

МИКРОВОЛНОВЫЙ ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХРЕШЕТКАХ (CoFeNi)/(CuIn) С ПРОФИЛИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А. Б. Ринкевич^{*}, Д. В. Перов^{**}, М. А. Миляев^{***}, В. В. Устинов^{****}

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
620108, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 2024 г.,
после переработки 16 сентября 2024 г.
Принята к публикации 1 октября 2024 г.

Исследовано микроволновое магнитосопротивление в сверхрешетках (Co₇₇Fe₁₇Ni₆)/(Cu₉₆In₄), полученных методом магнетронного напыления при осаждении слоев на профилированную поверхность из чередующихся микрополосок шириной 3 мкм, сформированных методами микролитографии в буферном слое тантала толщиной 20 нм. Профиль поверхности представляет собой меандр с периодом около 6 мкм и глубиной канавок 5.5 нм. На частотах миллиметрового диапазона длин волн измерено микроволновое магнитосопротивление и проведено сравнение с непрофилированным образцом. Разработан метод определения входного импеданса системы сверхрешетка–диэлектрическая подложка и восстановлена частотная зависимость входного импеданса профилированного и непрофилированного образцов. Установлено, что наименьший импеданс у непрофилированного образца, а самый большой у профилированного образца при направлении микроволнового электрического поля перпендикулярно направлению полосок. Максимальное микроволновое магнитосопротивление непрофилированного образца в два раза превышает магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе.

Статья представлена в рамках публикации материалов международного симпозиума «Спиновые волны-2024» («Spin Waves-2024»), Саратов, август 2024 г.

DOI: 10.31857/S0044451025030101

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные металлические наноструктуры, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления (GMR), имеют перспективы практического применения в спинтронике и магнотронике [1–3]. Микро- и наноразмерные массивы металлических полосок рассматриваются в магнотронике как один из наиболее часто исследуемых объектов. В работе [4] изучена невзаимность спиновых волн в тонкой пленке пермаллоя, связанной магнитостатическим взаимодействием с системой полосок из никеля.

Микроволновое поглощение в системе нанополосок из пермаллоя исследовано на частоте 9.8 ГГц в [5]. Угловые зависимости полей ферромагнитного резонанса в полосках пленок пермаллоя измерены в работе [6]. Получены данные о магнитной анизотропии этих объектов. Биквадратичный вклад в обменное взаимодействие в многослойных пленках с GMR-эффектом исследован в [7]. Шероховатость образца в этой работе моделировалась рельефной поверхностью слоев — массивом параллельных полосок на поверхности. Микроволновое магнитосопротивление многослойных наноструктур с рельефом поверхности практически не исследовано.

Микроволновое гигантское магнитосопротивление (μ GMR) в обменно-связанных наноструктурах было обнаружено в работах [8, 9]. В работе [10] было установлено взаимно-однозначное соответствие относительного магнитосопротивления сверхрешеток Fe/Cr, измеренного на постоянном

^{*} E-mail: rin@imp.uran.ru

^{**} E-mail: peroff@imp.uran.ru

^{***} E-mail: milyaev@imp.uran.ru

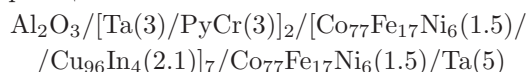
^{****} E-mail: ustinov@imp.uran.ru

токе и относительного изменения модуля прохождения микроволн. Подробное экспериментальное и теоретическое исследование μ GMR в сверхрешетках Fe/Cr было выполнено в [11]. Эффект μ GMR был изучен в магнитных нанокompозитах [12], многослойных наноструктурах Co/Cu [13, 14], наноструктурах $(\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18})/\text{V}$ [15], спиновых клапанах [16]. В инфракрасном диапазоне эффект μ GMR также наблюдался [17]. Эффект при отражении микроволн от сверхрешеток наблюдался в работе [18]. Оказалось, что в отраженной волне μ GMR имеет знак, противоположный эффекту при прохождении волн и значительно меньше по величине. Значительного, до 10 раз, увеличения μ GMR в отраженной волне удалось достичь, используя резонансные условия в диэлектрической подложке [19]. В этих условиях в системе металлическая сверхрешетка–диэлектрическая подложка осуществлялась невязанность в отражении волн. В сверхрешетках (CoFe/Cu) с очень высоким GMR при комнатной температуре наблюдался эффект μ GMR, причем величина микроволнового μ GMR значительно превышала величину GMR, измеренного на постоянном токе [20]. Работы [15, 19, 20] выполнены в миллиметровом диапазоне длин волн. В этом же диапазоне выполнена работа [21], посвященная механизмам потерь в структуре, состоящей из металлических полосок прямоугольной формы, помещенных между двумя диэлектрическими слоями. Эта структура рассматривалась как частотно-селективная поверхность. До настоящего времени эффект μ GMR в металлических наноструктурах с профилированной поверхностью не исследовался.

Для выполнения экспериментов выбрана сверхрешетка $(\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6)/(\text{Cu}_{96}\text{In}_4)$, обладающая высоким GMR. Считается, что сплав близкого состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_{16}\text{Ni}_{18}$ имеет нулевую константу анизотропии [22, 23]. В статьях [22, 24] обращается особое внимание на выбор материала и технологии приготовления буферного слоя для формирования текстуры типа (111) и получения максимального GMR. В исследованных нами сверхрешетках $(\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6)/(\text{Cu}_{96}\text{In}_4)$ толщины слоев выбраны оптимальными для получения максимального GMR, с этой же целью выбран материал спейсера $\text{Cu}_{96}\text{In}_4$. Помимо высокого GMR, выбранные сверхрешетки имеют малые поля насыщения, высокую линейность и низкий гистерезис магниторезистивной характеристики [25]. Эти полезные свойства сверхрешеток $(\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6)/(\text{Cu}_{96}\text{In}_4)$ могут найти практическое применение.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ОБРАЗЦЫ СВЕРХРЕШЕТОК

Образец



получен методом магнетронного напыления на постоянном токе с помощью магнетронной установки MPS 4000 C6 (Ulvac). В качестве подложки использовалась пластина Al_2O_3 (r-plane). В формуле образца числа в круглых скобках означают толщину слоя в нанометрах, индексы у квадратных скобок означают число пар слоев. Обозначение PyCr соответствует сплаву пермаллой-хром состава $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$. Напыление проведено при комнатной температуре, давлении аргона 0.1 Па и мощности магнетронов 100 Вт. Базовое давление остаточных газов в камере напыления было $P = (3-6) \cdot 10^{-7}$ Па. Калибровка скорости напыления каждого материала проводилась по измеренной оптическим профилометром Zygo NewView 7300 высоте «ступеньки» и фиксированном времени напыления вспомогательного пленочного образца. Скорости напыления различных материалов находились в диапазоне 2.8–3.1 нм/мин, а для CuIn — 6.5 нм/мин. В формуле многослойного образца в скобках указаны номинальные толщины слоев, рассчитанные из скорости и времени напыления каждого материала.

Образец с периодически модулированным рельефом изготовлен следующим образом. На подложку размерами 30×30 мм² был напылен слой тантала толщиной 20 нм. На поверхность тантала был нанесен фоточувствительный слой резиста ФП9120 1 на центрифуге Sawatec SM-180-BT. С помощью установки безмасковой лазерной литографии DWL66+ (Heidelberg Instruments) на площади 20×20 мм² была проведена засветка резиста и сформирован массив полосок длиной 20 мм, номинальной шириной 3 мкм и расстоянием между полосками 3 мкм. Проявка проведена в буферном проявителе УПФ-1Б, разведенном с деионизованной водой в соотношении 1:5. Травление тантала выполнено реактивным ионным методом в потоке аргона 50 см³/мин при давлении 20 мТорр и мощности 150 Вт. Снятие резиста проведено в подогретом диметилформамиде с последующей промывкой образца деионизованной водой.

Изображения профиля многослойного образца с рельефом были получены с помощью атомно-силового микроскопа Solver Next (NT-MDT) в полуконтактном режиме работы (см. рис. 1). Использовался кремниевый кантилевер HA-NC (NT-MDT). Зонд имеет радиус закругления менее 10 нм, ре-

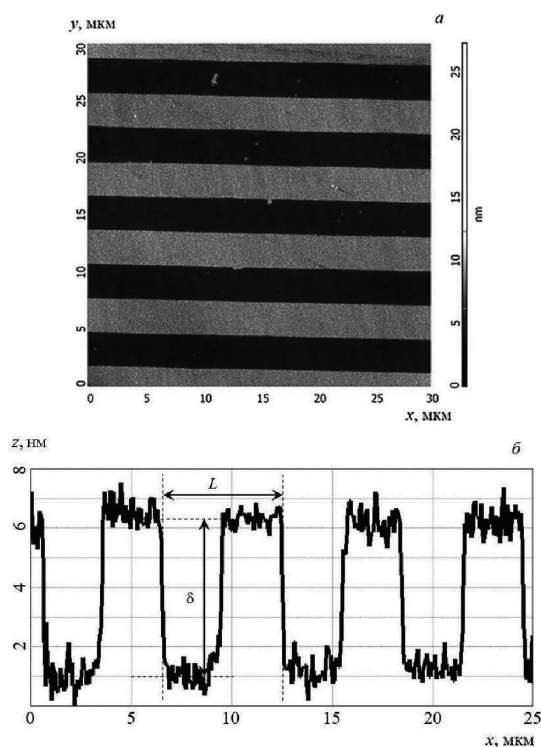


Рис. 1. Изображение поверхности образца с полосками, полученными методами микролитографии и сухого травления (а) и профилограмма поверхности образца (б)

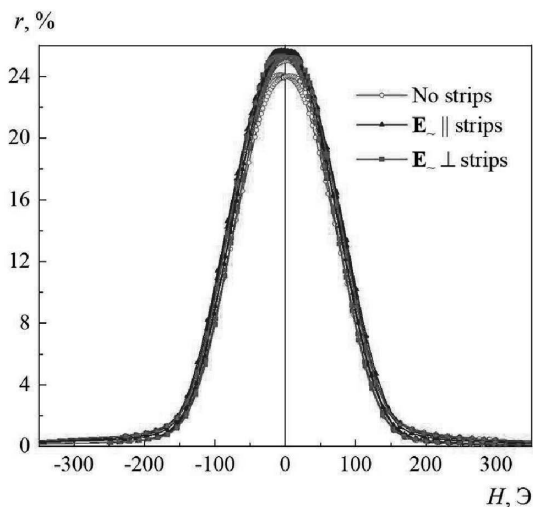


Рис. 2. Магнитосопротивление образцов сверхрешеток, измеренное на постоянном токе

зонансную частоту 235 кГц и силовую константу 12 Н/м. Номинальная глубина сформированных канавок, рассчитанная по найденной скорости травления Та и выбранном времени травления, составила 7.5 нм. Исследование профиля поверхности многослойной структуры, сформированной на слое Та с

рельефной поверхностью, показало, что амплитуда изменения высоты ступенек δ в среднем составляет 5.5 нм. Период структуры $L = 6.07$ мкм.

Двойной буферный слой $[\text{Ta}(3)/\text{PyCr}(3)]_2$ использован для формирования в последующих слоях текстуры (111) при сохранении периодичности расположения полосок. Все слои в многослойной структуре, включая слой Та с канавками, являются проводящими. Использованный подход позволяет формировать многослойные структуры с заданным профилем поверхности.

Магнитосопротивление образцов до литографии и после нее, измеренное на постоянном токе, показано на рис. 2. Электросопротивление в магнитном поле уменьшается, как и следовало ожидать для обменно-связанных сверхрешеток. Полевая зависимость магнитосопротивления испытывает насыщение в полях около 150 Э. Это типичная величина для сверхрешеток с толщиной спейсера 2.0–2.2 нм и числом пар слоев 7 [25]. Максимальная величина магнитосопротивления r достаточно велика, она превышает 24%. На рис. 2 приведены зависимости магнитосопротивления для профилированного образца при ориентации тока как вдоль, так и поперек полосок. Мы видим, что профилирование лишь незначительно повлияло на величину магнитосопротивления и вид полевой зависимости. Нет существенного различия в магнитосопротивлении для двух направлений тока относительно полосок. Измерение петель магнитного гистерезиса позволило получить значение намагниченности насыщения $M = 2055$ ед. СГСМ/см³.

Микроволновые измерения были выполнены в интервале частот 26–38 ГГц с использованием скалярного анализатора цепей. Схема микроволновых измерений и расположения образца показана на рис. 3. В прямоугольный волновод 1 с поперечными размерами 7.2×3.4 мм помещается образец 4 таким образом, что полностью перекрывает поперечное сечение волновода. Электромагнитная волна возбуждается в волноводе, падает на образец, от которого частично отражается и частично проходит через образец. Размеры волновода таковы, что распространяться в выбранном диапазоне частот может только мода TE_{10} . Возбуждение волн и регистрация прошедшей и отраженной волн осуществляется с помощью направленных ответвителей 3. В конце волноводного тракта размещены поглотители 5. Внешнее магнитное поле напряженностью до 12 кЭ создается электромагнитом 2.

Таблица 1. Эффективные проводимости образцов сверхрешеток $\text{Al}_2\text{O}_3/[\text{Ta}(3)/\text{PyCr}(3)]_2/[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Cu}_{96}\text{In}_4(2.1)]_7/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Ta}(5)$

Номер образца	Тип образца	Ориентация токов	Эффективная проводимость, 10^6 См/м
1	непрофилированный	произвольная	2.87
2	профилированный	$\mathbf{E}_{\sim} \parallel$ полоскам	2.79
3	профилированный	$\mathbf{E}_{\sim} \perp$ полоскам	2.17

Измеряются модули коэффициентов прохождения $\dot{T}$ и отражения $\dot{R}$ и их зависимости от частоты и внешнего магнитного поля. Относительные изменения модуля коэффициента прохождения вводятся следующим образом:

$$t_m = \frac{|\dot{T}(H)| - |\dot{T}(0)|}{|\dot{T}(0)|},$$

где $|\dot{T}(H)|$ — модуль коэффициента прохождения в магнитном поле H . Относительные изменения модуля коэффициента отражения вводятся как

$$r_m = \frac{|\dot{R}(H)| - |\dot{R}(0)|}{|\dot{R}(0)|},$$

где $|\dot{R}(H)|$ — модуль коэффициента отражения в магнитном поле H .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В этом разделе будут приведены результаты микроволновых измерений частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения при отсутствии внешнего магнитного поля и их полевые зависимости на фиксированных частотах. Частотные зависимости коэффициентов были измерены с

целью определения эффективных микроволновых проводимостей профилированных и непрофилированных образцов. В случае профилированных образцов эффективная проводимость может зависеть от взаимной ориентации полосок и вектора микроволнового электрического поля $\mathbf{E}_{\sim}$. Частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения показаны на рис. 4 а. По методике, описанной в работе [26], из амплитудно-частотных зависимостей коэффициентов были найдены эффективные микроволновые проводимости. Их частотные зависимости приведены на рис. 4 б. Проводимость непрофилированного образца, за исключением узкой области частот от 36 до 38 ГГц, больше проводимости профилированных образцов. Если сравнивать эффективные проводимости профилированного образца при направлении $\mathbf{E}_{\sim}$ перпендикулярно вытравленным полоскам, то она меньше, чем при направлении $\mathbf{E}_{\sim}$ параллельно полоскам. В перпендикулярной ориентации микроволновые токи проходят большее расстояние на единицу длины образца вдоль поверхности. В табл. 1 приведены численные значения эффективной проводимости, усредненные по интервалу частот 26–38 ГГц.

Перейдем к описанию результатов экспериментов во внешнем магнитном поле. Измерения выполнены в магнитных полях $\pm 0.6 \text{ кЭ}$, поскольку изменения DC магнитосопротивления происходят внутри этого интервала полей. Следует отметить, что микроволновое магнитосопротивление в рассматриваемом интервале частот слабо зависит от частоты волны. Подобное отмечалось, в частности в [26], где исследованы сходные по составу и свойствам сверхрешетки. Поэтому на рис. 5 приведены данные только для одной частоты $f = 29 \text{ ГГц}$. На других частотах были получены подобные результаты. На рис. 5 а проведено сравнение зависимостей изменений модуля коэффициента прохождения от магнитного поля. Зависимости, полученные для непрофилированного образца и профилированного при двух ориентациях полосок, одинаковы по типу зависимости, имеют одинаковое поле насыщения, но различаются по ве-

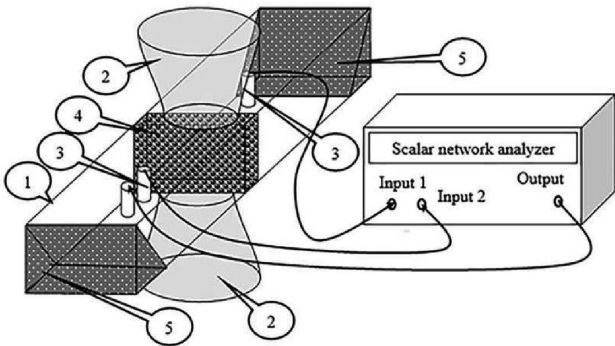


Рис. 3. Схема микроволновых измерений: 1 — прямоугольный волновод, 2 — электромагнит, 3 — направленные ответвители, 4 — образец, 5 — поглотители

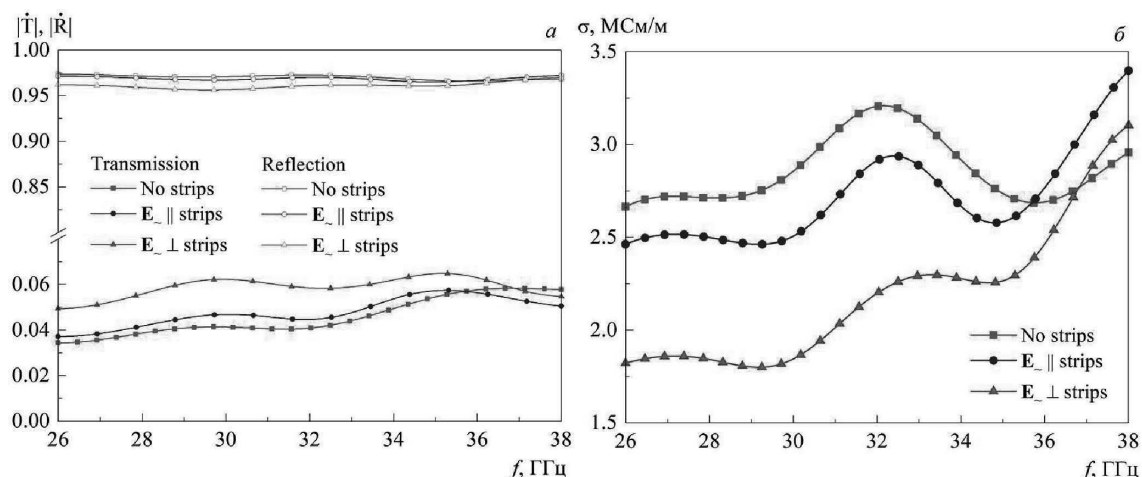


Рис. 4. Частотные зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения (а) и эффективной микроволновой проводимости (б) для различных образцов сверхрешеток

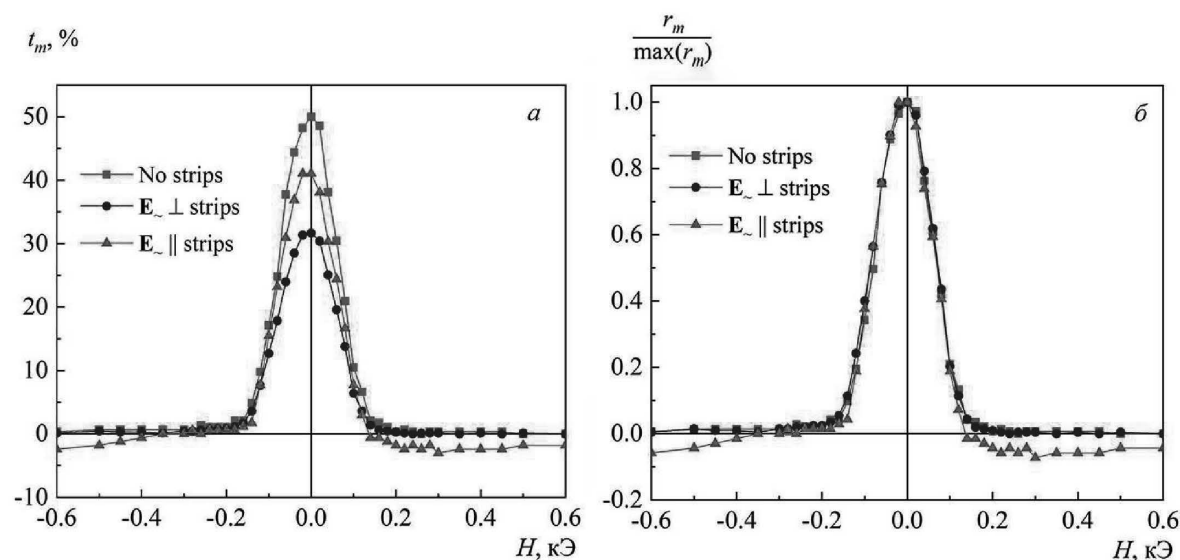


Рис. 5. Микроволновое гигантское магнитосопротивление сверхрешеток при прохождении (а) и отражении (б) волн, измеренное на частоте 29 ГГц

личине. Оказалось, что наибольшую величину, около 50%, имеют изменения для непрофилированного образца. Микроволновые изменения примерно в два раза больше DC магнитосопротивления. Если сравнивать изменения в профилированном образце при двух ориентациях токов, то видно, что наименьшие изменения коэффициента прохождения есть в перпендикулярной ориентации. Таким образом, профилирование образца внесло анизотропию в микроволновое магнитосопротивление, хотя в магнитосопротивлении, измеренном на постоянном токе, анизотропия не была зафиксирована. Эти результаты измерений в магнитном поле согласуются с результа-

тами, полученными выше при анализе амплитудно-частотных характеристик коэффициентов, измеренных без магнитного поля.

На рис. 5 б приведено сравнение формы полевых зависимостей для рассматриваемых образцов на примере изменений коэффициента отражения. Для сравнения формы все три зависимости нормированы на единицу. Налицо практически полное совпадение формы кривых, что неудивительно, поскольку во всех случаях изменения вызваны одной и той же причиной — микроволновым гигантским магнитосопротивлением сверхрешеток.

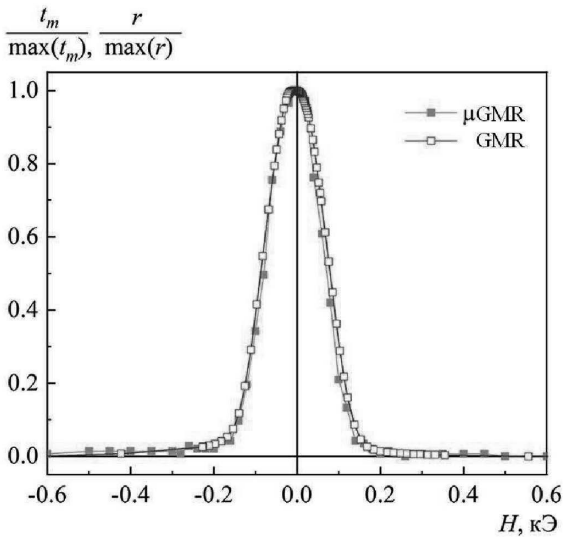


Рис. 6. Сопоставление полевых зависимостей магнитосопротивлений: микроволнового (μ GMR), измеренного на частоте 29 ГГц, и на постоянном токе (GMR)

На рис. 6 приведено сопоставление формы полевой зависимости μ GMR-эффекта при прохождении волн, измеренного на частоте 29 ГГц, и GMR на постоянном токе для непрофилированного образца. Здесь показаны нормированные на единицу величины. Очевидна полная тождественность этих зависимостей. Для профилированных образцов получены аналогичные результаты.

Частотные зависимости максимального магниторезистивного эффекта при прохождении и отражении волн показаны на рис. 7. Видно, что в этом интервале частот сильная зависимость отсутствует, аналогично тому, что наблюдалось ранее [10, 26]. Следует отметить, что для непрофилированного и профилированных образцов величина максимального микроволнового магнитосопротивления на всех частотах существенно больше, чем максимальное DC магнитосопротивление, см. рис. 7а. На рис. 7б показана частотная зависимость максимального магниторезистивного эффекта при отражении волн. В этом случае также нет сильной частотной зависимости. Величина эффекта при отражении волн значительно меньше, чем при прохождении. Эти характерные черты μ GMR ранее наблюдались на обменно-связанных сверхрешетках других составов [18, 27].

4. ВХОДНОЙ ИМПЕДАНС

Результаты описанных выше микроволновых экспериментов можно кратко сформулировать

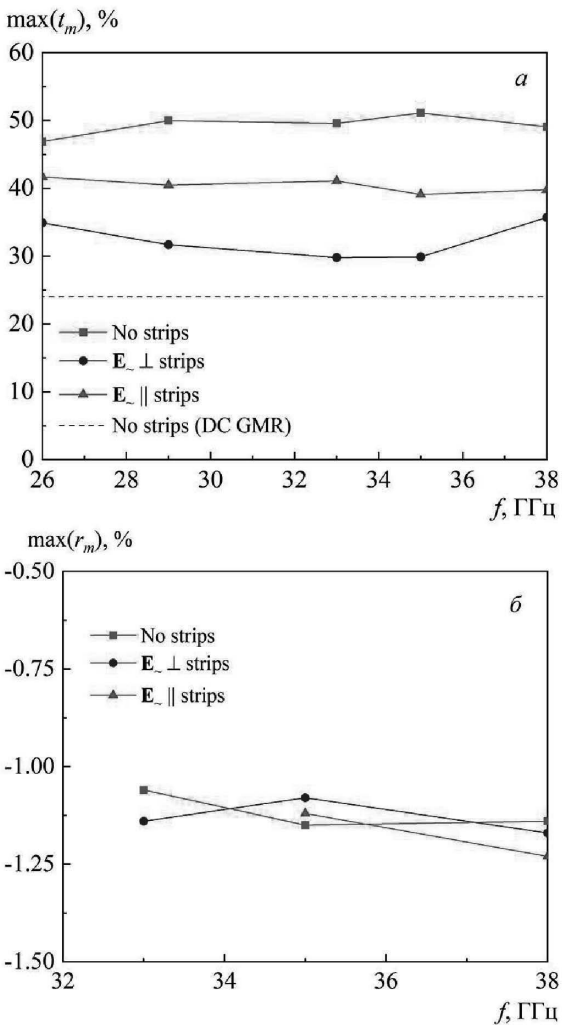


Рис. 7. Частотные зависимости максимального магниторезистивного эффекта при прохождении (а) и при отражении (б) волн

так. Из частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения получены оценки эффективной микроволновой проводимости, которая для непрофилированного образца ожидаемо оказалась больше, чем для профилированных. Среди профилированных образцов наименьшая проводимость оказалась у образца, у которого микроволновые токи направлены перпендикулярно полоскам. Одна из задач статьи состоит в том, чтобы доказать существование анизотропии микроволновой эффективной проводимости и μ GMR-эффекта в профилированном образце. Возможной причиной может быть различие в поверхностном импедансе в таком образце при разном направлении протекания микроволновых токов относительно полосок. В этом разделе мы сначала построим методику, как

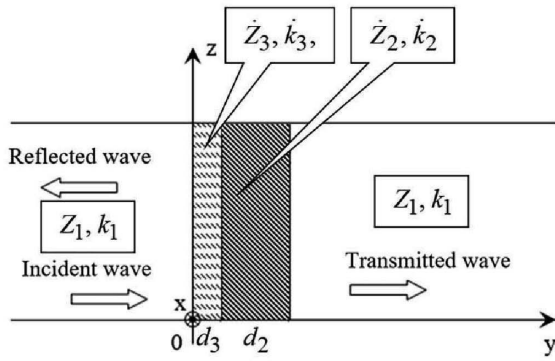


Рис. 8. Схема микроволнового эксперимента с указанием параметров сред

определить входной импеданс сверхрешетки. Из измерений в магнитном поле установлено, что μGMR при прохождении волн примерно в два раза больше по величине, чем эффект GMR, измеренный на постоянном токе. Формы полевых зависимостей GMR и μGMR идентичны. Частотная зависимость μGMR слабая. Сначала проанализируем данные, полученные в отсутствие внешнего магнитного поля. Если бы мы имели дело с полупространством, заполненным металлом, то было бы уместно ввести поверхностный импеданс [28], в данном случае это эффективный импеданс, так как наноструктура представляет собой совокупность слоев из разных металлов и сплавов. Для рассматриваемой нами структуры «сверхрешетка на диэлектрической подложке» мы покажем, как из экспериментальных данных о модулях коэффициентов прохождения и отражения определить входной импеданс. На рис. 8 показана схема микроволнового эксперимента с указанием параметров сред, в которых происходит распространение электромагнитных волн. Среда 1 — это внутреннее пространство прямоугольного волновода с волновым сопротивлением Z_1 и волновым числом k_1 . Среда 2 — это диэлектрическая подложка толщиной d_2 с волновым сопротивлением $\dot{Z}_2$, волновым числом $\dot{k}_2$ и диэлектрической проницаемостью ε_2 . Точка над символом означает комплексную величину. В нашем случае подложка из сапфира с $\varepsilon_2 = 11$. Среда 3 — это металлическая наноструктура с толщиной d_3 , волновым сопротивлением $\dot{Z}_3$ и волновым числом $\dot{k}_3$. Электромагнитная волна падает на наноструктуру нормально ее поверхности.

Комплексные коэффициенты отражения $\dot{R}$ и прохождения $\dot{T}$ для системы, состоящей из двух полупространств и $N - 2$ слоев, определяются соотно-

шениями [29]

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{in}^{(N-1)} - Z_N}{\dot{Z}_{in}^{(N-1)} + Z_N}, \quad (1)$$

$$\dot{T} = \frac{2Z_1}{Z_1 + \dot{Z}_2} \prod_{j=2}^{N-1} \left[\frac{\dot{Z}_{in}^{(j)} + \dot{Z}_j}{\dot{Z}_{in}^{(j)} + \dot{Z}_{j+1}} \exp(-i\dot{\phi}_j) \right], \quad (2)$$

где

$$\dot{Z}_{in}^{(j)} = \dot{Z}_j \frac{\dot{Z}_{in}^{(j-1)} \cos \dot{\phi}_j + i\dot{Z}_j \sin \dot{\phi}_j}{\dot{Z}_j \cos \dot{\phi}_j + i\dot{Z}_{in}^{(j-1)} \sin \dot{\phi}_j} \quad (3)$$

— входной импеданс, определяемый на j -ой границе (между средами с номерами j и $j + 1$), причем $\dot{Z}_{in}^{(1)} = \dot{Z}_1$; $\dot{\phi}_j = \dot{k}_j d_j$ — комплексная фаза для слоев с индексами $j = 2, 3, \dots, N - 1$, d_j — толщины соответствующих слоев. Здесь и далее предполагается, что фазовые множители в выражениях для векторов, описывающих электромагнитные поля волн в j -ой среде, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях по оси y , могут быть записаны соответственно как $\exp[i(\omega t - \dot{k}_j y)]$ и $\exp[i(\omega t + \dot{k}_j y)]$.

Будем рассматривать систему, содержащую два слоя, см. рис. 8. Входные импедансы, определяемые на трех границах рассматриваемой системы согласно выражению (3), будут иметь вид

$$\dot{Z}_{in}^{(1)} = \dot{Z}_1, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{in}^{(2)} &= \dot{Z}_2 \frac{\dot{Z}_{in}^{(1)} \cos \dot{\phi}_2 + i\dot{Z}_2 \sin \dot{\phi}_2}{\dot{Z}_2 \cos \dot{\phi}_2 + i\dot{Z}_{in}^{(1)} \sin \dot{\phi}_2} = \\ &= \dot{Z}_2 \frac{\dot{Z}_1 \cos \dot{\phi}_2 + i\dot{Z}_2 \sin \dot{\phi}_2}{\dot{Z}_2 \cos \dot{\phi}_2 + i\dot{Z}_1 \sin \dot{\phi}_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\dot{Z}_{in}^{(3)} = \dot{Z}_3 \frac{\dot{Z}_{in}^{(2)} \cos \dot{\phi}_3 + i\dot{Z}_3 \sin \dot{\phi}_3}{\dot{Z}_3 \cos \dot{\phi}_3 + i\dot{Z}_{in}^{(2)} \sin \dot{\phi}_3}. \quad (6)$$

Подставляя формулы (4)–(6) в (2), получим выражение для коэффициента прохождения вида

$$\dot{T} = \frac{2Z_1}{Z_1 + \dot{Z}_2} \frac{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2}{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2} \frac{\dot{Z}_{in}^{(3)} + \dot{Z}_3}{\dot{Z}_{in}^{(3)} + \dot{Z}_3} \exp[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3)]. \quad (7)$$

Также из формулы (1) следует, что

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{in}^{(3)} - Z_1}{\dot{Z}_{in}^{(3)} + Z_1}. \quad (8)$$

Обозначим как $\dot{Z}_s = \dot{Z}'_s + i\dot{Z}''_s$ входной импеданс системы в случае, когда волна падает на сверхрешетку, граница которой располагается при $y = 0$.

Таким образом, $\dot{Z}_s = \dot{Z}_{in}^{(3)}$. Перепишем соответствующие формулы для коэффициентов отражения и прохождения (7) и (8) следующим образом:

$$\dot{T} = \frac{2Z_1}{Z_1 + \dot{Z}_2} \frac{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2}{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_3} \frac{\dot{Z}_s + \dot{Z}_3}{\dot{Z}_s + Z_1} \exp \left[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3) \right], \quad (9)$$

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_s - Z_1}{\dot{Z}_s + Z_1}. \quad (10)$$

Тогда для определения $\dot{Z}_s$ из известных $\dot{R}$ и $\dot{T}$ достаточно использовать любое из выражений (9) или (10) для системы из двух слоев. В результате из формулы (10) следует, что

$$\dot{Z}_s = Z_1 \frac{1 + \dot{R}}{1 - \dot{R}}, \quad (11)$$

а из формулы (9) –

$$\dot{Z}_s = \frac{\dot{Z}_s^{num}}{\dot{Z}_s^{den}}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{Z}_s^{num} &= 2Z_1 \dot{Z}_3 \left(\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2 \right) \exp \left[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3) \right] - \\ &\quad - \dot{T} Z_1 \left(Z_1 + \dot{Z}_2 \right) \left(\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_3 \right), \\ \dot{Z}_s^{den} &= \dot{T} Z_1 \left(Z_1 + \dot{Z}_2 \right) \left(\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_3 \right) - \\ &\quad - 2Z_1 \left(\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2 \right) \exp \left[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3) \right]. \end{aligned}$$

Перепишем соотношение (10) в виде

$$\dot{R} = \frac{(\dot{Z}_s + Z_1) - 2Z_1}{\dot{Z}_s + Z_1} = 1 - \frac{2Z_1}{\dot{Z}} = 1 - 2\dot{\xi}, \quad (13)$$

где $\dot{\xi} = \xi' + i\xi''$,

$$\dot{Z} = \dot{Z}_s + Z_1 \quad (14)$$

и

$$\dot{\xi} = \frac{Z_1}{\dot{Z}}. \quad (15)$$

С другой стороны, формулу (9) можно переписать как

$$\dot{T} = \dot{\alpha}(1 - \dot{\beta}\dot{\xi}) \exp \left[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3) \right], \quad (16)$$

где

$$\dot{\alpha} = \frac{2Z_1}{Z_1 + \dot{Z}_2} \frac{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_2}{\dot{Z}_{in}^{(2)} + \dot{Z}_3}, \quad (17)$$

$$\dot{\beta} = 1 - \frac{\dot{Z}_3}{Z_1}. \quad (18)$$

В формулах (5)–(7), (9), (12), (16)–(18)

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_2 &= \phi'_2 + i\phi''_2, & \dot{\phi}_3 &= \phi'_3 + i\phi''_3, \\ \dot{\alpha} &= \alpha' + i\alpha'', & \dot{\beta} &= \beta' + i\beta''. \end{aligned}$$

Заметим, что, как было определено ранее,

$$\dot{\phi}_2 = \dot{k}_2 d_2, \quad \dot{\phi}_3 = \dot{k}_3 d_3.$$

Поскольку мы используем для комплексных волновых чисел представления вида

$$\dot{k}_2 = k'_2 - ik''_2, \quad \dot{k}_3 = k'_3 - ik''_3,$$

то

$$\begin{aligned} \phi'_2 &= k'_2 d_2, & \phi''_2 &= -k''_2 d_2, \\ \phi'_3 &= k'_3 d_3, & \phi''_3 &= -k''_3 d_3. \end{aligned}$$

Используя формулу (13) и учитывая, что

$$R^* = 1 - 2\xi^*, \quad (19)$$

где звездочка обозначает операцию комплексного сопряжения, можно записать:

$$|\dot{R}|^2 = \dot{R} \cdot R^* = (1 - 2\dot{\xi})(1 - 2\xi^*) = (1 - 2\xi')^2 + (2\xi'')^2,$$

откуда следует соотношение

$$\xi'' = \pm \sqrt{|\dot{R}|^2 - (1 - 2\xi')^2}. \quad (20)$$

Используя формулу (16), получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} |\dot{T}|^2 &= \dot{T} \cdot T^* = |\dot{\alpha}|^2 (1 - 2\dot{\beta}\dot{\xi})(1 - 2\beta^*\xi^*) \times \\ &\quad \times \exp \left[-i(\dot{\phi}_2 + \dot{\phi}_3 - \phi_2^* - \phi_3^*) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Используя обозначения

$$\begin{aligned} \dot{\eta} &= \eta' + i\eta'' = 1 - 2\dot{\beta}\dot{\xi}, \\ \eta^* &= \eta' - i\eta'' = 1 - 2\beta^*\xi^* \end{aligned} \quad (22)$$

с учетом формулы (21), получим

$$|\dot{\eta}|^2 = \frac{|\dot{T}|^2}{|\dot{\alpha}|^2} \exp \left[-2(\phi_2'' + \phi_3'') \right]. \quad (23)$$

Представим выражение (23) в развернутом виде, а именно:

$$|\dot{\eta}|^2 = 1 - 2\beta'\xi' + 2\beta''\xi'' + |\dot{\beta}|^2(\xi')^2 + |\dot{\beta}|^2(\xi'')^2. \quad (24)$$

Здесь учтено, что

$$|\dot{\beta}|^2 = (\beta')^2 + (\beta'')^2.$$

Используя формулы (20) и (24), запишем систему уравнений

$$|\dot{\beta}|^2(\xi'')^2 + 2\beta''\xi'' + 1 - 2\beta'\xi' + |\dot{\beta}|^2(\xi')^2 - |\dot{\eta}|^2 = 0, \quad (25)$$

$$4(\xi'')^2 + (1 - 2\xi')^2 - |\dot{R}|^2 = 0, \quad (26)$$

которую следует решить относительно неизвестных величин ξ' и ξ'' .

Ограничимся рассмотрением тонких проводящих слоев, для которых выполняется соотношение $d_3/\Delta_s \ll 1$, где $\Delta_s = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$ — глубина скин-слоя. В этом предельном случае импеданс слоя можно считать вещественным и равным $Z_s \approx 1/\sigma d_3$. Поскольку из соотношений (14) и (15) следует, что

$$\begin{aligned} \dot{\xi} &= \frac{Z_1}{\dot{Z}_s + Z_1} = \frac{Z_1}{Z'_s + Z_1 + iZ''_s} = \\ &= \frac{Z_1(Z'_s + Z_1)}{(Z'_s + Z_1)^2 + (Z''_s)^2} - i \frac{Z_1 Z''_s}{(Z'_s + Z_1)^2 + (Z''_s)^2}, \end{aligned} \quad (27)$$

то при указанных выше условиях, когда $Z''_s \ll Z'_s$, будет выполняться соотношение $\xi'' \ll \xi'$. Тогда упростим уравнение (26) таким образом, что

$$(1 - 2\xi')^2 - |\dot{R}|^2 = 0,$$

откуда следует

$$(1 - 2\xi')^2 = |\dot{R}|^2.$$

Данное равенство эквивалентно следующим соотношениям:

$$|\dot{R}| = \begin{cases} 1 - 2\xi', & \xi' < 1/2, \\ 2\xi' - 1, & \xi' \geq 1/2. \end{cases} \quad (28)$$

Вновь обратимся к формуле (27). Выполним дальнейшие преобразования, учитывая также, что $Z'_s \ll Z_1$, если $Z_1 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$. Тогда

$$\dot{\xi} \approx \frac{Z_1(Z'_s + Z_1)}{(Z'_s + Z_1)^2 + (Z''_s)^2} \approx \frac{Z_1}{Z'_s + Z_1} \approx 1 - \frac{Z'_s}{Z_1} \approx 1 > \frac{1}{2}.$$

Очевидно, что в данном случае необходимо выбрать формулу (28) для условия $\xi' \geq 1/2$, из которой следует, что

$$\xi' = \frac{1 + |\dot{R}|^2}{2}. \quad (29)$$

Подставляя (29) в уравнение (25), получаем формулы для двух возможных решений квадратного уравнения:

$$\xi''_{1,2} = -\frac{\beta''}{|\dot{\beta}|^2} \pm \sqrt{\Xi}, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \Xi &= \frac{(\beta'')^2}{|\dot{\beta}|^4} - \frac{(1 + |\dot{R}|^2)}{4} + \\ &+ \frac{|\dot{T}|^2 \exp[-2(\phi'_2 + \phi'_3)] - |\dot{\alpha}|^2(1 - \beta'(1 + |\dot{R}|))}{|\dot{\alpha}|^2|\dot{\beta}|^2}. \end{aligned}$$

Выбор знака в формуле (30) должен осуществляться, исходя из анализа физического смысла получаемых при этом решений. Это представляет собой отдельную задачу. В нашем случае для выбора знака использовалось условие непрерывности частотной характеристики эффективного импеданса.

Далее, используя выражения (29) и (30), получаем комплексный параметр $\dot{\xi} = \xi' + i\xi''$, который затем можно использовать для оценки $\dot{Z}_s$. Соответствующее выражение может быть получено из соотношений (14) и (15). Оно имеет следующий вид:

$$\dot{Z}_s = Z_1 \frac{1 - \dot{\xi}}{\dot{\xi}}. \quad (31)$$

Данные о частотных зависимостях модулей коэффициентов прохождения $|\dot{T}|$ и отражения $|\dot{R}|$, приведенные на рис. 4а, были использованы для расчета $\dot{Z}_s$. Полученные результаты для действительных частей входных импедансов $\dot{Z}_s$, соответствующие трем образцам, показаны на рис. 9. Наименьшие значения получены для непрофилированного образца. Наибольшие значения импеданса получены для образца, у которого вектор $\mathbf{E}_\sim$ перпендикулярен полоскам. Величина действительной части импеданса составляет 5–11 Ом и слабо зависит от частоты. Профилирование оказывает существенное влияние на импеданс, хотя высота ступенек 5.5 нм на порядок меньше суммарной толщины металла сверхрешетки 54.8 нм.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Используя значения входного импеданса системы металлическая наноструктура–диэлектрическая подложка, можно сделать оценки поверхностного импеданса металла наноструктуры в приближении эффективных параметров. В этом приближении материальные параметры неоднородной многослойной наноструктуры заменяются на эффективные параметры, т. е. параметры (эффективную микроволновую проводимость и эффективную магнитную проницаемость) однородной пленки. В этом приближении были сделаны оценки эффективной микроволновой проводимости на рис. 4б и в табл. 1. Как отмечается в [30], численные значения входного и

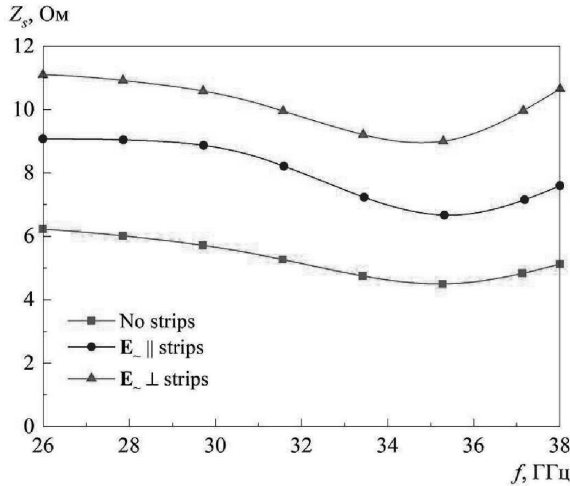


Рис. 9. Частотные зависимости действительной части эффективного комплексного входного импеданса сверхрешеток

поверхностного импедансов равны друг другу при падении волны на полупространство металла. Это равенство осуществляется, если можно ввести граничное условие Леонтовича [31, 32]. Не во всех точках поверхности профилированных образцов можно ввести импедансные граничные условия. Поэтому можно говорить о введении только эффективно-го поверхностного импеданса. В пользу такой возможности говорит тот факт, что период неоднородностей $L = 6.07$ нм много меньше длины электромагнитной волны. Высота рельефа у профилированных образцов $\delta = 5.5$ нм не только много меньше глубины скин-слоя, но и много меньше суммарной толщины металла сверхрешетки. Численные значения входного импеданса и поверхностного импеданса могут, в принципе, существенно различаться, поскольку на величину входного импеданса оказывает влияние интерференция прямых и обратных волн в пластине наноструктуры. Данные рис. 4 а свидетельствуют о том, что модуль коэффициента прохождения мал, $|\dot{T}| \sim 0.05 \ll 1$, и интерференция несущественна. Поэтому можно считать, что данные, приведенные на рис. 9 для действительной части входного импеданса, могут считаться оценкой поверхностного импеданса материала многослойной металлической наноструктуры в приближении эффективных параметров. Данные рис. 4 б и рис. 9 показывают, что входные (и эффективные поверхностные) импедансы непрофилированного и профилированного образцов различны. Это вполне может являться причиной различия и в результатах микроволновых измерений в магнитном поле.

К настоящему времени теория, описывающая микроволновое магнитосопротивление наноструктур, пока не построена. Для расчета использовалось приближение сплошной среды, в котором многослойная металлическая наноструктура заменяется однородной пластиной такой же толщины с эффективными проводимостью и магнитной проницаемостью. Анализ μ GMR в этом приближении выполнен в [11, 26]. Коэффициент прохождения электромагнитной волны в этом случае можно определить по формуле

$$\dot{T} = \frac{2\dot{Z}_2}{2\dot{Z}_2 \cos \dot{k}_2 \hat{d} + iZ_1 \sin \dot{k}_2 \hat{d}}, \quad (32)$$

где $\dot{k}_2 = (1 - i)/\Delta_s$ — волновое число в проводящей среде в условиях нормального скин-эффекта, $\hat{d}$ — суммарная толщина всех металлических слоев наноструктуры. Импеданс хорошо проводящей наноструктуры $\dot{Z}_2$ по модулю меньше импеданса волновода или импеданса свободного пространства. На волнах миллиметрового диапазона $\hat{d} \ll \Delta_s$, и, кроме того, $|\dot{k}_2 \hat{d}| \ll 1$ для толщины наноструктур более единиц нанометров. В этом случае из (32) следует уже упоминавшееся взаимно-однозначное соответствие μ GMR и GMR:

$$t_m = r. \quad (33)$$

Равенство (33) многократно подтверждено экспериментально. Отклонения от (33) наблюдались в гранулярных системах [12], а также в металлических сверхрешетках на частотах инфракрасного диапазона [17]. В этих случаях отклонения от равенства (33) были таковы, что $t_m < r$. Однако в последние годы были получены отклонения $t_m > r$. Превышение μ GMR над GMR наблюдались в наноструктурах с очень большим GMR: сверхрешетках, спиновых клапанах и трехслойных наноструктурах $(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}$ [20, 26]. Внимательный анализ формулы (32) показывает, что отклонения от (33) возможны в двух случаях. Они получаются, если суммарная толщина металла меньше 1 нм, что нереалистично. Другой случай отклонений от (33) возможен для величины проводимости, значительно меньшей, чем проводимость металла. В обоих этих случаях получается неравенство $t_m < r$. Поскольку равенство $t_m = r$ вытекает из модели эффективных параметров, в которой многослойная наноструктура заменяется однородной пленкой с эффективными параметрами, то наблюдавшийся нами [20, 26, 33] и исследованный в данной статье случай $t_m > r$ связан с приближенностью этой модели.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано микроволновое гигантское магнитосопротивление сверхрешеток (CoFeNi)/(CuIn) с профилированной поверхностью. На поверхности сверхрешетки методом ионного травления получена система полосок шириной 3 мкм и глубиной 5.5 нм. Поверх профилированной поверхности методом магнетронного напыления нанесена сверхрешетка. В диапазоне частот 26–38 ГГц исследованы ее микроволновые свойства. Проведено сравнение свойств сверхрешеток с профилированной и непрофилированной поверхностями. Установлено, что эффективная микроволновая проводимость непрофилированного образца больше, чем профилированного. Проведены измерения микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта этих образцов. Показано, что формы полевых зависимостей эффекта у профилированного и непрофилированного образцов идентичны, но эффекты имеют разную величину. Наибольшая величина эффекта у образца с непрофилированной поверхностью, наименьшая у профилированного образца при направлении микроволнового электрического поля перпендикулярно полоскам.

Разработана методика восстановления входного импеданса системы наноструктура–подложка по данным частотных зависимостей модулей прохождения и отражения микроволн. Применение методики показало, что действительная часть входного импеданса для непрофилированного образца меньше, чем для профилированного. В интервале частот 26–38 ГГц входной импеданс имеет слабую частотную зависимость.

Экспериментально установлено, что максимальное микроволновое магнитосопротивление непрофилированной сверхрешетки (CoFeNi)/(CuIn) примерно в два раза больше, чем магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе.

Финансирование. Микроволновые измерения и их анализ выполнены в рамках темы «Спин» (№ 122021000036-3) Министерства науки и высшего образования РФ. Образцы сверхрешеток и технология приготовления профилированной поверхности выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант №24-12-20022).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ферт, УФН **178**, 1336 (2008) [A. Fert, Phys. Usp. **51**, 1336 (2008)].
2. *Magnetic Nanostructures, Spin Dynamics and Spin Transport*, ed. by H. Zabel and M. Farle, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013).
3. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D.: Appl. Phys. **43**, 264001 (2010).
4. M. Mruczkiewicz, P. Graczyk, P. Lupo, G. Gubbiotti, and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **10**, 104411 (2017).
5. L. M. Malkinski, M. Yu, A. Y. Vovk, D. J. Scherer II, L. Spinu, W. Zhou, S. Whittenburg, and Z. Davis, J. Appl. Phys. **101**, 09J110 (2007).
6. Б. А. Беляев, Н. М. Боев, Г. В. Скоморохов, П. Н. Соловьев, А. В. Лукьяненко, А. А. Горчаковский, И. В. Подшивалов, А. В. Изотов, ЖЭТФ **165**, 700 (2024).
7. S. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grünberg, W. Zinn, and I. K. Schuller, Phys. Rev. B **49**, 720 (1994).
8. J. J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **69**, 4795 (1991).
9. B. K. Kuanr, A. V. Kuanr, P. Grünberg, and G. Nimtz, Phys. Lett. A **221**, 245 (1996).
10. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, L. N. Romashev, and V. I. Minin, J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1205 (1998).
11. А. Б. Ринкевич, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов, ЖЭТФ **117**, 960 (2000) [A. B. Rinkevich, L. N. Romashev, and V. V. Ustinov, JETP **90**, 834 (2000)].
12. А. Б. Грановский, А. А. Козлов, Т. В. Багмут, С. В. Недух, С. И. Тарапов, Ж. П. Клерк, ФТТ **47**, 713 (2005) [A. B. Granovsky, A. A. Kozlov, T. V. Bagmut, S. V. Nedukh, S. I. Tarapov, and J. P. Clerc, Phys. Solid State **47**, 738 (2005)].
13. D. P. Belozorov, V. N. Derkach, S. V. Nedukh, A. G. Ravlik, S. T. Roschenko, I. G. Shipkova, S. I. Tarapov, and F. Yildiz, Int. J. Infrared Milli. **22**, 1669 (2001).
14. T. Rausch, T. Szczurek, and M. Schlesinger, J. Appl. Phys. **85**, 314 (1999).
15. А. Б. Ринкевич, Д. В. Перов, Е. А. Кузнецов, В. В. Устинов, ЖЭТФ **156**, 989 (2019) [A. B. Rinkevich, D. V. Perov, E. A. Kuznetsov, and V. V. Ustinov, JETP **129**, 911 (2019)].
16. D. E. Endean, J. N. Heyman, S. Maat, and E. Dan Dahlberg, Phys. Rev. B **84**, 212405 (2011).
17. J. C. Jacquet and T. Valet, *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces*. MRS Symp. Proc. **384**, 477 (1995).

18. Z. Frait, P. Sturč, K. Temst, Y. Bruynseraede, and I. Vavra, *Solid State Comm.* **112**, 569 (1999).
19. A. B. Rinkevich, D. V. Perov, E. A. Kuznetsov, O. V. Nemytova, M. A. Milyaev, and V. V. Ustinov, *Appl. Phys. Lett.* **120**, 233502 (2022).
20. 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**, 42 (2019) [A. B. Rinkevich, Ya. A. Pakhomov, E. A. Kuznetsov, A. S. Klepikova, M. A. Milyaev, L. I. Naumova, and V. V. Ustinov, *Tech. Phys. Lett.* **45**, 225 (2019)].
21. A. L. P. de Siqueira Campos, *Int. J. Infrared Milli.* **29**, 684 (2008).
22. S. Ishio, T. Kobayashi, H. Saito, S. Sugawara, and S. Kadowaki, *J. Magn. Magn. Mater.* **164**, 208 (1996).
23. P. D. Kulkarni, T. Nakatani, Z. Li, T. Sasaki, and Y. Sakuraba, *J. Magn. Magn. Mater.* **560**, 169562 (2022).
24. P. D. Kulkarni, T. Nakatani, T. Sasaki, and Y. Sakuraba, *J. Appl. Phys.* **129**, 213901 (2021).
25. M. A. Milyaev, L. I. Naumova, V. V. Proglyado, A. Yu. Pavlova, M. V. Makarova, E. I. Patrakov, N. P. Glazunov, and V. V. Ustinov, *J. Alloys Compd.* **917**, 165512 (2022).
26. В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, И. Г. Вазенина, М. А. Миляев, *ЖЭТФ* **158**, 139 (2020) [V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, I. G. Vazhenina, and M. A. Milyaev, *JETP* **131**, 139 (2020)].
27. А. Б. Ринкевич, Е. А. Кузнецов, Д. В. Перов, М. А. Миляев, *ЖТФ* **91**, 308 (2021) [A. B. Rinkevich, E. A. Kuznetsov, D. V. Perov, and M. A. Milyaev, *Tech. Phys.* **66**, 298 (2021)].
28. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, *УФН* **89**, 367 (1966) [É. A. Kaner and V. G. Skobov, *Sov. Phys. Usp.* **9**, 480 (1967)].
29. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, Москва (1957) [L. M. Brekhovskikh, *Waves in Layered Media*, Academic Press, San Diego (1960)].
30. Н. А. Семенов, *Техническая электродинамика*, Связь, Москва (1972).
31. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, *УФН* **179**, 865 (2009) [V. I. Alshits and V. N. Lyubimov, *Phys. Usp.* **52**, 815 (2009)].
32. С. Л. Бердник, Д. Ю. Пенкин, В. А. Катрич, Ю. М. Пенкин, М. В. Нестеренко, *Радиофизика и радиоастрономия* **19**, 57 (2014) [S. L. Berdnik, D. Y. Penkin, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin, and M. V. Nesterenko, *Radio Phys. Radio Astron.* **19**, 57 (2014)].
33. А. Б. Ринкевич, Е. А. Кузнецов, Д. В. Перов, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, М. В. Макарова, *ЖТФ* **92**, 1711 (2022) [A. B. Rinkevich, E. A. Kuznetsov, D. V. Perov, M. A. Milyaev, L. I. Naumova, and M. V. Makarova, *Tech. Phys.* **67**, 1480 (2022)].