

## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ С НЕКОЛЛИНЕАРНЫМ МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

А.Б.Дровосеков, Н.М.Крейнес, Д.И.Холин, В.Ф.Мещеряков\*, М.А.Миллев\*,  
Л.Н.Ромашев\*, В.В.Устинов\*

Институт физических проблем им.П.Л.Капицы РАН  
117334 Москва, Россия

\*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики  
117464 Москва, Россия

\*Институт физики металлов Уральского отделения РАН  
620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 7 апреля 1998 г.

Методом ферромагнитного резонанса (ФМР) в интервале частот 9.5-37 ГГц при комнатной температуре изучен спектр возбуждений в многослойной структуре  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  с неколлинеарным магнитным упорядочением. Помимо акустической ветви, обнаружено несколько дополнительных мод при параллельном возбуждении резонанса. Проведен расчет спектра ФМР в модели биквадратичного обмена без учета анизотропии в плоскости, аналитически для бесконечного числа слоев в структуре и численно для конечного числа слоев, содержащегося в реальных образцах. Показано, что наблюдаемые моды соответствуют возбуждению стоячих спиновых волн с волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки.

PACS: 75.70.Fr, 76.50.+g

К настоящему моменту известно, что соседние ферромагнитные слои в многослойных (в том числе трехслойных, называемых сэндвичами) структурах с неферромагнитной прослойкой могут упорядочиваться коллинеарно – ферромагнитно или антиферромагнитно [1] – и неколлинеарно, когда в отсутствие внешнего магнитного поля угол между намагниченностями соседних слоев отличен как от  $0^\circ$ , так и от  $180^\circ$  [2-5]. Было показано, что коллинеарный тип магнитного упорядочения таких сверхрешеток в большинстве случаев хорошо описывается обычным билинейным обменным взаимодействием  $J_1$ , величина которого осциллирует с увеличением толщины неферромагнитной прослойки. Обнаружение неколлинеарного типа упорядочения привело к необходимости учета биквадратичного обменного взаимодействия  $J_2$  в выражении для магнитной энергии многослойной структуры [2]. Хотя описанию таких неколлинеарных структур было посвящено достаточное количество теоретических работ (см. [6,7]), вопрос о происхождении биквадратичного обмена и о возможности описания взаимодействия магнитных слоев в многослойных магнитных пленках в терминах  $J_1$  и  $J_2$  остается открытым. В связи с этим изучение сверхрешеток с неколлинеарным магнитным упорядочением представляет большой интерес.

Эффективным и достаточно простым экспериментальным методом исследования магнитных сверхрешеток является ферромагнитный резонанс (ФМР). Этот метод неоднократно использовался разными группами (см. литературу в обзоре [8]) для изучения многослойных магнитных структур (в основном сэндвичей). В большинстве случаев полученные экспериментальные данные обсуждались с учетом только

билинейного обмена. Расчет спектра ФМР для трехслойных образцов в модели биквадратичного обмена проведен в работах [9-13]. Было показано, что форма оптической ветви колебаний существенно зависит от величин  $J_1$  и  $J_2$ , однако количество экспериментальных работ, в которых величина  $J_2$  была бы достаточно велика и учитывалась при анализе спектров, весьма ограничено [13]. Заметим, что модель биквадратичного обмена использовалась также авторами работ [13-16] для описания спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света в сэндвичах.

В данной работе экспериментально исследуются кривые намагничивания и спектры ФМР многослойной структуры  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  с неколлинеарным магнитным упорядочением в широком диапазоне частот и магнитных полей. Проводится расчет спектра многослойной магнитной структуры в модели биквадратичного обмена. Результаты статических и резонансных измерений сравниваются в рамках используемой модели.

Измерения ФМР и магнитных статических свойств проводились на 2-х образцах: S9 –  $[\text{Cr}(10,4 \text{ \AA})/\text{Fe}(21,2 \text{ \AA})]_{12}$  и S14 –  $[\text{Cr}(7,7 \text{ \AA})/\text{Fe}(33,2 \text{ \AA})]_{16}$ , выращенных на установке молекулярно-лучевой эпитаксии “Катунь С”. В качестве подложек использовались пластины из монокристалла MgO, вырезанные параллельно плоскости (100). Контроль качества образцов, а также определение толщин слоев Fe и Cr проводились с помощью малоугловой рентгеновской дифракции и метода микрорентгеноспектрального анализа (описание методики см. в работе [17]). Согласно полученным данным, кристаллографическая ориентация слоев железа и хрома совпадает с ориентацией подложки. На спектре малоугловой рентгеновской дифракции отчетливо наблюдаются три брегговских пика от сверхрешетки Fe/Cr, что свидетельствует о хорошем качестве образцов и четких границах раздела между слоями.

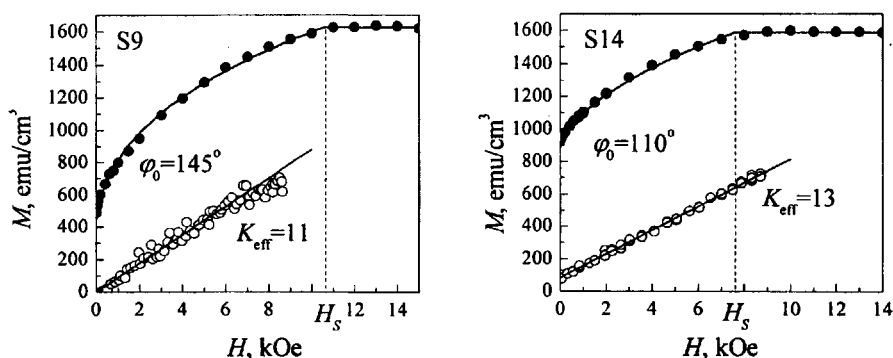


Рис.1. Зависимость намагниченности образцов от магнитного поля. Точки – экспериментальные данные (• –  $\mathbf{H}$  параллельно, о –  $\mathbf{H}$  перпендикулярно плоскости образца). Кривые – результат аналитического расчета,  $\varphi_0$  – угол начального упорядочения соседних магнитных слоев

Магнитная структура образцов определялась по их кривым намагничивания. Измерения проводились на вибрационном магнитометре при комнатной температуре в двух ориентациях поля: параллельно (до 17 кЭ) и перпендикулярно (до 9 кЭ) плоскости пленки. Поле в плоскости прикладывалось вдоль трудной кристаллографической оси [110] слоев железа. На рис.1 показаны зависимости проекции  $M$  вектора намагниченности железного слоя на направление внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  от величины  $H$ . Результаты измерений в поле, перпендикулярном плоскости образ-

ца, показывают, что в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченности слоев железа лежат в плоскости пленки. Характерными чертами кривых намагничивания в поле, параллельном плоскости образца, являются большая величина остаточной намагниченности  $M_0$  и плавный выход кривой на насыщение  $M_S$ , что указывает на наличие в наших сверхрешетках неколлинеарного магнитного упорядочения. Величины углов  $\varphi_0 = 2 \arccos(M_0/M_S)$  начального упорядочения соседних магнитных слоев в образцах S9 и S14, полученные из статических измерений, указаны на графиках (рис.1).

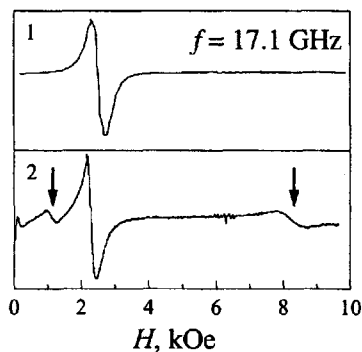


Рис.2. Примеры записи резонансных линий для образца S9 при поперечном (кривая 1) и продольном (кривая 2) возбуждении резонанса. Масштаб по вертикальной оси для кривой 1 приблизительно в 20 раз больше, чем для кривой 2

Ферромагнитный резонанс исследовался при комнатной температуре в диапазоне частот от 9.5 до 37 ГГц в полях до 10 кЭ. Образец помещался на дно цилиндрического резонатора, в котором возбуждались моды  $H_{011}$ ,  $H_{012}$  или  $H_{013}$  СВЧ колебаний. Постоянное магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости образца вдоль оси [011], как и при измерении намагниченности. В зависимости от положения образца на дне резонатора осуществлялось либо продольное, либо поперечное возбуждение резонанса. На рис.2 представлены примеры экспериментальных записей резонансных линий при двух ориентациях СВЧ поля для образца S9. При поперечной накачке (кривая 1) видна лишь одна ветка большой интенсивности, соответствующая, как это следует из дальнейшего сравнения с расчетом, однородной прецессии намагниченностей всех магнитных слоев. При продольной накачке (кривая 2) интенсивность этой линии существенно падает, но наблюдается несколько дополнительных мод колебаний, положения которых отмечены на рисунке стрелками. Результаты резонансных измерений для двух образцов представлены на рис.3. Величина показанных на графиках “экспериментальных погрешностей” соответствует расстоянию между максимумом и минимумом производной поглощения СВЧ мощности в образце. Точность определения середины линии была в большинстве случаев в несколько раз лучше. Спектры ФМР, снятые на разных кусках исходной пленки S9, полностью совпадали и не зависели от формы образца.

Для объяснения природы серии мод, наблюдаемой нами при продольном возбуждении резонанса, мы провели аналитический расчет спектра спиновых волн с волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки, для бесконечной сверхрешетки. Расчет проводился в модели биквадратичного обмена в случае, когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости образца. Предполагалось, что намагниченности всех слоев железа имеют одинаковую величину  $M_S$ , и магнитный момент каждого

слоя прецессирует как целое. Аналогичный расчет был проделан в работе [18] без учета внешнего магнитного поля. Пренебрегая анизотропией четвертого порядка в плоскости пленки<sup>1)</sup> и возможной анизотропией обменных констант  $J_1$  и  $J_2$ , магнитную часть энергии многослойной структуры  $[\text{Fe/Cr}]_n$  в расчете на единицу площади пленки можно в рамках этой модели записать следующим образом:

$$E = -d \sum_{i=1}^n (\mathbf{M}_i \mathbf{H}) + \frac{J_1}{M_S^2} \sum_{i=1}^{n-1} (\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1}) + \frac{J_2}{M_S^4} \sum_{i=1}^{n-1} (\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1})^2 + d \frac{K_{eff}}{2} \sum_{i=1}^n (\mathbf{M}_i \mathbf{z})^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}_i$  – намагниченность  $i$ -ого слоя железа,  $d$  – толщина слоев железа,  $K_{eff}$  – эффективный коэффициент поверхностной анизотропии,  $\mathbf{z}$  – нормаль к плоскости пленки. Равновесное значение угла  $\alpha_i$  между намагниченностью  $i$ -ого слоя и направлением внешнего поля  $\mathbf{H}$  определяется из условия минимума энергии (1):

$$\alpha_i = (-1)^i \arccos(M/M_S).$$

Величина  $M$  может быть определена как неявная функция  $H$ :

$$\begin{cases} H = AM + BM^3 & \text{при } H \leq H_S; \\ M = M_S & \text{при } H > H_S. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $A = (4J_1 - 8J_2)/dM_S^2$ ,  $B = 16J_2/dM_S^4$ ,  $H_S = (4J_1 + 8J_2)/dM_S$  – поле насыщения. Для расчета частот ФМР используют уравнения Ландау – Лифшица без диссипативного члена:

$$\gamma^{-1} \dot{\mathbf{M}}_i = -[\mathbf{M}_i \mathbf{H}_i^{eff}], \quad \text{где } \mathbf{H}_i^{eff} = -(\partial E / \partial \mathbf{M}_i) d^{-1}. \quad (3)$$

Решение линеаризованных уравнений (3) ищется в виде бегущей волны с частотой  $\omega_q$  и постоянным сдвигом фазы  $q$  прецессии намагниченностей соседних слоев железа, равным произведению волнового вектора на период сверхрешетки. Опуская промежуточные вычисления, приводим выражение для частоты колебания  $\omega_q(H)$ :

$$\left(\frac{\omega_q}{\gamma}\right)^2 = \begin{cases} [C(1 + \cos q) + K_{eff}] [CM^2(1 + \cos q) + \\ + (C + BM^2)(M_S^2 - M^2)(1 - \cos q)] & \text{при } H \leq H_S, \\ \left(H - H_S \frac{1 - \cos q}{2}\right) \left(H - H_S \frac{1 - \cos q}{2} + K_{eff} M_S\right) & \text{при } H > H_S, \end{cases} \quad (4)$$

где  $C = (A + BM^2)/2$  (см. пояснения к формуле (2)).

При  $q = 0$  мы получаем выражения для акустической, а при  $q = \pi$  – для оптической мод колебаний, соответствующие аналогичным формулам в работе [12]. В случае  $H = 0$  формула (4) дает спектр, согласующийся, с точностью до обозначений, с работой [18]. Результаты расчета спектров представлены на рис.3 сплошными кривыми. Значения констант  $J_1$ ,  $J_2$  и  $M_S$ , использовавшиеся при построении зависимостей  $\omega_q(H)$ , были получены в результате аппроксимации формулами (2) экспериментальных кривых намагничивания в поле, параллельном плоскости пленки (см. рис.1).

<sup>1)</sup> Согласно литературным данным [13,14,16] анизотропия четвертого порядка в пленках железа в структурах Fe/Cr имеет величину порядка 500 Э, что значительно меньше обменных полей в наших образцах.

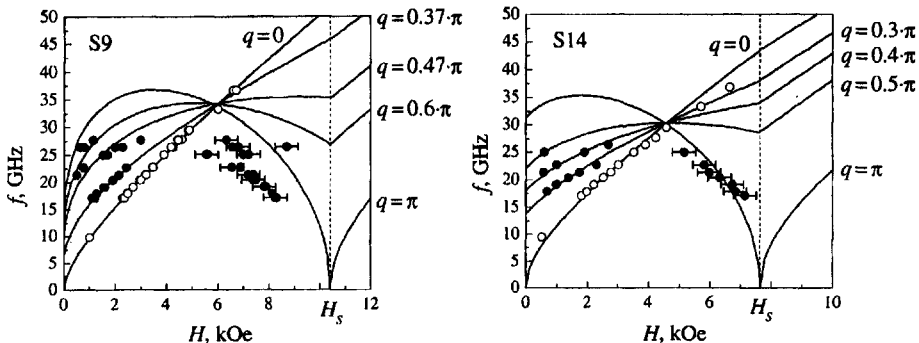


Рис.3. Зависимость частоты ФМР от величины внешнего магнитного поля для двух образцов. Точки – эксперимент (● – продольное, ○ – поперечное возбуждение резонанса). Линии – результат аналитического расчета

Ниже приводим значения этих констант:

$$J_1 = 0.40 \text{ эрг/см}^2, J_2 = 0.23 \text{ эрг/см}^2, M_S = 1.62 \cdot 10^3 \text{ Гс} \text{ – для образца S9;}$$

$$J_1 = 0.22 \text{ эрг/см}^2, J_2 = 0.39 \text{ эрг/см}^2, M_S = 1.59 \cdot 10^3 \text{ Гс} \text{ – для образца S14.}$$

Величина  $K_{eff}$  определялась из кривых намагничивания в перпендикулярном поле, которые, согласно расчетам [12], должны иметь линейный начальный участок  $M = H/K_{eff}$  (получившиеся значения величины  $K_{eff}$  приведены на графиках, рис.1). Сплошными кривыми на рис. 3 представлены оптическая ( $q = \pi$ ), акустическая ( $q = 0$ ) и несколько мод с промежуточными значениями  $q$ , наилучшим образом описывающими экспериментальные данные. Приведенные графики демонстрируют качественное согласие расчетов с экспериментом, а в случае образца S14 можно говорить даже об определенном количественном согласии. Это позволяет утверждать, что наблюдаемые нами моды действительно соответствуют возбуждению стоячих спиновых волн с волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки.

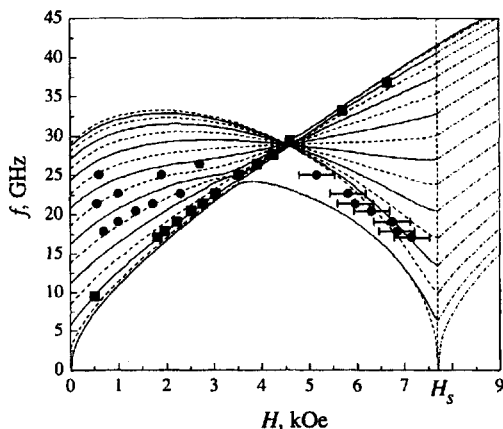


Рис.4. Зависимость частот ФМР от величины постоянного магнитного поля для образца S9. Линии – результат компьютерного расчета, учитывающего конечность числа слоев в структуре. Точки – экспериментальные данные (● – продольное, ■ – поперечное возбуждение резонанса)

Для учета влияния конечности числа слоев в образце на спектр ФМР был проведен численный расчет для систем, содержащих заданное количество слоев железа. Результаты такого расчета для образца S14 приведены на рис.4. Количественно спектр

конечной структуры близок к спектру структуры бесконечной, хотя и имеет ряд особенностей. Спектр состоит из конечного числа мод, равного числу слоев в пленке, часть из которых в полях, меньших поля насыщения  $H_S$ , может возбуждаться только в условиях продольной (штриховые кривые), а часть – только в условиях поперечной (сплошные линии) накачки. В полях, больших  $H_S$ , однородным СВЧ полем может быть возбуждена лишь одна мода колебаний, соответствующая прецессии магнитных моментов всех слоев железа как целого (сплошная линия). Отметим, что численный расчет не позволил улучшить согласие результатов статических и резонансных измерений для образца S9.

Резюмируя вышесказанное, подчеркнем, что в сверхрешетках с неколлинеарным магнитным упорядочением обнаружена серия мод ФМР, соответствующая возбуждению стоячих спиновых волн с волновыми векторами, перпендикулярными плоскости пленки. Проведен аналитический и численный расчеты спектра ФМР для таких структур в модели биквадратичного обмена.

Авторы выражают сердечную благодарность Н.Г.Бebenину и В.И.Марченко за стимулирующие дискуссии. Работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-16687, 98-02-17517 и 98-02-16797, а также грантом RP1-207 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF). Д. И. Холин признателен также Forschungszentrum Julich GmbH за финансовую поддержку.

- 
1. P.Grünberg, R.Schreiber, Y.Pang et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
  2. P.Grünberg, S.O.Demokritov, A.Fuss et al., J. Appl. Phys. **69**, pt.2A, 4789 (1991).
  3. В.В.Устинов, Л.Н.Ромашев, В.И.Минин и др., ФММ **80**, вып.2, 71 (1995).
  4. A.Schreyer, J.F.Ankner, Th.Zeidler et al., Phys. Rev. **B52**, 16066 (1995).
  5. V.V.Ustinov, N.G.Bebenin, L.N.Romashev et al., Phys. Rev. **B54**, 15958 (1996).
  6. J.C.Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172 (1991); J. Appl. Phys. **73**, pt.2A, 5957 (1993); J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
  7. S.O.Demokritov, E.Tsymbal, P.Grünberg et al., Phys. Rev. **B49**, 720 (1994).
  8. P.E.Wigen and Z.Zhang, Brazilian J. of Physics **22**, 267 (1992).
  9. M.Maccio, M.G.Pini, P.Politi, and A.Rettori, Phys. Rev. **B49**, 3283 (1994).
  10. Н.Г.Бebenин, А.В.Кобелев, А.П.Танкеев, В.В.Устинов, ФММ **82**, вып.4, 39 (1996).
  11. N.G.Bebenin, A.V.Kobeleev, A.P.Tankeyev, and V.V.Ustinov, J. Magn. Magn. Mater. **165**, 468 (1997).
  12. N.M.Kreines, A.N.Kolmogorov, and V.F.Mescheriakov, J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1189 (1998).
  13. S.M.Rezende, C.Chesman, M.A.Lucena et al., J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1213 (1998).
  14. B.Heinrich and J.Cochran, Adv. Phys. **42**, 523 (1993).
  15. M.Grimsditch, S.Kumar, and E.Fullerton, Phys. Rev. **B54**, 3385 (1996).
  16. A.Azevedo, C.Chesman, M.Lucena et al., J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1177 (1998).
  17. В.В.Устинов, Т.П.Креницина, В.В.Попов и др., ФММ **84**, вып.4, 161 (1997).
  18. Н.Г.Бebenин, В.В.Устинов, ФММ **84**, вып.2, 29 (1997).