Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 12, с. 836 – 839

Резонансные моды слоистых ферромагнетиков в поперечном магнитном поле

В. Ф. Мещеряков[1)]

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет) 117454 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 ноября 2002 г.

Вычислены интенсивности и положения резонансных линий спектра ферромагнитного резонанса для многослойных ферромагнитных пленок при магнитном поле, направленном перпендикулярно поверхности пленки. Показано, что положение линий спектра зависит от количества ферромагнитных слоев, а их интенсивность определяется фазовым сдвигом колебаний магнитного момента соседних слоев. Проведено качественное сравнение наблюдаемых спектров с результатами расчетов.

PACS: 76.50.+g

Ферромагнитный резонанс (ФМР) является одним из методов изучения многослойных ферромагнитных пленок, обладающих гигантским магнетосопротивлением (ГМС). Для ФМР ферромагнитные слои, разделенные прослойкой из немагнитного металла, представляют собой аналог отдельных, связанных между собой, резонансных контуров. Поэтому, как и в многосвязанных контурах, наблюдаемое число резонансных мод при ФМР должно соответствовать числу ферромагнитных слоев.

Экспериментально в многослойных пленках наблюдают только одну линию, которую интерпретируют как линию однородного резонанса. Дополнительные резонансные моды в таких системах наблюдались лишь в ограниченном числе случаев, когда постоянное магнитное поле лежало в плоскости пленки (параллельная конфигурация). Для возбуждения дополнительных мод высокочастотное поле было направлено параллельно постоянному полю. В пленках, состоящих из двух ферромагнитных слоев, оптические моды исследовались в работе [1], а в случае многослойных систем Fe/Cr дополнительные моды наблюдались в работе [2]. Предпринятая нами попытка наблюдения этих мод на тех же образцах Fe/Cr в направлении магнитного поля, перпендикулярном плоскости пленки (перпендикулярная конфигурация), окончилась неудачей, поскольку при приближении к этому направлению линии ФМР уширялись и исчезали.

На многослойных поликристаллических образцах состава Co/Cu в постоянном (перпендикулярном плоскости пленки) и высокочастотном (параллельном ее поверхности) магнитных полях, мы неоднократно наблюдали несколько резонансных линий [3]. В то же время дополнительные резонансные линии в параллельной конфигурации отсутствовали. На рис.1 приведен вид спектра ФМР для двух образцов

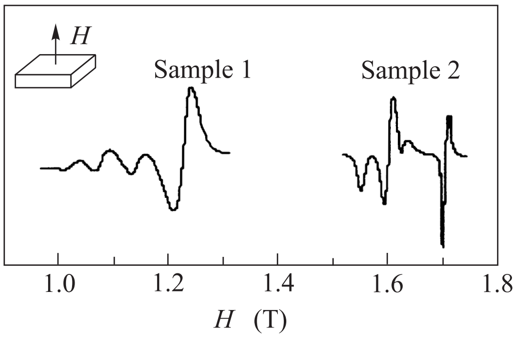

Рис.1. Производные спектров поглощения для двух образцов, отличающихся толщиной прослойки Cu, полученные в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости пленки

в перпендикулярной конфигурации, полученный на частоте 9.55 ГГц. Эти образцы были получены с помощью магнетронного распыления на подложку из монокристаллического кремния, состояли из 15 пар слоев Co/Cu и отличались толщиной немагнитной прослойки ([Co(30 Å)/Cu(9 Å)]×15 – образец 1, [Co(30 Å)/Cu(12 Å)]×15 –образец 2). В образце 1, кроме основной линии, со стороны малых полей наблюдались несколько слабых линий. Их интенсивности монотонно падали при уменьшении резонансного поля. В образце 2 интенсивности линий мало отличались. Их ширина была почти в десять раз меньше, чем в образце 1. Измерения намагниченности этих пленок и угловой зависимости спектра позволили установить, что только основная линия, наблюдаемая на образце 1, соответствует однородному

[1)]e-mail: niin@ranet.ru

резонансу. Как показали результаты исследований структуры поперечного сечения пленок, проведенные с помощью просвечивающей электронной микроскопии [3], в образце 1 наблюдалась хорошо выраженная слоистость. Слоистость в образце 2 была выражена существенно слабее. На фоне слабой слоистости регулярное чередование слоев отсутствовало.

Описание дополнительных мод основано на представлении о спиновых волнах. Как показано в работе [4], в многослойных пленках спиновые волны существуют только тогда, когда магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности пленки. Как и в однослойных пленках, их спектр описывается уравнением [4]

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - K_{\text{eff}} M_S - \frac{A}{M_S} \cdot \mathbf{k}^2, \qquad (1)$$

где A – модифицированная константа обменного взаимодействия внутри ферромагнитного слоя, $K_{\text{eff}} = (4\pi + 2U/M_S^2)$ – коэффициент, описывающий энергию размагничивающего поля и одноосную анизотропию U, а $\mathbf{k}$ – волновой вектор, абсолютная величина которого пропорциональна целому числу. Эти моды наблюдались в многослойных образцах Co/Cu в работе [5] вблизи перпендикулярной ориентации магнитного поля. Наблюдаемый спектр хорошо описывался выражением (1), а интенсивность линий с $k \neq 0$ была существенно меньше интенсивности линии однородного резонанса. В нашем случае дополнительные моды в образце 1 также наблюдались только вблизи перпендикулярной ориентации, однако закон пропорциональности целому числу не выполнялся. В модели, предложенной Вигеном и др. [6], магнитные моменты в каждом слое направлены параллельно друг другу и колеблются в определенной фазе по отношению к моментам в других плоскостях. В этой же работе было показано, что в перпендикулярной конфигурации ширина вычисленного спектра зависит от числа слоев и удваивается при изменении числа слоев от 2 до бесконечности. При этом относительные интенсивности резонансных линий не вычислялись.

Если воспользоваться этой моделью, в которой k-й ферромагнитный слой обладает собственной намагниченностью $\mathbf{M}_k$, то задача о нахождении резонансного спектра многослойной системы с повторяющимися одинаковыми слоями для перпендикулярной конфигурации решается. Энергию системы представим в виде

$$E = -\mathbf{H} \sum_k \mathbf{M}_k + \frac{J_1}{dM_S^2} \sum_{k \neq j} \mathbf{M}_k \mathbf{M}_j + \frac{J_2}{dM_S^4} \sum_{k \neq j} (\mathbf{M}_k \mathbf{M}_j)^2 + \frac{K_{\text{eff}}}{2} \sum_k M_{kz}^2, \qquad (2)$$

где ось z направлена перпендикулярно поверхности пленки, H – напряженность магнитного поля, J_1 и J_2 – константы обменного взаимодействия, d – толщина ферромагнитного слоя. Полагая, что магнитное поле и намагниченность всех слоев направлены вдоль оси z – перпендикулярно плоскости пленки и используя уравнение движения намагниченности, можно получить резонансный спектр. Вычисленные спектры для пленок, содержащих разное количество слоев, приведены в таблице, где введены обозначения $H_0 = H - K_{\text{eff}} M_S$, $H_E = J_1/dM_S + 2J_2/dM_S^3$. В соответствии с формулами, приведенными в таблице, на рис.2 столбцами показано относительное положение резонансных мод для пленок с одинаковой величиной $H_E > 0$. Цифрой 1 отмечено положение резонансной линии однослойной пленки и однородного резонанса $\omega_1/\gamma = H_0$ для многослойных пленок. На рис.2 вблизи каждого столбца указано число слоев в пленке. Как видно из приведенного рисунка, в отличие от спектра спиновых волн, по мере увеличения числа слоев ширина спектра также увеличивается. В отличие от результатов расчета, полученных в работе [5], положения линий с разным количеством слоев не совпадают.

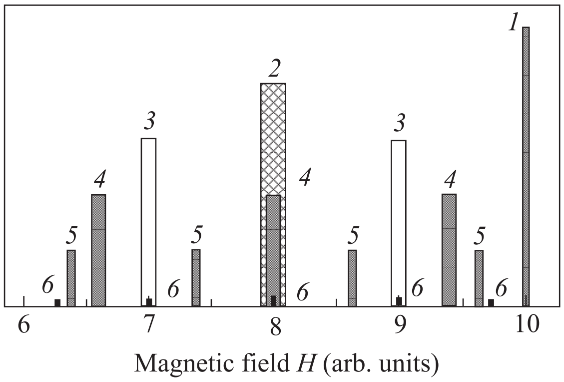

Рис.2. Относительное положение резонансных мод в перпендикулярной конфигурации для пленок с одинаковой величиной $H_E > 0$. Столбцы одинаковой высоты соответствуют пленке с определенным числом ферромагнитных слоев. Вблизи каждого столбца указано число слоев в пленке. Цифрой 1 отмечено положение резонансной линии однослойной пленки и однородного резонанса $\omega_1/\gamma = H_0$ для многослойных пленок

Для описания формы и интенсивности линий резонансного спектра необходимо вычислить мнимую часть суммарной высокочастотной восприимчивости при разных значениях фазы колебаний φ_j. Направим высокочастотную компоненту магнитного поля вдоль оси x. Высокочастотные компоненты намагниченности j-го слоя запишем в виде $\mathbf{m}_j =$

Вычисленные положения линий спектра для пленок, содержащих разное количество слоев

Число слоев	Условия резонанса
1	$\omega_1/\gamma = H_0$
2	$\omega_1/\gamma = H_0,\ \omega_{2,3}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E)$
3	$\omega_1/\gamma = H_0,\ \omega_{2,3}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E),\quad \omega_{4,5}/\gamma = \pm(H_0 - 3H_E)$
4	$\omega_1/\gamma = H_0,\ \omega_{2,3}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E),\quad \omega_{4,5,6,7}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E \pm \sqrt{2}H_E)$
5	$\omega_1/\gamma = H_0,\ \omega_{2,3,4,5}/\gamma = \pm\left(H_0 - \frac{3\pm\sqrt{5}}{2}H_E\right),\quad \omega_{6,7,8,9}/\gamma = \pm\left(H_0 - \frac{5\pm\sqrt{5}}{2}H_E\right),$
6	$\omega_1/\gamma = H_0,\quad \omega_{2,3}/\gamma = \pm(H_0 - H_E),\quad \omega_{4,5}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E),$ $\omega_{6,7}/\gamma = \pm(H_0 - 3H_E),\quad \omega_{4,5,6,7}/\gamma = \pm(H_0 - 2H_E \pm \sqrt{3}H_E)$

$= \mathbf{m}_{oj}\cdot\exp(i(\omega t+\varphi_j))$ и введем в уравнение движения члены, описывающие затухание поперечных компонент намагниченности в виде уравнений Блоха–Бломбержена $(m_{jx}/T, m_{jy}/T)$. В случае однородных колебаний $(\varphi = \varphi_j - \varphi_{j+1} = 0)$, независимо от числа слоев, спектр состоит из одной линии. На примере пленки, состоящей из двух и трех ферромагнитных слоев, были вычислены спектры для разных значениях фаз колебаний φ между соседними слоями. В случае двухслойной пленки, при увеличении разности фаз, интенсивность линии однородного резонанса уменьшается и увеличивается интенсивность линии, соответствующей так называемой оптической моде. При $\varphi = 180°$ наблюдается только одна оптическая мода. Для трехслойной пленки будем полагать, что разность фаз колебаний между соседними слоями одинаковая. На рис.3 приведены результаты расчета наблюдаемого спектра трехслойной пленки при разных значениях разности фаз. По мере увеличения разности фаз интенсивность линии однородного резонанса падает, и появляются вначале близко лежащая мода, а затем и другая. Увеличение разности фаз приводит к уменьшению интенсивности линии однородного резонанса, которая пропадает при $\varphi = 120°$. Следует также отметить, что существует фаза колебаний $(\varphi = 180°)$, когда средняя линия спектра также отсутствует. В теории спиновых волн наблюдаемые дополнительные линии интерпретируются как моды, каждая из которых соответствует определенному волновому числу. В нашем случае при данной разности фаз возбуждаются все линии спектра, а их интенсивность определяется разностью фаз колебаний магнитного момента соседних слоев.

В качестве примера на рис.4 приведен спектр ФМР, наблюдаемый на частоте 9.55 ГГц в перпендикулярной конфигурации для поликристаллической пленки состава Cu(200 Å)/Co(25 Å)/Cu(38 Å)/Co(25 Å), нанесенной на подложку из монокристаллического кремния. Линией *2* показана рассчитанная производная спектра поглощения при следующих значениях параметров: $g = 2.13$, $K_{\rm eff}M_S = 13440$ Э, $H_E = -250$ Э, $T = 1.34\cdot10^{-10}$ с, $f = 9.55\cdot10^9$ Гц.

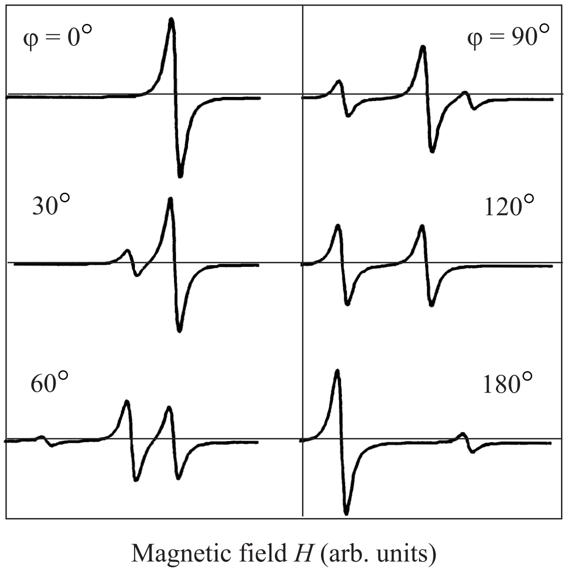

Рис.3. Рассчитанные производные спектров поглощения ФМР пленки, состоящей из трех ферромагнитных слоев, для разных значений разности фаз. Магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности пленки. Вычисления проводились для разности фаз колебаний намагниченностей соседних слоев, указанных на рисунке. Интенсивности линий приведены в абсолютных единицах

Причиной, приводящей к возникновению разности фаз между колебаниями намагниченностей, может служить неколлинеарное упорядочение высокочастотной (ВЧ) части намагниченности соседних слоев, поскольку компонента статического поля в этом направлении равна нулю. Как и в случае магнитостатических мод, при магнитном поле, перпендикулярном плоскости пластинки, ориентация ВЧ намагниченности определяется магнитостатическими взаимодействиями в плоскости пленки. Кроме того, как

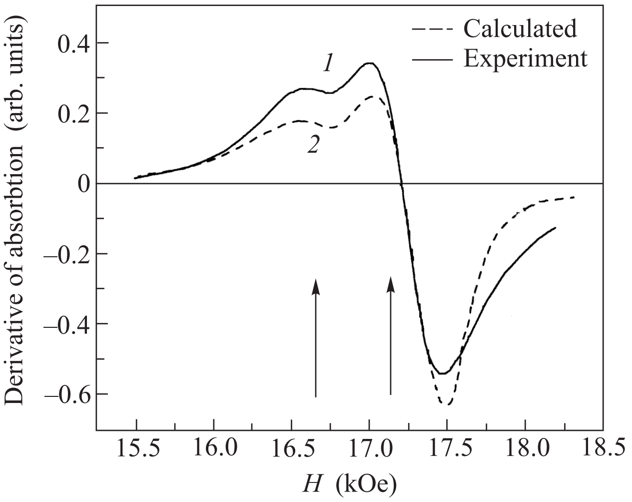

Рис.4. Производные спектров поглощения ФМР пленки, состоящей из двух ферромагнитных слоев, при магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки. *1* – эксперимент, *2* – результат расчета при следующих значениях параметров: $g = 2.13$, $K_{\rm eff}M_S = 13440$ Э, $H_E = -250$ Э, $T = 1.34 \cdot 10^{-10}$ с, $f = 9.55 \cdot 10^9$ Гц, $\varphi = 127°$. Стрелками показано положение линий спектра

показано в работе [7], каждый слой может разбиваться на домены, что может приводить также к неколлинеарному упорядочению ВЧ намагниченности соседних слоев. Поэтому неколлинеарность может быть обусловлена как наличием третьего члена в уравнении (2), так и присутствием доменов. Последние в значительной степени определяются локальными неоднородностями, возникающими в процессе получения пленок.

Полученные результаты расчета качественно соответствуют наблюдаемым спектрам, показанным на рис.1. В образце 1, где наблюдается наиболее регулярная, хорошо выраженная слоистость, интенсивность дополнительных мод существенно слабее интенсивности линии однородного резонанса, а их положение достаточно упорядочено. Это указывает на то, что фазовый сдвиг колебаний между соседними областями не превышает нескольких десятков градусов (см. рис.3 для $\varphi = 30°$). Соответственно разориентация соседних областей в нулевом магнитном поле должна быть того же порядка. В образце 2, в котором наблюдается нерегулярная слоистость, фазовый сдвиг колебаний между соседними областями существенно больше, по сравнению с образцом 1, и составляет более ста градусов (см. рис.3 для $\varphi = 120°$). Линии спектра расположены хаотично и, в соответствие с полученными ранее результатами, линия однородного резонанса отсутствует.

В работах [2] и [8], в параллельной конфигурации, исследовались дополнительные моды колебаний многослойных пленок состава Fe/Cr. В магнитных полях, меньших критического значения H_c, когда намагниченности соседних слоев были направлены под углом друг к другу, в спектре колебаний наблюдались дополнительные линии. В полях $H > H_c$ эти линии пропадали. На основе полученных результатов можно понять факт пропадания дополнительных линий, поскольку намагниченности всех слоев выстраивались вдоль направления внешнего поля.

Таким образом, проведенные расчеты спектров ФМР многослойных пленок показывают:

1) в слоистых структурах спектр колебаний определяется количеством слабо связанных ферромагнитных областей и величиной обменного взаимодействия между ними;

2) интенсивность линий спектра зависит от фазового сдвига колебаний магнитных моментов между соседними областями. Величина фазового сдвига определяется магнитостатическими взаимодействиями и доменной структурой в плоскости пленки. Эта структура в значительной степени определяется локальными неоднородностями состава, возникающими в процессе получения пленок;

3) в общем случае наблюдаемые резонансные линии нельзя интерпретировать как линии, соответствующие определенному значению фазового сдвига. Исключение составляет линия однородного резонанса и оптическая мода для двухслойной пленки.

В заключение выражаю благодарность А. И. Морозову и Ю. К. Фетисову за обсуждение результатов. Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17162.

1. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena et al., J. Magn. Magn. Mater. **177-181**, 1213 (1998).
2. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, В. Ф. Мещеряков и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 690 (1998).
3. В. Ф. Мещеряков, А. Г. Васильев, К. В. Тимонин, И. А. Хорин, Кристаллография **47**, 1119 (2002).
4. R. P. van Stapele, F. J. A. M. Greidanus, and J. W. Smits, J. Appl. Phys. **57**, 1282 (1985).
5. Z. J. Wang, S. Mitsudo, K. Watanabe et al., JMMM **176**, 127 (1998).
6. P. E. Wigen and Z. Zhang, Brazilian J. of Physics **22**, 267 (1992).
7. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, ЖЭТФ **121**, 1149 (2002).
8. А. Б. Дровосеков, О. В. Жотикова, Н. М. Крейнес и др., ЖЭТФ **116**, 1817 (1999).