

УДК 537.635

Спин-волновой резонанс в структурах $\text{NiFe}/\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}/\text{NiFe}$ с положительной величиной обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями

Рауф С. Исаков*

Сергей В. Столяр

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН,
Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036,
Сибирский федеральный университет,
Свободный, 79, Красноярск, 660041,
Россия

Михаил В. Чижик†

Сибирский федеральный университет,
Свободный, 79, Красноярск, 660041,
Россия

Лидия А. Чеканова

Виктор Ю. Яковчук

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН,
Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036,
Сибирский федеральный университет,
Свободный, 79, Красноярск, 660041,
Россия

Получена 01.12.2011, окончательный вариант 30.12.2011, принята к печати 10.02.2012

В работе методом спин-волнового резонанса исследован спектр стоячих обменных спиновых волн в магнитных сэндвичах $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{20}\text{Co}_{80}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Слой аморфного ферромагнитного сплава здесь имел докомпенсационный состав, поэтому его магнитная структура обеспечивала положительную величину обменной связи между ферромагнитными слоями. Показано, что спиновые моды спектра СВР, удовлетворяющие известному киттелевскому соотношению $H_r(n) \sim n^2$, являются стоячими акустическими обменными спиновыми колебаниями. Установлено, что спиновые моды, представляющие собой оптические сателлиты акустических пиков СВР, характеризуются иной зависимостью резонансных полей $H_r(n) \sim n^{5/2}$.

Ключевые слова: трехслойные магнитные пленки, обменно-связанные структуры, ферромагнитный и спин-волновой резонанс, акустические колебания, оптические сателлиты.

Введение

Ферромагнитный (ФМР) и спин-волновой (СВР) резонансы являются наиболее простыми методами определения фундаментальных констант ферромагнитного материала (намагниченность насыщения, константа анизотропии, константа обменного взаимодействия), изго-

*rauf@iph.krasn.ru

†chizhikmihail@gmail.com

© Siberian Federal University. All rights reserved

товленного в виде тонкой пленки. Когда внешнее магнитное поле H приложено ортогонально к плоскости пленки ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$), условием резонанса служит соотношение

$$H_r = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff} - \frac{2A}{M_s} k^2, \quad (1)$$

где ω — фиксированная частота микроволнового поля, A — обменная константа, представляемая выражением ($A = 2JS^2/a$), k — волновое число спиновой волны ($k = n\pi/d$). (Здесь n — порядок моды, d — толщина пленки.) График зависимости H_r от n^2 дает возможность рассчитать намагниченность (M_s и M_{eff}) и обменную константу A . В настоящее время большое внимание уделяется многослойным обменно-связанным пленкам, в которых индивидуальные слои различаются по свойствам. Примером таких структур является система [ферромагнетик / ферромагнетик]_N, в которой величина обменного взаимодействия между слоями приводит к созданию единой магнитной системы с модулированными магнитными константами вдоль нормали к плоскости пленки. Данные системы характеризуются специальными спектральными особенностями различного вида возбуждений. В частности, закон дисперсии для спиновых волн в таких мультислойных структурах характеризуется разрешенными и запрещенными частотными интервалами [1–3].

В многослойных структурах ферромагнетик/(неферромагнитный металл) возможно управление величиной и знаком обменного взаимодействия ферромагнитных слоев путем варьирования толщиной проводящей прослойки [4, 5]. В свою очередь знак и величина обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, разделенных металлической прослойкой, как оказалось, могут зависеть от толщины ферромагнитного слоя [6].

Основная часть экспериментальных работ, посвященная данной проблеме, выполнена на структурах, в которых толщина ферромагнитного слоя $d_{FM} < 10$ нм, а толщина проводящей прослойки порядка одного нм [7, 8]. В настоящей работе приведены результаты исследований, выполненных методом ферромагнитного резонанса на пленочных структурах, состоящих из ферромагнитных слоев пермаллоя толщиной $d_{FM} \sim 100$ нм, разделенных слоем ферромагнитного сплава DyCo ($0 < d_{DyCo} < 150$ нм). Выбор интервалов толщин в данной работе диктовался следующим причинами. Исследуемые структуры были получены методом термического напыления на покровные стекла толщиной 18 мкм. Используемые стекла характеризуются размером шероховатости не более 3 нм. Применяемый способ получения покрытия на таких подложках обеспечивает сплошность слоя напыляемых металлов при толщинах ~ 10 нм. Поэтому "многослойные" структуры с малыми толщинами индивидуальных слоев скорее могут быть идентифицированы как гранулированные. Для таких материалов применимость стандартных методик спорна, например, изучение гранулированных материалов методом ферромагнитного резонанса требует существенной модификации [9].

В общем случае спектр ФМР (длина стоячей спиновой волны $\lambda \rightarrow \infty$) трехслойной обменно-связанной системы (FM / X / FM) характеризуется двумя резонансными модами. В геометрии выполнения эксперимента: внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости пленки, условия резонанса для акустической моды (+) и оптической моды (–) описываются следующим выражением [10]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\pm}^2 = (H_0 - H_{eff} + H_A - H_E \pm H_E)(H_0 - H_{eff} - H_E \pm H_E), \quad (2)$$

где H_{eff} — эффективное внутреннее поле, включает в себя размагничивающее поле $4\pi M_{eff}$, H_0 — внешнее постоянное поле, H_A — поле анизотропии (в случае поликристаллических пленок величина $H_A = 0$), $H_E = J^{layer}/d \cdot M$ — однородное обменное поле, d — толщина ферромагнитного слоя. Из данного выражения видно, что взаимное расположение резонансных мод обусловлено знаком межслойного однородного обмена J^{layer} . При $H_E=0$

($J^{layer}=0$) спектр ФМР характеризуется единственным резонансным поглощением, обусловленным сфазированными колебаниями векторов намагниченности в ферромагнитных слоях (при условии одинаковых величин магнитных параметров ферромагнитных слоев). При толщине ферромагнитных слоев $d \approx 100$ нм и закреплении переменной намагниченности (наличии поверхностной анизотропии) на приподложечной и внешней поверхностях ферромагнитных слоев даже при условии $H_E \neq 0$ в магнитной системе должен реализовываться спектр стоячих спиновых колебаний (акустических — магнитные моменты ферромагнитных слоев прецессируют в фазе), сопровождаемый оптическими сателлитами (магнитные моменты ферромагнитных слоев прецессируют в противофазе). Резонансные поля в этом случае должны описываться модифицированным выражением

$$H_r^\pm = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - H_E \pm H_E - \frac{2A}{M} k^2, \quad (3)$$

где H_r^+ — резонансное поле акустической n -й моды с волновым вектором $k = \pi n/d$, H_r^- — резонансное поле оптического сателлита n -й моды, A — константа обменного взаимодействия ферромагнетика, в общем случае обменное поле H_E содержит неоднородную составляющую — неизвестную функцию n . Величина A определяется из спектров СВР (по акустическим поглощениям) по киттелевской формуле

$$A = \frac{M}{2} \left(\frac{d^2}{\pi^2} \right) \frac{H_i - H_j}{n_j^2 - n_i^2}. \quad (4)$$

Спин-волновой резонанс акустических колебаний векторов намагниченности, сопровождаемый оптическими сателлитами, впервые нам удалось зарегистрировать на трехслойной обменно-связанной системе NiFe/Cu/NiFe [10]. В работе [11], выполненной методом ФМР на структурах Ni₈₁Fe₁₉(30 нм)/Ru/Ni₈₁Fe₁₉(30 нм), при отрицательной величине обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями помимо акустического и оптического ФМР-поглощений также регистрировались дополнительные резонансные поглощения, которые, однако, не получили в этой работе должной интерпретации.

Образцы и методика эксперимента

Полная намагниченность аморфных ферромагнитных сплавов Dy_xCo_{1-x} задается суммой антипараллельных намагниченностей подрешеток редкоземельного металла (РЗМ) и переходного металла (ПМ). Вследствие разной температурной зависимости намагниченностей подрешеток в этих магнитоупорядоченных материалах существует как температура компенсации (T_{comp} при $x=const$), так и компенсационный состав (x_{comp} при комнатной температуре), определяемые условием обращения в нуль суммарной намагниченности. Обычно эти материалы, изготовленные в виде пленок с составами, близкими к компенсационным, применяются как среды для термомагнитной записи с ультравысокой плотностью [12]. В этих пленках в точках T_{comp} (либо x_{comp}) коэрцитивная сила имеет резкий максимум. Достаточно уйти на несколько градусов от T_{comp} (либо на 2–3 ат. % от x_{comp}), чтобы коэрцитивная сила уменьшилась в несколько раз.

Компенсационным составом, при котором намагниченности подрешетки 3-d металла и редкоземельного элемента компенсируют друг друга, при комнатной температуре является сплав Dy₂₂Co₇₈. В интервале концентраций $17 < x < 26$ ат. % пленки сплава Dy_xCo_{1-x} характеризуются перпендикулярной магнитной анизотропией. Величины намагниченности насыщения M_s , измеренные на вибрационном магнитометре, для пленок РЗМ–ПМ (DyCo) в интервале составов 17–28 ат. % меняются в пределах 250–20 Гс, коэрцитивная сила H_c

достигает значений ≥ 15 кОе. Константы одноосной анизотропии этих пленок РЗМ–ПМ, измеренные на вращательном анизометре, составляют $5 \cdot 10^5 \div 10^6$ erg/cm³ [13].

Структуры Ni_{1-x}Fe_x/Dy_xCo_{1-x}, Ni_{1-x}Fe_x/Dy_xCo_{1-x}(d)/Ni_{1-x}Fe_x, как и реперные однослойные пленки NiFe, были получены методом термического испарения в вакууме $3 \cdot 10^{-6}$ Торр последовательным напылением слоев Ni_{1-x}Fe_x ($18 < x < 23$ ат. %) и Dy_xCo_{1-x} ($17 < x < 26$ ат. %) из независимых испарителей с кольцевым катодом на подложки из покровного стекла. Слой аморфного сплава DyCo характеризовался перпендикулярной магнитной анизотропией, а во время напыления ферромагнитного слоя NiFe, как реперного, так и входящего в слоистую структуру, в плоскости образца прикладывалось постоянное внешнее магнитное поле $H_0 = 50$ Ое. Толщина и химический состав получаемых конденсатов контролировались методом рентгеноспектрального анализа.

Спектры спин-волнового резонанса (СВР) на частоте 9,2 GHz записывались при комнатной температуре в геометриях выполнения эксперимента: внешнее магнитное поле перпендикулярно и параллельно плоскости пленки.

Исследование однослойных пленок Ni_{1-x}Fe_x и двухслойных структур Dy_xCo_{1-x}(70 nm)/Ni₇₇Fe₂₃(300 nm)

Спектры СВР однослойных пленок Ni_{1-x}Fe_x, а также рассчитанные из них величины магнитных характеристик в дальнейшем рассматривались как реперные. Для этих пленок экспериментальные значения резонансных полей H_r укладывались на линейную зависимость в координатах $H_r(n^2)$. Тангенс угла наклона этой зависимости по формуле (4) определяется величиной константы обменного взаимодействия A . На рис.1 приведена зависимость резонансных полей $H_r(n^2)$ спектра СВР однослойной пленки состава Ni₈₂Fe₁₈. Рассчитанные

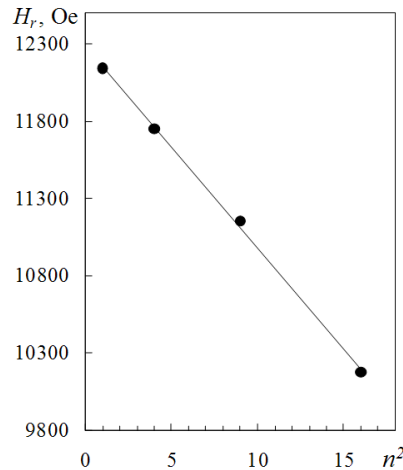


Рис. 1. Зависимость резонансного поля от номера моды n в спектре СВР реперной пленки NiFe (126 nm)

значения эффективной намагниченности M_{eff} и константы обменного взаимодействия A для этой пленки оказались равными 600 Gs и $0,55 \cdot 10^{-6}$ erg/cm соответственно. Для однослойных пленок состава Ni₇₇Fe₂₃ аналогичный спектр СВР и расчеты дают величины M_{eff} и A равными 800 Gs и $0,8 \cdot 10^{-6}$ erg/cm соответственно.

На рис. 2 приведены спектры поглощения СВР исследуемых двухслойных пленок Dy_xCo_{1-x}(70 nm)/Ni₇₇Fe₂₃(300 nm). Кривая на рис. 2a описывает спектр СВР двухслойной

пленки Dy₂₀Co₈₀/Ni₇₇Fe₂₃, в которой магнито жесткий слой является сплавом докомпенсационного состава; кривая на рис. 2*b* — спектр СВР двухслойной пленки Dy₂₅Co₇₅/Ni₇₇Fe₂₃ с магнито жестким слоем послекомпенсационного состава. Анализ приведенных спектров показывает: первое — в этих образцах возбуждаются спин-волновые моды как с нечетными, так и с четными номерами ($n = 1, 2, 3, \dots$); второе — величины интенсивности четных пиков значительно меньше величин интенсивностей соседних нечетных пиков; третье — величины интенсивностей четных пиков спектра СВР двухслойных пленок с магнито жестким слоем Dy₂₅Co₇₅ (рис.2*b*) существенно превышают аналогичные величины в спектре СВР двухслойных пленок с магнито жестким слоем Dy₂₀Co₈₀ (рис.2*a*).

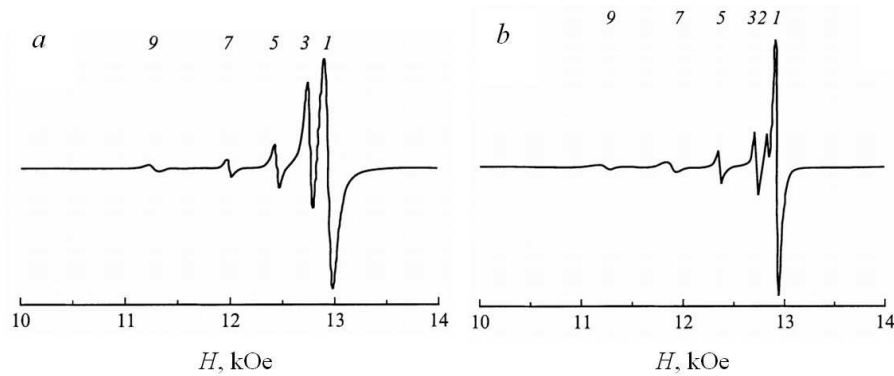


Рис. 2. Спектры СВР пленок DyCo/NiFe: *a* — докомпенсационный состав DyCo; *b* — послекомпенсационный состав DyCo

На рис. 3 приведены экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $H_r(n^2)$ для исследуемых двухслойных пленок Dy_xCo_{1-x}(70 nm)/Ni₇₇Fe₂₃(300 nm) с одинаковыми толщинами слоев, но отличающихся составом магнито жесткого слоя (рис. 3*a* — Dy₂₀Co₈₀/Ni₇₇Fe₂₃, рис. 3*b* — Dy₂₅Co₇₅/Ni₇₇Fe₂₃). Пунктирная прямая на рис. 3 соответствует

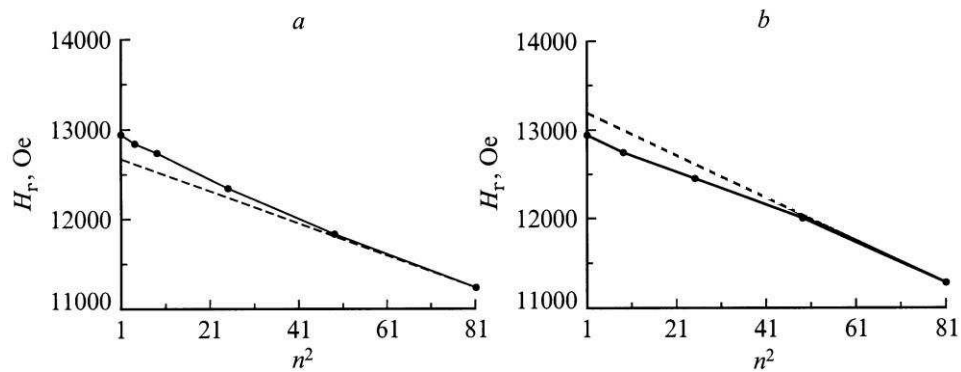


Рис. 3. Зависимость резонансного поля от номера моды n в спектре СВР пленок DyCo/NiFe: *a* — докомпенсационный состав DyCo; *b* — послекомпенсационный состав DyCo

ет значению константы обменного взаимодействия $A=0,8 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, равного аналогичной величине в реперной пленке. Видно, что численное значение величины A двухслойных пленок, вычисляемое из коротковолновой части спектра СВР, совпадает с реперным значением A однослойной пленки состава Ni₇₇Fe₂₃ как для бислоев с докомпенсационным, так и для

бислоев с послекомпенсационным составом сплава магнитомягкого слоя. Также видно, что численные значения резонансных полей H_r первых мод спектров СВР двухслойных пленок характеризуются систематическим отклонением от реперной зависимости $H_r(n^2)$. В случае пленок с докомпенсационным (послекомпенсационным) составом жесткого слоя величины регистрируемых резонансных полей H_r первых мод спектра больше (меньше) реперных на величину δH_r (см. рис. 3). Рассмотрим конфигурацию векторов намагниченностей исследуемых двухслойных пленок Dy_xCo_{1-x}(70 nm)/Ni₇₇Fe₂₃. В двухслойной пленке с магнитомягким слоем докомпенсационного состава векторы намагниченностей насыщения ферромагнитного сплава NiFe и подрешетки атомов Co ферромагнитного сплава DyCo параллельны. Благодаря обменному взаимодействию локальных магнитных моментов сплава NiFe с локальными магнитными моментами Co, находящимися вблизи межслойной поверхности, последние будут вовлечены в прецессионное движение суммарной намагниченности ферромагнитного слоя, обусловленное СВЧ полями. Поэтому обменное граничное условие для переменной намагниченности \vec{m} (условие Киттеля: $\vec{m}|_s = 0$), определяющее узел стоячей спиновой волны, будет выполняться не на самой межслойной поверхности, а на некоей эффективной плоскости в магнитомягком слое. Последнее эквивалентно перемещению узла стоячей спиновой волны с межслойной поверхности в магнитомягкий слой сплава Dy₂₀Co₈₀ на величину δ . Это означает, что волновой вектор первых мод спектра СВР в выражении (1) будет определяться не соотношением $k_1 = \pi/d_0$, где d_0 — толщина пленки пермаллоя, а соотношением $k_1 = \pi/d_{eff}$, в котором величина d_{eff} (толщина эффективного магнитного слоя для спиновой волны) удовлетворяет условию: $d_{eff} = d_0 + \delta$. Рассчитанная из наших данных величина δ составляет 30–40 nm. Для двухслойных структур с послекомпенсационным составом магнитомягкого слоя векторы намагниченностей подрешетки Co ферромагнитного сплава и ферромагнитного сплава NiFe в полях насыщения антипараллельны. Как следствие минимизации энергии (обменного взаимодействия сплавов Co со сплавами NiFe и одноосной анизотропии магнитомягкого слоя DyCo), возникает переходной слой между NiFe и DyCo, в котором осуществляется плавный разворот спинов 3d-металлов на угол π . В этой ситуации в области межслойной границы обменное граничное условие Киттеля заменяется на граничные условия Аменты-Радо $\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}}\right)_s = 0$, где \vec{n} — нормаль к поверхности ферромагнетика. Об этом свидетельствует увеличение интенсивностей четных пиков СВР. Причем это граничное условие для свободных поверхностных спинов осуществляется на некоей эффективной плоскости в магнитомягком слое NiFe. Последнее означает, что величина d_{eff} , определяющая величины волновых векторов первых мод СВР $k_1 = \pi/d_{eff}$, в данном случае уменьшается на величину δ : $d_{eff} = d_0 - \delta$.

Исследование трехслойных структур

Ni₈₂Fe₁₈/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₂Fe₁₈

На рис. 4–6 представлены спектры СВР исследуемых трехслойных структур при толщине слоя аморфного ферромагнитного сплава $d_{DyCo}=45, 82, 110$ nm соответственно (на рис. 7–9 представлены зависимости резонансных полей от номера моды). Видно, что как количество резонансных поглощений, так и их полевые координаты и интенсивности зависят от толщины ферромагнитной прослойки. В то же время величина резонансного поля максимального поглощения (которое составляет 11–12 kOe), а также полевой интервал развертки магнитных полей, в котором реализуются спектр СВР ($\approx 1,7$ kOe), от толщины слоя DyCo не зависят. Таким образом, представленные на рис. 4–6 спектры СВР свидетельствуют о некоей зависимости величины эффективного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев от толщины слоя DyCo. Кривую СВР Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(45 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) (см. рис. 4) разумно идентифицировать как единый спектр стоячих спиновых волн это-

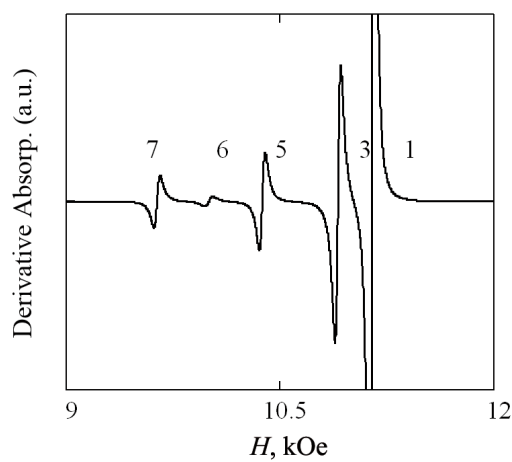


Рис. 4. Спектр СВР трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(45 nm)/NiFe(110 nm)

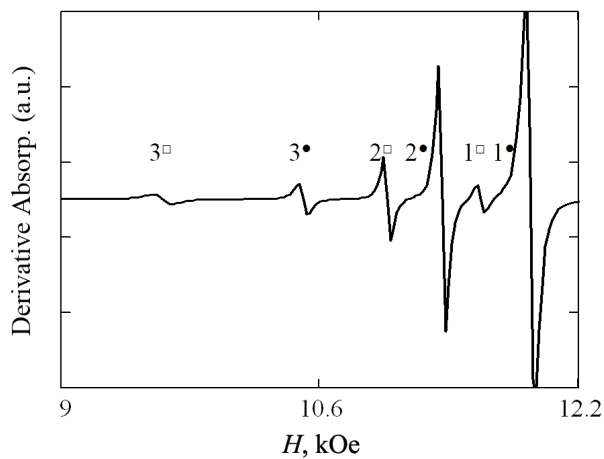


Рис. 5. Спектр СВР трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(82 nm)/NiFe(110 nm)

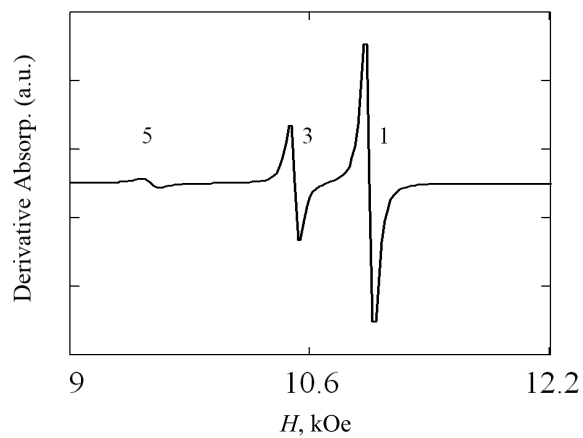


Рис. 6. Спектр СВР трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(110 nm)/NiFe(110 nm)

го сэндвича, узлы стоячих волн, удовлетворяющие условию Киттеля, при этом расположены на внешних границах слоев ферромагнитного сплава. Действительно, для данной структуры выполняется неравенство $d(\text{Dy}_{20}\text{Co}_{80}) < 2\delta$, где величина δ определялась выше. На рис. 10 а схематично изображена первая мода СВР обсуждаемого спектра. Доказательством данного утверждения является зависимость резонансного поля H_r от номера моды n (n — число длин полуволн, укладываемых по эффективной толщине пленки), представленная на рис. 7. Для резонансных полей спектра СВР этой структуры выполняется стандартная киттельевская зависимость $H_r^{ac}(n) \sim n^2$. Из тангенса угла зависимости $H_r \sim n^2$ по формуле (4) определяется константа обменного взаимодействия. Для структуры Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(45 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) рассчитанная величина константы обменного взаимодействия оказалась равной $A=0,6 \cdot 10^6$ erg/cm при использовании в формуле (4) $d_{eff} = 2d_{NiFe} + d_{DyCo}$, что хорошо согласуется с величиной $A=0,55 \cdot 10^6$ erg/cm реперной пленки.

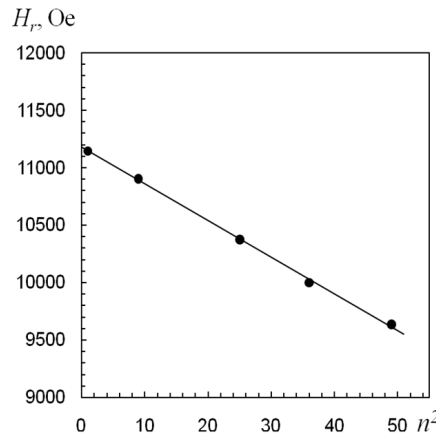


Рис. 7. Зависимость H_r от номера моды n для трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(45 nm)/NiFe(110 nm)

Таким образом, сопоставление спектра СВР Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(82 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(11 nm) трехслойной структуры со спектрами СВР реперных пленок сплава NiFe (с толщиной $d=100$ nm, 200 nm), а также со спектром СВР пленки Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(45 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) выявляет его существенные отличия. Здесь отсутствуют известные закономерности спада интенсивности резонансной восприимчивости от номера моды n . Полевые координаты резонансных поглощений также указывают на то, что регистрируемый спектр нельзя описать как стандартный спектр СВР индивидуального слоя толщиной $d=110$ nm либо пленки с эффективной толщиной $2d$ ($3d$). Исходя из спектров реперных образцов, мы интерпретировали наблюдаемые СВЧ спектры структуры Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(82 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) как спектр СВР ферромагнитного слоя толщиной $d = 110$ nm, в котором у каждого резонансного акустического поглощения присутствует оптический сателлит (см. формулу (3)). Используемые нами докомпенсационные составы ферромагнитного сплава Dy_xCo_{1-x} ($x < 22$ ат. %) обеспечивают положительный знак обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями NiFe. В случае положительной связи ($J^{layer} > 0$) резонансные поля сателлитов $H_r^{opt} < H_r^{ac}$. На рис. 10 б схематично изображены первые моды (акустическая и оптическая) СВР обсуждаемого спектра. Для резонансных полей акустических колебаний здесь выполняется стандартная киттельевская зависимость $H_r^{ac}(n) \sim n^2$ (см. рис. 8), тангенс угла которой определяется константой обменного взаимодействия. Координаты резонансных полей оптических колебаний намаг-

ниченности описываются нестандартной зависимостью $H_r^{opt}(n) \sim n^{5/2}$.

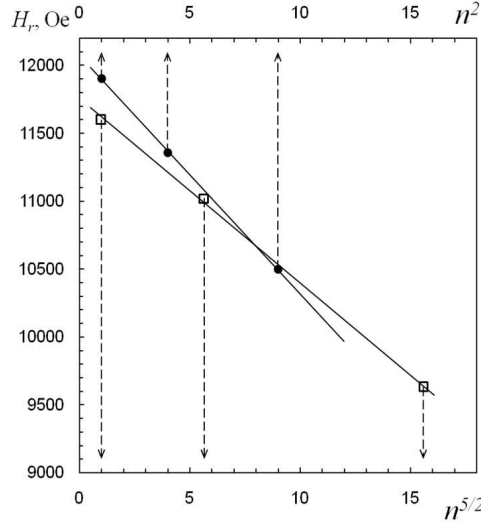


Рис. 8. Зависимость H_r от номера моды n для трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(82 nm)/NiFe(110 nm)

Резонансную кривую структуры Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(110 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) (см. рис. 6) разумно интерпретировать как стандартный спектр СВР одного слоя NiFe толщиной $d = 110$ nm. Используемая в данной трехслойной пленке толщина ферромагнитного сплава Dy_xCo_{1-x}, по-видимому, приводит к отсутствию обменного взаимодействия ферромагнитных слоев ($J^{layer} \approx 0$, $H_E = 0$), поэтому на спектре СВР отсутствуют антифазные поглощения. На рис. 10 (в) схематично изображена первая мода СВР обсуждаемого спектра. Зависимость резонансного поля H_r от номера моды n для этой структуры Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(110 nm)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) приведена на рис. 9. Рассчитанная по выражению (4) (в котором $d=110$ nm) константа обменного взаимодействия согласуется с реперными величинами для сплава NiFe. Таким образом, при толщинах слоя аморфного ферромагнитного сплава $d_{DyCo} < 70$ nm в трехслойных пленках Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(d)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) спектр СВР этой структуры описывается стоячими спиновыми волнами, закрепленные узлы которых расположены на внешних поверхностях ферромагнитных слоев ($d_{DyCo} < 2\delta$, обменное взаимодействие между слоями J^{layer} сопоставимо с величиной обмена J внутри ферромагнитных слоев). При толщинах $70 < d_{DyCo} < 100$ nm спектры СВР трехслойной системы Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(d)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) характеризовались акустическими колебаниями индивидуальных слоев (векторы намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в фазе, закрепленные узлы стоячих спиновых волн находятся на поверхностях слоев NiFe). Каждое акустическое поглощение сопровождается оптическим сателлитом (векторы намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в противофазе, закрепленные узлы стоячих спиновых волн также находятся на поверхностях слоев NiFe). Для данного диапазона толщин $70 < d_{DyCo} < 100$ nm величина $J^{layer} \ll J$. При толщине слоя ферромагнетика $d_{DyCo} > 100$ nm спектр СВР трехслойной системы Ni₈₂Fe₁₈(110 nm)/Dy₂₀Co₈₀(d)/Ni₈₂Fe₁₈(110 nm) аналогичен спектру СВР индивидуального слоя NiFe (векторы намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в фазе, закрепленные узлы стоячих спиновых волн находятся на поверхностях слоев NiFe). Для данного диапазона толщин $d_{DyCo} > 100$ nm, величина $J^{layer} \rightarrow 0$.

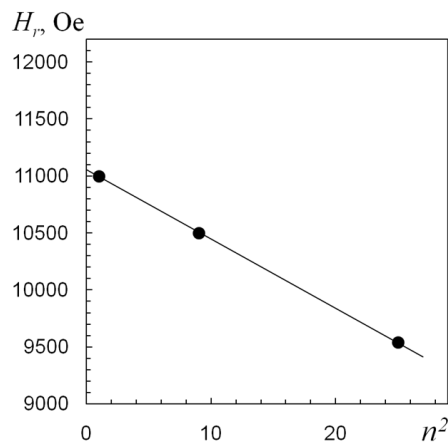


Рис. 9. Зависимость H_r от номера моды n для трехслойной пленки NiFe(110 nm)/DyCo(110 nm)/NiFe(110 nm)

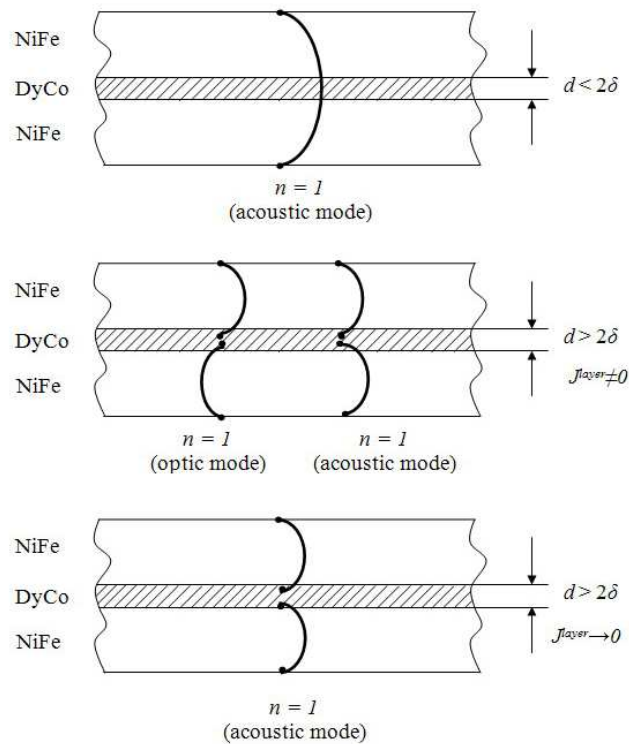


Рис. 10. Схематичное изображение закрепления узлов стоячей спиновой волны

Заключение

Таким образом, в данной работе методом спин-волнового резонанса исследован спектр СВР, обусловленный обменными спиновыми колебаниями в двухслойных обменносвязанных структурах Ni_{1-x}Fe_x(100 nm)/Dy_xCo_{1-x}. Установлено, что эффективная магнитная

толщина $d_{eff} = d_0 + \delta$, определяющая волновые вектора первых мод спектра СВР ферромагнитного слоя, отлична от значения d_0 , задаваемого технологическим процессом получения пленок NiFe. Знак δ зависит от состава ферромагнитного слоя: докомпенсационный состав характеризуется знаком (+), послекомпенсационный — знаком (-).

Спектр СВР трехслойной системы Ni₈₂Fe₁₈/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₂Fe₁₈ существенно зависит от толщины слоя аморфного ферромагнитного сплава, который, в силу магнитной конфигурации подрешеток, обеспечивает положительную величину связи между ферромагнитными слоями. При толщинах $d_{DyCo} \leq \delta$ в этой трехслойной системе реализуется единый спектр обменных спиновых колебаний, описываемый формулой Киттеля. При расчете эффективного обмена A в этой формуле нужно использовать величину $d_{eff} = 2d_{NiFe} + d_{DyCo}$. При толщинах $d_{DyCo} \gg \delta$ спектр СВР формируется только стоячими колебаниями намагниченности в индивидуальных ферромагнитных слоях. Здесь спин-волновые моды двукратно вырождены. При толщинах $d_{DyCo} \sim \delta$ вырождение снимается, здесь спектр СВР характеризуется акустическими (однофазными) и оптическими (антифазными) колебаниями вектора намагниченности в ферромагнитных слоях. Для резонансных полей акустических колебаний выполняется стандартная киттелевская зависимость $H_r^{ac}(n) \sim n^2$, которая позволяет вычислить величину эффективного обменного взаимодействия. Координаты резонансных полей оптических колебаний намагниченности в спектре СВР описываются нестандартной зависимостью $H_r^{opt}(n) \sim n^{5/2}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2011) и в рамках программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Список литературы

- [1] В.А.Игнатченко, О.Н.Лалетин, *ФТТ*, **46**(2004), №12, 2216.
- [2] В.А.Игнатченко, Ю.И.Маньков, Д.С.Цикалов, *ЖЭТФ*, **134**(2008), 706.
- [3] Р.С. Исаков, С.В.Столяр, Л.А.Чеканова, М.В.Чижик, *Письма в ЖЭТФ*, **94**(2011), №4, 325.
- [4] S.P.Parkin, *Phys. Rev. Let.*, **67**(1991), 3598.
- [5] Р.С.Исаков, Ж.М.Мороз, Е.Е.Шалыгина и др., *Письма в ЖЭТФ*, **66**(1997), №7, 487.
- [6] L.C.C.M.Nagamine, J.Geshev, T. Monegotto and others, *J. Magn. Magn. Mater.*, **288**(2005), 205.
- [7] Z.Zhang, L.Zhou, P.E.Wigen, K.Ounadjela, *Phys. Rev. B*, **50**(1994), 6094.
- [8] H.Watanable, *J. Phys. Soc. Japan*, **63**(1994), №2, 762.
- [9] А.В.Горбинский, Ферромагнитный резонанс в композитных магнитных наноструктурах, Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук, Ростов-на-Дону, 2011.
- [10] Р.С.Исаков, С.В.Столяр, Л.А.Чеканова, В.Ю.Яковчук, М.В.Чижик, *Известия РАН. Серия физическая*, **75**(2011), №2, 200.
- [11] M.Belmeguenai, T.Nartin, G.Woltersdorf and others, *Phys. Rev. B*, **76** (2007), 104414.
- [12] Г.И.Фролов, *ЖТФ*, **71**(2001), №12, 50.

- [13] В.Ю.Яковчук, Получение и исследование магнитных свойств аморфных пленок DyCo и пленочных планарных структур (РЗМ-ПМ)/NiFe, Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук, Красноярск, 2003.

Spin-wave Resonance in NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe Structures with Positive Exchange Interaction Value Between the Ferromagnetic Layers

Rauf S. Iskhakov
Sergey V. Stolyar
Mihail V. Chizhik
Lidiya A. Chekanova
Viktor Yu. Yakovchuk

Standing exchange spin-waves spectrum of Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₀Fe₂₀ magnetic sandwiches was investigated by the spin-wave resonance technique. The layer of the amorphous ferrimagnetic alloy has precompensation composition, therefore its magnetic structure provided positive value of the exchange coupling between the ferromagnetic layers. It was shown that spin modes of SWR spectrum which according to the Kittel's ratio $H_r(n) \sim n^2$ are the standing acoustic exchange spin oscillations. It was determined, that spin modes of optical satellites of the SWR acoustic peaks are characterized by another ratio $H_r(n) \sim n^{5/2}$.

Keywords: threelayer magnetic films, exchange coupled structures, ferromagnetic and spin-wave resonance, acoustic oscillations, optic satellites.