

Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в двухслойных пленках $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}/\text{Dy}_{1-x}\text{Co}_x$

© Р.С. Исхаков, В.Ю. Яковчук, С.В. Столяр*, Л.А. Чеканова, В.А. Середкин

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

* Красноярский государственный университет, 660041 Красноярск, Россия

E-mail: rauf@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 1 ноября 2000 г.)

Исследован спектр стоячих спиновых волн в двухслойных обменносвязанных пленках $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ (1000–3000 Å)/ $\text{Dy}_{1-x}\text{Co}_x$ (700 Å) двух разных составов магнито жесткого слоя — докомпенсационном $\text{Dy}_{0.2}\text{Co}_{0.8}$ и послекомпенсационном $\text{Dy}_{0.3}\text{Co}_{0.7}$ — при комнатной температуре. Установлено, что эффективная магнитная толщина слоя, определяющая волновые векторы первых мод спектра ($d_{\text{eff}} = d_0 \pm \Delta d$), отлична от значения d_0 , задаваемого технологическим процессом получения пленок. Знак величины $|\Delta d| \sim 500$ Å определяется составом магнито жесткого слоя DyCo.

Интенсивное исследование обменносвязанных пленок типа магнитомягкий ферромагнетик–магнито жесткий ферромагнетик (антиферромагнетик) обусловлено современными требованиями микроэлектроники [1]. Исследовались динамические магнитные характеристики, определяющие параметры ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового резонанса (СВР), двухслойных пленок разных составов $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}/\text{Dy}_{0.2}\text{Co}_{0.8}$, $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}/\text{Dy}_{0.3}\text{Co}_{0.7}$. Выбор этих составов аморфного ферромагнитного сплава редкоземельный металл–переходной металл (РЗМ–ПМ) определялся следующими причинами. Известно, что аморфные сплавы DyCo, изготавливаемые в широкой области концентраций в виде твердых растворов, характеризуются точкой магнитной компенсации. Так, при комнатной температуре компенсационным является состав аморфного сплава $\text{Dy}_{0.23}\text{Co}_{0.77}$. Выбранные нами составы сплавов РЗМ–ПМ находятся по разные стороны по оси составов от точки компенсации, однако характеризуются близкими величинами таких магнитных характеристик, как намагниченность насыщения $M_s = 80$ Г, коэрцитивная сила $H_c \sim 4$ кОе и величина перпендикулярной магнитной анизотропии $K = 3 \cdot 10^5$ эрг/см³ [2].

При исследовании спектров спиновых волн в данных двухслойных пленках нами обнаружен весьма интересный эффект, обусловленный наличием обменного взаимодействия между ферро- и ферромагнитными слоями. Оказалось, что величины резонансных полей первых мод стоячих спиновых волн, возбуждаемых в слое пермаллоя СВЧ полями, существенно зависят от химического состава магнито жесткого слоя. В настоящей работе излагаются результаты детального исследования этого явления.

1. Образцы и методика эксперимента

Двухслойные обменносвязанные пленки NiFe/DyCo были получены методом термического испарения в вакууме $3 \cdot 10^{-6}$ ммНг. В качестве подложек использовались

покрывные стекла. Напыление слоев производилось из трех независимых испарителей с кольцевым катодом. При напылении слоя пермаллоя в плоскости образца прикладывалось постоянное магнитное поле 20 Ое. Толщина слоя $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ варьировалась от 1000 до 3000 Å. Толщина магнито жесткого слоя DyCo составляла 700 Å. Достаточно низкие температуры подложки, реализующиеся при напылении пленок ($\leq 50^\circ\text{C}$), а также аморфное состояние магнито жесткого слоя (коэффициент диффузии аморфных сплавов, как известно, значительно ниже соответствующих значений кристаллических аналогов) позволяют утверждать о существовании четкой межфазной границе между ферро- и ферромагнитными слоями в исследуемых пленках. В качестве тестовой методики, позволяющей определять состав (докомпенсационный либо послекомпенсационный) магнито жесткого слоя, использовался магнитооптический эффект Керра в полях до 15 кОе. На рис. 1 приведены типичные магнитооптические петли гистерезиса, измеренные на пленках сплавов $\text{Dy}_{0.2}\text{Co}_{0.8}$, $\text{Dy}_{0.3}\text{Co}_{0.7}$. С целью избежания процессов окисления магнито жесткого слоя сверху производилось

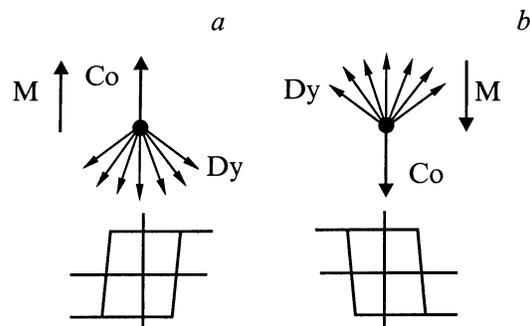


Рис. 1. Схематическое изображение предполагаемой локальной неколлинеарной магнитной структуры аморфных пленок DyCo: докомпенсационный состав сплава DyCo (а), послекомпенсационный состав сплава DyCo и типичный для них вид магнитооптических петель гистерезиса (b).

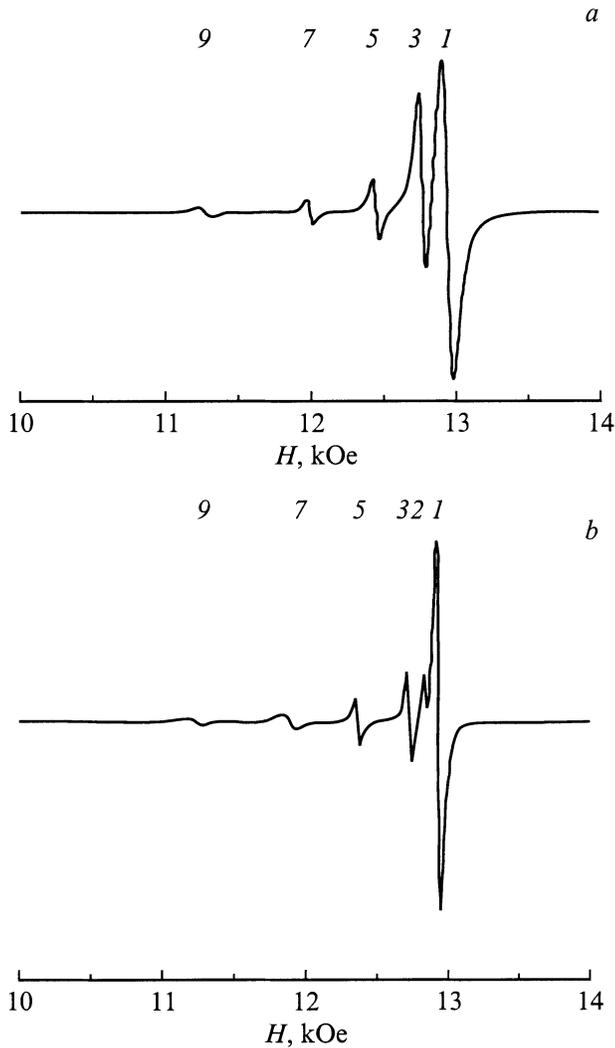


Рис. 2. Спектры спин-волнового резонанса двухслойной пленки NiFe/DyCo с докомпенсационным составом магнито жесткого слоя (a) и двухслойной пленки NiFe/DyCo с послекомпенсационным составом магнито жесткого слоя (b).

напыление защитного слоя GeO либо последовательность NiFe/DyCo заменялась на противоположную.

Динамические магнитные свойства двухслойных пленок $Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Dy_{0.2}Co_{0.8}$, $Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Dy_{0.3}Co_{0.7}$ изучали на стандартном спектрометре X-диапазона (9.2 GHz). Резонансные поля ФМР измерялись при комнатной температуре во всем интервале углов между внешним полем и плоскостью пленки с целью определения величины эффективной намагниченности M_{eff} из уравнения

$$H_{\perp}^r - 4\pi M_{eff} = \sqrt{H_{\parallel}^r(H_{\parallel}^r + 4\pi M_{eff})}, \quad (1)$$

где H_{\perp}^r и H_{\parallel}^r — величины полей ФМР при соответствующей геометрии эксперимента.

Спектры СВР записывались при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости исследуемых пленок. При такой геометрии

эксперимента связь между значением резонансного поля H_n и величиной волнового вектора k_n стоячей спиновой волны определяется следующим выражением:

$$H_n = \omega/\gamma + 4\pi M_{eff} - \eta k_n^2, \quad (2)$$

где ω/γ — внутреннее поле ферромагнетика, $\eta = (2A/M_{eff})$ — спин-волновая жесткость, A — константа обменного взаимодействия. В исследуемых пленках формируются обменные граничные условия для переменной намагниченности, о чем свидетельствуют спектры спиновых волн (рис. 2). В такой ситуации, как известно, связь между номером моды n спектра СВР и значением волнового вектора стоячей спиновой волны k_n определяется соотношением $k_n = \pi n/d$ ($n = 1, 2, 3, \dots, d$ — толщина пленки). Используя выражение (2), рассчитывали численные значения спин-волновой жесткости η по формуле

$$\eta = (d/\pi)^2(H_i - H_j)/(n_j^2 - n_i^2). \quad (3)$$

Ширина линии спин-волновой моды ΔH_n определялась по разнице координат экстремумов кривой производной спектра поглощения.

2. Экспериментальные результаты

Прежде чем описывать экспериментальные результаты, полученные на двухслойных пленках NiFe/Dy $_{1-x}$ Co $_x$, отметим, что по указанной выше технологии были изготовлены однослойные пленки состава $Ni_{0.8}Fe_{0.2}$ толщиной 3000 Å. Величины магнитных характеристик этих пленок, а также вид спектра СВР в дальнейшем рассматривались как реперные. Количество возбуждаемых пиков в спектрах СВР на данных образцах превышало 10. Численные значения резонансных полей H_n укладывались на линейную зависимость в координатах $H_n(n^2)$. Тангенс угла наклона этой зависимости определялся величиной спин-волновой жесткости η (см. выражение (3)). Для однослойных пленок состава $Ni_{81}Fe_{19}$ вычисленная величина спин-волновой жесткости η имела значение $\eta = 20 \cdot 10^{-10}$ Oe·cm 2 . Численные значения эффективной намагниченности M_{eff} и константы обменного взаимодействия A оказались равны 800 G и $0.8 \cdot 10^{-6}$ erg/cm соответственно. Рассчитанные величины фундаментальных магнитных характеристик сплава $Ni_{0.8}Fe_{0.2}$ согласуются с аналогичными характеристиками, полученными другими авторами [3].

На рис. 2 приведены спектры поглощения СВР исследуемых двухслойных пленок NiFe/DyCo. Кривая на рис. 2, a описывает спектр СВР пленки $Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Dy_{0.2}Co_{0.8}$, в которой магнито жесткий слой является сплавом докомпенсационного состава, кривая на рис. 2 b — спектр СВР пленки $Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Dy_{0.3}Co_{0.7}$ с магнито жестким слоем послекомпенсационного состава. Анализ приведенных спектров показывает: 1) в этих образцах возбуждаются спин-волновые моды как с

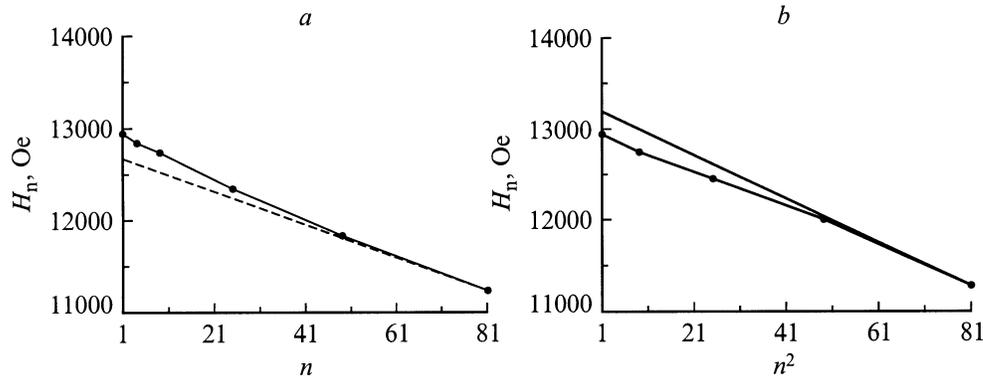


Рис. 3. Экспериментальные дисперсионные зависимости в координатах $H_n(n^2)$ двухслойной пленки NiFe/DyCo с докомпенсационным составом магнито жесткого слоя (а) и двухслойной пленки NiFe/DyCo с послекомпенсационным составом магнито жесткого слоя (b).

нечетными, так и с четными номерами ($n = 1, 2, 3, \dots$), 2) величины интенсивности четных пиков значительно меньше величин интенсивностей соседних нечетных пиков, 3) величины интенсивностей четных пиков спектра СВР пленок послекомпенсационного состава магнито жесткого слоя (рис. 2, b) существенно превышают аналогичные величины в спектре СВР пленок докомпенсационного состава магнито жесткого слоя (рис. 2, a). Численные значения ширины линии ΔH_1 спектров СВР этих двухслойных пленок также существенно различались. В таблице приведены величины ΔH_1 спектров СВР исследуемых пленок, отличающихся толщиной слоя пермаллоя, а также величины эффективной намагниченности $M_{\text{эф}}$. Из этих данных видно, что величина $M_{\text{эф}}$ двухслойных пленок существенно не реагирует на изменение химического состава магнито жесткого слоя. Отклонения величины намагниченности от реперного значения $M_{\text{эф}}$ сплава $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ не превышают 10%. Численные же значения ширины линии первой моды ΔH_1 спектров СВР двухслойных пленок с магнито жестким слоем докомпенсационного состава в 2 и более раза больше величины ΔH_1 пленок с магнито жестким слоем сплава DyCo послекомпенсационного состава.

Значения ширины линии первой моды спектра СВР ΔH_1 и эффективной намагниченности $M_{\text{эф}}$ двухслойных пленок NiFe/DyCo

| Докомпенсационный DyCo | | | |
|---------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| Параметр | NiFe(1000 Å) DyCo(700 Å) | NiFe(2000 Å) DyCo(700 Å) | NiFe(3000 Å) DyCo(700 Å) |
| ΔH_1 , Oe | 150 | 230 | 150 |
| $M_{\text{эф}}$, G | 724 | 727 | 800 |
| Послекомпенсационный DyCo | | | |
| Параметр | NiFe(1500 Å) DyCo(700 Å) | NiFe(3000 Å) DyCo(700 Å) | NiFe(3000 Å) DyCo(700 Å) |
| ΔH_1 , Oe | 84 | 96 | 75 |
| $M_{\text{эф}}$, G | 727 | 810 | 850 |

На рис. 3 приведены экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $H_n(n^2)$ для исследуемых двухслойных пленок с одинаковыми толщинами слоев NiFe (3000 Å)/DyCo (700 Å), но отличающихся составом магнито жесткого слоя (рис. 3, a — докомпенсационный состав, рис. 3, b — послекомпенсационный). Штриховая прямая на рис. 3 соответствует значению спин-волновой жесткости $\eta \approx 20 \cdot 10^{-10}$ Oe·cm², которая в данных образцах определялась по последним модам спектров СВР по выражению (3). Отметим, что численное значение обменной жесткости двухслойных пленок, вычисляемое по коротковолновой части спектра СВР, совпадает с реперным значением η однослойной пленки состава $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ как с докомпенсационным так и послекомпенсационным составом сплава магнито жесткого слоя. Однако, как видно из рисунка, численные значения резонансных полей H_n первых мод спектров СВР характеризуются систематическим отклонением от реперной зависимости $H_n(n^2)$. В случае пленок с докомпенсационным составом жесткого слоя величины регистрируемых резонансных полей H_n первых мод спектра больше реперных на величину δH_n (рис. 3, a). В пленках с магнито жестким слоем послекомпенсационного состава ситуация меняется на противоположную: здесь H_1, H_2, H_3 меньше реперных (рис. 3, b). Также видно, что с увеличением номера моды n модуль δH_n уменьшается: для $n = 5$, $\delta H_n \rightarrow 0$.

Известно, что на дисперсионных кривых $H_n(n^2)$, вычисленных из спектров СВР ферромагнитных пленок неупорядоченных сплавов (аморфных, нанокристаллических и т.д.), могут наблюдаться особенности, обусловленные флуктуациями магнитных параметров, обменного взаимодействия α [4], намагниченности насыщения M [5]. Однако в нашем случае наблюдаемая особенность $H_n(n^2)$ обусловлена другими причинами. (Об этом, в частности, говорит сопоставление кривых $H_n(n^2)$ исследуемых двухслойных пленок с кривой $H_n(n^2)$ реперной пленки $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$). В качестве таких причин, на наш взгляд, выступает обменное взаимодействие между слоями, а также ориентация намагниченности подрешетки Co в DyCo относительно внешнего магнитного поля \mathbf{H} .

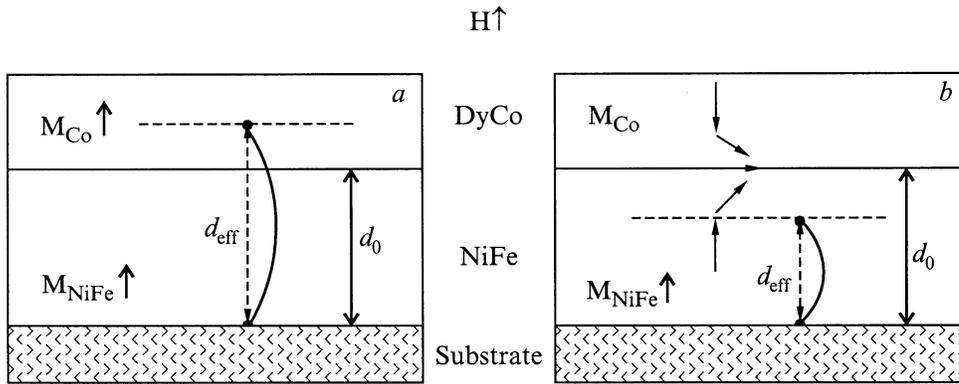


Рис. 4. Конфигурации векторов намагниченностей и толщина эффективного магнитного слоя d_{eff} в двухслойных пленках NiFe/DyCo с докомпенсационным составом магнито жесткого слоя (a) и в двухслойных пленках NiFe/DyCo с послекомпенсационным составом магнито жесткого слоя (b).

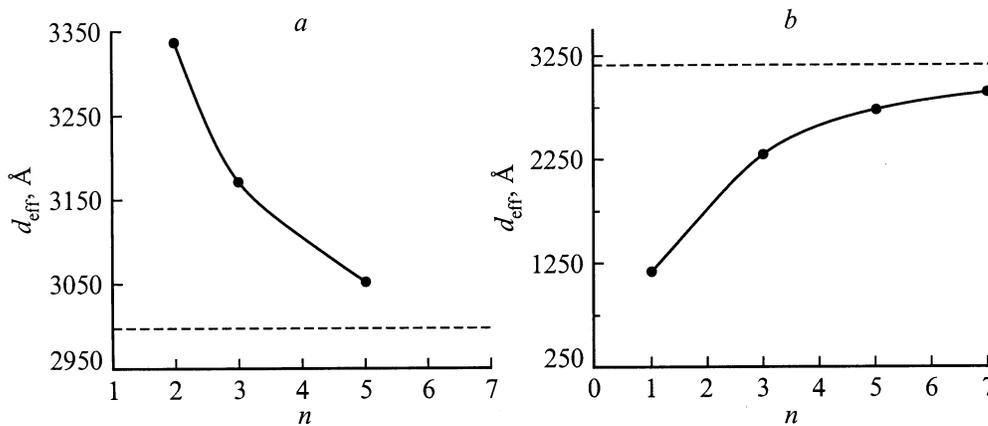


Рис. 5. Зависимости эффективной магнитной толщины d_{eff} двухслойной пленки NiFe/DyCo с докомпенсационным составом магнито жесткого слоя (a) и двухслойной пленки NiFe/DyCo с послекомпенсационным составом магнито жесткого слоя (b) от номера спин-волновой моды.

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим конфигурацию векторов намагниченностей исследуемых двухслойных пленок NiFe/DyCo. В двухслойной пленке с магнито жестким слоем докомпенсационного состава вектора намагниченностей насыщения ферромагнитного сплава NiFe и подрешетки атомов Co ферромагнитного сплава DyCo параллельны (рис. 4). 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 m (условие Киттеля: $\mathbf{m}|_s = 0$), определяющее узел стоячей спиновой волны, будет выполняться не на самой межслойной поверхности, а на некой эффективной плоскости в магнито жестком слое. Последнее эквивалентно перемещению узла стоячей спиновой волны с межслойной поверхности в магнито жесткий слой сплава

$Dy_{0.2}Co_{0.8}$. (Схематично эта ситуация представлена на рис. 4, a). Это означает, что волновой вектор первых мод спектра СВР в выражении (2) 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 $d_{eff} > d_0$.

Конфигурация векторов намагниченностей двухслойной пленки с послекомпенсационным составом магнито жесткого слоя представлена на рис. 4, b (см. также рис. 1, b). Здесь вектора намагниченности подрешетки Co и ферромагнитного сплава NiFe при насыщении антипараллельны. Как следствие минимизации энергии (обменного взаимодействия $Co \leftrightarrow NiFe$ и одноосной анизотропии магнито жесткого 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 Аменга–Радо $(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{n}})|_s = 0$, где \mathbf{n} — нормаль к поверхности ферромагнетика. Об этом свидетельствует

увеличение интенсивностей четких пиков СВР. Причем этот случай свободных поверхностных спинов осуществляется на некой эффективной плоскости в магнитомягком слое NiFe. Последнее означает, что величина d_{eff} , определяющая величины волновых векторов первых мод СВР $k_1 = \pi/d_{\text{eff}}$, в данном случае удовлетворяет условию $d_{\text{eff}} < d_0$.

Численные оценки величины d_{eff} проведем, используя следующее выражение:

$$\delta H_n / (\pi n)^2 = \eta [d_{\text{eff}}^{-2} - d_0^2], \quad (4)$$

полученное из формул (2) и (3). На рис. 5, *a* и *b* представлены рассчитанные значения эффективной магнитной толщины d_{eff} от номера спин-волновой моды исследуемых двухслойных пленок с магнито жестким слоем докомпенсационного и послекомпенсационного состава сплава соответственно. Из рисунка видно, что с увеличением номера моды n (уменьшением внешнего магнитного поля) $d_{\text{eff}} = (d_0 \pm \Delta d) \rightarrow d_0$. Поскольку приблизительно $\Delta d \sim [(A + MH)/K]^{-0.5}$ (здесь K — эффективная константа поверхностной анизотропии слоя толщиной Δd), уменьшение Δd при уменьшении внешнего магнитного поля неудивительно. Также немаловажным является то, что на коротковолновую часть спектра СВР вид обменных граничных условий оказывает слабое влияние.

В заключение отметим, что исследователи, изучающие динамические характеристики тонких металлических ферромагнитных пленок, по-видимому, довольно часто сталкиваются с описанным нами явлением. Действительно, тонкие металлические пленки, получаемые различными технологическими приемами, вследствие процессов окисления покрыты ферромагнитными (антиферромагнитными) окислами, обменно связанными с основным ферромагнитным материалом пленки. Поэтому отклонения первых пиков спектра СВР от дисперсионной зависимости для спиновых волн — частое явление. Как правило, положение этих пиков не включают в последующий анализ спектра СВР, либо по ним осуществляется неверное определение величины константы обменного взаимодействия.

Авторы благодарны С.А. Карпенко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. Письма в ЖТФ **9**, 23, 1446 (1983).
- [2] К. Хандрик, С. Кобе. Амorfные ферро- и ферримагнетики. Мир, М. (1982).
- [3] Г.И. Русов. ФТТ **9**, 196 (1967).
- [4] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков. ЖЭТФ **75**, 2, 876 (1978).
- [5] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.С. Чеканов. ФТТ **29**, 1214 (1987).