

Ферромагнитный резонанс в наноструктурах с температурно-контролируемым межслойным взаимодействием

Д.М. Полищук^{1,2}, Ю.О. Тихоненко-Полищук¹, А.Ф. Кравец^{1,2}, А.И. Товстолыткин¹,
Ю.И. Джежеря¹, А.Н. Погорелый¹, V. Korenivski²

¹Институт магнетизма НАН Украины и МОН Украины, бульв. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03680, Украина

²Nanostructure Physics, Royal Institute of Technology, SE-106 91 Stockholm, Sweden

E-mail: atovmail@gmail.com

Статья поступила в редакцию 20 апреля 2016 г., опубликована онлайн 25 июля 2016 г.

Выполнен комплексный анализ магнитно-резонансных свойств многослойной структуры $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$, где F_1 и $F_{2\text{pin}}$ — свободный и обменно-закрепленный сильномагнитные слои, f — слабомагнитная прослойка с точкой Кюри в окрестности комнатной температуры. В зависимости от магнитного состояния спейсера f (ферромагнитное или парамагнитное) обменное взаимодействие между слоями F_1 и $F_{2\text{pin}}$ становится функцией температуры, что открывает широкие возможности для практических применений. Полученные результаты показывают, что межслойная обменная связь может быть усилена или путем уменьшения толщины спейсера d , или путем понижения температуры. Усиление обменной связи приводит к более сильному проявлению однонаправленной анизотропии в ферромагнитном резонансе слоя F_1 , а также к нетипичному для тонких пленок уширению резонансных линий. Обнаруженные особенности анализируются в контексте сравнения двух эффектов различной природы — влияния толщины спейсера d и температуры. Так, характер изменения однонаправленной анизотропии остается одинаковым при варьировании как толщины спейсера, так и температуры. Однако уширение линии магнитного резонанса оказывается более чувствительным к изменению межслойного взаимодействия, вызванному вариацией d , и менее чувствительным к изменениям, вызванным изменением температуры.

Виконано комплексний аналіз магнітно-резонансних властивостей багатослоєвої структури $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$, де F_1 і $F_{2\text{pin}}$ — вільний та обмінно-закріплений сильномагнітні шари, f — слабомагнітний прошарок з точкою Кюрі поблизу кімнатної температури. В залежності від магнітного стану спейсера f (феромагнітний чи парамагнітний) обмінна взаємодія між шарами F_1 і $F_{2\text{pin}}$ стає функцією температури, що відкриває широкі можливості для практичних застосувань. Отримані результати показують, що міжшарова обмінна взаємодія може бути підсилена або шляхом зменшення товщини спейсера d , або шляхом зниження температури. Підсилення обмінного зв'язку призводить до сильнішого прояву однонаправленої анізотропії в феромагнітному резонансі шару F_1 , а також до нетипового для тонких плівок уширення резонансних ліній. Виявлені особливості аналізуються в контексті порівняння двох ефектів різної природи — впливу товщини спейсера d і температури. Так, характер зміни магнітної анізотропії залишається однаковим при зміні як товщини спейсера, так і температури. Однак уширення лінії магнітного резонансу виявляється більш чутливим до зміни міжшарової взаємодії, спричиненої варіацією d , і менш чутливим до змін, спричинених зміною температури.

PACS: 75.70.Cn Магнитные свойства интерфейсов (многослойные пленки, интерфейсы, гетероструктуры);
75.75.-c Магнитные свойства наноструктур;
76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы, спин-волновой резонанс.

Ключевые слова: магнитная многослойная структура, обменное взаимодействие, ферромагнитный резонанс, магнитное затухание, разбавленный ферромагнитный сплав, переключатель Кюри.

1. Введение

Магнитные наноструктуры, среди которых особое место занимают спиновые вентили и магнитные туннельные контакты, являются неотъемлемыми элементами современных устройств спинтроники [1,2]. Однако усиливающиеся требования к микроминиатюризации приводят к необходимости дальнейшего уменьшения латеральных размеров указанных наноструктур и переходу к элементам субмикронного размера. Как следствие, классический способ управления магнитной конфигурацией структуры с помощью внешнего магнитного поля сталкивается с рядом серьезных проблем, включающих проблему локализации магнитного поля в малом (наномасштабном) объеме, проблему устойчивости магнитной конфигурации при переключении и т.п. В результате на передний план выходит необходимость разработки альтернативных способов управления магнитным состоянием системы, среди которых наиболее перспективными выступают спин-трансферный (spin-transfer torque) эффект [3] и температурно-индуцируемое (thermally assisted) перемагничивание [4]. В рамках последнего направления была предложена система типа «переключатель Кюри (Curie switch)», где в центральной функциональной части, а именно в трехслойной структуре $F_1/\text{спейсер}/F_2$, было предложено использовать разбавленный ферромагнетик (f) вместо немагнитного спейсера (здесь F_1 и F_2 — ферромагнитные слои наноструктуры) [5,6].

Недавние эксперименты показали, что использование переключателя Кюри существенно расширяет функциональные возможности магнитных наноструктур благодаря возможности температурного управления их магнитными свойствами [5,7]. В этих структурах связь между внешними ферромагнитными слоями F_1 и F_2 зависит от того, будет ли температура (T) выше или ниже температуры Кюри спейсера (T_C^f). В области низких температур ($T < T_C^f$) обменное взаимодействие через спейсер способствует параллельной ориентации магнитных моментов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 слоев F_1 и F_2 . При высоких температурах, когда $T > T_C^f$, слои F_1 и F_2 полностью развязаны, и их взаимную ориентацию можно легко изменять с помощью внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Таким образом, для наноструктуры, помещенной в адекватно подобранный диапазон полей \mathbf{H} , изменение температуры может привести к переключению между параллельной (P) и антипараллельной (AP) взаимной ориентацией магнитных моментов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . С учетом растущего интереса к термомагнитным системам записи [8,9], магнитным сенсорам и осцилляторам [10,11] исследования, касающиеся разработки функциональных элементов на основе предложенной системы, становятся все более актуальными.

Ключевым элементом переключателя Кюри $F_1/f/F_2$ является слабоферромагнитный спейсер f , поскольку его магнитное состояние служит критическим параметром, определяющим возникновение связи между сильноферромагнитными слоями F_1 и F_2 . Разбавленный ферромагнитный сплав $\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}$ представляется серьезным кандидатом в качестве материала спейсера f , поскольку его номинальная температура Кюри T_C^f практически линейно зависит от концентрации Ni [12,13]. Изменение концентрации Ni от 50 до 100 ат. % приводит к возрастанию температуры T_C^f от 0 до 627 К [14]. Последнее дает возможность задавать температуру Кюри спейсера в процессе получения структуры [15], позволяя таким образом целенаправленно управлять параметрами системы.

В работах [5,16] экспериментально исследованы свойства системы $\text{Py}/\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$, где концентрация Ni в спейсере составляет 35–72 ат. %. Антиферромагнитный слой $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ в такой структуре создает обменное закрепление (exchange bias) магнитного момента \mathbf{M}_2 ферромагнитного слоя $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Результаты данных работ успешно подтвердили предложенную идею переключателя Кюри, где P–AP переключение взаимной ориентации \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 осуществлялось посредством изменения температуры. Последующее изучение динамических магнитных свойств структуры с использованием ферромагнитного резонанса (ФМР) позволило обнаружить сильное влияние межслойного обменного взаимодействия на резонансные свойства слоев F_1 и F_2 [17,18]. На основе построенной в работах [17,18] феноменологической модели были получены физические параметры и сделаны важные выводы о механизме межслойного взаимодействия между F_1 и F_2 , а также об особенностях его проявления в спектрах ФМР. Однако в работах [17,18] анализ главным образом концентрировался на эффектах, вызванных изменением толщины спейсера, и меньше внимания было уделено проявлениям температурного изменения межслойного взаимодействия.

В отличие от предыдущих работ, в данной работе выполнен комплексный анализ резонансных свойств переключателя Кюри, а именно проведен анализ изменений магнитной анизотропии и особенностей динамических свойств отдельного ферромагнитного слоя в зависимости от интенсивности межслойного взаимодействия. При этом усиление межслойного обмена имеет два источника — понижение температуры и уменьшение толщины спейсера, что дополнительно вносит еще один важный аспект в рассмотрение процессов. Таким образом, по отношению к предыдущим работам, данная работа носит обобщающий характер, касающийся результатов исследования ФМР в наноструктурах с температурно-регулируемым межслойным взаимодействием.

2. Детали эксперимента

В настоящей работе исследуется серия образцов $\text{Ru}(10 \text{ нм})/\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}(d)/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(5 \text{ нм})/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}(12 \text{ нм})$ с $d = 3; 4,5; 6$ и 9 нм. Обозначим образцы $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$, где свободный F_1 , слабомагнитный $f(d)$ и закрепленный $F_{2\text{pin}}$ слои соответствуют Ru , $\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}(d)$ и $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Образцы изготовлены методом магнетронного напыления при комнатной температуре на термично окисленные подложки кремния с помощью камеры напыления AJA Otop, которая позволяет использовать до 8 разных мишеней одновременно [5,16]. Для создания обменного закрепления между ферромагнитным $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ и антиферромагнитным $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ слоями осаждение многослойных структур проводилось во внешнем магнитном поле $H_{\text{dep}} \approx 0,6$ кЭ, приложенном в плоскости подложки. Как будет показано в дальнейшем, использованная методика изготовления образцов приводит к появлению однонаправленной (unidirectional) анизотропии в ферромагнитном слое $F_{2\text{pin}}$, которая в расчетах легко моделируется введением поля подмагничивания \mathbf{H}_b (exchange bias field). Дополнительный эффект напыления в магнитном поле — возникновение слабой одноосной (uniaxial) анизотропии в обоих слоях [17], которую также необходимо учитывать в процессе анализа данных.

Дополнительно были изготовлены контрольные образцы: тонкие пленки Ru (10 нм), $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (5 нм) и двухслойная структура $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(5 \text{ нм})/\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}(12 \text{ нм})$.

Измерения спектров ферромагнитного резонанса выполнены с помощью спектрометра Bruker ELEXSYS E500, оснащенного температурной приставкой и автоматическим гониометром. Измерения проводились на образцах размерами 3×3 мм на постоянной частоте $f = 9,46$ ГГц. Угловые зависимости спектров ФМР получены в плоскости тонкопленочной многослойной структуры при температурах 120, 180, 240 и 293 К.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Исследование ФМР: трансформация угловых зависимостей резонансного поля и ширины линии

На рис. 1 показаны типичные спектры ФМР для свободного слоя F_1 многослойной структуры $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$, измеренные при комнатной температуре и при $T = 120$ К. Спектры приведены для двух ориентаций внешнего магнитного поля: вдоль ($\varphi = 0^\circ$) и против ($\varphi = 180^\circ$) направления \mathbf{H}_b . Как показано на рис. 1, положение резонансной линии слоя F_1 (Ru) зависит от температуры, а также изменяется в зависимости от угла (см. кривые при $T = 120$ К). Температурное смещение линии резонанса Ru при постоянном угле φ преимущественно связано с изменением намагниченности [19], тогда как смещение положения линии при разных углах отображает магнитную анизотропию слоя [20].

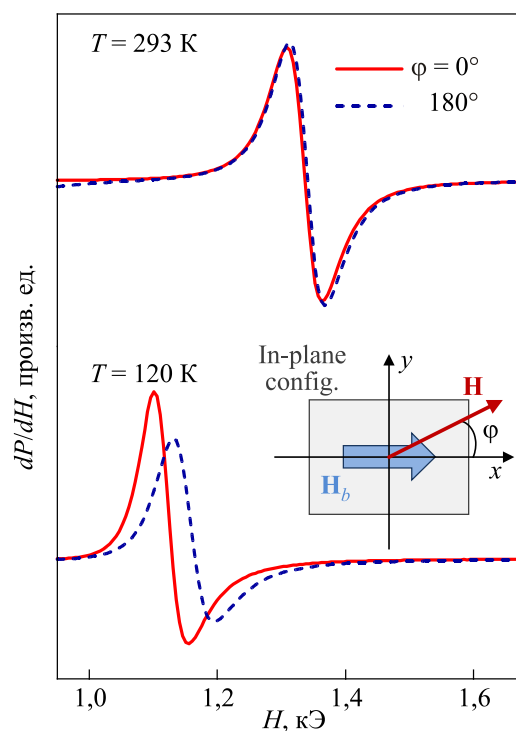


Рис. 1. Характерные спектры ФМР свободного слоя F_1 для образца $F_1/f(6 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$, измеренные при комнатной температуре и при $T = 120$ К. Для каждой выбранной температуры приведены спектры с ориентацией внешнего магнитного поля вдоль ($\varphi = 0^\circ$) и против ($\varphi = 180^\circ$) направления \mathbf{H}_b . На вставке изображена конфигурация измерений в плоскости многослойной структуры, где стрелка \mathbf{H}_b обозначает направление обменного закрепления слоя $F_{2\text{pin}}$.

Таким образом, показанные на рис. 1 спектры содержат информацию о температурных изменениях намагниченности и анизотропии свободного слоя F_1 , что и является предметом дальнейшего анализа.

Ферромагнитный резонанс для закрепленного слоя $F_{2\text{pin}}$ в используемой конфигурации измерений наблюдается в области меньших магнитных полей ($H_{r2} < 800$ Э) за счет большей намагниченности $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ [17–20]. Так как эффекты межслойного взаимодействия в наибольшей степени проявляются в резонансном поведении свободного слоя, далее приводятся и анализируются результаты ФМР именно для F_1 . Резонансные свойства закрепленного слоя $F_{2\text{pin}}$ детально обсуждались в работе [17].

Полученные спектры обработаны путем подгонки (fitting) линии дайсоновской формы [17,21,22] к экспериментальным резонансным линиям. Относительная погрешность такого описания составила менее 1%. На основе проведенной обработки получены угловые зависимости резонансного поля (рис. 2(a)) и ширины линии (рис. 2(б)) при различных температурах для всех исследуемых образцов.

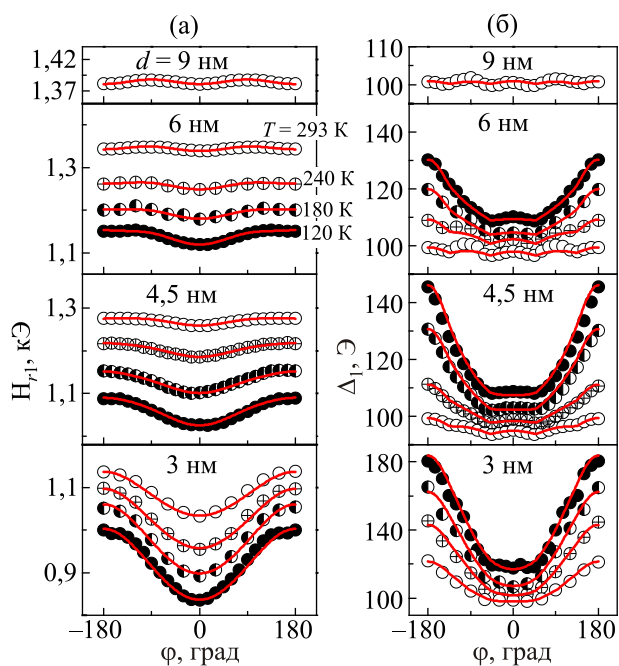


Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля (а) и ширины линии (б), полученные в результате обработки экспериментальных спектров для серии образцов $F_1/f(d)/F_{2pin}$ ($d = 3; 4,5; 6$ и 9 нм) при температурах $T = 293, 240, 180$ и 120 К. Сплошные линии — рассчитанные угловые зависимости с использованием модели, описанной в тексте. Зависимости на панели (б), измеренные при низких температурах, несколько смещены вверх по оси ординат для лучшего зрительного восприятия.

Угловые зависимости резонансного поля $H_{r1}(\varphi)$ для структуры с наибольшей толщиной спейсера в серии ($d = 9$ нм) проявляют 180-градусную симметрию, что отображает наличие в слое F_u слабой магнитной анизотропии типа «легкая ось» для всех выбранных температур вплоть до 120 К (на рис. 2(а) приведена только угловая зависимость при комнатной температуре). Данный вклад в магнитную анизотропию также проявляется на зависимостях $H_{r1}(\varphi)$ и для других образцов. Наличие одноосной анизотропии в слое F_1 связано с осаждением многослойных структур во внешнем магнитном поле. Это было показано в отдельном эксперименте на тонких пленках F_u (10 нм), осажденных в магнитном поле и без поля. Однако для этого и других образцов с уменьшением толщины спейсера d и понижением температуры все более выраженным становится проявление однонаправленной анизотропии. Например, для структуры с $d = 6$ нм при комнатной температуре все еще преобладает одноосная анизотропия, но с понижением температуры начинает доминировать вклад однонаправленной анизотропии. В то же время для структуры с $d = 3$ нм сильная однонаправленная анизотропия характерна уже при комнатной температуре.

Выше было отмечено, что появление однонаправленной анизотропии в F_{2pin} — результат обменной связи данного слоя с прилегающим антиферромагнетиком $Mn_{80}Ir_{20}$. Однако в F_1 такой вид анизотропии может возникнуть лишь при наличии взаимодействия между F_{2pin} и F_1 [17].

Угловые зависимости ширины линии $\Delta_1(\varphi)$ также существенно трансформируются при изменении толщины спейсера d и температуры (см. рис. 2(б)). Так, для структуры с $d = 9$ нм зависимость $\Delta_1(\varphi)$ проявляет 90-градусную периодичность, которая наблюдается на угловых зависимостях и для других образцов. Но с уменьшением толщины d и/или понижением температуры на зависимостях $\Delta_1(\varphi)$ все более выразительно проявляется дополнительный эффект: при приближении ориентации внешнего поля к направлению, противоположному направлению \mathbf{H}_b ($\varphi = 180^\circ$), ширина резонансной линии значительно увеличивается. Данная тенденция коррелирует с описанным выше характером изменений магнитной анизотропии в слое F_1 .

Базируясь на данных предыдущих работ [17,18], обнаруженные изменения в зависимостях $H_{r1}(\varphi)$ и $\Delta_1(\varphi)$ можно связать с усилением обменного взаимодействия между свободным F_1 и закрепленным F_{2pin} слоями через слабомагнитный спейсер f . Основы феноменологической модели для описания обнаруженных эффектов, разработанные в работе [17], будут обобщены в настоящей статье. Построение такой модели позволяет удовлетворительно описать экспериментальные зависимости $H_{r1}(\varphi)$ и $\Delta_1(\varphi)$ (сплошные линии на рис. 2(а), (б) — рассчитанные угловые зависимости) и получить параметры, характеризующие магнитное состояние исследуемой системы в зависимости от толщины спейсера и температуры. Ключевые моменты и важные детали используемой физической модели обсуждаются ниже.

3.2. Феноменологическая модель

Рассмотрим многослойную тонкопленочную систему $F_1/f/F_{2pin}$, где слабоферромагнитный спейсер f находится между магнитомягким слоем F_1 и магнито жестким слоем F_{2pin} . Слой F_{2pin} обменно связан с прилегающим к нему антиферромагнетиком. Толщину слоев F_1 , F_{2pin} и f обозначим L_1 , L_2 и d соответственно. Рассмотрим конфигурацию ФМР измерений, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H} находится в плоскости пленки. Соответствующая система координат показана на вставке к рис. 1, где φ — азимутальный угол, задающий ориентацию \mathbf{H} в плоскости пленки.

Кратко рассмотрим основные положения модели, детальное построение и обсуждение которой приводится в работах [17,18]. Ключевым элементом модели выступает плотность полной энергии w системы $F_1/f/F_{2pin}$, выражение для которой можно условно разбить на три части:

$$w = w_1(H, M_1, H_{ua}) + w_2(H, M_2, H_b) + w_f(d, m, \Lambda). \quad (1)$$

Здесь $w_1 = w_1^* + H_{ua} M_1 \cos^2 \varphi_1 \sin^2 \theta_1$ и $w_2 = w_2^* + H_b M_2 \cos \varphi_2 \sin \theta_2$ задают выражения для плотности энергии свободного F_1 и закрепленного F_{2pin} слоев соответственно; $w_i^* = -\mathbf{M}_i \mathbf{H} + \mathbf{M}_i \mathbf{H}_{dem}$ — энергия магнитостатического взаимодействия момента \mathbf{M}_i ($i = 1, 2$) с внешним полем \mathbf{H} и полем размагничивания \mathbf{H}_{dem} (для тонкой пленки $\mathbf{H}_{dem} = 4\pi(\mathbf{M}_i \mathbf{n}_s) \cdot \mathbf{n}_s$, где \mathbf{n}_s — нормаль к поверхности структуры). H_{ua} и H_b — эффективные поля одноосной и однонаправленной анизотропии, действующие в слоях F_1 и F_{2pin} соответственно, φ_i — угол отклонения намагниченности \mathbf{M}_i от оси x в плоскости пленки, θ_i — угол отклонения \mathbf{M}_i от нормали \mathbf{n}_s .

Третье слагаемое в правой части (1), $w_f = 4\pi\Lambda^2 m^2 [(\varphi_1 - \varphi_2)^2 + (\theta_1 - \theta_2)^2] / [2d(L_1 + L_2)]$, характеризует энергию связи между F_1 и F_{2pin} через слабомагнитный спейсер f . Детали вывода и пределы применимости выражения для w_f изложены и обсуждены в работе [17]. Основными параметрами здесь выступают эффективная намагниченность спейсера m и магнитная обменная длина (magnetic exchange length) Λ . Последняя характеризует баланс между обменной и магнитостатической энергией и определяется как $\Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$, где α — обменная константа материала спейсера [17,23]. Следует отметить, что применимость рассматриваемой модели подразумевает условие $\Lambda \gg d$. Последнее приводит к введению важного параметра — эффективной константы межслойной связи

$$\kappa_i = \frac{4\pi\Lambda^2 m^2}{d L_i M_i}, \quad (2)$$

которая имеет размерность магнитного поля и характеризует действие соседних слоев на i -й слой [17].

Так как при изготовлении структур было выполнено условие $M_1 L_1 = M_2 L_2$, в дальнейшем будем использовать только один параметр связи: $\kappa = \kappa_1 = \kappa_2$. В выражение (2) входит намагниченность спейсера m , которая чувствительна к относительно небольшим температурным изменениям вблизи T_C^f . Таким образом, обменное взаимодействие между слоями F_1 и F_{2pin} можно эффективно контролировать, изменяя температуру в области T_C^f . Следует отметить, что параметры m и T_C^f — эффективные параметры вследствие действия эффекта близости в спейсере, вызванного прилегающими ферромагнитными слоями [5,16].

Последующее развитие формализма дает возможность получить следующее выражение для условия резонанса в свободном слое F_1 :

$$H_\omega^2 = H_{A1} H_{B1} + \kappa^2 \left(1 + \frac{(H_{A1} + H_{B2})(H_{B1} + H_{A2})}{H_{A1} H_{B1} - H_{A2} H_{B2}} \right), \quad (3)$$

где $H_{A1} = H \cos(\varphi_1 - \varphi_H) + H_{ua} \cos 2\varphi_1 + \kappa$ и $H_{B1} = H \cos(\varphi_1 - \varphi_H) + H_{ua} \cos^2 \varphi_1 + 4\pi M_1 + \kappa$ не содержат параметров, характеризующих слой F_{2pin} , и определяют условия резонанса в слое F_1 в случае очень слабой межслойной связи, т.е. когда вторым слагаемым в правой части выражения (3) можно пренебречь ($\kappa \rightarrow 0$). Напротив, $H_{A2} = H \cos(\varphi_2 - \varphi_H) + H_b \cos \varphi_2 + \kappa$ и $H_{B2} = H \cos(\varphi_2 - \varphi_H) + H_b \cos \varphi_2 + 4\pi M_2 + \kappa$ содержат слагаемые с H_b и M_2 . Именно эти слагаемые отвечают за проявление однонаправленной анизотропии в слое F_1 в том случае, когда межслойным взаимодействием пренебрегать нельзя (ненулевое значение κ , необходимость учета второго слагаемого в правой части выражения (3)). $H_\omega = 2\pi f / \gamma$, где f — частота микроволнового излучения, γ — гиромагнитное отношение.

Использование условия (3) для нахождения угловой зависимости резонансного поля подразумевает нахождение равновесных углов намагниченности свободного и закрепленного слоев, φ_1 и φ_2 . Как показано в [17], при заданной конфигурации измерений с достаточной хорошей точностью можно положить $\varphi_1 = \varphi_H = \varphi$, $\varphi_2 = \varphi_H - (H_b/H) \sin \varphi_H$. Используя эти выражения и условие (3), в рамках данной модели становится возможным выполнить расчет угловых зависимостей $H_{r1}(\varphi)$. Результаты расчетов показаны на рис. 2(а) сплошными линиями.

Анализ угловых зависимостей резонансного поля H_{r1} позволяет получить информацию о характере изменения магнитной анизотропии в слое F_1 при изменении межслойного взаимодействия. Хорошо видно, что усиление межслойного взаимодействия в системе $F_1/f/F_{2pin}$ проявляется на зависимостях $H_{r1}(\varphi)$ как появление и усиление однонаправленной анизотропии. Поскольку изменение однонаправленной анизотропии приводит к изменению разницы между резонансными полями, измеренными вдоль и против \mathbf{H}_b , в дальнейшем удобно использовать параметр $\Delta H_{r1}^* = H_{r1}(180^\circ) - H_{r1}(0^\circ)$ в качестве количественной меры однонаправленной анизотропии. Этот параметр легко определяется из экспериментальных данных и достаточно легко поддается теоретическому описанию. Так, используя выражение (3), можно получить

$$\Delta H_{r1}^* = \kappa^2 H_b \Phi^*, \quad (4)$$

где Φ^* — некоторая слабо изменяющаяся функция M_1, M_2 и κ .

Вторым важным параметром, на котором сказывается эффект межслойного взаимодействия, является ширина резонансной линии Δ_1 . На основе разработанного формализма (см. [18]) было получено следующее выражение для описания вклада, обусловленного связью между слоями F_1 и F_{2pin} :

$$\frac{\Delta_1^{\text{coupl}}}{2H_\omega} = \alpha_1 - \alpha_1 \left(\frac{\kappa}{H_{r1}} \right)^2 \frac{\left(1 - \frac{H_{r1}}{4\pi M_1} \right) \left(1 - \frac{M_1}{M_2} \right)}{\left(1 - \frac{M_1}{M_2} + \frac{H_b}{H_{r1}} \cos \varphi \right)^2} + \alpha_2 \left(\frac{\kappa}{H_{r1}} \right)^2 \frac{1 + \frac{H_{r1}}{\pi M_2} - \frac{H_{r1}}{4\pi M_1} \left(1 - \frac{M_1^2}{M_2^2} \right)}{\left(1 - \frac{M_1}{M_2} + \frac{H_b}{H_{r1}} \cos \varphi \right)^2}, \quad (5)$$

где α_1 и α_2 — гильбертовы константы затухания (Gilbert damping parameters) в слоях F_1 и $F_{2\text{pin}}$.

Выражение (5) можно использовать для расчета угловых зависимостей Δ_1^{coupl} , причем сначала для каждого угла φ необходимо найти значение резонансного поля H_{r1} по описанной выше процедуре. За проявление межслойного взаимодействия на зависимостях $\Delta_1^{\text{coupl}}(\varphi)$ отвечают второе и третье слагаемые в выражении (5), которые принимают максимальные значения, когда внешнее поле \mathbf{H} направлено против поля \mathbf{H}_b . Анализ знаменателя в этих выражениях показывает, что в приближенной форме он отображает разность между резонансными полями слоев F_1 и $F_{2\text{pin}}$, т.е. чем ближе резонансные поля, тем сильнее процессы взаимного влияния слоев. Выше было отмечено, что при выбранных в исследуемых структурах параметрах слоев F_1 и $F_{2\text{pin}}$ резонансное поле второго слоя, H_{r2} , всегда меньше, чем H_{r1} (рассматривается конфигурация измерений, когда поле \mathbf{H} параллельно плоскости пленки). Однако поскольку H_{r2} проявляет сильную однонаправленную анизотропию вследствие обменного взаимодействия с прилегающим антиферромагнетиком, разница между H_{r1} и H_{r2} становится минимальной, когда $\varphi = 180^\circ$ [17]. Таким образом, влияние $F_{2\text{pin}}$ на процессы в F_1 , в том числе и на диссипацию энергии, будет максимальным при $\varphi = 180^\circ$.

В дальнейшем для количественной характеристики анизотропного поведения ширины линии Δ_1 будем использовать параметр $\Delta_1^* = \Delta_1(180^\circ) - \Delta_1(0^\circ)$. Как следует из (5), разработанная теория дает следующее выражение для вклада в Δ_1^* , обусловленного межслойной связью:

$$\frac{\Delta_1^{*\text{coupl}}}{2H_\omega} = (-\Phi_1^* + (\alpha_2/\alpha_1)\Phi_2^*)\alpha_1\kappa^2, \quad (6)$$

где Φ_1^* и Φ_2^* — функции, слабо зависящие от M_1 , M_2 и H_b . Точный вид функций Φ_1^* и Φ_2^* можно вывести на основе выражения (5), однако это не является целью данной работы.

3.3. Обсуждение результатов

Рассчитанные угловые зависимости резонансного поля $H_{r1}(\varphi)$ и ширины линии $\Delta_1(\varphi)$ для свободного

слоя F_1 в исследуемой структуре $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$ показаны на рис. 2 сплошными линиями. Достаточно хорошее соответствие между рассчитанными и экспериментальными данными (максимальное относительное отклонение $< 1\%$) говорит о применимости построенной модели не только для качественного описания, но и для определения количественных характеристик.

При расчете угловых зависимостей резонансного поля $H_{r1}(\varphi)$ часть параметров (M_1 , M_2 , H_{ua} , H_b), характеризующих свободный F_1 и закрепленный $F_{2\text{pin}}$ слои, была получена из результатов независимых магнитометрических измерений на структурах $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$ (см. работы [16,17]), а также из исследования ФМР на контрольных образцах. Намагниченность M_1 и эффективное поле одноосной анизотропии H_{ua} слоя F_1 проявляют слабую зависимость от температуры: $M_1 = 520$ (600) эме/см³ и $H_{\text{ua}} = 5$ Э (7 Э) при $T = 293$ К (120 К). Намагниченность M_2 приблизительно равна 1590 эме/см³ и в рассматриваемом интервале температур приблизительно постоянна для всех образцов. Поле обменного закрепления H_b , действующее на M_2 , отличается для образцов с разной толщиной d , но проявляет сравнительно слабую зависимость от температуры [17].

Величины Λ и $m(T)$ выступали в качестве свободных параметров и были найдены путем подгонки рассчитанных зависимостей $H_{r1}(\varphi)$ к экспериментальным данным (рис. 2(a)). Магнитная обменная длина материала спейсера Λ оказывается постоянной для всех образцов серии, причем полученное значение $\Lambda \approx 11$ нм удовлетворяет условию $\Lambda > d$, что подтверждает применимость модели в нашем случае. Значения эффективной намагниченности спейсера $m = 84$ (110), 53 (81) и 43 (66) эме/см³ получены для структур с $d = 3$; 4,5 и 6 нм соответственно при температуре $T = 293$ (120) К. Для сравнения отметим, что намагниченность насыщения объемного сплава $\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}$ при температуре абсолютного нуля составляет 120 эме/см³ [5].

Параметры, определенные из анализа поведения $H_{r1}(\varphi)$, дают возможность рассчитать угловые зависимости ширины линии $\Delta_1(\varphi)$, а также различные вклады в Δ_1 . Основные особенности трансформации профиля $\Delta_1(\varphi)$, вызванные изменением толщины d и/или температуры, достаточно хорошо описываются формулой (5). Однако в расчетах также учтено дополнительное уширение линии вследствие наличия неоднородных вкладов — разброса по полю одноосной анизотропии H_{ua} ($\sim 20\%$) и разброса по величине эффективной константы связи κ ($\sim 5\%$). Другие неоднородные вклады, такие как разброс по модулю или ориентации намагниченности \mathbf{M}_1 , оказались пренебрежимо малыми.

Как результат, выражение для суммарной ширины линии имеет вид

$$\Delta_1(\varphi) = \Delta_1^{\text{coupl}}(\varphi) + \Delta_{H_{\text{ua}}}(\varphi) + \Delta_\kappa(\varphi),$$

где второе и третье слагаемые выражают дополнительное уширение линии за счет разброса $H_{\text{за}}$ и соответственно. Так, неоднородное уширение $\Delta H_{\text{за}}(\varphi)$ обуславливает 90-градусную периодичность пиков, наблюдаемую на угловой зависимости $\Delta_1(\varphi)$ для структуры $F_1/f(9 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$ (см. рис. 2(б)), поскольку в этом случае, за счет малости κ , $\Delta_1^{\text{coupl}}(\varphi) \approx \alpha_1 = \text{const}$, $\Delta_{\kappa}(\varphi) \approx 0$. В свою очередь $\Delta_{\kappa}(\varphi)$ отвечает за условное плато на зависимостях $\Delta_1(\varphi)$ в диапазоне углов от -45° до 45° , например, для структуры $F_1/f(3 \text{ нм})/F_{2\text{pin}}$.

Полученное в результате расчетов значение константы затухания $\alpha_1 \approx 0,02$ для свободного слоя F_1 соответствует типичным значениям $\alpha = 0,006\text{--}0,02$ для тонких пленок Pb [7,24,25]. При этом рассчитанное значение α_1 не зависит от температуры и слабо зависит от толщины спейсера. В свою очередь, отношение α_2/α_1 проявляет определенную зависимость от толщины спейсера.

На рис. 3 приведены температурные зависимости параметров ΔH_{r1}^* (а) и Δ_1^* (б). На всех кривых панели

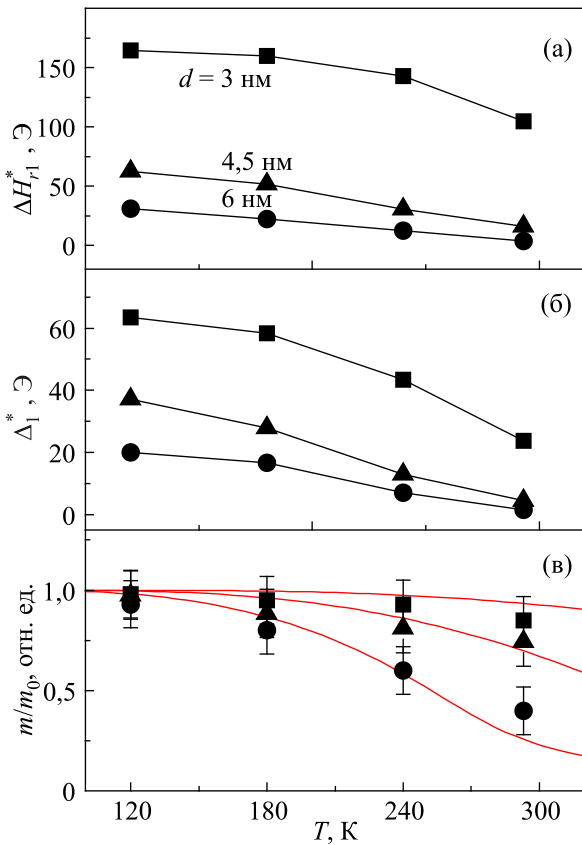


Рис. 3. Температурные зависимости параметров $\Delta H_{r1}^* = H_{r1}(180^\circ) - H_{r1}(0^\circ)$ (а) и $\Delta_1^* = \Delta_1(180^\circ) - \Delta_1(0^\circ)$ (б), полученные путем обработки экспериментальных данных рис. 2(а) и 2(б) соответственно. Символами на панели (v) показана нормированная температурная зависимость эффективной намагниченности спейсера, рассчитанная из экспериментальных данных панели (а). Линиями на панели (v) показаны температурные зависимости m/m_0 , рассчитанные в соответствии с процедурой, описанной в работе [17].

(а) и (б) хорошо выражена тенденция к увеличению ΔH_{r1}^* и Δ_1^* с понижением температуры. Согласно (4) и (6), ΔH_{r1}^* и Δ_1^* пропорциональны κ^2 , где константа связи пропорциональна m^2 (см. (2)). При этом другие параметры, входящие в выражение для κ , слабо зависят от температуры в рассматриваемом интервале.

Использование формулы (4) дает возможность определить характер температурного изменения намагниченности спейсера из данных $\Delta H_{r1}^*(T)$. Символами на рис. 3(в) показаны нормированные температурные зависимости намагниченности спейсера, полученные из данных рис. 3(а). Зависимости нормированы на значение намагниченности (m_0) при низжайшей температуре, используемой в измерениях ($T = 120 \text{ К}$). Сплошными линиями на этом же рисунке показаны температурные зависимости m/m_0 , рассчитанные в соответствии с процедурой, описанной в работе [17]. Удовлетворительное соответствие полученных данных подтверждает согласованность рассматриваемого подхода при моделировании как температурных, так и угловых зависимостей резонансного поля H_{r1} .

Следует отметить важную особенность. Эффективные магнитные параметры спейсера (намагниченность насыщения и температура Кюри) оказываются зависимыми от толщины спейсера и отличаются от значений, характерных для объемных образцов $\text{Ni}_{54}\text{Cu}_{46}$. Как отмечалось в работах [16,17], причина этого — влияние соседних ферромагнитных слоев F_1 и $F_{2\text{pin}}$ вследствие эффекта близости [5].

Из данных рис. 3 следует, что понижение температуры и уменьшение толщины спейсера приводят к увеличению ΔH_{r1}^* и Δ_1^* . Это согласуется с формулой (2), которая показывает, что оба эффекта (понижение температуры и уменьшение толщины спейсера) приводят к увеличению константы связи κ . Однако, как видно из формул (4) и (6), на поведение ΔH_{r1}^* и Δ_1^* влияют также другие параметры, в частности, значение H_b и отношение α_2/α_1 . Анализ зависимостей $\Delta H_{r1}^*(\kappa)$ и $\Delta_1^*(\kappa)$ позволяет более детально определить характер влияния различных параметров наноструктуры $F_1/f(d)/F_{2\text{pin}}$ на анизотропное поведение резонансного поля и ширины линии для слоя F_1 .

Как видно на рис. 4(а), экспериментальные точки $\Delta H_{r1}^*(\kappa)$ достаточно хорошо ложатся на прямую линию, хотя, согласно выражению (4), данная зависимость должна носить квадратичный характер. Следует, однако, отметить, что формула (4) также содержит эффективное поле H_b . Как было показано в работе [5], зависимость $H_b(\kappa)$ имеет вид, показанный на вставке к рис. 4(а). Учет в модельных расчетах зависимости H_b от κ позволяет объяснить приблизительно линейный характер $\Delta H_{r1}^*(\kappa)$.

В отличие от поведения $\Delta H_{r1}^*(\kappa)$, экспериментальные зависимости $\Delta_1^*(\kappa)$ для структур с разной толщиной d не лежат на одной линии (рис. 4(б)). Однако для

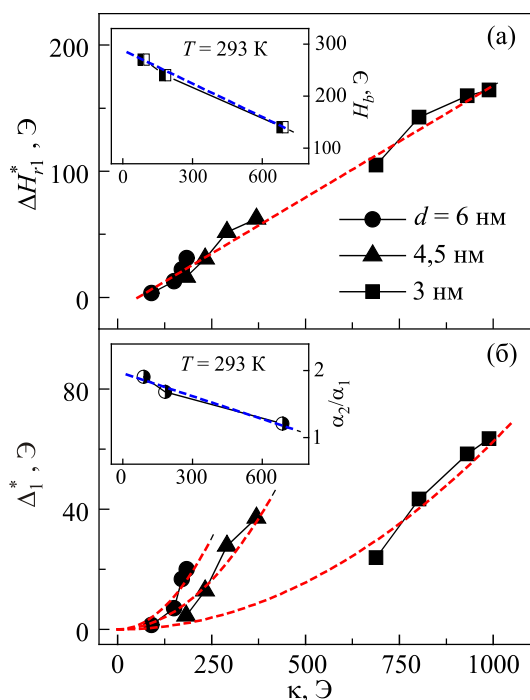


Рис. 4. Зависимость параметров ΔH_{r1}^* (а) и Δ_1^* (б) от константы межслойной связи κ для серии образцов $F_1/f(d)/F_{2pin}$ ($d = 3; 4,5$ и 6 нм). На вставках к панелям (а) и (б) изображены соответственно зависимости H_b и α_2/α_1 от κ , полученные при комнатной температуре. Пунктирные линии на панелях (а) и (б) построены согласно функциональным зависимостям (4) (с учетом $H_b(\kappa)$) и (6) (с учетом $\alpha_2/\alpha_1(\kappa)$) и служат для удобства анализа.

структур с одной и той же толщиной спейсера температурные изменения $\Delta_1^*(\kappa)$ описываются квадратичной зависимостью от κ , что согласуется с формулой (6). Учет зависимости α_2/α_1 от толщины спейсера d (см. вставку к рис. 4(б)) позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные для образцов с различными значениями d (пунктирные кривые на рис. 4(б) — расчетные зависимости).

Заключение

Исследование ферромагнитного резонанса в многослойной структуре $F_1/f(d)/F_{2pin}$ ($d = 3; 4,5$ и 6 нм) позволило сравнить характер влияния изменения толщины спейсера f и температуры на магнитное состояние системы. С уменьшением толщины d и/или понижением температуры угловые зависимости резонансного поля для свободного слоя F_1 , $H_{r1}(\varphi)$, свидетельствуют о появлении и усилении однонаправленной анизотропии. В свою очередь, на угловых зависимостях ширины линии, $\Delta_1(\varphi)$, наблюдается нетипичное для тонких пленок анизотропное уширение линии, которое также зависит от d и T . Построенная феноменологическая модель успешно описывает обнаруженное поведение, подтверждением чему есть хорошее соответствие меж-

ду рассчитанными и экспериментальными зависимостями $H_{r1}(\varphi)$ и $\Delta_1(\varphi)$. Согласно модели, причиной данных изменений выступает усиление обменного взаимодействия между слоями F_1 и F_{2pin} , когда спейсер f переходит в ферромагнитное состояние. Ключевой параметр в данном случае — константа межслойного обмена κ , которая зависит как от температуры T , так и от толщины d . Используя κ в качестве обобщающего параметра, сделан вывод, что влияние двух параметров d и T на магнитную анизотропию сильномагнитного слоя носит взаимозаменяемый характер. Однако характер влияния изменений параметров d и T на уширение линии магнитного резонанса оказывается различным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национальной академии наук Украины (проекты №№ 0115U00974 и 0115U003536), Министерства образования и науки Украины (совместный проект Украина–Индия № 0116U004298), Swedish Stiftelse Olle Engkvist Byggmastare и the Swedish Research Council (грант VR 2014-4548).

1. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, and M.D. Baró, *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
2. А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстолиткін, *Укр. фіз. журн. Огляди.* **6**, 37 (2010) [A.M. Pogorily, S.M. Ryabchenko, and A.I. Tovstolytkin, *Ukr. J. Phys. Rev.* **6**, 37 (2010)].
3. A. Brataas, A.D. Kent, and H. Ohno, *Nature Mater.* **11**, 372 (2012).
4. J. Nogues and Ivan K. Schuller, *JMMM* **192**, 203 (1999).
5. A.F. Kravets, A.N. Timoshevskii, B.Z. Yanchitsky, M.A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B* **86**, 214413 (2012).
6. S. Andersson and V. Korenivski, *J. Appl. Phys.* **107**, 09D711 (2010).
7. S. Andersson and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 2140 (2010).
8. M. Ohkoshi, K. Tamari, M. Harada, S. Honda, and T. Kusuda, *IEEE Trans. Magn. Japan* **1**, 37 (1985).
9. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, and A. Friederich, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
10. G.A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).
11. P. Grünberg, *Phys. Today* **54**(5), 31 (2001).
12. S.K. Dutta Roy and A.V. Subrahmanyam, *Phys. Rev.* **177**, 1133 (1969).
13. S.A. Ahern, M.J.C. Martin, and W. Sucksmith, *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.* **248**, 145 (1958).
14. A.F. Kravets, A.N. Timoshevskii, B.Z. Yanchitsky, O.Yu. Salyuk, S.O. Yablonovskii, S. Andersson, and V. Korenivski, *JMMM* **324**, 2131 (2012).
15. T.J. Hicks, B. Rainford, J.S. Kouvel, and G.G. Low, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 531 (1969).
16. A.F. Kravets, Yu.I. Dzhzherya, A.I. Tovstolytkin, I.M. Kozak, A. Gryshchuk, Yu.O. Savina, V.A. Pashchenko,

- S.L. Gnatchenko, B. Koop, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B* **90**, 104427 (2014).
17. A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, Yu.I. Dzhezherya, D.M. Polishchuk, I.M. Kozak, and V. Korenivski, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 446003 (2015).
 18. A.F. Kravets, D.M. Polishchuk, Yu.I. Dzhezherya, A.I. Tovstolytkin, V.O. Golub and V. Korenivski, <http://arxiv.org/abs/1604.05145> (2016).
 19. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
 20. A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, Boca Raton, FL: CRC Press (1996).
 21. F.J. Dyson, *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955).
 22. G. Feher and A.F. Kip, *Phys. Rev.* **98**, 337 (1955).
 23. G.S. Abo, Y.-K. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee, and B.-C. Choi, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 4937 (2013).
 24. A.A. Timopheev, Yu.G. Pogorelov, S. Cardoso, P.P. Freitas, G.N. Kakazei, and N.A. Sobolev, *Phys. Rev. B* **89**, 144410 (2014).
 25. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).

Ferromagnetic resonance in nanostructures with temperature controlled interlayer interaction

D.M. Polishchuk, Yu.O. Tykhonenko-Polishchuk, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, Yu.I. Dzhezherya, A.M. Pogorily, and V. Korenivski

The work carries out a comprehensive analysis of magnetic resonance properties of $F_1/f(d)/F_{2pin}$ multilayers, where F_1 and F_{2pin} are soft and hard magnetic layers and f is a weakly magnetic spacer with the Cu-

rie temperature in the vicinity of room temperature. Depending on the magnetic state of the spacer, ferromagnetic or paramagnetic, the exchange interaction between F_1 and F_{2pin} becomes a function of temperature which is attractive for a number of applications. Our results show that the interlayer exchange coupling can be enhanced either by decreasing the spacer thickness, d , or lowering temperature. Stronger exchange coupling results in stronger unidirectional anisotropy of the ferromagnetic resonance in F_1 , as well as in atypical for thin films broadening of the resonance line. The observed behavior was analyzed taking into account two effects of different character — variable spacer thickness d and variable temperature. It is shown that the changes in the unidirectional anisotropy of the FMR spectra have a similar dependence on d and temperature. On the contrary, the FMR line broadening due to magnetization relaxation in the system is significantly affected by the changes in the interlayer exchange interaction on varying d , and is only slightly affected by the changes in temperature.

PACS: 75.70.Cn Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures);
75.75.-c Magnetic properties of nanostructures;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: magnetic multilayer, exchange coupling, ferromagnetic resonance, magnetic damping, diluted ferromagnetic alloy, Curie switch.