

МАГНИТОПРОПУСКАНИЕ И МАГНИТООТРАЖЕНИЕ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ FeCr

В. В. Устинов^a, Ю. П. Сухорук^{a}, М. А. Миляев^a, А. Б. Грановский^{b**},
А. Н. Юрасов^c, Е. А. Ганьшина^b, А. В. Телегин^a*

^a *Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620041, Екатеринбург, Россия*

^b *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^c *Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)
119454, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 2008 г.

Изучены спектры магнитопротускания и магнитоотражения, их температурные и полевые зависимости в различных геометриях направления магнитного поля относительно плоскости семислойной пленки Cr(28 Å)/Fe(36 Å)/Cr(13 Å)/Fe(18 Å)/Cr(13 Å)/Fe(36 Å)/Cr(28 Å) и корреляция между эффектами. Проведен сравнительный анализ экспериментальных результатов с данными по намагниченности и экваториального эффекта Керра. Выполнены расчеты магнитопротускания и магнитоотражения для данной пленки в рамках теории магниторефрактивного эффекта. Показано, что наряду с толщиной слоев пленки большое влияние как на величину, так и на спектральную зависимость магнитопротускания и магнитоотражения оказывают эффективное время релаксации, плазменная частота и параметр спиновой асимметрии. Хотя результаты расчета качественно описывают знаки, спектральные и полевые зависимости магнитопротускания и магнитоотражения, количественное соответствие с экспериментом отсутствует, в частности, вблизи видимой области спектра. Обсуждаются причины количественного рассогласования.

PACS: 42.70.-a, 78.20.Ls

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект гигантского магнитопоглощения или магнитопротускания — изменение протускания света образцом под действием магнитного поля $\Delta I/I_0 = (I_H - I_0)/I_0$ (где $I_{H,0}$ — протускание соответственно при наличии и в отсутствие поля) — первоначально был обнаружен в материалах, обладающих гигантским магнитосопротивлением, например, в монокристаллах магнитных полупроводников HgCr₂Se₄ [1], в монокристаллах и пленках манганитов лантана [2, 3]. Величина эффекта в этих материалах достигает десятков процентов, что делает их перспективными для практических применений в оптоэлектронике [4, 5]. Магнито-

протускание было обнаружено и в трехслойных пленках Fe/Cr/Fe [6] и NiFe/Cu/Co [7], обладающих гигантским магнитосопротивлением. В трехслойной системе Fe/Cr/Fe эффект измерялся только в «фохтовской» геометрии эксперимента при намагничивании вдоль плоскости пленки, а его величина составляла доли процентов (около 0.8 %) [6]. В отличие от пленок манганитов лантана с отрицательным магнитосопротивлением и магнитопротусканием, в трехслойной пленке Fe/Cr/Fe магнитопротускание является положительным, несмотря на отрицательный знак магнитосопротивления. Более того, в системе NiFe/Cu/Co [7] магнитопротускание положительно только при длинах волн $\lambda < 10$ мкм, а при $\lambda > 10$ мкм становится отрицательным. Авторами работ [6, 7] не были проведены температурные измерения магнитопротускания

*E-mail: suhorukov@imp.uran.ru

**E-mail: granov@magn.ru

пускания и сравнительный анализ полученных данных с данными магнитных измерений. Необходимо отметить, что из-за сложности измерения малого по величине магнитопропускания публикации по влиянию магнитного поля на поглощение света мультислоями за исключением этих двух работ, данные которых противоречивы, отсутствуют. В основном существуют работы по эффекту магнитоотражения (см. обзор [8]). В работе [6] показан спектр магнитоотражения трехслойной пленки Fe/Cr/Fe без сравнительного анализа с магнитопропусканием.

Эффекты магнитопропускания и магнитоотражения в системах с туннельным магнитосопротивлением и магнитосопротивлением, обусловленным магнитными фазовыми переходами, принято связывать с проявлениями магниторефрактивного эффекта (МРЭ) [6–8]. Так как, по определению, диэлектрическая проницаемость линейно зависит от частотно-зависящей проводимости, для любого материала со значительным магнитосопротивлением индексы рефракции и все оптические явления будут зависеть от внешнего магнитного поля. МРЭ является высокочастотным аналогом магнитосопротивления. Однако магнитоотражение и магнитопропускание в тех же системах могут определяться и другими механизмами, например, влиянием магнитного поля на электронную структуру, концентрацию носителей, на интенсивность межзонных переходов и др. Поэтому в данной работе мы будем использовать более общие термины — магнитопропускание и магнитоотражение.

В настоящей работе нами изучено влияние температуры, геометрии направления магнитного поля относительно плоскости пленки на магнитопропускание, магнитоотражение и магнитосопротивление многослойной пленки Cr (номинальная толщина $d = 28 \text{ \AA} / \text{Fe}(36 \text{ \AA}) / \text{Cr}(13 \text{ \AA}) / \text{Fe}(18 \text{ \AA}) / \text{Cr}(13 \text{ \AA}) / \text{Fe}(36 \text{ \AA}) / \text{Cr}(28 \text{ \AA})$), а также корреляция между этими эффектами, намагниченностью и экваториальным эффектом Керра. Выполнены модельные расчеты магнитопропускания и магнитоотражения данной системы в рамках теории МРЭ.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Семислойная структура Cr (28 \AA) / Fe(36 \AA) / Cr(13 \AA) / Fe(18 \AA) / Cr(13 \AA) / Fe(36 \AA) / Cr(28 \AA) была выращена на монокристаллической подложке (10 $\bar{1}2$) Al₂O₃ методом молекулярно-лучевой эпи-

таксии на установке «Катунь-С» в сверхвысоком вакууме при оптимальном температурном режиме, при котором формируется наиболее совершенная атомная структура интерфейсов [9]. Первый слой Cr выступает в роли буферного слоя, частично сглаживающего шероховатость подложки. Второй и третий слои Cr обеспечивают обменное взаимодействие антиферромагнитного типа между слоями Fe, а верхний слой Cr предназначен для защиты наноструктуры от окисления. Средний слой Fe выращен в 2 раза тоньше, чем крайние слои Fe. Указанный выбор толщин различных слоев Fe и Cr обеспечивает однозначность процесса перемагничивания. В такой наноструктуре при уменьшении магнитного поля от поля насыщения H_s до $H = 0$ переход от ферромагнитного к антиферромагнитному упорядочению магнитных моментов слоев Fe будет происходить за счет перемагничивания именно среднего слоя Fe (см. ниже рис. 5). Для этого слоя обменное взаимодействие, формирующее антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов в нулевом магнитном поле, из-за наличия двух ближайших магнитных слоев будет в два раза сильнее, чем для крайних слоев Fe, имеющих только по одному ближайшему магнитному слою. В то же время, зеемановская энергия, пропорциональная толщине ферромагнитного слоя и ориентирующая магнитные моменты вдоль направления магнитного поля, будет вдвое меньше (по абсолютной величине), чем у крайних слоев Fe. Таким образом, при $H_s \gg H > 0$ конфигурация магнитных моментов с минимальной энергией будет такой, что магнитные моменты крайних слоев Fe будут направлены по полю, а среднего — против поля. При выборе толщины слоев Fe и Cr были учтены дополнительные условия: а) образец должен быть полупрозрачным для возможности измерения магнитопропускания, б) применение слоев толщиной около 30 \AA обусловлено снижением влияния размерных квантовых эффектов в мультислоях на действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости образца [10]. В наноструктурах с тремя слоями Fe при других комбинациях толщины слоев изучались более сложные сценарии перемагничивания [11, 12].

Коэффициент пропускания света (I) и коэффициент отражения (R) образца измерялись в диапазоне длин волн 0.8–15 мкм, температурном интервале 78–375 К. Влияние магнитного поля на пропускание света исследовалось в поле до 10 кЭ, параллельном и перпендикулярном плоскости пленки (геометрия Фарадея), а на отражение света — в поле до 2.2 кЭ, параллельном плоскости пленки. Магнито-

отражение определялось как $\Delta R/R = (R_H - R_0)/R_0$, где $R_{H,0}$ — отражение в поле и без поля при угле падения света примерно 7° . Относительная погрешность при определении ориентации поля к поверхности пленки не превышала 3%. Влияние магнитной анизотропии пленки на магнитопротекание и магнитоотражение при намагничивании в плоскости и перпендикулярно пленке не исследовалось ввиду малой величины эффектов. Следует отметить, что «шум» системы без образца в фарадеевской геометрии составлял 0.07–0.08% в поле 10 кЭ, а при наличии подложки (Al_2O_3) соответственно 0.1–0.12%, что превышает уровень шума оптической системы в магнитном поле. Увеличение уровня шума магнитопротекания от подложки могло быть связано с влиянием магнитного поля на фоновые моды Al_2O_3 [13], но при нормальном падении света и в полях до 10 кЭ этот эффект пренебрежимо мал. Величина шума магнитоотражения не превышала 0.13%.

Экваториальный эффект Керра (δ) исследовался при угле падения света на плоскость пленки, равном 68° , в энергетическом интервале $1.5 \text{ эВ} < E < 3.5 \text{ эВ}$, при температурах от 50 до 350 К в режиме нагрева и в магнитном поле до 3.5 кЭ, приложенном в плоскости пленки. Подробно методика измерения $\delta = [Y_H - Y_0]/Y_0$, где $Y_{H,0}$ — интенсивности отраженного света при наличии и в отсутствие магнитного поля — описана в работе [14]. Температурные зависимости эффекта Керра, магнитопротекания и магнитосопротивления измерялись в режиме нагрева со скоростью примерно 1–3 К/мин.

Электросопротивление семислойной структуры измерялось четырехконтактным методом при комнатной температуре и в магнитном поле до 20 кЭ, направленном в плоскости пленки перпендикулярно току, в температурном интервале от 4 до 300 К и определялось как $\Delta\rho/\rho_0 = [\rho_H - \rho_0]/\rho_0$. Намагниченность M измерялась на вибрационном магнитометре при комнатной температуре в магнитном поле до 10 кЭ, направленном в плоскости пленки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В фарадеевской геометрии эксперимента магнитопротекание семислойной наноструктуры $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{Cr}$ положительно и демонстрирует монотонный ход при $\lambda = 6 \text{ мкм}$ и поле 8 кЭ, практически не зависящий от температуры (рис. 1а). Такой же ход имеет место в температурной зависимости эффекта Керра в поле 2 кЭ и $\lambda = 0.6 \text{ мкм}$

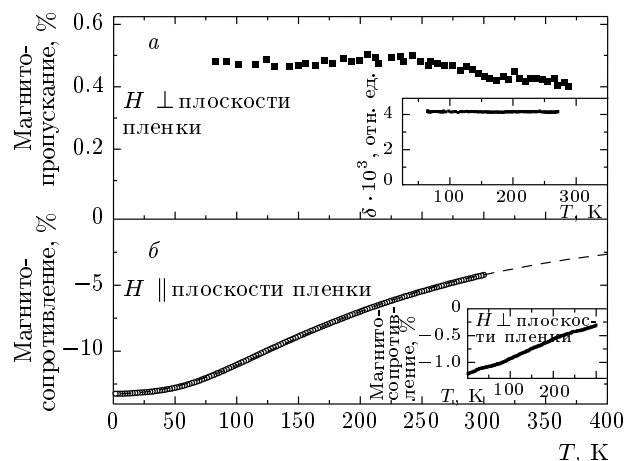


Рис. 1. Температурные зависимости магнитопротекания в геометрии Фарадея в поле $H = 8 \text{ кЭ}$ и $\lambda = 6 \text{ мкм}$ (на вставке — экваториальный эффект Керра δ) при $H = 2 \text{ кЭ}$ и $E \sim 2 \text{ эВ}$ (а) и магнитосопротивления семислойной пленки $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{Cr}$ в геометрии Фохта при $H = 5 \text{ кЭ}$ (на вставке — в геометрии Фарадея) (б), штриховая кривая — функциональная зависимость $\Delta\rho/\rho_0(T) = -1/(a + bT^2 \ln T)$

(вставка на рис. 1а) и магнитоотражения. Однако температурные зависимости отрицательного магнитосопротивления, измеренные в геометриях Фохта и Фарадея в поле 5 кЭ, демонстрируют увеличение магнитосопротивления при понижении температуры до 70 К (рис. 1б). В геометрии Фохта при $T < 70 \text{ К}$ магнитосопротивление приобретает температурно-независимый ход. В исследуемом температурном интервале экспериментальная кривая магнитосопротивления хорошо описывается функцией $\Delta\rho/\rho_0(T) = -1/(a + bT^2 \ln T)$ [15] (штриховая линия на рис. 1б).

Спектр магнитопротекания исследуемой семислойной структуры, полученный в геометрии Фарадея при $H = 8 \text{ кЭ}$ и $T = 295 \text{ К}$ (кривая 1 на рис. 2), в диапазоне длин волн $2 \text{ мкм} < \lambda < 10 \text{ мкм}$ (энергетический диапазон $1000 \text{ см}^{-1} < E < 5000 \text{ см}^{-1}$) подобен спектру трехслойной пленки $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{Cr}$ на подложке MgO с плоскостью (110) [6]. При $\lambda > 2 \text{ мкм}$ происходит рост магнитопротекания, который прекращается при $\lambda > 7 \text{ мкм}$. В работе [6] отсутствуют данные для магнитопротекания в области коротких длин волн при $\lambda < 2 \text{ мкм}$. Нами был расширен исследуемый спектральный интервал до 0.8 мкм. Кривая 1 демонстрирует рост магнитопротекания семислойной структуры $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{Cr}$ при $\lambda < 2 \text{ мкм}$. Расчет спектра магнитопротекания (см. ниже) в

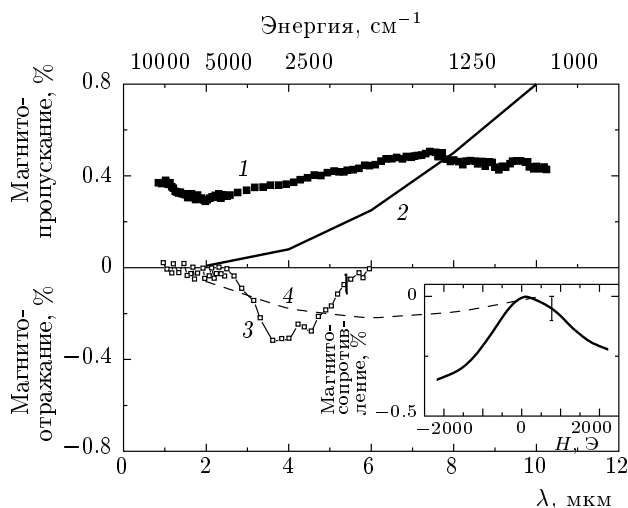


Рис. 2. Спектры магнитопропускания в геометрии Фарадея при $H = 8$ кЭ (1 — поле перпендикулярно плоскости пленки, 2 — расчет по теории МРЭ при $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с) и магнитоотражения в геометрии Фохта при $H = 2.2$ кЭ (3 — поле параллельно плоскости пленки, 4 — расчет по теории МРЭ при $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с) семислойной структуры Cr/Fe/Cr при $T = 295$ К. На вставке — полевая зависимость магнитопропускания при $\lambda = 6$ мкм

рамках теории МРЭ (кривая 2 на рис. 2) показывает только тенденцию роста величины эффекта при увеличении длины волны.

В спектре зеркального отражения семислойной пленки имеет место монотонный рост при увеличении длины волны, как и в трехслойной пленке [6]. Различие в спектрах состоит только в более высоких значениях отражения до 80% в семислойной пленке. В отличие от спектра магнитопропускания, магнитоотражение как и магнитосопротивление является отрицательным, имеет место в узком диапазоне длин волн $2.5 \text{ мкм} < \lambda < 6 \text{ мкм}$ ($1500 \text{ см}^{-1} < E < 4000 \text{ см}^{-1}$) и не превышает 0.4% (кривая 3 на рис. 2). Как и в случае магнитопропускания, расчет спектра магнитоотражения в рамках теории МРЭ (кривая 4 на рис. 2) показывает только согласие с формой экспериментальной кривой отрицательного магнитоотражения. Величина и спектральный диапазон магнитоотражения семислойной пленки практически совпадают с данными для трехслойной пленки [6].

Полевая зависимость магнитоотражения не позволяет судить о форме кривой из-за ограничения магнитных полей и малой величины эффекта, не намного превышающего погрешность измерения

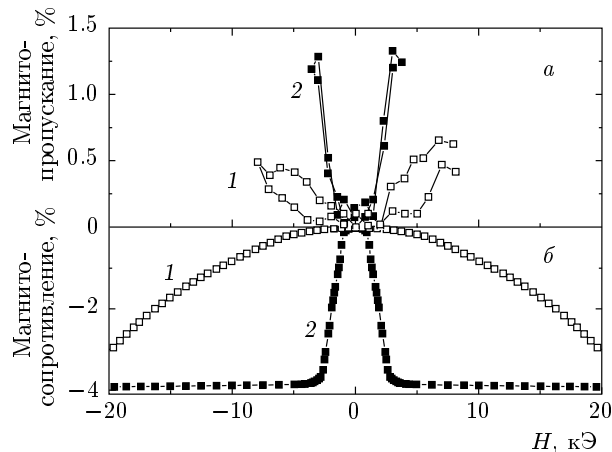


Рис. 3. Полевая зависимость в геометриях Фохта (1) и Фарадея (2) при $T = 295$ К магнитопропускания при $\lambda = 6$ мкм (а) и магнитосопротивления семислойной пленки Cr/Fe/Cr (б)

(вставка на рис. 2). Тем не менее, она демонстрирует четный эффект и тенденцию увеличения магнитоотражения в зависимости от поля.

Полевая зависимость магнитопропускания семислойной структуры Cr/Fe/Cr измерялась в фарадеевской геометрии при $\lambda = 6$ мкм, начиная с $H = 10$ кЭ с последующим уменьшением поля до нуля и дальнейшим увеличением поля после смены знака в течение только одного цикла. Необходимость такого измерения вызвана нестабильностью результатов измерения как от времени измерения, так и при увеличении числа циклов. Кривая 1 на рис. 3а демонстрирует слабый статический гистерезис. В данной геометрии эффект магнитопропускания появляется только при $H \sim 5$ кЭ, в этих полях становится заметным и эффект магнитосопротивления (кривая 1 на рис. 3б). Многоцикличные измерения магнитопропускания показали, что даже в фарадеевской геометрии магнитопропускание достигает большой величины при комнатной температуре (примерно 0.5% в поле 10 кЭ), при этом $\Delta\rho/\rho_0 \sim 1\%$.

В фохтовской геометрии эксперимента при $\lambda = 6$ мкм имеет место существенное уменьшение влияния размагничивающего фактора на полевые зависимости магнитопропускания и электросопротивления. На рис. 3а (кривая 2) видно, что для семислойной структуры ход кривой $\Delta I/I_0(H)$ подобен ходу $\Delta\rho/\rho_0(H)$ (кривая 2 на рис. 3б). Такое поведение $\Delta I/I_0(H)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H)$ наблюдалось и для трехслойной пленки [6]. При близости максимальных значений магнитосопротивления (около 4%)

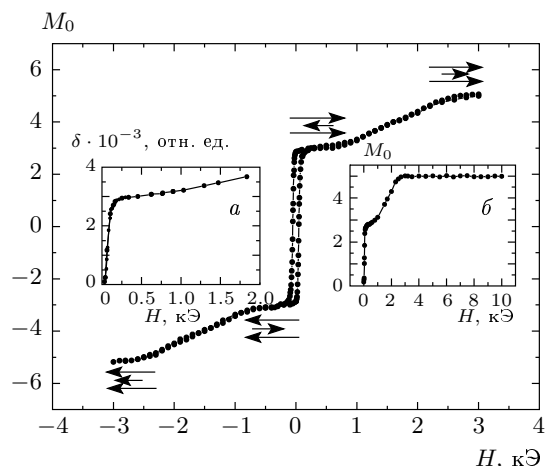


Рис. 4. Петля магнитного гистерезиса семислойной структуры Cr/Fe/Cr при намагничивании в плоскости пленки. На вставках: *a* — полевая зависимость экваториального эффекта Керра (δ) при 2 В, $T = 295$ К; *b* — намагниченности, измеренные после предварительного размагничивания образца; M_0 — намагниченность среднего слоя Fe

различие между магнитопротеканием семислойной и трехслойной пленок состоит в том, что в нашем случае оно достигает примерно 1.3 % и превышает значение $\Delta I/I_0 \sim 0.8\%$ в трехслойной структуре. На рис. 3б видно, что магнитосопротивление насыщается в полях выше 3.5 кЭ. Подобие кривых $\Delta I/I_0(H)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H)$ позволяет сделать вывод о том, что магнитопротекание и в семислойных пленках Cr/Fe/Cr насыщается при $H > 3.5$ кЭ. Обращает на себя внимание факт, который не обсуждался в работе [6]: в фохтовской геометрии эксперимента эффекты магнитопротекания и магнитосопротивления появляются при $H > 1$ кЭ, а случае фарадеевской геометрии — при $H \sim 5$ кЭ (рис. 3). В этой связи представляет интерес сравнительный анализ поведения кривых $M(H)$, $\delta(H)$, $\Delta I/I_0(H)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H)$ для исследованной структуры Cr/Fe/Cr.

В отличие от $\Delta I/I_0(H)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H)$, сильный рост намагниченности и эффекта Керра происходит уже в малых полях. На рис. 4 приведена петля магнитного гистерезиса в единицах намагниченности среднего слоя Fe (M_0). Стрелками указаны направления намагниченности слоев в различных интервалах внешнего магнитного поля. При $200 \text{ Э} < H < 1000 \text{ Э}$ в зависимостях $M(H)$ и $\delta(H)$ появляется ступенька, которая сменяется монотонным ростом при $1000 \text{ Э} < H < 2500 \text{ Э}$ (вставки на

рис. 4). Именно в области монотонного роста намагниченности и эффекта Керра происходит резкое увеличение магнитосопротивления и магнитопротекания в фохтовской геометрии эксперимента. В полях выше 3 кЭ наблюдается насыщение намагниченности (рис. 4б), $\Delta I/I_0(H)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H)$. Насыщение магнитосопротивления и магнитопротекания при $H > 3$ кЭ имело место и в трехслойных структурах [6].

4. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим, в какой степени полученные экспериментальные данные могут быть интерпретированы в рамках механизмов МРЭ. В рамках теории МРЭ приложение магнитного поля изменяет проводимость мультислойной структуры, а следовательно, ее диэлектрическую проницаемость ϵ и индексы рефракции, определяющие отражение и прохождение света. Для описания этого эффекта используется приближение самоусреднения диэлектрической проницаемости, при котором строится эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, учитывающая процессы спин-зависящего рассеяния в объеме слоев и интерфейсах. Такой простой подход оказался весьма успешным для объяснения МРЭ гранулированных сплавов и мультислоев (см. работу [8], а также ссылки в ней).

Ряд полученных данных находится в согласии с теорией МРЭ. В первую очередь это относится к полевой зависимости магнитоотражения и магнитопротекания. Принято считать [8], что если магнитосопротивление не превышает 10–20 %, то отличительным свойством МРЭ является совпадение хода полевых зависимостей магнитопротекания и магнитосопротивления, измеренных в одинаковой геометрии, как показано на рис. 3.

С другой стороны, в рамках приближения самоусреднения для полупространства, т.е. достаточно толстого образца, магнитоотражение имеет знак, противоположный знаку магнитосопротивления [16], что не соответствует полученным данным (см. рис. 2). Отсутствует линейная корреляция между значениями магнитопротекания и магнитосопротивления, измеренными в поле, параллельном и перпендикулярном слоям, а именно: магнитопротекание различается примерно в два раза, тогда как магнитосопротивление уменьшается более чем в 4 раза (рис. 3 и 4). Учитывая, что МРЭ является высокочастотным аналогом магнитосопротивления, удивительным представляется

отсутствие корреляции между температурными зависимостями магнитопропускания и магнитосопротивления (рис. 1). Наконец, полученные спектральные зависимости эффектов магнитопропускания и магнитоотражения не соответствуют развитым представлениям о МРЭ.

Для ответа на эти вопросы мы выполнили расчеты магнитопропускания и магнитоотражения исследованной системы суммарной толщиной 170 Å на подложке из Al₂O₃. Подложка в силу своей толщины (0.5 мм) считалась полубесконечной. Коэффициенты пропускания и отражения рассчитывались с помощью формул Френеля для системы воздух–пленка–подложка с учетом интерференции (подробнее о методике см. работу [17]). Для расчета магнитопропускания и магнитоотражения мы использовали выражение для диэлектрической проницаемости в пределе самоусреднения [16, 18]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{st} + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{i\omega\tau}{1-i\omega\tau} \left(1 + \frac{m^2\beta^2}{(1-i\omega\tau)^2 - m^2\beta^2}\right), \quad (1)$$

где ε_{st} — не зависящая от частоты часть диэлектрической проницаемости, ω_p — плазменная частота, ω — частота падающего излучения, τ — время релаксации, m — отношение намагниченностей M/M_s , β — параметр спиновой асимметрии. Параметр спиновой асимметрии β характеризует отношение времен релаксации для электронов с противоположными спинами в исследуемой системе.

В наших расчетах принято, что $\varepsilon_{st} = 3.5$ и $\omega_p = 3$ эВ, что соответствует модифицированной модели Друде для переходных металлов в ИК-области спектра [18]. Параметр τ варьировался в пределах, соответствующих подобным мультислойным системам, а параметр β принимался равным 0.75, как и в работе [18]. Результаты расчетов представлены на рис. 5 и рис. 6.

Как видно на рис. 5, в случае МРЭ величина и спектральная зависимость магнитоотражения сильно зависят от эффективного времени релаксации в системе. При малых временах релаксации происходит рост величины и смена знака $\Delta R/R$, тогда как при увеличении τ магнитоотражение становится малым и отрицательным, что связано с тем, что данная пленка является достаточно тонкой. Рассчитанные коэффициенты отражения и пропускания рассматриваемой системы соответствуют экспериментальным при значении $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с, $\varepsilon_{st} = 3.5$ и $\omega_p = 3$ эВ. На рис. 6 представлены рассчитанные спектры магнитоотражения и магнитопропускания при данном наборе параметров и $\beta = 0.75$.

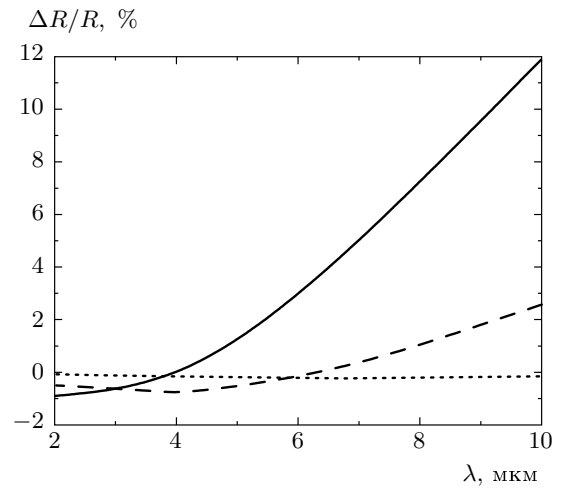


Рис. 5. Спектральная зависимость магнитоотражения при различных значениях времени релаксации: $\tau = 6 \cdot 10^{-15}$ с — сплошная линия, $\tau = 10^{-14}$ с — штриховая линия, $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с — пунктир

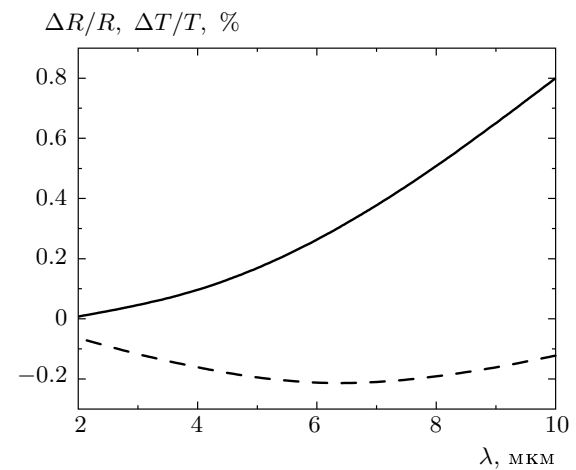


Рис. 6. Спектральная зависимость магнитоотражения (штриховая кривая) и магнитопропускания (сплошная кривая) при $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с

Как видно на рис. 6, рассчитанные спектры в общих чертах находятся в качественном согласии с экспериментальными (рис. 2). Однако следует подчеркнуть три факта, которые не находят пока объяснения в рамках представлений о МРЭ. Во-первых, это возрастание магнитопропускания при $\lambda < 2$ мкм, во-вторых, наличие заметного магнитоотражения только в узкой области спектра от 2 до 6 мкм и, наконец, большое значение β , не соответствующее данным по магнитосопротивлению (см. ниже).

Первый факт находится в прямом противоречии с тем, что МРЭ исчезает при приближении к видимому участку спектра. Мы связываем это обстоятельство с тем, что в ближней ИК-области спектра, где возрастает роль межзонных переходов, возможен и другой вклад в магнитопротекание, не связанный с МРЭ, а определяющийся перестройкой электронной структуры при изменении взаимной ориентации магнитных моментов слоев. Кроме того, для данной системы эффект Керра при приближении к видимой части спектра достаточно велик и поэтому четные магнитооптические эффекты могут также давать дополнительный вклад в МРЭ [19].

Второе обстоятельство, возможно, связано с дополнительным отражением от задней стороны подложки (в расчетах подложка считалась полубесконечной), но нельзя полностью исключить влияние межзонных переходов и четных магнитооптических эффектов в этой области спектра.

Теперь рассмотрим параметр спиновой асимметрии β . Согласно экспериментальным данным, магнитосопротивление имеет максимальное значение около 4%. В теоретической модели можно показать, что произведение $m^2\beta^2$ в точности равно магнитосопротивлению, однако если положить $m^2\beta^2 = 4\%$, то рассчитанный эффект МРЭ будет на один–два порядка меньше экспериментального, т. е. составит сотые или тысячные доли процента. Только если выбрать $\beta = 0.75$, можно удовлетворительно качественно описать экспериментальные данные. Скорее всего, это связано с тем, что при расчетах МРЭ в данном случае нельзя использовать параметр асимметрии β , определенный из данных по магнитосопротивлению. Дело в том, что согласно оптическим данным эффективное время релаксации системы $\tau = 3 \cdot 10^{-14}$ с, что соответствует длине свободного пробега 3–10 Å, что много меньше суммарной толщины системы. Следовательно, приближение самоусреднения заведомо неприменимо в данном случае для расчета магнитосопротивления. По-видимому, данное противоречие является основным недостатком развитой теории МРЭ, базирующейся на концепции самоусреднения. Для более последовательного анализа МРЭ данной системы следует использовать либо подход *ab initio*, или многозонные модели сильной связи, как, например, в работе [20] для мультислоев Со/Сц, либо не использующий самоусреднение подход, предложенный в работе [21], что выходит за рамки настоящей работы.

Для количественного объяснения необходимо учесть и следующее обстоятельство, ранее не об-

суждавшееся в теории МРЭ. Оптические свойства переходных металлов определяются всей совокупностью зонных электронов, поэтому плазменная частота и время релаксации в выражении (1) определяются как *s*-, так и *d*-подобными электронами. В то же время принято считать, что *d*-подобные электроны дают малый вклад в магнитосопротивление в силу высокого для них энергетического барьера между слоями. Таким образом, строго говоря, выражение (1) может быть использовано для расчета оптических свойств, но не МРЭ. Для расчета МРЭ надо отдельно вводить плазменную частоту и время релаксации для *s*- и *d*-состояний. Очевидно, как показывают оценочные расчеты, это сильно скажется на величине и спектральных зависимостях МРЭ. К сожалению, при этом теория будет содержать слишком большое число подгоночных параметров.

Из расчетов следует, что наряду с толщиной пленки и плазменной частотой, важное влияние на величину и спектральную зависимость МРЭ оказывает эффективное время релаксации. Например, изменение времени релаксации в несколько раз приводит к изменению магнитоотражения примерно на порядок (рис. 5). В свою очередь, это означает, что при изменении геометрии эксперимента или температуры линейная корреляция между МРЭ и магнитосопротивлением отсутствует. Это позволяет на качественном уровне объяснить указанные выше противоречия относительно отсутствия полной корреляции при использовании геометрий Фохта и Фарадея и измеренных температурных зависимостей. В частности, при понижении температуры увеличивается как магнитосопротивление, так и время релаксации, что оказывает противоположное влияние на МРЭ, приводя к слабой температурной зависимости магнитопротекания (рис. 1).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный комплекс экспериментальных исследований магнитных, оптических, магнитооптических свойств и магнитосопротивления семислойной структуры Cr (28 Å)/Fe(36 Å)/Cr(13 Å)/Fe(18 Å)/Cr(13 Å)/Fe(36 Å)/Cr(28 Å) выявил значительные эффекты магнитопротекания и магнитоотражения в широкой области полей и температур в спектральном диапазоне от 0.8 до 10 мкм. Обнаружено, что имеет место корреляция в полевых зависимостях магнитопротекания и магнитосопротивления. Однако линейная корреляция между температурными зависимостями магнитопротек-

кания и магнитосопротивления, а также между значениями этих эффектов, измеренных в геометриях Фохта и Фарадея, отсутствует. Проведенные расчеты в рамках теории МРЭ позволили качественно описать полученные экспериментальные данные. Модельные расчеты показали, что наряду с толщиной пленки сильное влияние как на величину, так и на спектральную зависимость МРЭ оказывает эффективное время релаксации носителей заряда и плазменная частота. Однако для количественного объяснения полученных спектров необходимо построение теории, учитывающей две группы носителей (s - и d -электроны), четные магнитооптические эффекты, влияние магнитного поля на межзонные оптические переходы, изменение зонной структуры при изменении ориентации магнитных моментов слоев и не использующей приближения самоусреднения.

В заключение следует подчеркнуть, что даже для тонких пленок, обладающих незначительным магнитосопротивлением, эффекты магнитоотражения и магнитопропускания превышают традиционные магнитооптические эффекты, что обуславливает перспективность этих новых эффектов для создания устройств магнитофотоники.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Новые материалы и структуры», интеграционной программы УрО и ДВО РАН, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-00068, 07-02-01289) и гранта Президента РФ (НШ-3257.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Ауслендер, Е. В. Барсукова, Н. Г. Бебенин и др., ЖЭТФ **95**, 247 (1989).
2. N. N. Loshkareva, Yu. P. Sukhorukov, B. A. Gizhevskii et al., Phys. Stat. Sol. (a) **164**, 863 (1997).
3. Ю. П. Сухоруков, Е. А. Ганьшина, Н. Н. Лошкарева и др., ЖЭТФ **131**, 642 (2007).
4. Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский и др., ПЖТФ **15**, 83 (1989).
5. Ю. П. Сухоруков, Н. Н. Лошкарева, А. В. Телегин, Письма в ЖТФ **29**, 55 (2003).
6. S. Uran, M. Grimsditch, E. E. Fullerton, and S. D. Bader, Phys. Rev. B **57**, 2705 (1998).
7. J. C. Jacquet and T. Valet, in *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers, and Surfaces, MRS Symposium Proc.* (1995), Vol. 384, p. 477.
8. A. B. Granovsky, E. A. Ganshina, A. N. Yurasov et al., J. Comm. Technol. Electron. **52**, 1065 (2007).
9. V. V. Ustinov, L. N. Romashev, T. P. Krinitsina et al., J. Magn. Magn. Mater. **240**, 511 (2002).
10. V. V. Ustinov, M. M. Kirillova, I. D. Lobov et al., J. Magn. Magn. Mater. **198–199**, 24 (1999).
11. E. E. Fullerton, M. J. Conover, J. E. Mattson et al., J. Appl. Phys. **75**, 6461 (1994).
12. J. Grabovski, M. Przybylski, M. Nyvlt et al., J. Appl. Phys. **99**, 08C908 (2001).
13. A. Sunderesan, R. Bhargavi, N. Rangarajan, U. Sidesh, and C. N. R. Rao, Phys. Rev. B **74**, 161306 (2006).
14. Е. А. Балыкина, Е. А. Ганьшина, Г. С. Кринчик, ЖЭТФ **93**, 1879 (1987).
15. S. Zhang and P. M. Levy, Phys. Rev. **43**, 11048 (1991).
16. А. Грановский, М. Кузьмичев, Ж. П. Клерк, ЖЭТФ **116**, 1 (1999).
17. А. Б. Грановский, М. Инуе, Ж. П. Клерк, А. Н. Юрасов, ФТТ **46**, 484 (2004).
18. M. Vopsaroiu, D. Bozec, J. A. D. Matthew et al., Phys. Rev. B **70**, 214423 (2004).
19. А. Б. Грановский, И. В. Быков, Е. А. Ганьшина и др., ЖЭТФ **123**, 1256 (2003).
20. R. J. Baxter, D. G. Pettifor, E. Y. Tsymbal et al., J. Phys.: Condens. Matter **15**, L695 (2003).
21. Н. К. Кубраков, А. К. Звездин, К. А. Звездин, В. А. Котов, ЖЭТФ **114**, 1101 (1998).