроводниковой электроникой.

Теоретические работы, относящиеся к пленочным элементам, предсказывают наиболее высокие

значения эффекта ГМИ в случае симметричных структур с замкнутым магнитным потоком и поперечной магнитной анизотропией [6]. Однако во многих экспериментальных исследованиях используют пленочные элементы с открытым магнитным потоком. Это связано с тем, что технологически обеспечить условия получения ГМИ элементов с закрытым магнитным потоком и высокой магнитной проницаемостью оказывается очень сложно. Чувствительные ГМИ-элементы для сенсорных приложений имеют структуру типа ферромагнетик/проводник/ферромагнетик, где в качестве ферромагнетика может быть использована как однослойная ферромагнитная пленка, так и многослойная пленочная структура на основе FeNi/Cu, FeNi/Ti, FeNi/Ag и др. [7–10]. В случае многослойной структуры были исследованы как симметричная (с одинаковым числом магнитных субслоев под и над проводящим центральным слоем), так и несимметричная (с разным числом магнитных субслоев под и над проводящим центральным слоем)

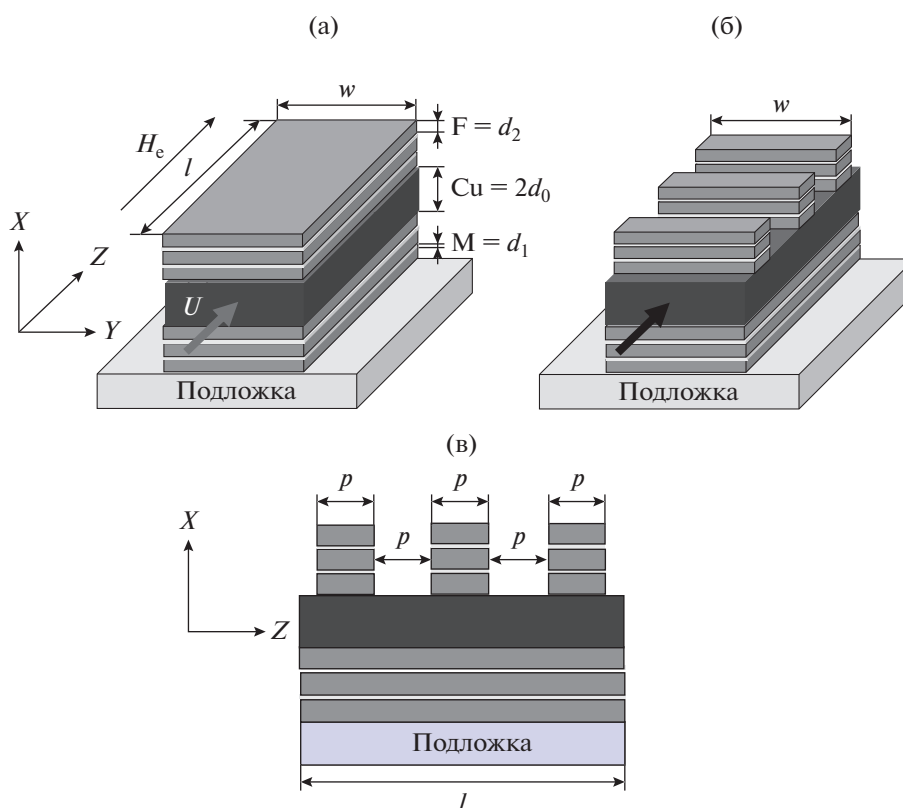


Рис. 1. Схематичное изображение стандартного многослойного пленочного ГМИ-элемента с открытым магнитным потоком. Показано направление протекания тока возбуждения $U(t) = U_0 \exp(-i\omega t)$, направление приложения внешнего поля H_e и обозначены геометрические параметры отдельных параметров пленочной структуры (а). Схематичное изображение ГМИ-элемента с частично профилированной пленочной структурой с периодичностью p (б, в).

конфигурации [8–11]. При этом форма каждого из прямоугольных магнитных слоев не менялась, а длина и ширина совпадала с соответствующими размерами центрального проводящего слоя (рис. 1а).

Величина эффекта ГМИ, его чувствительности по отношению к внешнему магнитному полю H_e и интервал внешних магнитных полей, в котором наблюдается высокий эффект, зависят от ряда параметров, влияющих на особенности эффективной магнитной анизотропии. Конкуренция наведенной магнитной анизотропии в прямоугольных пленочных элементах на основе пермаллоя с поперечной магнитной анизотропией и анизотропией формы создает условия для эффективного перемагничивания путем процесса вращения под действием внешнего магнитного поля. В то же самое время любые особенности локальной магнитной анизотропии могут привести к неустойчивости системы, снижению динамической магнитной проницаемости и величины эффекта ГМИ.

Существующие методы формирования и управления свойствами магнитных материалов позволяют получать пленочные структуры с периодическим рельефом, глубина которого превышает

толщину наносимой пленки (профилированные пленки). Подобные материалы могут быть использованы в качестве магнитных кристаллов [12, 13]. В то же самое время создание периодической ферромагнитной многослойной структуры (расположенной над проводящим центральным слоем) ГМИ-элемента может привести к формированию поперечной магнитной анизотропии и высоким значением динамической магнитной проницаемости таких элементов. Пример предлагаемой к рассмотрению несимметричной ГМИ-структуры с профилированной верхней частью представлен на рис. 1б, 1в. Особую роль такие материалы могут сыграть при использовании в режиме магнитного детектирования полей рассеяния магнитных наночастиц в составе феррогелей или биокomпозитов [4].

В настоящей работе представлены результаты модельных расчетов эффекта ГМИ в многослойных пленочных структурах с профилированной верхней частью (над проводящим центральным слоем). Расчеты приведены для случаев с различными геометрическими параметрами профилированной части.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследуемая многослойная структура состоит из центрального слоя С с высокой проводимостью и толщиной $2d_0$ и двух внешних слоев. Нижний слой $[F/M]_n/F$ содержит $n + 1$ -пленок магнитомягкого материала F толщиной d_2 , разделенных n тонкими металлическими прослойками M толщиной d_1 . Отметим, что в литературе в качестве магнитомягких слоев чаще всего упоминается пермаллой $Fe_{19}Ni_{81}$ [3, 4]. При расчетах будут использованы параметры, типичные для пленок пермаллоя, хотя для проведения самого модельного описания данные величины можно не конкретизировать.

Верхний слой представляет собой периодическую микроструктуру с периодом p , созданную на основе многослойной пленки с теми же параметрами, что и структура, расположенная под проводящим слоем (рис. 1б, 1в). Таким образом, нижний слой состоит из N областей с такой же многослойной структурой $[F/M]_n/F$, как и нижний слой, и $N + 1$ -областей, в которых верхний слой отсутствует. Пленочная структура длиной l и шириной w возбуждается переменным электрическим полем $U(t) = U_0 \exp(-i\omega t)$, а внешнее магнитное поле H_e направлено вдоль длинной стороны образца (перпендикулярно оси легкого намагничивания наведенной магнитной анизотропии, формируемой в процессе получения пленочного элемента) (рис. 1).

Для описания ГМИ в профилированной пленочной микроструктуре необходимо учесть перераспределение тока в поперечном сечении образца, которое периодически изменяется по его длине (вдоль координаты z). Помимо продольного электрического поля внутри пленочной структуры будет возникать и поперечное электрическое поле. Будем полагать, что ширина образца достаточно велика по сравнению с его толщиной, и краевыми эффектами можно пренебречь. Тогда распределение электромагнитных полей в каждой пленке структуры описывается двумерными уравнениями Максвелла:

$$e_z^{(j)} = \frac{c}{4\pi\sigma_k} \frac{\partial h_y^{(j)}}{\partial x}; \tag{1}$$

$$e_x^{(j)} = -\frac{c}{4\pi\sigma_k} \frac{\partial h_y^{(j)}}{\partial z}; \tag{2}$$

$$h_y^{(j)} = \frac{ic}{\omega\mu} \left(\frac{\partial e_z^{(j)}}{\partial x} - \frac{\partial e_x^{(j)}}{\partial z} \right). \tag{3}$$

Здесь индекс j – номер субслоя ($j = 1, \dots, 2n + 2$ для областей, где верхний слой отсутствует, и $j = 0, \dots, 4n + 3$ для областей, где верхний слой является многослойной пленкой); $e_z^{(j)}$ и $e_x^{(j)}$ – продоль-

ное и поперечное электрическое поле в субслое j ; $h_y^{(j)}$ – поперечное магнитное поле; $k = 0, 1$ и 2 соответствует материалам центрального слоя С, прослойки M и магнитного субслоя F; c – скорость света в вакууме; σ_k – удельная проводимость материала k ; μ – поперечная магнитная проницаемость (для неферромагнитных центрального слоя и прослоек $\mu = 1$).

Решение уравнений Максвелла в каждом субслое можно представить в аналитическом виде для периодической микроструктуры. Из соображений симметрии следует, что поперечное электрическое поле будет максимально на границах области, где верхний слой является многослойной пленкой, и иметь противоположное направление на этих границах. С учетом этих условий выражения для амплитуд полей в каждом субслое j можно представить в следующем виде:

$$e_z^{(j)} = [A_j \text{ch}(\beta_k x) + B_j \text{sh}(\beta_k x)] \cos(\lambda z), \tag{4}$$

$$e_x^{(j)} = (\lambda/\beta_k) [A_j \text{sh}(\beta_k x) + B_j \text{ch}(\beta_k x)] \sin(\lambda z), \tag{5}$$

$$h_y^{(j)} = (4\pi\sigma_k/c\beta_k) \cos(\lambda z) \times [A_j \text{sh}(\beta_k x) + B_j \text{ch}(\beta_k x)]. \tag{6}$$

Здесь A_j и B_j – постоянные, $\beta_k^2 = \lambda^2 - 2i/\delta_k^2$, $\lambda = \pi/p$, $\delta_k = c/(2\pi\omega\sigma_k\mu)^{1/2}$.

Для описания распределения электромагнитных полей вне пленочной структуры будем, как и в работах [14, 15], использовать приближенные аналитические соотношения, полученные из решения для векторного потенциала поля [16, 17]. Учитывая периодическое изменение полей вдоль продольной координаты z , амплитуды продольного электрического поля e_{ext} и поперечного магнитного поля h_{ext} могут быть представлены в следующем виде:

$$e_{\text{ext}} = C \cos(\lambda z) \frac{i\omega l}{2cw} \left[\frac{l}{2w} \ln \left(\frac{R+w}{R-w} \right) - \frac{4x}{l} \text{arctg} \left(\frac{wl}{2Rx} \right) + \frac{w}{l} \ln \left(\frac{R+l}{R-l} \right) \right], \tag{7}$$

$$h_{\text{ext}} = C(2/w) \text{arctg}(wl/2Rx) \cos(\lambda z), \tag{8}$$

где C – постоянная и $R = (l^2 + w^2 + 4x^2)^{1/2}$.

Для определения постоянных A_j и B_j в выражениях (4)–(6) необходимо учесть условия непрерывности магнитного и продольного электрического полей на границах раздела слоев С, F и M:

$$e_z^{(j)} = e_z^{(j+1)}, \quad h_y^{(j)} = h_y^{(j+1)}. \tag{9}$$

Дополнительные ограничения на амплитуды полей на поверхности пленочной структуры определяются из условия возбуждения образца. На

Таблица 1. Параметры исследованных пленочных структур типа ферромагнетик/проводник/ферромагнетик. Профилирование для структур 2–4 выполнено только для верхней части F_2 ГМИ-структуры $F_1/C/F_2$

| Структура | Длина l , мм | Период p , мм | Число областей N |
|-----------|----------------|-----------------|--------------------|
| C1 | 10.00 | — | — |
| C2 | 9.00 | 0.500 | 4 |
| C3 | 9.50 | 0.250 | 9 |
| C4 | 9.25 | 0.125 | 18 |

нижней границе пленочной структуры эти условия можно записать следующим образом:

$$e_z^{(1)}(-d) = e_{\text{ext}}(-d) + U_0/l, \quad h_y^{(1)}(-d) = h_{\text{ext}}(-d). \quad (10)$$

Здесь $d = d_0 + nd_1 + (n+1)d_2$. На верхней границе пленочной структуры граничные условия являются периодическими. Для областей профилированной части, где верхний слой является многослойной пленкой, имеем:

$$\begin{aligned} e_z^{(4n+3)}(d) &= e_{\text{ext}}(d) + U_0/l; \\ h_y^{(4n+3)}(d) &= h_{\text{ext}}(d). \end{aligned} \quad (11)$$

Для областей профилированной части, где верхний слой отсутствует, граничные условия на поверхности центрального слоя C имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} e_z^{(2n+2)}(d_0) &= e_{\text{ext}}(d_0) + U_0/l, \\ h_y^{(2n+2)}(d_0) &= h_{\text{ext}}(d_0). \end{aligned} \quad (12)$$

После того, как постоянные в выражениях (4)–(6) будут найдены из граничных условий (9)–(12), импеданс многослойной пленки Z может быть определен как отношение приложенного напряжения к полному току, протекающему через образец [15].

Зависимости магнитного импеданса пленочного элемента от постоянного внешнего магнитного поля и частоты определяются магнитной проницаемостью магнитомягких субслоев F . Будем учитывать тот факт, что вследствие разной структуры верхнего профилированного и нижнего сплошного слоев их магнитные свойства различны, и значения магнитной проницаемости в верхнем слое $\mu = \mu_1$ и в нижнем слое $\mu = \mu_2$ не совпадают.

Вследствие влияния геометрии и вклада анизотропии формы профилированных элементов, поперечная анизотропия в верхнем слое является более выраженной, чем в нижней области. Будем полагать, что ось магнитной анизотропии в периодической структуре верхнего слоя составляет угол ψ_1 с поперечным направлением, меньший по сравнению с углом ψ_2 в нижнем слое. Изменение равновесных углов намагниченности в магнитомяг-

ких субслоях F под действием внешнего магнитного поля H_e определяется уравнением:

$$H_a \sin(\theta_l - \psi_l) \cos(\theta_l - \psi_l) = H_e \cos \theta_l. \quad (13)$$

Здесь θ_l – равновесные углы намагниченности, $l = 1$ и $l = 2$ соответствуют верхнему и нижнему слоям, H_a – поле магнитной анизотропии, которое полагается одинаковым для всех магнитных слоев F . Значения поперечной магнитной проницаемости μ_1 и μ_2 могут быть получены при помощи стандартной процедуры решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица с учетом уравнения (13) для равновесных углов намагниченности. Подробное описание, относящееся к данному решению, можно найти в работе [15].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ влияния параметров пленочных структур, включая и профилированные, на особенности эффекта ГМИ проведен для четырех типов структур. В табл. 1 приведены параметры исследованных структур $F_1/C/F_2$: длина образца l , период структуры в верхнем слое p , количество областей N , в которых верхний слой является многослойной пленкой. Структура 1 не является профилированной: это традиционная симметричная ГМИ-структура с одинаковыми особенностями верхнего и нижнего слоев $F_1 = F_2$ (до и после центрального проводящего слоя). Для всех структур ширина образца $w = 0.5$ мм, толщина центрального слоя $2d_0$ составляет 500 нм. Во внешних слоях толщина магнитных пленок $d_2 = 100$ нм, толщина прослоек $d_1 = 3$ нм, число прослоек $n = 4$. Все вышеупомянутые размеры и параметры достаточно типичны с точки зрения ранее исследованных структур [3, 4]. Центральный слой и прослойки сделаны из меди и $\sigma_0 = \sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$. В качестве параметров магнитных пленок были выбраны следующие: намагниченность насыщения $M = 750$ Гс, поле анизотропии $H_a = 5$ Э, постоянная затухания Гильберта $k = 0.02$, удельная проводимость $\sigma_2 = 3 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 2 показана зависимость относительно изменения эффекта ГМИ $\Delta Z/Z$ от величины внешнего поля H_e , рассчитанная при различных частотах $f = \omega/2\pi$ для структур C1 и C3. Относительное изменение ГМИ определяли как $\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(H_0)]/Z(H_0)$, где $H_0 = 100$ Э – максимальная величина магнитного поля, приложенного вдоль длинной стороны прямоугольного ГМИ-элемента. Результаты всех расчетов представлены только для области положительных значений внешних магнитных полей, так как в рамках рассматриваемой модели полевая зависимость $\Delta Z/Z(H_e)$ симметрична по отношению к знаку внешнего магнитного поля.

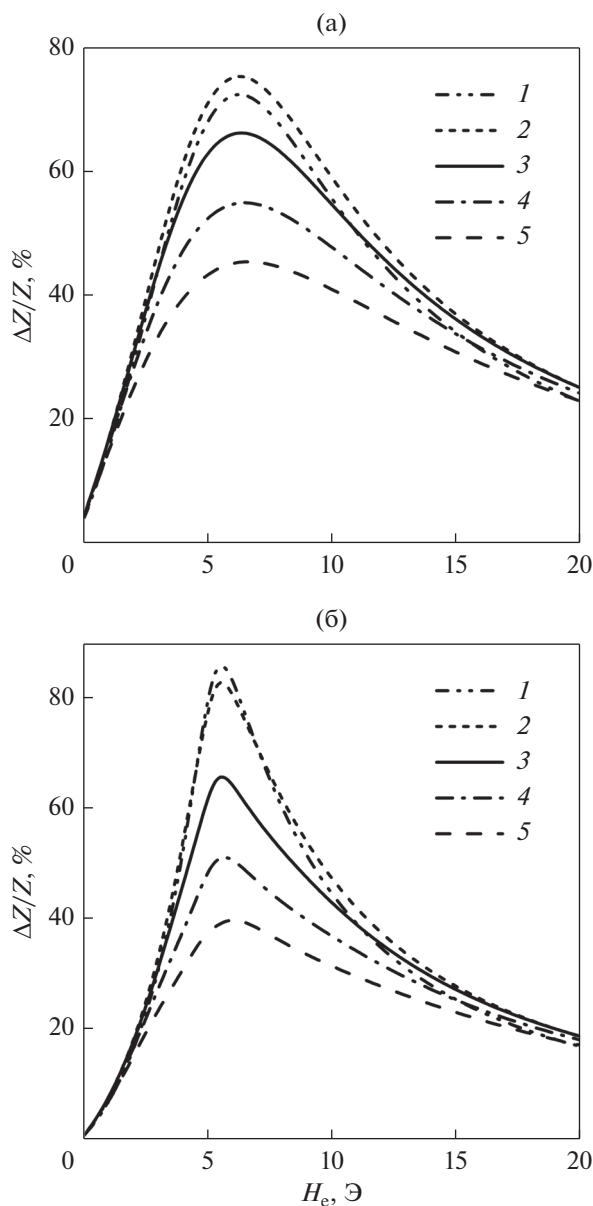


Рис. 2. Относительное изменение импеданса $\Delta Z/Z$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля H_e , приложенного вдоль длинной стороны прямоугольного ГМИ элемента при различных значениях частоты f , МГц: 1 – $f = 25$; 2 – $f = 50$; 3 – $f = 100$; 4 – $f = 150$; 5 – $f = 200$. Структура С1, $\psi_1 = \psi_2 = 0.1\pi$ (а); Структура С3, $\psi_1 = 0.1\pi$ и $\psi_2 = 0.01\pi$ (б).

Как видно из рис. 2, для рассматриваемых многослойных пленочных элементов величина $\Delta Z/Z$ достигает максимума в диапазоне частот от 50 до 100 МГц. Сравнение рассчитанных зависимостей показывает, что величина ГМИ эффекта в профилированной структуре С3 оказывается выше, чем в симметричной не профилированной структуре С1. Кроме того, положение максимума зависимости $\Delta Z/Z$ от внешнего поля в структуре С3 сдвигается в сторону меньших полей. Такое

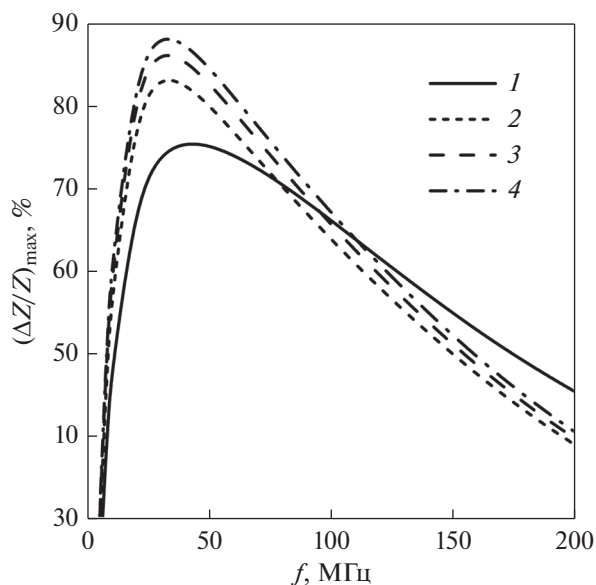


Рис. 3. Частотная зависимость максимального значения относительного импеданса $(\Delta Z/Z)_{\max}$ для различных структур: 1 – С1; 2 – С2; 3 – С3; 4 – С4. Для структуры С1 $\psi_1 = \psi_2 = 0.1\pi$, для остальных структур $\psi_1 = 0.1\pi$ и $\psi_2 = 0.01\pi$.

поведение ГМИ связано с вкладом периодической профилированной части верхнего слоя. При уменьшении угла отклонения оси эффективной магнитной анизотропии от поперечного направления, совпадающего с положением короткой стороны прямоугольного элемента, магнитная проницаемость верхнего слоя возрастает, что приводит к усилению скин-эффекта и увеличению эффекта ГМИ. Кроме того, следует отметить, что для профилированной пленки (рис. 2б) наблюдается более высокая чувствительность по отношению к внешнему полю.

На рис. 3 представлена частотная зависимость максимального изменения ГМИ $(\Delta Z/Z)_{\max}$, рассчитанная для четырех структур, указанных в табл. 1. Значение $(\Delta Z/Z)_{\max}$ соответствует максимальному относительному изменению ГМИ при фиксированной частоте. Из рис. 3 следует, что при уменьшении периода p верхнего слоя профилированной структуры величина $(\Delta Z/Z)_{\max}$ возрастает. Максимальное значение $(\Delta Z/Z)_{\max}$ для профилированных периодических структур достигается при меньших частотах по сравнению с симметричной структурой С1 без профилирования. Это обстоятельство связано с уменьшением угла эффективной магнитной анизотропии в верхнем слое структуры. Максимальное изменение ГМИ в профилированных структурах оказывается выше, чем для однородной симметричной структуры С1, вплоть до частот порядка 150 МГц. Следует особо отметить, что наибольшее различие между профилированными и не профилированной структурой

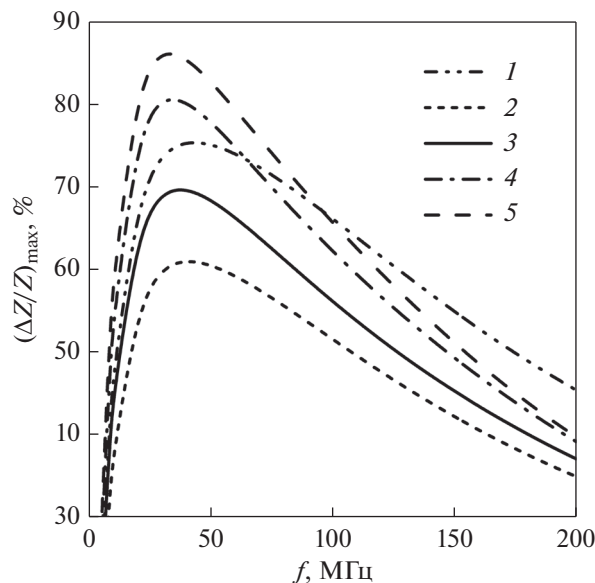


Рис. 4. Частотная зависимость максимального значения относительного импеданса $(\Delta Z/Z)_{\max}$ для структуры С1 (кривая 1) и структуры С3 (кривые 2–5) при $\psi_1 = 0.1\pi$ и различных значениях угла ψ_2 : 1 – 0.1π ; 2 – 0.05π ; 3 – 0.03π ; 4 – 0.015π ; 5 – 0.01π .

наблюдается при низких частотах, наиболее интересных для практических приложений. Так, для частоты $f = 15$ МГц величина $(\Delta Z/Z)_{\max} = 60\%$ для С1 и 74% для С4, т.е. наблюдаемое различие очень существенно.

Увеличение ГМИ в периодических профилированных пленочных структурах обусловлено тем, что в верхнем слое анизотропия имеет близкое к поперечному направлению вследствие влияния анизотропии формы. На рис. 4 проиллюстрировано влияние угла анизотропии ψ_2 в верхнем слое на частотную зависимость максимального значения относительного импеданса $(\Delta Z/Z)_{\max}$. При достаточно больших значениях угла ψ_2 ГМИ в профилированной структуре оказывается меньше, чем в симметричной не профилированной многослойной пленке.

В то же самое время эффект ГМИ резко возрастает при уменьшении угла оси анизотропии в верхнем профилированном слое. Наблюдаемое поведение позволяет утверждать, что профилирование верхнего слоя F_2 ГМИ элементов $F_1/C/F_2$ — эффективный инструмент подбора заданных параметров эффективной магнитной анизотропии в широком интервале частот тока возбуждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый тип многослойных пленочных структур с высоким магнитоимпедансным эффектом. Многослойная структура состоит из

центрального слоя с высокой проводимостью и двух внешних ферромагнитных слоев, расположенных под и над проводящим слоем. Нижний слой F_1 содержит $n + 1$ -слоев магнитомягкого материала толщиной d_2 , разделенных n -тонкими металлическими прослойками толщиной d_1 . Верхний слой F_2 имеет ту же многослойную структуру, но он профилирован, т.е. состоит из N -областей с такой же многослойной структурой $[F/M]_n/F$, как и нижний слой, и $N + 1$ областей, в которых многослойная структура отсутствует.

Создана модель, которая позволяет найти значения поперечной магнитной проницаемости μ_1 и μ_2 для верхнего и нижнего слоев ГМИ-структуры $F_1/C/F_2$ при помощи решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица с учетом уравнения для равновесных углов намагниченности. Рассчитанная величина эффекта ГМИ в профилированной структуре оказывается выше, чем в симметричной не профилированной, а положение максимума зависимости $\Delta Z/Z$ от внешнего поля в профилированной структуре сдвигается в сторону меньших полей. При уменьшении угла отклонения оси эффективной магнитной анизотропии от поперечного направления, магнитная проницаемость верхнего слоя возрастает, что приводит к усилению скин-эффекта и увеличению ГМИ.

Максимальное значение $(\Delta Z/Z)_{\max}$ для профилированных структур достигается при меньших частотах по сравнению с симметричной структурой без профилирования. Наибольшее различие между профилированными и не профилированной структурой наблюдается на низких частотах. Увеличение ГМИ в периодических пленочных структурах обусловлено тем, что в верхнем слое анизотропия имеет близкое к поперечному направлению вследствие влияния анизотропии формы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Naumova L.I., Milyaev M.A., Bebenin N.G., Chernyshova T.A., Proglyado V.V., Krinitsina T.P., Bannikova N.S., Ustinov V.V. An hysteretic magnetization reversal of spin valves with a strong and weak interlayer coupling // Phys. Met. Metall. 2014. V. 115. P. 350–357.
2. Kharlamova A.M., Svalov A.V., Lepalovskii V.N., Shalygina E. E. Influence of the thickness of gadolinium layers on the magnetic properties and magnetization reversal processes in low-dimensional Co/Gd/Co systems // Phys. Solid State. 2019. V. 61. P. 326–331.
3. Ferreira H.A., Graham D.L., Freitas P.P., Cabral J.M.S. Biodetection using magnetically labeled biomolecules and arrays of spin valve sensors // J. Appl. Phys. 2002. V. 93. P. 7281–7286.
4. Antonov A.S., Gadetskii S.N., Granovskii A.B., D'yachkov A.L., Paramonov V.P., Perov N.S., Prokoshin A.F., Usov N.A., Lagar'kov A.N. Giant magnetoimpedance

- in amorphous and nanocrystalline multilayers // *Phys. Met. Metall.* 1997. V. 83. P. 612–618.
5. *Buznikov N.A., Safronov A.P., Orue I., Golubeva E.V., Lepalovskij V.N., Svalov A.V., Chlenova A.A., Kurlyandskaya G.V.* Modelling of magnetoimpedance response of thin film sensitive element in the presence of ferrogel: Next step toward development of biosensor for in-tissue embedded magnetic nanoparticles detection // *Biosens. Bioelectron.* 2018. V. 117. P. 366–372.
 6. *Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M., Bushida K.* Giant magneto-impedance in co-rich amorphous wires and films // *IEEE Trans. Magn.* 1995. V. 31, № 2, P. 1249–1260.
 7. *Panina L.V., Mohri K.* Magneto-impedance in multilayer films // *Sens. Actuators A.* 2000. V. 81. P. 71–77.
 8. *Kurlyandskaya G.V., Elbaile L., Alves F., Ahamada B., Barrué R., Svalov A.V., Vas'kovskiy V.O.* Domain structure and magnetization process of a giant magnetoimpedance geometry FeNi/Cu/FeNi(Cu)FeNi/Cu/FeNi sensitive element // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2004. V. 16. P. 6561–6568.
 9. *Kurlyandskaya G.V., Shcherbinin S.V., Buznikov N.A., Chlenova A.A., Svalov A.V.* Magnetic materials for thin film based magnetoimpedance biosensing // *Phys. Met. Metall.* 2019. V. 120. P. 1243–1251.
 10. *Correa M.A., Bohn F., Chesman C., da Silva R. B., Viegas A.D.C., Sommer R. L.* Tailoring the magnetoimpedance effect of NiFe/Ag multilayer // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. P. 295004–295007.
 11. *Vas'kovskii V.O., Savin P.A., Volchkov S.O., Lepalovskii V.N., Bukreev D.A., Buchkevich A.A.* Nanostructuring effects in soft magnetic films and film elements with magnetic impedance // *Tech. Phys.* 2013. V. 58. P. 105–110.
 12. *Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров, В.К. Павлов Е.С.* Магнетоника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // *Успехи физ. наук.* 2015. Т. 185. № 10. С. 1099–1128.
 13. *Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Stognij A.I., Vysotskii S.L., Filimonov Y.A., E.N. Beginin, Sadovnikov A.V., Nikitov S.A.* Spin-wave excitations in YIG films grown on corrugated substrates // *J. Physics: Conf. Series.* 2019. V. 1389. P. 012140.
 14. *Buznikov N.A., Kurlyandskaya G.V.* Magnetoimpedance in symmetric and non-symmetric nanostructured multilayers: a theoretical study // *Sensors.* 2019. V. 19. № 8. P. 1761.
 15. *Бузников Н.А., Свалов А.В., Курляндская Г.В.* Влияние параметров многослойных пленочных структур на основе пермаллоя на чувствительность эффекта магнитного импеданса // *ФММ.* 2021. Т. 122. № 3. С. 241–247.
 16. *Sukstanskii A., Korenivski V., Gromov A.* Impedance of a ferromagnetic sandwich strip // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. № 1. P. 775–782.
 17. *Gromov A., Korenivski V., Haviland D., van Dover R.B.* Analysis of current distribution in magnetic film inductors // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 85. № 8. P. 5202–5204.