

08

## Гигантский магниторезистивный эффект в отражении микроволн от сверхрешеток (CoFe)/Cu

© А.Б. Ринкевич, Е.А. Кузнецов, Д.В. Перов, М.А. Миляев

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
620108 Екатеринбург, Россия  
e-mail: rin@imp.uran.ru

Поступило в Редакцию 21 июля 2020 г.

В окончательной редакции 18 августа 2020 г.

Принято к публикации 19 августа 2020 г.

В интервале частот от 26 до 38 GHz выполнено экспериментальное исследование микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в отражении волн. Эксперименты выполнены на сверхрешетках системы (CoFe)/Cu, которые имеют гигантское магнитосопротивление. Установлена величина эффекта (до +3% в максимуме) и определена его зависимость от магнитного поля. Проведены расчеты полевой зависимости коэффициента отражения микроволн от магнитного поля. Измеренные значения изменения коэффициента отражения оказались больше рассчитанных. Различие связывается с приближением, в котором сверхрешетка в расчете заменяется однородной пластиной. Наблюдалась частотная зависимость микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в отражении, которая объяснена влиянием импеданса волновода, в который образец помещается при измерениях.

**Ключевые слова:** магнитные сверхрешетки, гигантский магниторезистивный эффект, микроволны, коэффициент отражения.

DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50367.229-20

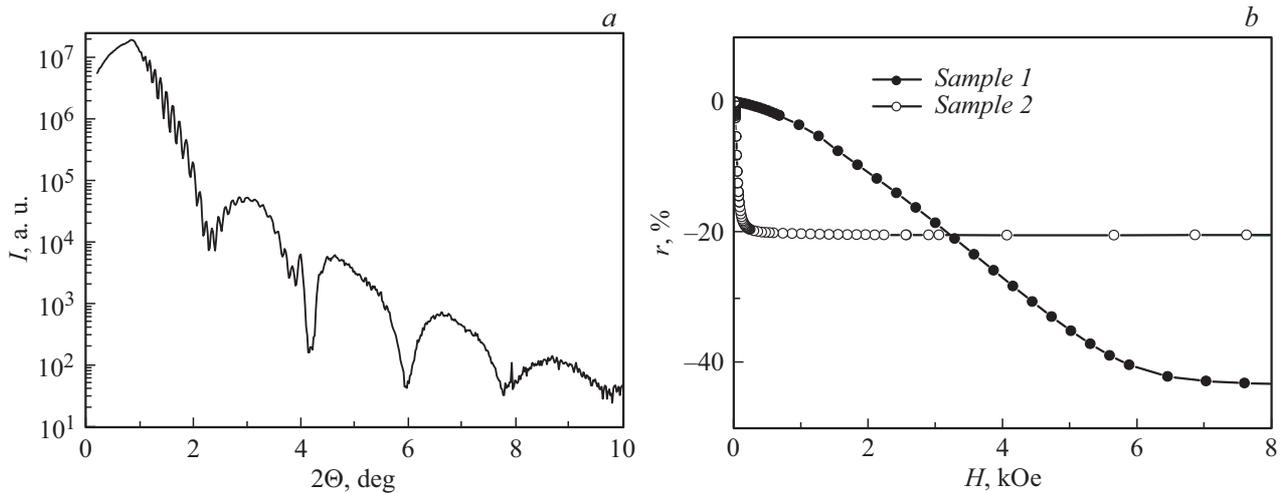
### Введение

Исследование микроволновых характеристик магнитных металлических сверхрешеток имеет как научное, так и практическое значение. В работе [1] было осуществлено первое наблюдение микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта ( $\mu$ GMR) в отражении микроволн. Было установлено, что тип полевой зависимости  $\mu$ GMR в отражении волн по форме подобен эффекту в прохождении микроволн через сверхрешетку, однако  $\mu$ GMR в отражении имеет противоположный знак и значительно меньшую величину [2]. Различные условия реализации эффекта  $\mu$ GMR в широком интервале частот рассмотрены в работе [3], где из общего выражения для коэффициента прохождения электромагнитных волн через металлическую пластину были выбраны и рассмотрены два частных случая. Первый реализуется у металлических наноструктур с толщиной более единиц нанометров в микроволновом диапазоне длин волн. В этом случае в прохождении микроволн должно выполняться взаимно-однозначное соответствие  $\mu$ GMR и гигантского магниторезистивного эффекта (GMR), измеренного на постоянном токе. Взаимно-однозначное соответствие  $\mu$ GMR и GMR означает, что частотная зависимость  $\mu$ GMR должна отсутствовать. Второй предельный случай относится к наноструктурам с общей толщиной металла не более единиц нанометров. В этом частном случае взаимно-однозначное соответствие отсутствует.

Частотная зависимость  $\mu$ GMR подробно исследована в [4], где было установлено, что существуют причины, вызывающие зависимость  $\mu$ GMR от толщины нано-

структуры и частоты волны. Расчеты коэффициентов прохождения и отражения, выполненные в настоящей работе, показали, что второй предельный случай не может реализоваться в металлических наноструктурах с толщинами более 0.5 nm. Для волн сантиметрового и миллиметрового диапазонов в металлических наноструктурах с толщинами от  $\sim 1.5$  до  $\sim 200$  nm реализуется первый предельный случай. Выполнение взаимно-однозначного соответствия  $\mu$ GMR и GMR неоднократно проверялось экспериментально [3–6]. Как правило, величина изменений коэффициента прохождения, измеренная в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, хорошо коррелирует с магнитосопротивлением образцов. Частотная зависимость  $\mu$ GMR в прохождении микроволн для большинства образцов сверхрешеток Fe/Cr выражена слабо. Лишь на некоторых образцах наблюдается некоторое уменьшение микроволнового магниторезистивного эффекта с ростом частоты [3]. Отличие от взаимно-однозначного соответствия  $\mu$ GMR и GMR наблюдается в инфракрасном диапазоне [7], а также на микроволнах для гранулярных систем [5].

Наноструктуры и сверхрешетки систем Co/Cu и (CoFe)/Cu обладают высоким магнитосопротивлением.  $\mu$ GMR в наноструктурах Co/Cu и (CoFe)/Cu изучался в работах [8,9]. В системе Co/Cu наблюдалась слабая частотная зависимость  $\mu$ GMR, причем с увеличением частоты  $\mu$ GMR уменьшается [8]. У сверхрешеток системы (CoFe)/Cu зафиксировано рекордное на сегодняшний день микроволновое магнитосопротивление до  $-80\%$  [9]. Столь высокое магнитосопротивление обусловлено выбором сплава  $\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12}$ , обладающего высоким GMR, выбором материала буферного слоя и



**Рис. 1.** Рентгеновская дифрактограмма для сверхрешетки Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.5)/Cu(0.95)]<sub>24</sub>/Ta(5.0) (образец № 1) (a); изменение проводимости сверхрешеток в магнитном поле (b).

оптимизацией технологии приготовления, что обеспечило требуемую микроструктуру образцов. В работе [6] выполнено наблюдение и проведен количественный анализ  $\mu$ GMR в спиновых клапанах, содержащих слои (CoFe), обменно-связанные через прослойку (спейсер) Cu. Измерение отражения микроволн от спиновых клапанов, содержащих слои Co и спейсер Cu, проведено модуляционным методом в [10].

Целью наших исследований является изучение  $\mu$ GMR в отражении микроволн для сверхрешеток (CoFe)/Cu, установление частотной зависимости  $\mu$ GMR в отражении и выяснение причины этой зависимости, а также осуществление совместного наблюдения FMR и  $\mu$ GMR в отражении микроволн. В настоящей работе исследованы микроволновые свойства двух сверхрешеток [(Co<sub>0.88</sub>Fe<sub>0.12</sub>)/Cu]<sub>n</sub> с толщинами спейсера  $t_s = 0.95$  и  $2.05$  nm. Такие толщины соответствуют первому и второму максимумам осцилляционной зависимости GMR от толщины спейсера. В этих образцах изменения сопротивления осуществляются в магнитных полях разной величины. Микроволновые измерения выполнены в интервале частот от 26 до 38 GHz. Измерены полевые зависимости коэффициента отражения.

## 1. Образцы сверхрешеток и их аттестация

Сверхрешетки [(Co<sub>0.88</sub>Fe<sub>0.12</sub>)/Cu]<sub>n</sub> приготовлены методом магнетронного напыления с использованием установки MPS-4000-C6. Были приготовлены образцы сверхрешеток составов

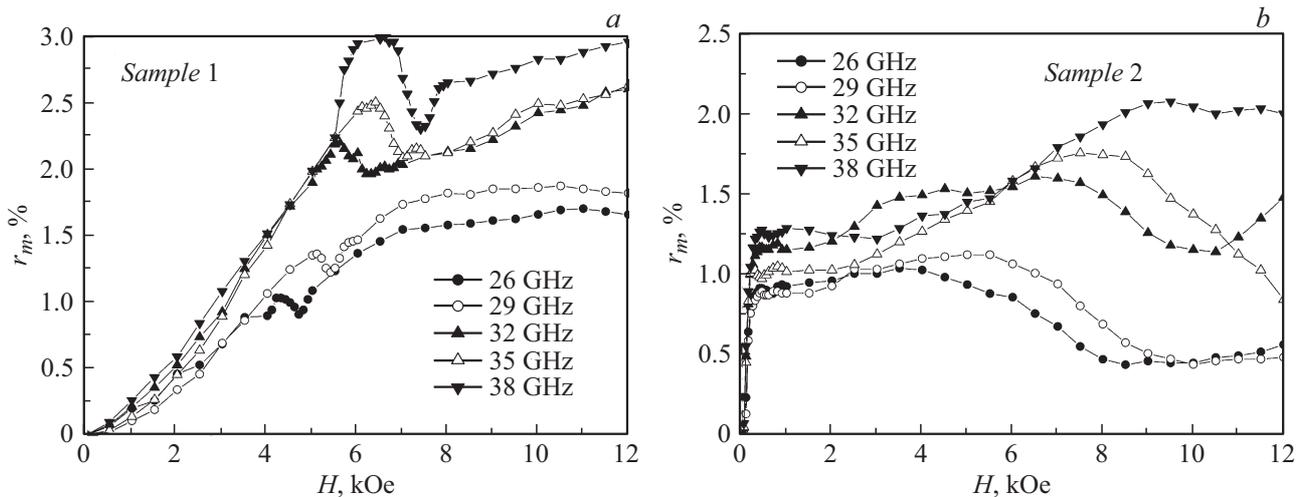
Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.5)/Cu(0.95)]<sub>24</sub>/Ta(5.0)  
(образец № 1),

Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/Cu(2.05)]<sub>8</sub>  
/Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/PyCr(3.0)  
(образец № 2).

Число в круглых скобках указывает толщину данного слоя в нанометрах, индекс у квадратных скобок обозначает число пар слоев. Символом Py обозначен сплав Fe–Ni. Толщина спейсера Cu выбрана таким образом, чтобы первый образец попадал на первый максимум зависимости величины GMR от толщины спейсера, а второй образец — на второй максимум. Образцы выращены на подложке из стекла Corning с толщиной 0.2 mm. Технология роста сверхрешеток (CoFe)/Cu описана в работе [11]. Буферный слой Ta(5.0), прилегающий к подложке, обеспечивает снятие внутренних напряжений в наноструктуре и формирует структуру, оптимальную для высокого магнитосопротивления. Верхний слой Ta(5.0) в образце № 1 или PyCr(3.0) в образце № 2 предохраняет наноструктуру от коррозии. Рентгеновское исследование образцов было выполнено в ЦКП ИФМ УрО РАН на дифрактометре PanAnalytical.

Для обеих сверхрешеток на дифрактограмме виден только один пик — от семейства плоскостей (111) ГЦК решетки. Этот пик — общий для Cu и сплава Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub> из-за того, что параметры ГЦК решетки меди и этого сплава очень близки. Вокруг данного пика имеются осцилляции. Их присутствие указывает на высокое совершенство слоистой структуры сверхрешеток (рис. 1, a). Вычисленный по угловому положению этих осцилляций период сверхрешеток практически совпадает с номинальными значениями. Отсутствие на дифрактограмме остальных характерных пиков ГЦК решетки указывает на то, что в данных образцах сформирована аксиальная текстура  $\langle 111 \rangle$ , ось которой перпендикулярна плоскости пленки, ориентация которой подтверждена методом кривых качания. Совершенная текстура  $\langle 111 \rangle$  есть в обеих исследуемых сверхрешетках.

Рельеф поверхности образцов исследован методом атомно-силовой микроскопии с применением автоматического сканирующего зондового микроскопа Солвер Некст. Исследование показало, что образцы имеют глад-



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента отражения от магнитного поля, измеренные на нескольких частотах для сверхрешеток Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(15)/Cu(0.95)]<sub>24</sub>/Ta(5.0) (a); Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/Cu(2.05)]<sub>8</sub>/Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/PyCr(3.0) (b).

кую поверхность с разностью высот около 3 nm на поле сканирования  $1 \times 1 \mu\text{m}$ .

Магнитные измерения показали, что образец № 1 имеет намагниченность насыщения  $M_s = 1625 \pm 8 \text{Gs}$ , образец № 2 —  $1638 \pm 8 \text{Gs}$ . Эти величины будут использованы ниже при выполнении расчетов. Для анализа результатов измерений  $\mu\text{GMR}$  требуется знание магнитосопротивления образца. Как известно, высокое магнитосопротивление реализуется в наноструктурах (CoFe)/Cu, если при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты слоев CoFe антипараллельны [10]. Магнитосопротивление измерено по четырехточечной схеме, результаты приведены на рис. 1, b. Зависимость сопротивления для образца № 1, толщина спейсера которого соответствует первому максимуму GMR, имеет поле насыщения около 7 kOe. Значение магнитосопротивления  $r = [\mathcal{R}(H) - \mathcal{R}(0)]/\mathcal{R}(0)$ , где  $\mathcal{R}(H)$  — электросопротивление образца в магнитном поле  $H$  для этого образца в насыщении  $r \approx -44\%$ . Зависимость магнитосопротивления образца № 2 насыщается в поле около 0.2 kOe, и величина магнитосопротивления в насыщении  $r \approx -22\%$ . Толщина спейсера у образца № 2 соответствует второму максимуму GMR. Результаты измерений магнитосопротивления образцов согласуются с данными работы [11].

## 2. Результаты микроволновых измерений

Микроволновые измерения выполнены по методу, изложенному в работе [2]. Образец помещается в стандартный прямоугольный волновод сечением  $3.6 \times 7.2 \text{mm}$  таким образом, что полностью перекрывает сечение волновода. С помощью измерителя амплитудно-частотных характеристик измеряется модуль коэффициента отражения  $R$  и его изменение  $r_m(H)$  в магнитном поле  $H$ :

$r_m = [|R(H)| - |R(0)|]/|R(0)|$ . При измерениях внешнее магнитное поле лежит в плоскости образца и направлено вдоль узкой стенки волновода. Таким образом, постоянное и микроволновое магнитные поля перпендикулярны. Измерения выполнены при комнатной температуре.

Измерения зависимости модуля коэффициента отражения от магнитного поля выполнены на нескольких частотах миллиметрового диапазона. Результаты для образца № 1 представлены на рис. 2, a. Эти изменения обусловлены действием двух причин. Первая — это изменение сопротивления сверхрешетки в магнитном поле. Эта причина приводит к монотонному увеличению коэффициента отражения и выражает эффект  $\mu\text{GMR}$ . Вторая вызвана ферромагнитным резонансом (FMR). Она проявляется в относительно узкой области магнитных полей и, как правило, приводит к уменьшению коэффициента отражения из-за поглощения микроволн при резонансе. Как видно из рис. 2, a, поле резонанса увеличивается с ростом частоты. Оценки по формулам для спектра резонанса, приведенные в [12], показали, что поля, где происходят изменения резонансного типа, соответствуют спектру однородного FMR. На частотах 35 и 38 GHz наблюдается более сложная картина явлений. В полях несколько ниже поля FMR происходит увеличение коэффициента отражения. Такого явления ранее не наблюдалось при изучении отражения микроволн от сверхрешеток Fe/Cr [2] и спин-вентильных структур (CoFe)/Cu [9]. Для выяснения причины этого увеличения коэффициента отражения нужны дополнительные исследования. В качестве предположения можно рассмотреть возможность реализации магнитного антирезонанса [12]. В пользу этого предположения говорят следующие обстоятельства: особенность проявляется в виде максимума коэффициента отражения, который реализуется в полях, меньших поля FMR; эта особенность сильно проявляется на частотах, превышающих 32 GHz. Такие проявления должны быть при антирезонансе.

Вернемся к анализу  $\mu\text{GMR}$  в первом образце. Из рис. 2, *a* видно, что с ростом частоты величина изменений коэффициента в сильных полях в целом увеличивается. Этот факт не согласуется с теорией эффекта  $\mu\text{GMR}$  [2,4]. Причина этого несоответствия будет обсуждаться в следующем разделе. Во втором образце магнитное насыщение осуществляется в полях 0.3 кОе, поэтому области  $\mu\text{GMR}$  и FMR разделены (рис. 2, *b*). В полях до 2 кОе наблюдается только  $\mu\text{GMR}$ . Здесь также можно различить частотную зависимость этого эффекта, причем с увеличением частоты изменения коэффициента отражения возрастает. В более сильных полях наблюдаются изменения коэффициента, вызванные очень широкой линией FMR. Отметим, что и для этого образца на частотах 32 и 35 GHz в полях, меньших поля FMR, наблюдается увеличение коэффициента отражения, которое может быть вызвано магнитным антирезонансом.

## Обсуждение

Расчет коэффициентов прохождения микроволн через пластину металла и отражения от нее посвящено несколько работ, см., например, [13,14]. Этот расчет был применен к анализу  $\mu\text{GMR}$  [6]. В указанных работах коэффициенты прохождения и отражения вводятся как отношения мощностей прошедшей и отраженной волн к мощности падающей волны. В этом варианте для выполнения расчетов требуется знание поверхностного сопротивления образца. В используемом нами варианте расчета коэффициент отражения вводится как отношение амплитуд отраженной и падающей волн. Здесь знание поверхностного сопротивления не требуется. Оба варианта расчета основаны на приближении, в котором многослойная наноструктура заменяется пластиной однородного материала с такой же проводимостью и такой же магнитной проницаемостью. Расчет здесь выполнен подобно работе [2]. Коэффициент отражения  $R$  зависит от соотношения импедансов наноструктуры  $Z_m$  и окружающей среды  $Z$  (это импеданс волновода либо импеданс свободного пространства), а также от соотношения толщины металла наноструктуры  $d$  и глубины скин-слоя  $\delta$ . В условиях наших экспериментов реализуется неравенство  $d \ll \delta$ . Для нормального скин-эффекта импеданс металлической наноструктуры равен  $Z_m = [(1+i)/\delta]\rho$ , где  $\rho = \rho(H)$  — удельное электросопротивление наноструктуры,  $\delta = (2\rho/\omega\mu\mu_0)^{1/2}$  — глубина скин-слоя,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $\mu$  — относительная динамическая дифференциальная магнитная проницаемость. Здесь и далее под магнитной проницаемостью и электросопротивлением понимаются эффективные величины, усредненные по объему сверхрешетки. Импеданс волновода, в который помещена наноструктура, на волне типа  $\text{TE}_{10}$  рассчитывается по формуле

$$Z = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} / [(1 - (\lambda/\lambda_c)^2)^{1/2}], \quad (1a)$$

где  $\lambda = c/f$  — длина волны в вакууме,  $\lambda_c = 2a$  — критическая длина волны моды  $\text{TE}_{10}$ ,  $a$  — ширина

большой стенки прямоугольного волновода. В наших экспериментах  $a = 7.2 \text{ mm}$ . Если измерения выполняются не в волноводе, а в свободном пространстве, то вместо (1a) импеданс определяется по формуле (1б)

$$Z = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} = 522 \Omega. \quad (1б)$$

Согласно [15], формулу для расчета коэффициента отражения  $R$  электромагнитной волны можно записать так

$$R = -1 + \frac{2Z_m \text{ch}(k_m d)}{2Z_m \text{ch}(k_m d) + Z \text{sh}(k_m d)}, \quad (2)$$

где  $k_m$  — волновое число в проводящей среде,  $k_m = (1+i)/\delta$ . Импеданс хорошо проводящей наноструктуры намного меньше импеданса  $Z$ ,  $|Z_m| \ll Z$ . Если в знаменателе (2) имеет место неравенство  $2Z_m \text{ch}(k_m d) \ll Z \text{sh}(k_m d)$ , то коэффициент отражения можно найти по формуле

$$R = -1 + \frac{2Z_m}{Z} \text{cth}(k_m d). \quad (3)$$

Этот случай реализуется на микроволновых частотах для металлических наноструктур. В этом предельном случае коэффициент  $R$  может зависеть от частоты из-за частотной дисперсии материальных констант и из-за частотной зависимости импеданса волновода  $Z$ . Эта зависимость импеданса  $Z$  слаба вдали от частоты отсечки волновода  $f_c = \frac{c}{2a}$ , но она может сказаться, если нет других источников дисперсии. Из (3) для области параметров, когда можно пренебречь изменением магнитной проницаемости, можно получить для относительного изменения коэффициента отражения

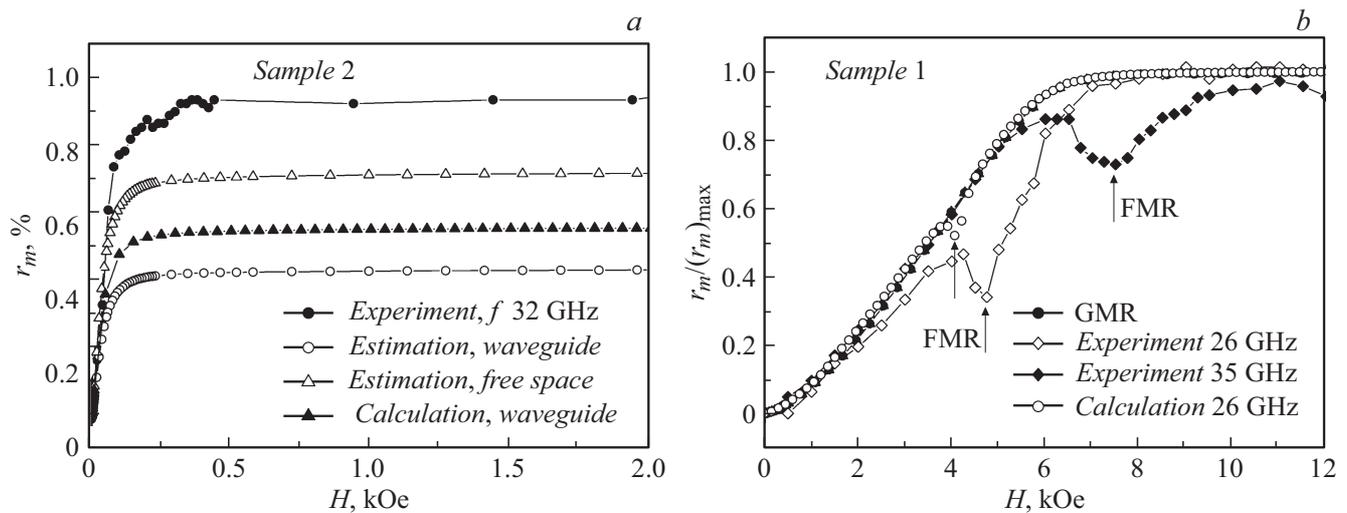
$$r_m = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|} = -\frac{2\rho(0)r}{Zd\mu(0)} \left( 1 - \frac{2\rho(0)}{Zd\mu(0)} \right). \quad (4)$$

В (4)  $\rho(0)$  — удельное сопротивление и  $\mu(0)$  — магнитная проницаемость в нулевом магнитном поле. Величина  $D(0) = \frac{2\rho(0)}{Zd\mu(0)}$  для металлических пленок толщиной более 10 nm много меньше единицы,  $D(0) \ll 1$ . Если изменения коэффициента отражения вызваны только магнитосопротивлением наноструктуры при  $\mu(0) \approx 1$ , то из (4) получается

$$r_m = -D(0)[1 - D(0)]r. \quad (5)$$

Отсюда следует, что изменения коэффициента отражения имеют знак, противоположный знаку магнитосопротивления  $r$ . Изменения  $r_m$  существенно меньше  $|r|$  по величине, но идентичны  $r$  по характеру зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Формулы (4) и (5) справедливы, если наноструктура находится вдали от условия ферромагнитного резонанса.

Проведем расчет величины коэффициента отражения для сверхрешеток, исследованных в настоящей работе. Результаты расчетов по формулам (5), (1a), (1б) приведены в таблице. Расчет выполнен для частоты волны  $f = 35 \text{ GHz}$  в магнитном поле 12 кОе, в котором образец



**Рис. 3.** Сопоставление измеренных и рассчитанных полевых зависимостей микроволнового коэффициента отражения для сверхрешетки Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/Cu(2.05)]<sub>8</sub>/Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.3)/PyCr(3.0) (a); сопоставление формы полевой зависимости  $\mu$ GMR и GMR для сверхрешетки Ta(5.0)/PyCr(5.0)/[Co<sub>88</sub>Fe<sub>12</sub>(1.5)/Cu(0.95)]<sub>24</sub>/Ta(5.0) (b).

Сопоставление экспериментального и расчетного изменения коэффициента отражения

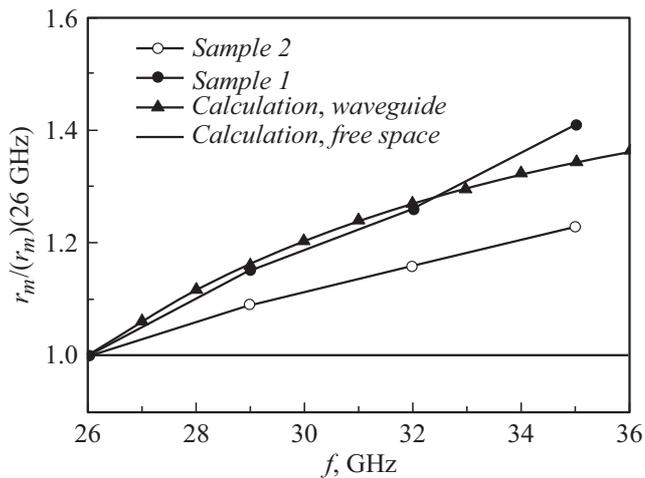
Номер образца	Полная толщина металла, nm	Удельная электропроводность, $10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$	Относительное изменение коэффициента отражения		
			эксперимент, %	расчет для волновода, %	расчет для свободного пространства, %
1	71.8	0.483	2.6	1.5	1.71
2	41.1	0.283	1.0	0.62	0.71

№ 1 находится в состоянии, близком к магнитному насыщению, и в поле 2 kOe, в котором образец № 2 находится в состоянии насыщения. Из таблицы видно, что экспериментально измеренное изменение коэффициента отражения для обеих сверхрешеток превышает рассчитанное на 50–60%. На рис. 3, a показаны экспериментально измеренная зависимость коэффициента отражения для образца № 2, а также оценки коэффициента, рассчитанные по формуле (5) для импеданса, рассчитанного для волновода по формуле (1) и для свободного пространства по формуле (16). Кроме этого, выполнен расчет коэффициента отражения по формуле (2), которая содержит меньше приближений. Мы видим соответствие типа всех зависимостей, но отличие в величине изменений. Экспериментально измеренные величины изменений оказались больше рассчитанных. По-видимому, это различие, в первую очередь между экспериментом и расчетом по формуле (2), связано с приближениями, принятыми при замене многослойной сверхрешетки однородной пластиной с эквивалентной проводимостью. Отметим, что в сверхрешетках (CoFe)/Cu наблюдалось превышение экспериментально измеренного  $\mu$ GMR в прохождении микроволн над рассчитанным в том же приближении [16].

Проведем сопоставление формы полевой зависимости  $\mu$ GMR в отражении и GMR. Сопоставление проведем

для образца № 1. По сравнению с образцом № 2 это более сложный случай, так как на полевых зависимостях кроме  $\mu$ GMR присутствуют еще изменения, вызванные FMR. Результат сопоставления показан на рис. 3, b, где по оси  $Y$  отложена величина  $r_m$ , нормированная на свое максимальное значение в насыщении, а именно  $r_m/(r_m)_{\text{max}}$ . На рис. 3, b проведено сопоставление GMR, взятого с обратным знаком, и полевой зависимости коэффициента отражения, измеренной на двух частотах 26 и 35 GHz. Видно, что кроме областей, близких к условию FMR, форма зависимостей GMR и  $\mu$ GMR практически идентична. Вблизи условия FMR величина коэффициента отражения уменьшается из-за поглощения волны [2]. На рис. 3, b положение FMR отмечено стрелками. Монотонная зависимость коэффициента отражения, вызванная  $\mu$ GMR, почти полностью повторяет зависимость GMR. Результаты расчета по оценочной формуле (5) точно совпадают с зависимостью нормированного магнитосопротивления при GMR, и на рис. 3, b они не показаны.

Заслуживают обсуждения причины частотной зависимости коэффициента отражения, зафиксированной на рис. 2. Для образца № 1 эта зависимость ясно видна в интервале полей 1–12 kOe, а для образца № 2 — около 2 kOe. В этом поле образец № 2 находится в магнитном насыщении, а условие ФМР осуществляется



**Рис. 4.** Частотная зависимость изменений коэффициента отражения при  $\mu\text{GMR}$ , нормированная на коэффициент отражения на частоте  $f = 26 \text{ GHz}$ .

в значительно более сильных полях. В обоих случаях прослеживается тенденция — с увеличением частоты волны величина эффекта  $\mu\text{GMR}$  возрастает. Упрощенная формула (5) не предполагает частотной зависимости  $\mu\text{GMR}$ , если нет частотной зависимости электросопротивления. При следующем из величины электросопротивления времени релаксации  $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-15} \text{ s}$  временная дисперсия на наших частотах  $f \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$  не может осуществляться, так как  $2\pi f\tau \ll 1$ . Возможность частотной зависимости проводимости тонкой металлической пластины предполагается в работе [17] за счет пространственной, а не временной дисперсии проводимости. Эта точка зрения была, однако, подвергнута критике, и сделано заключение об отсутствии частотной зависимости проводимости в интервалах миллиметровых и субмиллиметровых волн [18]. В работе [4] показано, что на частотах верхней части миллиметрового диапазона следует учитывать возможность установления стоячих волн в диэлектрической подложке, что приводит к частотной зависимости коэффициентов отражения при  $\mu\text{GMR}$ . Исползованные в настоящей работе частоты значительно ниже, и возможности установления стоячих волн нет. В принципе, частотная зависимость коэффициента отражения содержится в формулах (2) и (5), если импеданс волновода  $Z$  рассчитывается по формуле (1a). Выполним оценки влияния частотной зависимости импеданса волновода. Изменения коэффициента отражения, произошедшие из-за  $\mu\text{GMR}$   $r_m$  для каждого образца, нормируем на изменения в нем на низшей частоте  $26 \text{ GHz}$ :  $r_m(r_m)(26 \text{ GHz})$ . Результаты представлены на рис. 4. Как уже отмечалось, с увеличением частоты величина изменений возрастает. На рис. 4 показана также рассчитанная по формуле (2) зависимость нормированных изменений коэффициента отражения, если импеданс рассчитан по формуле (1) для волновода. Импеданс свободного пространства частотно независим, так что в этом случае частотной зависимости

коэффициента отражения нет. Из сравнения экспериментальных данных и расчета на рис. 4 можно сделать заключение, что для образца № 1 получено хорошее согласие эксперимента и расчета, а для образца № 2 — согласие по порядку величины. В целом можно утверждать, что частотная зависимость изменений коэффициента отражения при  $\mu\text{GMR}$  в наших условиях в значительной степени вызвана частотной зависимостью импеданса волновода.

## Заключение

Исследован микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в отражении для двух образцов сверхрешеток  $(\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12})/\text{Cu}$  с толщинами спейсера Cu, соответствующими первому и второму максимуму зависимости эффекта GMR от толщины спейсера. Установлено, что в полевой зависимости коэффициента отражения на микроволновых частотах присутствует резонансный вклад, вызванный FMR. Установлено, что вызванные  $\mu\text{GMR}$  изменения коэффициента отражения имеют тенденцию к насыщению в полях, соответствующих магнитному насыщению образца. Величина относительных изменений коэффициента отражения при  $\mu\text{GMR}$  достигает величины от 1 до 4%. Изменения в соответствии с теорией имеют положительный знак и форму полевой зависимости, идентичную гигантскому магниторезистивному эффекту. Величина изменений в эксперименте превышает рассчитанные величины, и различие связывается с приближением в расчетах, когда многослойная сверхрешетка заменяется однородной пластиной с эффективной проводимостью. Экспериментально обнаружено, что изменения коэффициента при  $\mu\text{GMR}$  имеют частотную зависимость, которая может быть объяснена частотной зависимостью импеданса волновода, в который помещен образец при измерениях.

## Благодарности

Авторы благодарны М.В. Макаровой, Е.А. Кравцову за выполнение рентгеновского исследования наноструктур в ЦКП ИФМ УрО РАН.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках темы „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2 и „Функция“ № АААА-А19-119012990095-0. Разд. 2 выполнен при поддержке гранта РФФИ № 17-12-01002.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Z. Frait, P. Sturč, K. Temst, Y. Bruynseraede, I. Vavra. *Solid State Comm.*, **112**, 569 (1999).
- [2] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, Е.А. Кузнецов. *Письма в ЖТФ*, **33** (18), 23 (2007).
- [3] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, А.М. Бурханов, Е.А. Кузнецов. *ФММ*, **96** (3), 52 (2003).
- [4] Д.В. Перов, А.Б. Ринкевич. *ФММ*, **120** (4), 360 (2019).
- [5] D.P. Belozorov, V.N. Derkach, S.V. Nedukh. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **22** (11), 1669 (2001).
- [6] D.E. Endean, J.N. Heyman, S. Maat, E. Dan Dahlberg. *Phys. Rev. B*, **84**, 212405 (2011).
- [7] J.C. Jackuet, T. Valet. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc. Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces, USA, San Francisco, Pittsburgh, Pennsylvania*, **384**, 477 (1995).
- [8] T. Rausch, T. Szczurek, M. Schlesinger. *J. Appl. Phys.*, **85** (1), 314 (1999).
- [9] А.Б. Ринкевич, Я.А. Пахомов, Е.А. Кузнецов, А.С. Клепикова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Устинов. *Письма в ЖТФ*, **45** (5), 42 (2019).
- [10] J. Dubowik, F. Stobiecki, I. Gościańska. *Czechoslovak J. Phys.*, **52** (2), 227 (2002).
- [11] М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Устинов. *ФММ*, **119** (12), 1 (2018).
- [12] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны* (Физматлит, М., 1994)
- [13] R.L. Ramey, W.J. Kitchen, J.M. Lloyd, H.S. Landes. *J. Appl. Phys.*, **39** (8), 3883 (1968).
- [14] R.L. Ramey, T.S. Lewis. *J. Appl. Phys.*, **39** (3), 1747 (1968).
- [15] Н.А. Семенов. *Техническая электродинамика* (Связь, М., 1972).
- [16] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, И.Г. Важенина, М.А. Миляев. *ЖЭТФ*, **131**, 140 (2020).
- [17] W. Pan, X. Zhang. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, **27** (3), 455 (2006).
- [18] S. Lucyszyn. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, **28**, 263 (2007).