ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2019, том 120, № 4, с. 360–365

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОВОЛНОВОГО ГИГАНТСКОГО МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

© 2019 г. Д. В. Перов[a], А. Б. Ринкевич[a], *

[a] *Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108 Россия, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

**e-mail: rin@imp.uran.ru*

Поступила в редакцию 25.07.2018 г.
После доработки 28.08.2018 г.
Принята к публикации 17.09.2018 г.

Выполнен численный анализ частотных характеристик гигантского магниторезистивного эффекта в магнитных металлических наноструктурах. Показано, что существуют два предельных случая, когда параметры микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта сильно различаются. В частности, на частотах сантиметрового и миллиметрового диапазонов электромагнитных волн для металлических магнитных наноструктур толщиной от 0.5 до 200 нм существует взаимнооднозначное соответствие между гигантским магниторезистивным эффектом и его микроволновым аналогом.

Ключевые слова: магнитные металлические наноструктуры, микроволны, гигантский магниторезистивный эффект

DOI: 10.1134/S0015323019040107

ВВЕДЕНИЕ

Всплеск интереса к физике металлических наноструктур начался в 1988 г. с открытия гигантского магниторезистивного эффекта (GMR) [1]. Впоследствии было установлено существование осциллирующего межслоевого обменного взаимодействия, которое может менять знак в зависимости от толщины спейсера, исследованы наноструктуры с антиферромагнитным и неколлинеарным упорядочением соседних ферромагнитных слоев, установлена специфика кластерно-слоистых наноструктур. В настоящее время наибольшее внимание уделяется созданию наноструктур, обладающих специальными свойствами, которые, например, пригодны для применения в магнитных сенсорах [2]. В [3] было установлено существование микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта (μGMR). Ключевое значение для развития этого направления имела [4], в которой было предложено использовать измерение коэффициента прохождения микроволн через наноструктуру как основной микроволновой метод исследования. Вскоре был обнаружен μGMR при отражении микроволн от металлической сверхрешетки [5] и μGMR в конфигурации “высокочастотный ток течет перпендикулярно плоскости слоев [6]. Оказалось, что на микроволновых частотах относительное изменение модуля коэффициента прохождения равно относительному магнитосопротивлению. Это взаимнооднозначное соответствие наблюдалось для металлических наноструктур различного состава, с различной толщиной спейсера и различным магнитным упорядочением соседних ферромагнитных слоев, в наноструктурах со сплошными слоями и в кластерно-слоистых системах [7–10]. Однако некоторые экспериментальные данные не подтверждают факта взаимнооднозначного соответствия μGMR и GMR. Например, этого соответствия нет в гранулярных системах [11], а также в металлических сверхрешетках на частотах инфракрасного диапазона [12, 13]. В работе [14] проведен анализ эффекта μGMR в широком интервале частот и из общего выражения для коэффициента прохождения электромагнитных волн через металлическую пластину были найдены два частных случая. Первый относится к наноструктурам толщиной в десятки и сотни нанометров и соответствует диапазону микроволн. В этом случае должно выполняться взаимно-однозначное соответствие μGMR и GMR. Второй относится к крайне тонким наноструктурам с общей толщиной металла не более единиц нанометров. В этом частном случае взаимно-однозначное соответствие отсутствует, а μGMR и GMR имеют разный знак. До настоящего времени, однако, остается неясным, какие требования накладываются на частоту волны для выполнения частных случаев, как влияет толщина наноструктуры и какие особенности в этих частных случаях имеет коэффициент отражения от

наноструктуры. Эти вопросы решаются в данной статье.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОХОЖДЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ

Рассмотрим расположение полей при измерениях μGMR (рис. 1). Образец наноструктуры на диэлектрической подложке помещается в прямоугольный волновод, перекрывая все его поперечное сечение. Внешнее магнитное поле приложено в плоскости образца параллельно большей стороне поперечного сечения волновода. При этом реализуется следующая конфигурация векторов: $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}_{\sim}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, где $\mathbf{E}_{\sim}$ – вектор микроволнового электрического поля, $\mathbf{k}$ – волновой вектор падающей волны.

Измеряются относительные изменения модуля коэффициентов прохождения d_m и отражения r_m:

$$d_m = \frac{|D(H)| - |D(0)|}{|D(0)|}; \quad r_m = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|},$$

где $|D(H)|$ и $|R(H)|$ – модули, соответственно, коэффициентов прохождения и отражения в поле H.

Коэффициенты D и R зависят от соотношения импедансов наноструктуры Z_m и окружающей среды Z, а также от соотношения толщины наноструктуры d и глубины скин-слоя δ. При условии нормального скин-эффекта импеданс металлической наноструктуры равен $Z_m = [(1+i)/\delta]\rho$, где ρ – удельное электросопротивление наноструктуры, $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu\mu_0}$ – глубина скин-слоя, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, μ – относительная динамическая дифференциальная магнитная проницаемость.

Импеданс волновода, в который помещена наноструктура, на волне типа TE_{10} определяется по формуле

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0/\varepsilon_0}{1-(\lambda/\lambda_c)^2}}, \tag{1}$$

где $\lambda = c/f$ длина волны в вакууме, $\lambda_c = 2a$ – критическая длина волны моды TE_{10}, a – ширина прямоугольного волновода. Согласно [15], для коэффициентов прохождения D и отражения R электромагнитной волны можно записать следующие выражения:

$$D = \frac{2Z_m}{2Z_m \cos k_m d + iZ \sin k_m d}; \tag{2а}$$

$$R = -1 + \frac{2Z_m \cos k_m d}{2Z_m \cos k_m d + iZ \sin k_m d}, \tag{2б}$$

где k_m – волновое число в проводящей среде, $k_m = (1+i)/\delta$. Импеданс хорошо проводящей наноструктуры меньше импеданса Z, $|Z_m| \ll Z$. Формулы (2) записаны для тонкой металлической

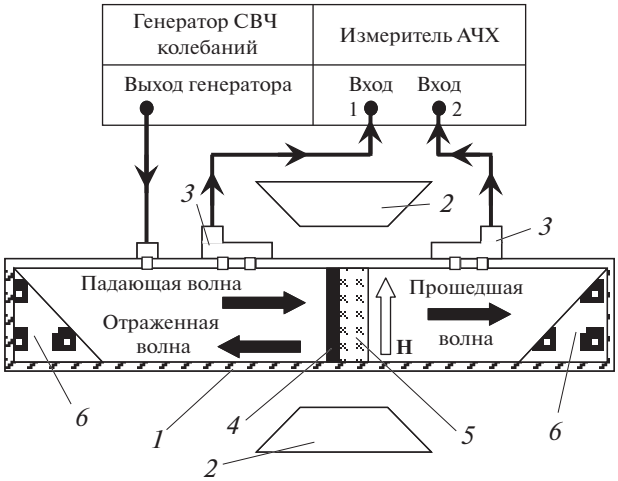

Рис. 1. Схема расположения образца при микроволновых измерениях модулей коэффициентов прохождения и отражения: волновод (*1*); электромагнит (*2*); направленный ответвитель (*3*); металлическая наноструктура (*4*); диэлектрическая подложка (*5*); поглотитель (*6*).

пластины. Металлические наноструктуры выращивают, как правило, на диэлектрических подложках. Поэтому требуется обобщение формул (2), позволяющее учесть наличие подложки. Воспользуемся выражениями для коэффициентов прохождения и отражения трехслойной системы из [16]

$$D = \left(Z_1^{\text{in}} + Z_1\right)\left(Z_1^{\text{in}} + Z_2\right)^{-1}\left(Z_2^{\text{in}} + Z_2\right)\times \\ \times\left(Z_2^{\text{in}} + Z_3\right)^{-1}\left(Z_3^{\text{in}} + Z_3\right)\left(Z_3^{\text{in}} + Z_2\right)^{-1}\times \\ \times\exp\left[-i\left(\varphi_2 + \varphi_3\right)\right], \tag{3}$$

$$R = \left(Z_3^{\text{in}} - Z_1\right)\left(Z_{31}^{\text{in}} + Z_1\right)^{-1}, \tag{4}$$

где Z_n^{in} – это входной импеданс области с номером n, $\varphi_n = k_n d_n$ – фазовый сдвиг волны, возникающий после прохождения волной области с номером n, k_n – это волновое число в области с номером n, d_n – толщина этой области. Первая область – это пустой волновод, вторая область – это металлическая наноструктура с $d_2 = d$, третья область – это диэлектрическая подложка с $d_3 = d_s$. Выражения для входных импедансов имеют вид:

$$Z_1^{\text{in}} = Z_1; \quad Z_2^{\text{in}} = Z_2\frac{Z_1 + iZ_2 \operatorname{tg}\varphi_2}{Z_2 + iZ_1 \operatorname{tg}\varphi_2}; \\ Z_3^{\text{in}} = Z_2\frac{Z_1\left(Z_2 - Z_3 \operatorname{tg}\varphi_2 \operatorname{tg}\varphi_3\right) + }{Z_2\left(Z_3 - Z_2 \operatorname{tg}\varphi_2 \operatorname{tg}\varphi_3\right) + }\dots \\ \dots\frac{+ iZ_2\left(Z_2 \operatorname{tg}\varphi_2 - Z_3 \operatorname{tg}\varphi_3\right)}{+ iZ_1\left(Z_3 \operatorname{tg}\varphi_2 - Z_2 \operatorname{tg}\varphi_3\right)}. \tag{5}$$

В формуле (5) $Z_1 = Z$ – импеданс волновода на данной частоте, $Z_2 = Z_m$ – импеданс металлической наноструктуры, Z_3 – импеданс диэлектрической подложки.

Формулу (2) будем рассматривать для предельного случая $d \ll \delta$, который реализуется на волнах миллиметрового диапазона и волнах большей длины. Возможны две ситуации, когда в знаменателе уравнений (2) преобладает то или иное слагаемое. Крайне малым толщинам наноструктуры соответствует условие $|2Z_m \cos k_m d| \gg |Z \sin k_m d|$. Как было показано в [14], в этом случае $|D| \approx 1 - \frac{2}{3}\left(\frac{d}{\delta}\right)^4$, а для относительного изменения модуля коэффициента прохождения волны получается выражение

$$d_m = -\frac{1}{6}\left(\omega\mu_0 d^2\right)^2 \left[\left(\frac{\mu(H)}{\rho(H)}\right)^2 - \left(\frac{\mu(0)}{\rho(0)}\right)^2\right]. \quad (6)$$

Величина d_m мала вследствие неравенства $d \ll \delta$. В этом же предельном случае малых толщин наноструктуры справедливо соотношение

$$R \approx -\frac{iZ}{2Z_m} \operatorname{tg} k_m d, \quad (7)$$

и, следовательно, коэффициент отражения R мал. Если в знаменателе уравнений (2) имеет место противоположное неравенство $|2Z_m \cos k_m d| \ll |Z \sin k_m d|$, то коэффициенты прохождения и отражения выразятся следующим образом

$$D \approx \frac{2Z_m}{iZ \sin k_m d}; \quad R \approx -1 + \frac{2Z_m}{iZ} \operatorname{ctg} k_m d. \quad (8)$$

В этом предельном случае коэффициенты D и R зависят от частоты из-за частотной дисперсии констант и из-за частотной зависимости импеданса волновода Z. Эта зависимость импеданса Z слаба вдали от частоты отсечки волновода $f_c = c/2a$. Из формулы (8) следует, в частности, взаимно однозначное соответствие магниторезистивного эффекта, измеренного на постоянном токе, и коэффициента прохождения, если $\mu \approx 1$ [4], т.е. выполняется соотношение

$$d_m = r, \quad (9)$$

где r – это относительное магнитосопротивление

$$r(H) = \frac{R_M(H) - R_M(0)}{R_M(0)},$$

определяемое на постоянном токе, $R_M(H)$ – сопротивление наноструктуры в магнитном поле H. Величина $D(0) = \frac{2\rho}{Zd\mu(0)}$ для металлических пленок толщиной более 10 нм много меньше единицы, $D(0) \ll 1$. Если изменения коэффициента отражения вызваны только магнитосопротивлением наноструктуры при $\mu(0) \approx 1$, из (8) можно получить соотношение

$$r_m = -D(0)[1 - D(0)]r. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что изменения коэффициента отражения имеют знак, противоположный знаку магнитосопротивления r. Эти изменения существенно меньше $|r|$ по величине, но идентичны с r по характеру зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Приведенные выражения справедливы, если наноструктура находится вдали от условия ферромагнитного резонанса.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

В предельном случае, когда в знаменателе уравнений (2) имеет место неравенство $|2Z_m \cos k_m d| \ll |Z \sin k_m d|$, и выполняется равенство (9), относительное изменение коэффициента прохождения в магнитном поле не зависит от суммарной толщины металла наноструктуры d. В то же время для очень малых толщин взаимнооднозначного соответствия μGMR и GMR нет, а микроволновые изменения рассчитываются по формуле (6), в которой есть зависимость от толщины наноструктуры. В этом разделе мы выполним численные расчеты μGMR в переходной области между двумя предельными случаями. Расчеты будем выполнять для двух сильно отличающихся друг от друга значений эффективной проводимости наноструктур. Рассмотрим сначала наноструктуру с высокой проводимостью в нулевом поле $\sigma(0) = 1.26 \times 10^6$ См/м; ее электросопротивление $\rho(0) = 1/\sigma(0) = 7.94 \times 10^{-7}$ Ом м. Магнитосопротивление наноструктуры показано на рис. 2а. Максимальное магнитосопротивление, равное –0.25, достигается при магнитном насыщении в полях свыше 8 кЭ. Наноструктура выращена на подложке толщиной $d_s = 0.3$ мм и имеющей диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_s = 5.0$.

Расчеты зависимостей коэффициентов прохождения и отражения от магнитного поля выполнены по формулам (2) с учетом формул (3)–(5), принимая указанные выше параметры наноструктуры для нескольких значений толщины наноструктуры d от 0.5 до 50 нм. Результаты расчетов коэффициентов показаны на рис. 2б. Для достаточно больших значений толщины величина изменений коэффициента прохождения d_m близка магнитосопротивлению r, а форма полевой зависимости d_m в точности подобна полевой зависимости магнитосопротивления.

Противоположный предельный случай, описываемый формулой (6), для этого высокого значения проводимости наноструктуры, не достигается даже при очень малой толщине наноструктуры-

ры 0.5 нм. Можно отметить, что наибольшие изменения коэффициента отражения r_m достигаются при промежуточном значении толщины $d = 3$ нм. На рис. 2в показана рассчитанная зависимость изменений d_m и r_m в поле 12 кЭ, то есть в условиях магнитного насыщения, как функция толщины наноструктуры. Видно, что во всем интервале изменения толщины d относительное изменение коэффициента отрицательно и по модулю монотонно возрастает по мере увеличения d. При больших толщинах микроволновое изменение d_m стремится к относительному магнитосопротивлению r_m. В отличие от этого, относительное изменение коэффициента отражения микроволн имеет максимум, при дальнейшем увеличении толщины наноструктуры уменьшается и стремится к значению, предписываемому формулой (10).

Теперь рассмотрим результаты расчетов для наноструктуры с малой проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м, $\rho(0) = 1/\sigma(0) = 1 \times 10^{-3}$ Ом м. Такое значение проводимости может принадлежать, например, наноструктуре, содержащей полупроводник или полуметалл. Остальные параметры наноструктуры такие же, как в случае, рассмотренном выше. Считаем, что магнитосопротивление наноструктуры такое, как показано на рис. 2а. Мы рассмотрим в этом случае более широкий интервал толщин наноструктур от 0.5 до 300 нм. Результаты расчета коэффициентов прохождения и отражения показаны на рис. 3а. Форма полевых изменений зависимостей коэффициента прохождения подобна форме зависимости магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе, однако величина изменений коэффициента прохождения d_m намного меньше магнитосопротивления. Отсюда можно сделать вывод о том, что во всем разумном интервале толщин наноструктур вплоть до 300 нм на волнах миллиметрового (а тем более сантиметрового диапазона) предельный случай взаимнооднозначного соответствия $d_m = r$ для наноструктур с низкой проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м не достигается. На рис. 3б показана зависимость коэффициентов прохождения и отражения в поле $H = 12$ кЭ от толщины нанноструктуры. Эти зависимости заметно отличаются от зависимостей, приведенных на рис. 2в. Изменения коэффициента прохождения во много раз меньше магнитосопротивления, толщинная зависимость в рассматриваемом интервале параметров близка к линейной. Толщинная зависимость коэффициента отражения не имеет максимума.

Рассмотрим, как осуществляется μGMR на частотах верхней части миллиметрового диапазона. Кроме этого, частота порядка 140 ГГц является максимальной, при которой еще возможно использовать методику измерений с размещением образца в волноводе. На более высоких частотах размеры поперечного сечения волновода становятся слишком маленькими. Мы рассмотрим наноструктуру толщиной $d = 20$ нм, выращенную на подложке толщиной 0.3 мм с диэлектрической

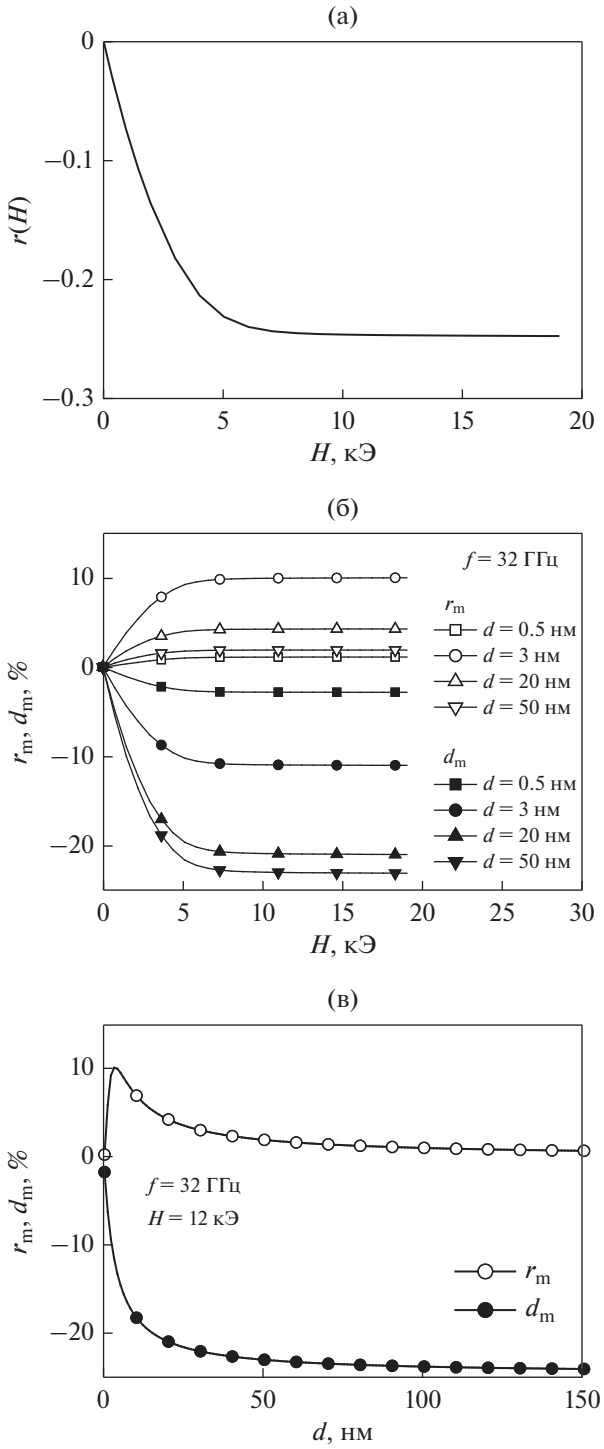

Рис. 2. Полевая зависимость магнитосопротивления на постоянном токе наноструктуры с проводимостью $\sigma(0) = 1.26 \times 10^6$ См/м – а; полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения на частоте $f = 32$ ГГц, рассчитанные для нескольких толщин наноструктуры – б; зависимости относительных изменений в поле 12 кЭ от толщины наноструктуры – в.

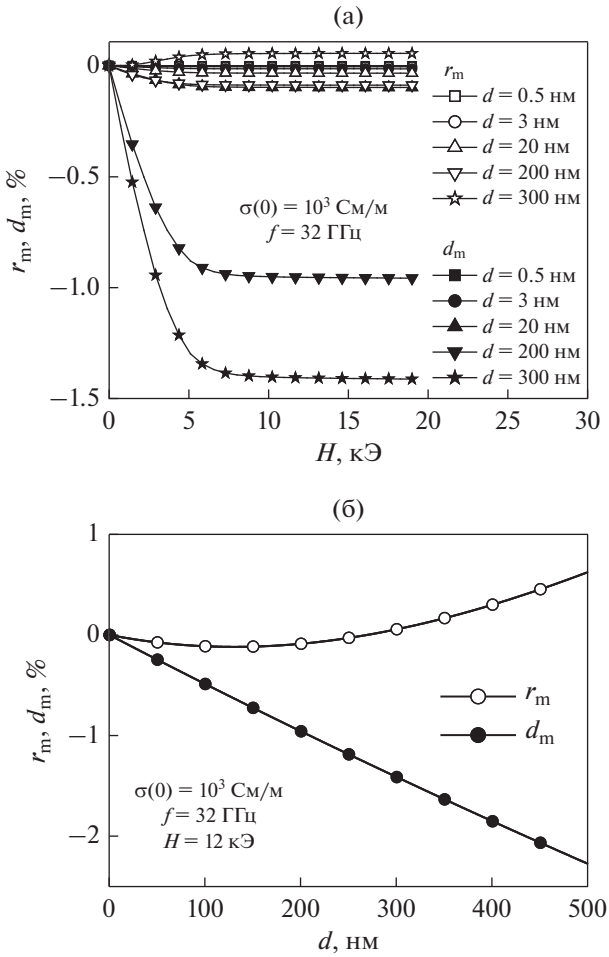

Рис. 3. Полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения наноструктуры с проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м на частоте $f = 32$ ГГц, рассчитанные для нескольких толщин наноструктуры – а; зависимости относительных изменений в поле 12 кЭ от толщины наноструктуры – б.

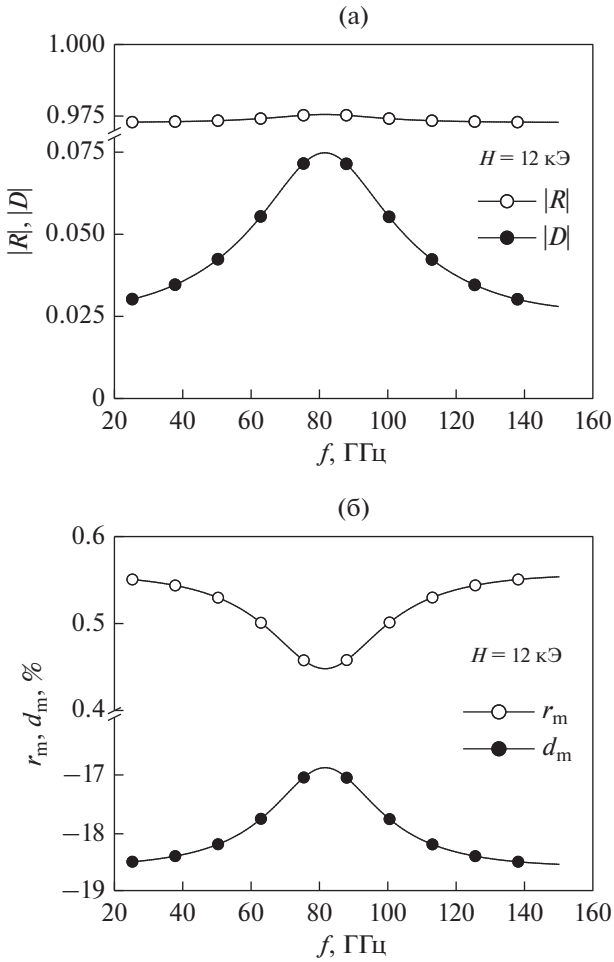

Рис. 4. Частотная зависимость модуля коэффициентов прохождения и отражения в наноструктуре толщиной d = 20 нм, выращенной на подложке толщиной d_s = 0.3 мм с диэлектрической проницаемостью ε_s = 9.4 рассчитанная в магнитном поле 12 кЭ – а; частотная зависимость изменений коэффициентов прохождения и отражения по сравнению с нулевым полем в той же наноструктуре – б.

проницаемостью $\varepsilon_s = 9.4$. Проводимость наноструктуры в нулевом магнитном поле $\sigma(0) = 9 \times 10^6$ См/м, максимальное магнитосопротивление на постоянном токе в поле $H = 12$ кЭ равно –12%. Рассчитанные по формулам (2)–(5) частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения в поле 12 кЭ показаны на рис. 4а. Видна отчетливая частотная зависимость коэффициента прохождения, причем модуль коэффициента имеет максимум на частоте ~85 ГГц. Этот максимум соответствует выполнению условия, когда на толщине диэлектрической подложки укладывается половина длины волны. Коэффициент отражения от наноструктуры велик, примерно 0.975 во всем диапазоне частот. Частотная зависимость относительного изменения коэффициентов в поле 12 кЭ по сравнению с $H = 0$ показана на рис. 4б.

Изменения коэффициента отражения r_m положительны и имеют величину около 0.5%, причем зависимость r_m от частоты крайне слабая. Изменения коэффициента прохождения d_m при увеличении частоты находятся в пределах от –19% до –17%. Напомним, что относительное изменение магнитосопротивления этой наноструктуры $r = -18\%$. Таким образом, на частотах верхней части миллиметрового диапазона вдали от условий геометрических резонансов, когда в подложке устанавливаются стоячие волны, выполняется взаимнооднозначное соответствие $d_m = r$. Отметим также, что максимум в изменении коэффициента отражения приходится на частоту около 85 ГГц, на которой максимальна частотная производная модуля коэффициента прохождения на рис. 4а.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрен микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в магнитных металлических наноструктурах в широком интервале частот. Проведены численные расчеты частотных характеристик этого эффекта. Из выражений для коэффициентов прохождения и отражения для металлической пластины, обладающей магниторезистивным эффектом, следует, что, в принципе, существуют два предельных случая, в которых характеристики микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта сильно отличаются. Первый предельный случай относится к наноструктурам с очень малой толщиной металла, не более единиц нанометров. В этом случае микроволновое машнитосопротивление имеет противоположный знак по сравнению с магнитосопротивлением на постоянном токе. Существует зависимость μGMR от толщины наноструктуры и частоты волны. Второй предельный случай может реализоваться в наноструктурах на частотах микроволновых диапазонов. В этом случае осуществляется взаимнооднозначное соответствие μGMR и GMR. Зависимость μGMR от толщины наноструктуры отсутствует.

Расчеты коэффициентов прохождения и отражения, выполненные в этой статье, показали, что первый предельный случай не может реализоваться в металлических наноструктурах с толщинами более 0.5 нм. На частотах сантиметрового и миллиметрового диапазонов для наноструктур с толщиной от 0.5 до 200 нм реализуется второй предельный случай. Для наноструктур с низкой проводимостью ~10^3 См/м второй предельный случай и взаимно-однозначное соответствие μGMR и GMR на микроволновых частотах, наоборот, не реализуются. На частотах верхней части миллиметрового диапазона следует учитывать возможность установления стоячих волн в диэлектрической подложке, что искажает частотную зависимость μGMR.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-12-01002. Результаты раздела 1 получены в соответствии с темой “Функционал”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. № 21. P. 2472–2475.
2. *Устинов В.В., Миляев М.А., Наумова Л.И.* Гигантское магнитосопротивление металлических обменно-связанных мультислоев и спиновых клапанов // ФММ. 2017. Т. 118. № 13. С. 1300–1359.
3. *Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A.* Magnetoresistance origin for nonresonant microwave absorption in antiferromagnetically coupled epitaxial Fe/Cr/Fe(001) sandwiches // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. № 8. Pt. II. P. 4795–4797.
4. *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I.* Correlation between microwave transmission and giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattice // JMMM. 1998. V. 177–181. P. 1205–1206.
5. *Frait Z., Sturč P., Temst K., Bruynseraede Y. Vavr I.* Microwave and d.c. differential giant magnetoresistance study of iron/chromium superlattices // Solid State Comm. 1999. V. 112. P. 569–573.
6. *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N.* Microwave magnetoresistance of Fe/Cr multilayers in current-perpendicular-to-plane geometry // JMMM. 1999. V. 198–199. P. 82–84.
7. *Rausch T., Szczurek T., Schlesinger M.* High frequency giant magnetoresistance in evaporated Co/Cu multilayers deposited on Si(110) and Si(100) // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. № 1. P. 314–318.
8. *Belozorov D.P., Derkach V.N., Nedukh S.V., Ravlik A.G., Roschenko S.T., Shipkova I.G., Tarapov S.I., Yildiz F.* High-frequency magnetoresonance and magnetoimpedance in Co/Cu mltilayers with variable interlayer thickness // Int. Journ. Infra. Milli. Waves. 2001. V. 22. № 11. P. 1669–1682.
9. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромаше Л.Н., Миляев М.А., Бурханов А.М., Сидун Н.Н., Кузнецов Е.А.* Проникновение электромагнитных волн сквозь мультислойные и кластерно-слоистые наноструктуры Fe/Cr // ФММ. 2005. Т. 99. № 5. С. 486–497.
10. *Endean D.E., Heyman J.N., Maat S., Dahlberg E.D.* Quantitative analysis of the giant magnetoresistance effect at microwave frequencies. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. 212405.
11. *Грановский А.Б, Козлов А.А., Багмут Т.В., Недух С.В., Тарапов С.И., Клерк Ж.П.* Микроволновое спинзависимое туннелирование в нанокомпозитах // ФТТ. 2005. Т. 47. № 4. С. 713–715.
12. *Jackuet J.C., Valet T.A* New magnetooptical effect discovered on magnetic multilayers: the magnetorefractive effect / In: Magnetic ultrathin films, multilayers and surfaces // MRS Symp. Proc. 1995. V. 384. P. 477–490.
13. *Лобов И.Д., Кириллова М.М, Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Устинов В.В.* Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках Fe(t_x)/Cr // ФТТ. 2009. Т. 51. № 12. С. 2337–2341.
14. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Бурханов А.М., Кузнецов Е.А.* Гигантский магниторезистивный эффект в мультислоях Fe/Cr в широком интервале частот // ФММ. 2003. Т. 96. № 3. С. 52–58.
15. *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. М.: Связь. 1972. 480 с.
16. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 504 с.