

Магнитный резонанс и осцилляции магнитной анизотропии в сверхрешетках Co/Cu (111)

А.И. Каплиенко, Э.П. Николова, К.В. Кутько

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

А.Г. Андерс

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: aanders@ilt.kharkov.ua*

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: zorch@kpi.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 29 июля 2004 г., после переработки 28 сентября 2004 г.

Проведено исследование магнитного резонанса в магнитных полях, параллельных либо перпендикулярных плоскости пленок, в мультислоях $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$, полученных магнетронным распылением. Обнаружены осцилляции магнитной анизотропии K_A и ширины резонансной линии ΔH_{res} при изменении толщины прослоек меди в интервале $d_{\text{Cu}} = 7\text{--}19 \text{ \AA}$. Экстремумы K_A и ΔH_{res} наблюдались при $d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$, где n — целое или полуцелое число, $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$ — расстояние между плоскостями (111) Cu, причем расстояние между соседними максимумами или минимумами составляло 1, 1,5 и $2d_{(111)}$. Осцилляции K_A и ΔH_{res} сопровождались синхронными с ними осцилляциями удельного электросопротивления при насыщении (в поле $H = 15 \text{ кЭ}$) и магнитосопротивления. В областях $d_{\text{Cu}} = 8\text{--}11 \text{ \AA}$ и $d_{\text{Cu}} \geq 18 \text{ \AA}$ обнаружено проявление межслоевого антиферромагнитного обменного взаимодействия. Наблюдавшиеся эффекты связаны с немонотонным изменением шероховатости границ раздела слоев при увеличении d_{Cu} .

Проведено дослідження магнітного резонансу у магнітних полях, паралельних або перпендикулярних площині плівок, у мультишарах $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$, отриманих магнетронним розпиленням. Виявлено осциляції магнітної анізотропії K_A та ширини резонансної лінії ΔH_{res} при зміні товщини прошарків міді в інтервалі $d_{\text{Cu}} = 7\text{--}19 \text{ \AA}$. Екстремуми K_A і ΔH_{res} спостерігалися при $d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$, де n — ціле або напівціле число, $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$ — відстань між площинами (111) Cu, причому відстань між сусідніми максимумами або мінімумами складало 1, 1,5 та $2d_{(111)}$. Осциляції K_A і ΔH_{res} супроводжувалися синхронними з ними осциляціями питомого електроопору при насиченні (у полі $H = 15 \text{ кЕ}$) і магнітоопору. У областях $d_{\text{Cu}} = 8\text{--}11 \text{ \AA}$ і $d_{\text{Cu}} \geq 18 \text{ \AA}$ виявлено прояв міжшарової антиферомагнітної обмінної взаємодії. Ефекти, що спостерігалися, зв'язані з немонотонною зміною шорсткості границь поділу шарів при збільшенні d_{Cu} .

PACS: 75.30.Gw, **76.50.+g**

1. Введение

Эффект гигантского магнитосопротивления и перспективы широкого практического использования определяют повышенный интерес к изучению металлических многослойных наноструктур, образованных последовательным чередованием магнитных и немагнитных слоев [1]. Эти системы демонстрируют большое разнообразие свойств в зависимости от состава, технологических режимов изготовления, толщины магнитных слоев и немагнитных прослоек и т.п. Все эти обстоятельства в значительной степени определяют основные энергетические параметры системы и, в первую очередь, энергию магнитной анизотропии. В слоистых системах анизотропия зачастую носит сложный характер, поскольку может определяться совокупностью объемных и поверхностных вкладов, учитывающих магнитокристаллические и магнитоупругие эффекты. Поэтому эффективным методом исследования многослойных структур является магниторезонансный метод, так как магнитная анизотропия непосредственно определяет частотно-полевые зависимости резонансного спектра.

В свою очередь, поверхностные эффекты на границе раздела слоев и, главным образом, шероховатость интерфейса в значительной степени формируют гальваномагнитные свойства многослойных структур. Эти же эффекты должны отражаться и в ширине линии магнитного резонанса, определяемой, в основном, неоднородностями магнитной и кристаллической структуры пленок.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния структуры интерфейса на резонансные и гальваномагнитные характеристики многослойных Co/Cu структур. В процессе исследования проведено количественное определение параметров анизотропии для ряда многослойных пленок состава [Co/Cu]₂₀ с фиксированной толщиной ферромагнитных слоев кобальта $d_{Co} = 8 \text{ \AA}$, в то время как толщина немагнитных медных прослоек d_{Cu} изменялась в пределах от 7 до 19 \AA с шагом $\sim 1-2 \text{ \AA}$. Результаты исследования магниторезистивных свойств данных мультислоев приведены в статье [2].

2. Образцы и методика эксперимента

Образцы были получены на слюде (фторфлогопит) магнетронным распылением мишеней из Co и Cu в вакуумной установке с остаточной атмосферой $\sim 10^{-6}$ торр при давлении аргона $1,3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Толщины слоев определялись с помощью многолучевой оптической интерферометрии с точностью не хуже 2%. Сначала на слюду конденсировался подслей меди (50 \AA), на котором формировались 20 пар сло-

ев Co/Cu, причем верхний слой меди для всех образцов имел толщину 12,5 \AA . Скорости конденсации Co и Cu были 0,45 и 0,58 $\text{\AA}/\text{с}$ соответственно.

Образцы имели поликристаллическую структуру, в которой плоскости (111) Cu параллельны поверхности подложки без каких-либо выделенных ориентаций других кристаллографических плоскостей зерен относительно слюды. Слои меди и кобальта нарастали друг на друге эпитаксиально. На толщине образца укладывалось только одно зерно, причем границы зерен проходят через всю толщину образца практически перпендикулярно к поверхности слюды. Зерна имеют равноосную форму в плоскости образца. Размеры зерен $\sim 80-100 \text{ \AA}$ независимо от d_{Cu} . Рентгеновские исследования показали хорошую периодичность и однородность толщин слоев в данных мультислоях.

Основные измерения резонансных спектров проводили при комнатной температуре на спектрометре JEOL-XK в трехсантиметровом диапазоне длин волн в магнитных полях до 1,5 Тл. Дополнительные проверочные измерения проводили при длине волны $\lambda \approx 1 \text{ см}$. Максимальная погрешность в определении значений резонансных полей составляла $\pm 60 \text{ Э}$ для направлений поля, близких к нормали плоскости пленки, что было связано со значительной шириной резонансной линии при этой ориентации.

Образцы вырезали в виде дисков диаметром 3 мм и располагали на поворотном устройстве в центре цилиндрического резонатора, работающего на волне H_{011} . Измерения проводили для направлений поля, нормального и касательного к плоскости пленки. Для всех образцов анизотропия резонансного поля и ширины линии в плоскости пленки не обнаружена, что согласуется с данными по кристаллической структуре пленки, приведенными ранее.

3. Теория и экспериментальные результаты

Все исследованные образцы содержат равное количество слоев кобальта номинально одинаковой толщины. Поэтому свободную энергию системы одинаковых ферромагнитных слоев с моментами M в пренебрежении межслоевым обменом следует записать в виде

$$E = -HM \cos(\theta - \theta_H) + 2\pi M^2 \cos^2 \theta - K_1 \cos^2 \theta - K_2 \cos^4 \theta. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое учитывает зеемановское взаимодействие магнитных моментов с внешним полем, второе — магнитостатическую энергию, два последних — члены первого и второго порядка,

описывающие энергию анизотропии; θ и θ_H — углы между нормалью к плоскости слоев и направлением моментов и внешнего поля соответственно.

В тонких, порядка 1 нм, монокристаллических слоях магнитоупорядоченного металла, в том числе и кобальта, за счет ростовых деформаций и поверхностного нарушения симметрии атомного окружения реализуется одноосная кристаллическая анизотропия типа «легкая ось» с $K_1, K_2 > 0$. Тем не менее при отсутствии поля слоевые магнитные моменты лежат в плоскости слоя из-за значительной магнитостатической энергии, т.е. результирующий параметр анизотропии $K_{\text{eff}} = K_A - 2\pi M^2$ и формируемое им эффективное внутреннее поле $H_{\text{eff}} = 2K_{\text{eff}}/M$ оказываются отрицательными.

Выражения для частот ферромагнитного резонанса довольно просты для направлений поля $\theta_H = 0$ и $\theta_H = \pi/2$, когда $\theta = \theta_H$. Для акустической моды колебаний, когда моменты всех слоев прецессируют в фазе, эти частоты выглядят как

$$\omega/\gamma = H_{\perp} + H_{\text{eff}}, \quad (2)$$

когда поле направлено по нормали к плоскости, $\theta_H = 0$, и

$$(\omega/\gamma)^2 = H_{\parallel}(H_{\parallel} - H'_{\text{eff}}) \quad (3)$$

для поля, лежащего в плоскости пленки. Здесь $H'_{\text{eff}} = 2K_1/M - 4\pi M$, γ — гиромагнитное отношение. В случае (2) система должна находиться в насыщенном ферромагнитном состоянии, т.е. $H_{\perp} > |H_{\text{eff}}|$.

Поскольку резонансные эксперименты проводятся, как правило, на фиксированной частоте, то значения резонансных полей H_{\perp} и H_{\parallel} могут быть использованы для непосредственного определения параметра одноосной анизотропии $K_A = K_1 + K_2$. Его величина формируется за счет объемной и поверхностной составляющих анизотропии

$$K_A = K_v + 2K_{\text{surf}}/d_{\text{Co}}, \quad (4)$$

причем последнюю принято определять на единицу толщины пленки. Коэффициент 2 учитывает наличие двух интерфейсов. В свою очередь, объемная часть анизотропии является суммой магнитокристаллического (K_c) и магнитоупругого (K_e) вкладов. Таким образом, все компоненты анизотропии, в том числе и формируемые границами раздела магнитных и немагнитных слоев, могут быть рассмотрены раздельно.

При учете межслоевого обменного взаимодействия свободная энергия (1) должна быть дополнена слагаемыми $J_{i,i+1}(\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1})/M_i M_{i+1}$ (i — номер слоя), где $J < 0$ соответствует ферромагнитной межслоевой связи, а $J > 0$ — антиферромагнитной. В

случае $J < 0$ обменное слагаемое не входит в выражения (2) и (3) для частот акустической моды магнитного резонанса [3]. При $J > 0$ выражение (2) для ориентации внешнего поля $\theta_H = 0$ сохраняет свой вид. При ориентации $\theta_H = \pi/2$ в малых полях $H < 2H_{\text{exc}} = 2J_{i,i+1}/Md_{\text{Cu}}$ частотно-полевая зависимость для акустической моды оказывается линейной

$$\omega/\gamma = H_{\parallel}(1 + H_{\text{eff}}/2H_{\text{exc}})^{1/2} \quad (5)$$

и переходит в зависимость (3) при $H > 2H_{\text{exc}}$.

Значения резонансных полей H_{\perp} и H_{\parallel} , полученные для нашей серии образцов при комнатной температуре, приведены в табл. 1. Рабочая частота $\nu = 9,685$ ГГц соответствует используемому в расчетах отношению $\omega/\gamma = 3,101$ кЭ, где гиромагнитное отношение $\gamma = g|e|/2mc$, эффективный g -фактор кобальта равен 2,16. Эти значения использованы в расчетах эффективных внутренних полей и параметров анизотропии для каждого из образцов. Необходимое для этого значение намагниченности насыщения слоя кобальта толщиной 8 Å ($M = 1350$ Гс) принято равным среднему значению, полученному в ряде работ [4–7] для нескольких серий многослойных образцов Co/Cu с близкими к 8 Å толщинами слоев.

Расчетные значения параметров K_1 и K_2 , удовлетворяющие выражениям (2) и (3), также приведены в табл. 1. Обращает на себя внимание поведение второй константы анизотропии K_2 при $d_{\text{Cu}} = (8-11)$ Å, где наблюдается изменение знака этого параметра, а его модуль достигает значений, заметно превышающих среднюю величину для исследованной серии образцов. Скорее всего, такая аномалия вызвана наличием антиферромагнитной (АФ) межслоевой обменной связи в этом диапазоне d_{Cu} , вследствие чего зависимость резонансной частоты от внешнего поля в параллельной ориентации должна описываться выражением (5). Значения обменного поля, полученные при обработке резонансных спектров в модели АФ обмена для образцов с $d_{\text{Cu}} = (8-11)$ Å, также представлены в табл. 1. К сожалению, ограниченный диапазон перестройки генератора СВЧ в трехсантиметровом диапазоне и значительная ширина резонансной линии не позволили провести подробное исследование этого линейного участка частотно-полевых зависимостей.

Разделение анизотропных вкладов в соответствии с выражением (4) может быть сделано при учете поверхностной анизотропии. Значение этого параметра получено в ряде экспериментов [4,5,8,9] для различных многослойных структур на основе кобальта. Установлено, что это значение определяется, в основном, материалами, составляющими интерфейс, а его зависимость от кристаллической структуры, ориентации, толщины и механизма роста слоев приводит к заметному разбросу экспериментальных результатов.

Таблица 1. Магнитные параметры мультислоев Co/Cu(111)

d_{Cu} , Å	H_{\perp} , кЭ	H_{\parallel} , кЭ	$-H_{\text{eff}}$, кЭ	$-K_{\text{eff}}$, 10^6 эрг/см ³	K_A , 10^6 эрг/см ³	K_1 , 10^6 эрг/см ³	K_2 , 10^6 эрг/см ³	$2H_{\text{exc}}$, кЭ
7	8,054	1,245	4,953	3,34	8,11	7,07	1,04	
8	10,4	1,5	7,299	4,93	6,52	8,12	-1,6	2,23
9	10,414	1,582	7,313	4,94	6,51	8,41	-1,9	2,58
10	9,636	1,35	6,535	4,11	7,04	7,54	-0,5	1,52
11	9,782	1,25	6,681	4,51	6,94	7,09	-0,15	1,3
12	8,533	1,246	5,432	3,67	7,78	7,07	0,71	
13,5	10,0	1,123	6,899	4,66	6,79	6,42	0,37	
15	8,836	1,309	5,735	3,87	7,58	7,36	0,22	
17	9,0	1,245	5,899	3,98	7,47	7,07	0,4	
19	8,81	1,28	5,709	3,85	7,6	7,23	0,37	

Примечание: объемная анизотропия $K_v = K_A - 2,5 \cdot 10^6$ эрг/см³.

Для нашей системы Co/Cu для оценок было принято среднее значение $K_{\text{surf}} = 0,1$ эрг/см², полученное в работах [4,5,8,9] на образцах с близкими параметрами слоев. Оно существенно ниже, чем в системах Co/Mn или Co/Pd, где $K_{\text{surf}} \approx 0,5$ эрг/см² [10,11].

Объемная анизотропия K_v в большой степени зависит от кристаллического совершенства магнитных слоев и границ их раздела. Многочисленные эксперименты по ее определению [4,5,8–14] дают значительный разброс величины K_v , объясняемый либо наличием в основной ГЦК фазе кобальта неконтролируемой примеси ГПУ фазы, имеющей существенно большее значение этого параметра [15,16], либо влиянием магнитоупругих напряжений. На рис. 1,а приведены соответствующие выбранным нами параметрам M и K_{surf} значения K_A , которые немонотонно зависят от толщины немагнитного слоя меди с минимумами в районе 8,5, 11,5, 13,5 и 17,5 Å. На рис. 1,б,в представлены также зависимости ширины резонансной линии, магнитосопротивления $\Delta\rho_{\parallel}$ и удельного сопротивления в состоянии насыщения ρ_s^{\parallel} (в поле $H = 15$ кЭ, параллельном току) исследованных образцов от толщины прослоек меди [2]. Все зависимости демонстрируют осцилляционный характер с явно совпадающими экстремумами, что свидетельствует о наличии общего механизма их формирования.

4. Обсуждение результатов

Как известно, многослойные системы могут проявлять периодичность свойств при изменении толщины немагнитной прослойки [1]. Обычно это связывается с изменением характера межслоевой обменной связи в многослойной системе. Эта зависимость носит осциллирующий характер со спадом амплитуды и с переменной знака взаимодействия по мере увеличения толщины прослойки. Такие зависимости можно исследовать на трехслойных структурах, где наблюдаются сигналы оптической и акустической мод магнитного резонанса, и взаимное расположение мод определяет величину и знак межслоевого обмена [17]. В ряде других экспериментов [18–22] немагнитную прослойку изготавливали в виде клина, что позволяло магнитооптическими методами плавно проследить за изменениями межслоевого обмена по толщине клина.

Можно считать установленным, что для системы Co/Cu (111) первая область антиферромагнитного обмена расположена в диапазоне толщин медного слоя $d_{\text{Cu}} = (5-12,5)$ Å [18,21–23], где величина обменного параметра в максимуме достигает значения $J \sim 0,5$ эрг/см² [21,22]. При не очень хороших вакуумных условиях получения образцов (как в нашем случае) эта величина может быть на уровне $J \sim 0,15$ эрг/см². При

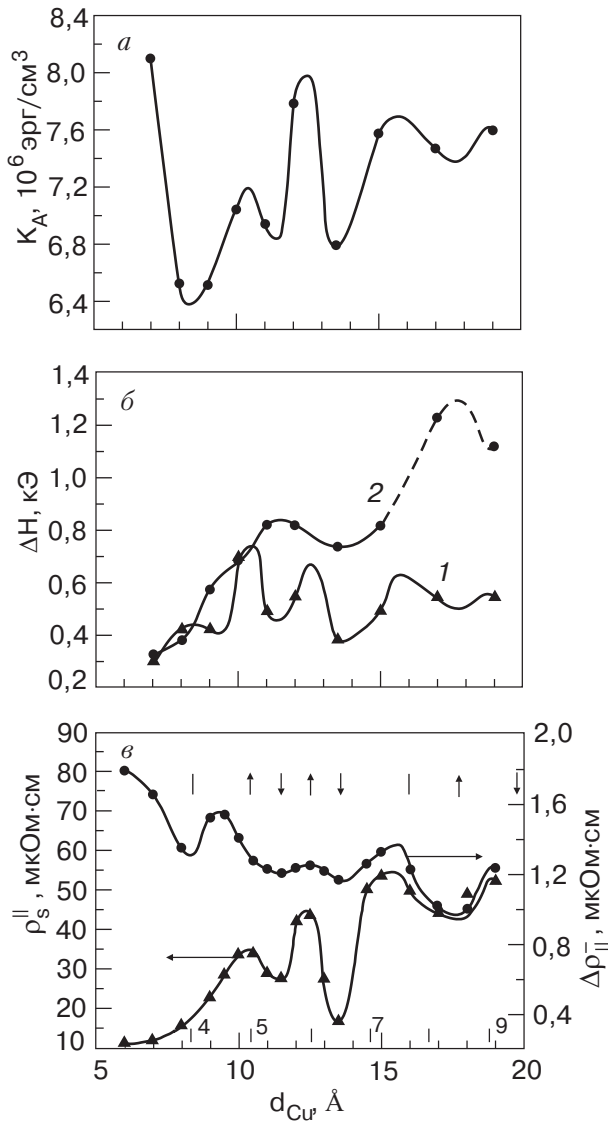


Рис. 1. Магнитная анизотропия K_A (а), ширина резонансной линии в магнитном поле, направленном вдоль (1) и поперек (2) плоскости образцов, (б), удельное сопротивление мультислоев Co/Cu в состоянии насыщения в магнитном поле $H = 15$ кЭ, параллельном току, ρ_s^{\parallel} и величина $\Delta\rho_s^{\parallel} = \rho_s^{\parallel}(H=0) - \rho_s^{\parallel}$ как функции толщины прослоек меди d_{Cu} (в). Предполагаемое поведение зависимостей K_A и $\Delta H_{\perp,\parallel}$ от d_{Cu} показано сплошными линиями. Возможно, что в области $d_{Cu} > 15$ Å поведение ΔH_{\perp} отличается от ожидаемого, показанного пунктирной линией. Вертикальными штрихами отмечены значения $d_{Cu} = nd_{(111)}$, где n — целое число, $d_{(111)} = 2,087$ Å — расстояние между плоскостями (111) Cu. Стрелки, направленные вверх и вниз, и вертикальные штрихи указывают положение максимумов, минимумов и точек перегиба относительного магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\parallel}(d_{Cu})$ (см. [2]).

этом обменное поле $2H_{exc} = 2J_{i,i+1}/Md_{Cu}$, фигурирующее в выражении (5), должно составлять 2,8 кЭ, что хорошо согласуется с полученными в нашем экспе-

рименте величинами для принятой модели АФ связи в образцах с $d_{Cu} = (8-11)$ Å. Следующий АФ максимум заметно меньшей величины лежит в области $d_{Cu} = (18-32,5)$ Å, что выходит за диапазон толщин нашей серии образцов. Заметим, что максимальное отрицательное значение K_2 из табл. 1 приходится на $d_{Cu} = 9$ Å, которое является наиболее часто встречающимся значением для положения 1-го АФ максимума (для образцов Co/Cu (111), приготовленных магнетронным распылением [23], максимум наблюдался при $d_{Cu} = 7$ Å). Анализ магниторезистивных кривых наших образцов [2] также приводит к заключению о наличии двух областей АФ взаимодействия в отмеченных выше пределах.

Другая причина осциллирующего поведения свойств образцов в исследованном нами ряду может быть связана с немонотонными изменениями в структуре и геометрии границ раздела слоев. Границы в общем случае должны быть ступенчатыми. Связанный с шероховатостью границ вклад в анизотропию обычно выражается через отношение среднеквадратичного отклонения рассматриваемой поверхности от идеальной плоскости σ к среднему размеру плоских площадок ξ . В литературе был предложен ряд моделей для анализа зависимости свойств слоистых и многослойных систем от величины отношения σ/ξ [24–26]. Показано, что значительный вклад следует ожидать для магнитоупругой части из-за довольно высоких магнито-стрикционных констант кобальта [24]. Заметный вклад шероховатость вносит в значение намагниченности ферромагнитных слоев, а также в магнитокристаллическую и поверхностную компоненты анизотропии [24–31] (экспериментальные результаты по исследованию влияния ступенек на анизотропию пленок Co/Cu (001) и соответствующую литературу см. в [32]).

Анализ осцилляций сопротивления и магнитосопротивления наших образцов [2] показал, что и осцилляции обменного взаимодействия слоев, и шероховатости границ раздела имеют место в наших структурах и приводят к наблюдаемому поведению магниторезистивных свойств. Очевидно, что эти же факторы вызывают синхронные с сопротивлением и магнитосопротивлением осцилляции магнитной анизотропии и ширины резонансной линии ΔH_{\parallel} . При этом максимумам и минимумам K_A соответствуют максимумы и минимумы ρ_s^{\parallel} , которые достигаются при наибольшей и наименьшей шероховатости границ раздела слоев.

В литературе описаны результаты исследований влияния шероховатости границ на магнитные параметры слоистых систем, приводящего к их короткопериодным (в один монослой) осцилляциям. Так, в

работе [33] для пленок Co на монокристалле Cu (100) с системой ориентированных ступенек наблюдали осцилляции наведенной ступеньками магнитной анизотропии с периодом в один монослой Co, что, безусловно, связано с послойным ростом пленки Co и зависящим от него периодическим изменением шероховатости ее поверхности. Для мультислоев Fe/Pd (100) [34] были обнаружены осцилляции коэрцитивной силы с периодом в один монослой Pd, которые, по-видимому, связаны с соответствующими осцилляциями магнитной анизотропии. Наши результаты качественно согласуются с этими данными.

Таким образом, шероховатость интерфейса оказывает существенное влияние на формирование интегральных параметров магнитных слоев, определяющих внутреннее эффективное поле H_{eff} . Поэтому следует ожидать проявления шероховатости и в средней величине неоднородностей этих параметров, к которым весьма чувствительна ширина линии магнитного резонанса. Ширина резонансной линии $\Delta H(\omega)$ обычно представляется в виде

$$\Delta H(\omega) = \Delta H(0) + 1,16 \frac{\omega}{\gamma} \frac{G_{\text{eff}}}{\gamma M}. \quad (6)$$

Здесь первое слагаемое обусловлено магнитными неоднородностями, и поэтому по своей природе связано с дефектной структурой образцов. Второе слагаемое в этом выражении зависит от частоты и описывает так называемую «магнитную вязкость» системы с эффективным параметром Гильберта G_{eff} .

Как известно [35], вклад неоднородностей в уширение резонансной линии в многослойных пленках может быть представлен в виде

$$\Delta H_{\text{inhom}} = |\partial H_{\text{res}} / \partial \theta_H| \Delta \theta_H + |\partial H_{\text{res}} / \partial H_{\text{eff}}| \Delta H_{\text{eff}}, \quad (7)$$

где H_{res} — резонансное поле при фиксированной частоте, зависящее от его ориентации; $\partial \theta_H$ — разброс ориентаций кристаллографических осей на различных участках пленки; ΔH_{eff} — неоднородность эффективного поля в образце. Второе слагаемое в (7) должно давать наибольший вклад в ширину линии, когда поле направлено по нормали к пленке. Как видно на рис. 1, б, для нашей серии образцов значительные колебания ширины линии наблюдаются именно в этой ориентации магнитного поля.

Второе слагаемое в выражении (6) также может оказаться чувствительным к шероховатости границ раздела. Параметр Гильберта G_{eff} в общем случае включает в себя «собственную» часть и часть, связанную с дефектной структурой пленок. Недавние теоретические исследования (см. обзор этих работ в [36,37]) показали, что для тонких ферромагнитных

слоев, окруженных с обеих сторон пленками немагнитного металла, весьма существенный вклад в величину G_{eff} вносит механизм переноса электронами момента из ферромагнетика в немагнитные слои с последующей его диссипацией в результате процессов рассеяния с переворотом спина [37]. О важности для нашей системы данного механизма формирования ширины резонансной линии может свидетельствовать следующее обстоятельство. Как видно на рис. 1, для параллельного пленке магнитного поля максимумам и минимумам шероховатости и ρ_s^{\parallel} соответствуют максимумы и минимумы ΔH_{\parallel} . Осцилляции функции $\Delta H_{\parallel}(d_{\text{Cu}})$ постепенно затухают с ростом d_{Cu} , и эта функция выходит, по-видимому, при $d_{\text{Cu}} > 20 \text{ \AA}$ на постоянный уровень либо медленно возрастает, тогда как функция $\Delta H_{\perp}(d_{\text{Cu}})$ не монотонно увеличивается с ростом d_{Cu} . В теории [36] увеличение постоянной Гильберта ΔG_{eff} из-за электронного механизма диссипации момента в пленках немагнитного металла, окружающих ферромагнетик, пропорционально $\ln(D/a)$, где D — толщина немагнитных пленок, a — межплоскостное расстояние вдоль нормали к пленке (в нашем случае это $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$). Тогда для $d_{\text{Cu}} = 19 \text{ \AA}$ и $d_{\text{Cu}} = 7 \text{ \AA}$ отношение соответствующих логарифмов равно 1,825. Если можно пренебречь вкладом дефектной структуры в G_{eff} и считать $\Delta H(0) = 0$, то отношение $\Delta H_{\parallel}(\omega, d_{\text{Cu}})$ для $d_{\text{Cu}} = 19 \text{ \AA}$ и $d_{\text{Cu}} = 7 \text{ \AA}$ будет равно 1,817, что практически равно отношению логарифмов ($d_{\text{Cu}}/d_{(111)}$). Поэтому для данной ориентации поля весьма вероятно, что электронный механизм диссипации момента в немагнитных прослойках является основным. Для перпендикулярной пленке ориентации поля отношение величин $\Delta H_{\perp}(\omega, d_{\text{Cu}})$ составляет 3,42, что почти вдвое превосходит отношение соответствующих логарифмов ($d_{\text{Cu}}/d_{(111)}$). Поэтому для этой ориентации поля рост $\Delta H_{\perp}(\omega, d_{\text{Cu}})$ при увеличении d_{Cu} идет явно быстрее, и, по-видимому, здесь главную роль в уширении линии резонанса играют дефекты структуры, особенно границы зерен, проходящие вдоль нормали к слоям через всю толщину мультислоев (подробности см. в [2]).

В заключение следует отметить, что разделение вкладов в ширину резонансной линии, описываемых выражением (6), может быть получено при исследовании ее частотной зависимости. В сочетании с анализом угловых зависимостей резонансного поля и ширины линии это даст возможность количественного определения всех параметров, определяющих процессы однородного и неоднородного уширения в нашей системе. Такие исследования проводятся в настоящее время.

5. Выводы

Результаты проведенных исследований магнито-резонансных и магниторезистивных свойств ряда образцов системы $[\text{Co} (8 \text{ \AA})/\text{Cu} (d_{\text{Cu}})]_{20}$ демонстрируют во многом сходные осциллирующие зависимости от толщины слоев меди d_{Cu} с характерным шагом в 1–2 монослоя меди. Это свидетельствует об одинаковом механизме формирования этих зависимостей. Такие структуры с номинально одинаковыми по толщине, кристаллической структуре и условиям выращивания эпитаксиальными слоями ферромагнитного металла проявляют заметное различие параметров магнитной анизотропии, ширины резонансной линии и магнитосопротивления при изменении толщины немагнитной прослойки. Поскольку межслоевая диффузия в этой системе минимальна (о чем свидетельствует постоянство свойств образцов, в том числе их сопротивления, в течение нескольких лет), причину наблюдаемого поведения системы следует связать с проявлениями шероховатости интерфейсов, разделяющих слои магнитного и немагнитного металлов.

Работа была поддержана НАН Украины в рамках программы «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии», грант № 3-026/2004.

- R.E. Camley and R.L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
- В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, А.Г. Андерс, К.В. Кутько, *ФНТ* (в печати).
- P.E. Wigen and Z. Zhang, *Brazilian J. Phys.* **22**, 267 (1992).
- F.J.A. Broeder, W. Hoving, and P.J.H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
- L. Albinì, G. Carlotti, G. Gubbiotti, L. Pareti, and G. Turilli, *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 363 (1999).
- T.R. McGuire, J.M. Harper, C. Cabral, Jr., and T.S. Plaskett, *J. Appl. Phys.* **76**, 6601 (1994).
- H. Holloway and D.J. Kubinski, *J. Appl. Phys.* **83**, 2705 (1998).
- Z.S. Shan, S. Nafis, J. Woollam, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).
- C. Gao and M.J. O'Shea, *J. Appl. Phys.* **69**, 5304 (1991).
- K. Ounadjela, Y. Henry, M. Farle, and P. Vennegues, *J. Appl. Phys.* **75**, 5601 (1994).
- B.N. Engel, C.D. England, R.A. Van Leeuwen, M.H. Wiedmann, and C.M. Falco, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1910 (1991).
- C.D. England, W.R. Bennett, and C.M. Falco, *J. Appl. Phys.* **64**, 5757 (1988).
- H. He, C.H. Lee, F.J. Lamelas, W. Vavra, D. Barlett, and R. Clarke, *J. Appl. Phys.* **67**, 5412 (1990).
- H. Awano, O. Taniguchi, T. Katayama, F. Inoue, A. Itoh, and K. Kawanishi, *J. Appl. Phys.* **64**, 6107 (1988).
- W. Sucksmith and J.E. Thomson, *Proc. Roy. Soc. A* **225**, 362 (1954).
- J.A. Wolf, I.I. Krebs, and G.A. Prinz, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1057 (1994).
- B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott, and K. Myrtle, *Phys. Rev.* **B44**, 9348 (1991).
- A.J.R. Ives, R.J. Hicken, J.A.C. Bland, C. Daboo, M. Gester, and S.J. Gray, *J. Appl. Phys.* **75**, 6458 (1994).
- Z.Q. Qiu, J. Pearson, and S.D. Bader, *Phys. Rev.* **B46**, 8659 (1992); *J. Appl. Phys.* **73**, 5765 (1993).
- M.T. Johnson, S.T. Purcell, N.W.E. McGee, R. Coehoorn, J. aan de Stegge, and W. Hoving, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2688 (1992); P.J.H. Bloemen, R. van Dalen, W.J.M. de Jonge, M.T. Johnson, and J. aan de Stegge, *J. Appl. Phys.* **73**, 5972 (1993); P.J.H. Bloemen, M.T. Johnson, M.T.H. van de Vorst, R. Coehoorn, J.J. de Vries, R. Jungblut, J. aan de Stegge, A. Reinders, and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 764 (1994).
- M.T. Johnson, R. Coehoorn, J.J. de Vries, N.W.E. McGee, J. aan de Stegge, and P.J.H. Bloemen, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 969 (1992).
- A. Schreyer, K. Brohl, J.F. Ankner, C.F. Majkrzak, Th. Zeidler, P. Bodeker, N. Metoki, and H. Zabel, *Phys. Rev.* **B47**, 15334 (1993).
- M.J. Hall, B.J. Hickey, M.A. Howson, M.J. Walker, J. Xu, D. Greig, and N. Wiser, *Phys. Rev.* **B47**, 12785 (1993); M.A. Howson, B.J. Hickey, J. Xu, D. Greig, and N. Wiser, *Phys. Rev.* **B48**, 1322 (1993).
- P. Bruno and J.-P. Renard, *Appl. Phys.* **A49**, 499 (1989).
- P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 3153 (1988).
- Ching-Ray Chang, *J. Appl. Phys.* **72**, 596 (1992).
- H.P. Oepen, C.M. Schneider, D.S. Chuang, C.A. Ballentine, and R.C. O' Handley, *J. Appl. Phys.* **73**, 6186 (1993); P. Krams, B. Hillebrands, G. Güntherodt, and H.P. Oepen, *Phys. Rev.* **B49**, R3633 (1994).
- D.S. Chuang, C.A. Ballentine, and R.C. O' Handley, *Phys. Rev.* **B49**, 15084 (1994).
- B. Schulz and K. Baberschke, *Phys. Rev.* **B50**, 13467 (1994).
- W. Weber, R. Allenspach, and A. Bischof, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 520 (1997).
- R.E. Kawakami, E.J. Escorcía-Aparicio, and Z.Q. Qiu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2570 (1996).
- R.E. Kawakami, M.O. Bowen, H.J. Choi, E.J. Escorcía-Aparicio, and Z.Q. Qiu, *Phys. Rev.* **B58**, R5924 (1998).
- W. Weber, C.H. Back, A. A. Bischof, Ch. Wursch, and R. Allenspach, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1940 (1996).
- J.R. Childress et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **130**, 13 (1994).
- C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, *Phys. Rev.* **B34**, 3192 (1986).
- E. Simanek and B. Heinrich, *Phys. Rev.* **B67**, 144418 (2003).
- D.L. Mills, *Phys. Rev.* **B68**, 014419 (2003).

Magnetic resonance and oscillations of magnetic anisotropy in superlattices Co/Cu(111)

A.I. Kaplienko, E.P. Nikolova, K.V. Kut'ko,
A.G. Anders, V.V. Zorchenko, and A.N. Stetsenko

Magnetic resonance in the multilayer magnetron sputtered system $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}}(111))]_{20}$ have been investigated at external magnetic field normal or parallel to the film plane. It is found that magnetic anisotropy K_A and resonance line width ΔH_{res} are oscillated with varying copper layer thickness d_{Cu} from 7 to 19 Å. Extremal values of K_A and ΔH_{res} were observed at

$d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$ where n is integer or half-integer and $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$ is the distance between the Cu (111) planes. The separation between neighbouring maxima and minima was 1, 1.5 and 2 $d_{(111)}$. The oscillations of K_A and ΔH_{res} are accompanied by synchronous oscillations of specific resistance (for the saturated state in an external magnetic field of 15 kOe) and magnetoresistance. In thickness regions $d_{\text{Cu}} = 8\text{--}11 \text{ \AA}$ and $d_{\text{Cu}} \geq 18 \text{ \AA}$ the manifestations of interlayer antiferromagnetic exchange interactions were revealed. The observed effects are connected with non-monotonous variations in roughness of the layer interfaces with increasing d_{Cu} .