

05;06;09

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС
В ДВУСЛОЙНЫХ МАГНИТОСВЯЗАННЫХ
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ**

*А. В. Кобелев, В. П. Гогин, В. А. Матвеев, В. Г. Таширов,
А. А. Романюха, Ю. Н. Швачко, А. П. Степанов*

Исследованы высокочастотные магнитные свойства двуслойных пленок феррит-гранатов, используемых при создании доменосодержащих структур для устройств на цилиндрических магнитных доменах. Методом ферромагнитного резонанса (ФМР) обнаружены проявления магнитного взаимодействия между слоями толщиной 0.3 и 3 мкм. Зависимость резонансных полей ФМР для двух сигналов, отвечающих этим слоям, от угла наклона магнитного поля близка к получающейся в модели одноосной анизотропии типа легкая ось для толстого и легкая плоскость для тонкого слоев.

Влияние магнитного взаимодействия проявляется, во-первых, в резком уменьшении ширины линии сигнала ФМР от тонкого слоя при температурах, превышающих температуру Нееля толстого слоя, во-вторых, в сужении сигнала от толстого слоя вблизи значения угла наклона поля, при котором резонансные частоты в обоих слоях совпадают.

В последнее время возрос интерес к исследованию магнитных взаимодействий в многослойных пленках [1-4]. Во многом это обусловлено важностью понимания природы магнитной связи между слоями, осуществляемой при непосредственном контакте через границу или через прослойку немагнитного металла или диэлектрика.

На практике при использовании феррит-гранатовых пленок с наведенной одноосной анизотропией в качестве доменосодержащих структур (ДСС) на их поверхность может быть нанесен дополнительный слой с отрицательной константой анизотропии для подавления жестких цилиндрических доменов [5]. Такие двуслойные структуры, получаемые методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), обладают более высокой временной и температурной стабильностью, чем обычно применяемые ионно-имплантированные пленки. Представляет интерес получение данных о магнитных параметрах двуслойных систем, в частности о параметрах, характеризующих взаимодействие.

Одним из основных методов определения таких параметров пленок, как поля анизотропии и постоянные релаксации, является ферромагнитный резонанс (ФМР). Обработка данных ФМР обычно ведется в рамках однородной модели, когда намагниченность постоянна по толщине пленки [6]. Следует, однако, оценить возможности применения простой модели для двуслойной магнитосвязанной пленки.

В настоящей работе приведены результаты исследования методом ФМР магнитных свойств двуслойной структуры, состоящей из тонкой (0.3 мкм) пленки иттриевого феррограната (ИЖГ) и выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией поверхностной грани (111). Второй более толстый (3 мкм) слой ДСС состава $(Y_{1.1}Eu_{0.4}Tm_{0.7}Ca_{0.8})(Fe_{4.2}Ge_{0.8})(O_{12})$ нанесен на пленку ИЖГ методом ЖФЭ. Образцы с поверхностью (111) размерами примерно 1×3 мм² были ориентированы относительно внешнего магнитного поля. Угол наклона поля отсчитывался от оси [110]. В течение 3 ч проведен отжиг части образцов при 300 °С, остальных — при 900 °С.

Регистрация ФМР проводилась на спектрометре ERS-230 в диапазоне 3 см. Использовался прямоугольный резонатор TE₁₀₂ с резонансной частотой $\omega/2\pi=9.45$ ГГц. Модуляция на частоте 100 кГц позволяла записывать производную поглощаемой мощности по магнитному полю (далее сигнал ФМР). Одиночный сигнал имел близкую к Лоренцевой форму линии. Резонансное поле H_r определялось по точке пересечения линии с нулевым уровнем, ширина сигнала ΔH — по разности полей, отвечающих максимуму и минимуму сигнала ФМР.

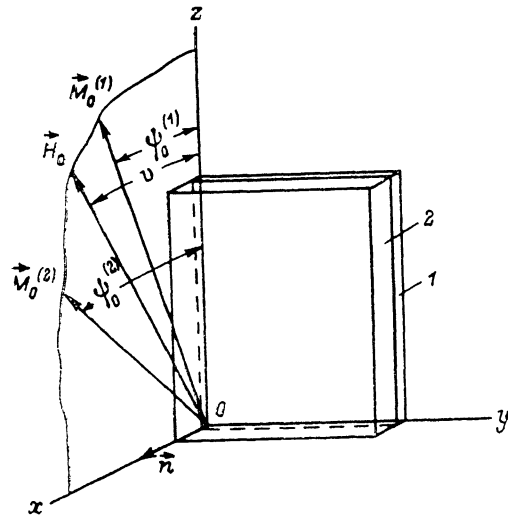


Рис. 1. Равновесные намагниченности $M_0^{(1)}$ и $M_0^{(2)}$ в двуслойной пленке с одноосной анизотропией в однородной модели.

Спектр двуслойных образцов состоял из двух сигналов: широкого ($\Delta H_2=8$ мТл) и узкого ($\Delta H_1=0.2-4$ мТл). Анализ зависимости H_r для этих сигналов от угла наклона поля ϑ относительно плоскости образца, а также сравнение с результатами исследования однослойных образцов подходящих составов и толщин позволяют интерпретировать эти сигналы как соответствующие колебания намагниченностей в слоях ДСС и ИЖГ (рис. 1).

Для узкого сигнала зависимость $H_r(\vartheta)$ приведена на рис. 2. При $\vartheta=90^\circ$ узкий сигнал находится в вы-

соких полях. При уменьшении ϑ , т. е. при повороте поля в направлении к $[110]$, узкий сигнал вначале смещается в еще более сильные поля, а при $\vartheta < 70^\circ$ он начинает смещаться в сторону слабых полей, навстречу широкому сигналу. При некотором критическом угле $\vartheta = \vartheta_0$ оба сигнала сливаются. Величина

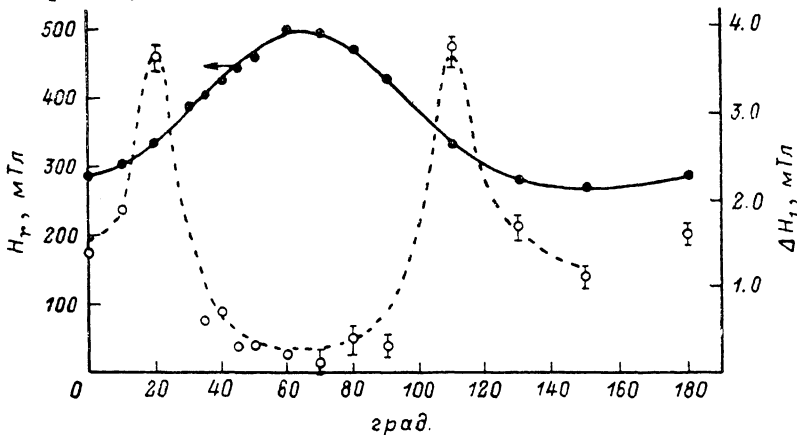


Рис. 2. Ориентационная зависимость резонансных полей H_r и ширины линии ΔH_1 узкого сигнала ФМР от ИЖГ на двуслойной феррит-гранатовой пленке. Угол наклона $\vartheta=0$ отвечает направлению $[110]$.

критического угла ϑ_0 зависит от температуры, при комнатной $\vartheta_0=23^\circ$ (причем $\Delta H_{1,2}=4$ мТл).

Резонансное поле широкого сигнала возрастает при повороте поля к параллельной плоскости образца ориентации. Ширина сигнала ΔH_2 не зависит от ориентации в пределах погрешности измерений, за исключением окрестности ϑ_0 .

Зависимость $H_r(\vartheta)$ для узкого сигнала (рис. 2), так же как и зависимость $\Delta H_1(\vartheta)$, по-видимому, указывают на отклонение оси легкого намагничивания (ОЛН) от нормали к поверхности пленки.

Температурная зависимости резонансных полей и ширин сигналов ФМР двуслойных пленок обнаруживают два типа особенностей. Первый связан с изменением величины параметра анизотропии с температурой и дает характерную картину пересечения кривых $H_r(\vartheta)$ в окрестности критического угла ϑ_0 . Более существенна, на наш взгляд, вторая особенность, связанная со скачком в температурной зависимости ширины линии узкого сигнала. Для широкого сигнала температурная зависимость ΔH_2 (рис. 3) близка к полученной на контрольном однослойном образце. При низких температурах ΔH_2 меняется несколько более резко, чем по закону T^{-1} , характерному для примесного вклада в ширину линии. Вблизи температуры фазового перехода в парамагнитное состояние ($T_{N_2}=470$ К — температура Нееля в пленке ДСС) линия уширяется, и при $T > T_{N_2}$ сигнал исчезает.

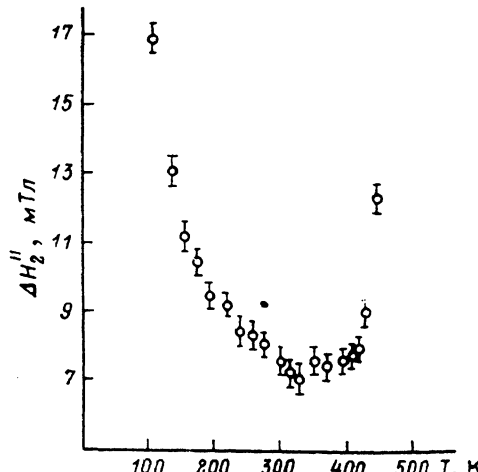


Рис. 3. Температурная зависимость ширины линии ΔH_2^{\parallel} широкого сигнала ФМР от слоя ДСС при параллельной ориентации пленки ориентации поля.

Температурная зависимость ΔH_1 узкого сигнала (рис. 4), обнаруживает скачок от 1.2 до 0.3 мТл при $T=T_{N_2}$ (при параллельной ориентации). Наибольшая величина скачка (от 4 до 0.2 мТл) наблюдается при $\vartheta=25^\circ$. При $T=170$ К на зависимости $\Delta H_1(T)$ имеется участок резкого изменения. При перпендикулярной ориентации поля к поверхности пленки такого эффекта не обнаружено.

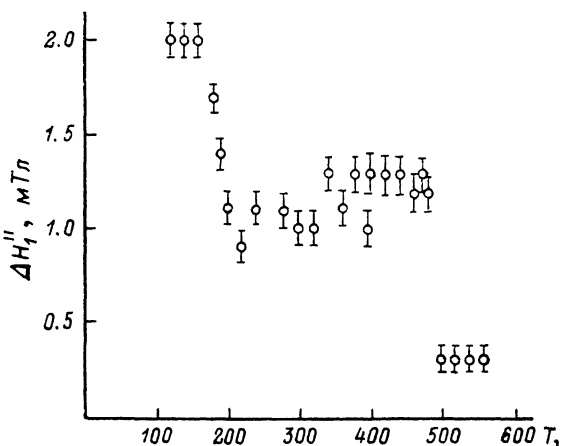


Рис. 4. Температурная зависимость ширины линии ΔH_1^{\parallel} узкого сигнала ФМР от слоя ИЖГ при параллельной ориентации поля.

Следует отметить, что для однослойной пленки ИЖГ при параллельной ориентации поля ширина линии основной моды ФМР составляет 0.15—0.2 мТл как выше, так и ниже 470 К (температура Нееля пленки ИЖГ $T_{N_1}=560$ К), следовательно, рассмотренная особенность свидетельствует о магнитной связи между слоями.

Изменение условий отжига образцов мало влияет на результаты.

Модель двуслойной пленки

При теоретическом описании ФМР в двуслойной структуре пренебрежем возможным отклонением ОЛН от нормали к поверхности. Рассмотрим модель, в которой предполагается однородность магнитных моментов и учитывается

взаимодействие между слоями согласно выражению для магнитной части энергии системы

$$E = \int dr \left\{ \frac{1}{2} (4\pi - \beta_1) (\mathbf{nM}^{(1)})^2 + \frac{1}{2} (4\pi - \beta_2) (\mathbf{nM}^{(2)})^2 - \mathbf{M}^{(1)}\mathbf{H} - \mathbf{M}^{(2)}\mathbf{H} - J\mathbf{M}^{(1)}\mathbf{M}^{(2)} \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор оси анизотропии (ОЛН); $\mathbf{M}^{(1, 2)}$ — векторы намагниченности в слоях 1 и 2 (рис. 1); $\beta_{1, 2}$ — параметры магнитоодноосной анизотропии; J — параметр, описывающий взаимодействие между слоями. Магнитные моменты подчиняются уравнениям движения [6]

$$\frac{\partial \mathbf{M}^{(1, 2)}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{M}^{(1, 2)} \times \mathbf{H}_{\text{эф}}^{(1, 2)}] - \frac{\alpha_{1, 2}}{M^{(1, 2)}} \left[\mathbf{M}^{(1, 2)} \times \frac{\partial \mathbf{M}^{(1, 2)}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_{\text{эф}}^{(1, 2)} = - \frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}^{(1, 2)}} = \mathbf{H} + \mathbf{n} (\beta_{1, 2} - 4\pi) (\mathbf{nM}^{(1, 2)}) + J\mathbf{M}^{(2, 1)}, \quad (3)$$

где $\alpha_{1, 2}$ — параметры релаксации Гильберта. Будем предполагать, что в слоях 1 ИЖГ и 2 ДСС выполняются соотношения $\beta_2 > 4\pi$ (легкая ось), $\beta_1 < 4\pi$ (легкая плоскость).

Условия равновесия намагниченностей слоев с заданными величинами $M_0^{(1)}$ и $M_0^{(2)}$ следуют из требования минимума энергии (1) в зависимости от углов $\Psi_0^{(1)}$ и $\Psi_0^{(2)}$ (рис. 1)

$$H_0 \sin(\vartheta - \Psi_0^{(1)}) + \frac{1}{2} \tilde{\beta}_1 M_0^{(1)} \sin 2\Psi_0^{(1)} + JM_0^{(2)} \sin(\Psi_0^{(2)} - \Psi_0^{(1)}) = 0, \quad (4)$$

$$H_0 \sin(\vartheta - \Psi_0^{(2)}) + \frac{1}{2} \tilde{\beta}_2 M_0^{(2)} \sin 2\Psi_0^{(2)} + JM_0^{(1)} \sin(\Psi_0^{(1)} - \Psi_0^{(2)}) = 0. \quad (5)$$

Здесь обозначено $\tilde{\beta}_{1, 2} = \beta_{1, 2} - 4\pi$. Согласно результатам решения системы уравнений (4), (5), представленным на рис. 5, при нормальной и касательной ориентациях поля направления намагниченностей в слоях совпадают, если $H > > |H_A^{(1)}|$ при $\vartheta = \pi/2$ и $H > |H_A^{(2)}|$ при $\vartheta = 0$, где $H_A^{(1, 2)} = \tilde{\beta}_{1, 2} M_0^{(1, 2)}$. Учет взаимодействия не сказывается существенно на равновесных направлениях магнитных моментов, расширяя область близости углов $\Psi_0^{(1)}$ и $\Psi_0^{(2)}$ (см. пунктирную кривую на рис. 5).

Анализ справедлив при $|J| < |H_A^{(1, 2)}|/H_0$ в достаточно сильных полях H_0 , в которых отсутствует доменная структура и справедливо предположение об однородности $M_0^{(1)}$ и $M_0^{(2)}$.

При заданном угле наклона поля равновесные направления намагниченностей в слоях определим согласно (4), (5). Линеаризуя уравнения движения (2) относительно найденного равновесного состояния, для отклонений магнитных моментов в слоях $\mathbf{m}^{(1, 2)}$, вызванных радиочастотным полем $\mathbf{h} \sim e^{-i\omega t}$ с компонентами h_y и h_z , получим систему связанных уравнений. В двуслойной системе устанавливаются связанные колебания намагниченностей отдельных слоев, поэтому для исследования резонансных свойств такой системы достаточно вычислить намагниченность одного слоя (например, ИЖГ).

Восприимчивость, характеризующая линейный отклик пленки ИЖГ на радиочастотное возбуждение, в предположении, что параметр J отличен от нуля лишь в пленке 1, может быть получена в простом виде в продольном и поперечном полях. В продольном поле $m_x^{(1, 2)} = 0$ и $m_y^{(1)} = \chi_{yy}^{\parallel}(\omega) h_y$, где

$$\chi_{yy}^{\parallel}(\omega) = \frac{\Omega_1(\omega_{12} - i\omega\alpha_1)}{(\omega_{11} - i\omega\alpha_1)(\omega_{12} - i\omega\alpha_1) - \omega^2} \left[1 + J\Omega_2 \frac{\tilde{\omega}_{22} - i\omega\alpha_2 + \omega^2/(\omega_{12} - i\omega\alpha_1)}{(\tilde{\omega}_{21} - i\omega\alpha_2)(\tilde{\omega}_{22} - i\omega\alpha_2) - \omega^2} \right] \quad (6)$$

и где $\omega_{11} = \omega_0 + J\Omega_2$, $\omega_{21} = \omega_0 + J\Omega_1$, $\omega_{12} = \omega_{11} - \tilde{\beta}_1\Omega_1$, $\omega_{22} = \omega_{21} - \tilde{\beta}_2\Omega_2$.

В нормальном поле, учитывая, что $m_x^{(1, 2)} = 0$, получим

$$\chi_{yy}^{\perp}(\omega) = \frac{-i\omega\Omega_1}{(\omega_1 - i\omega\alpha_1)^2 - \omega^2} \left[1 + J\Omega_2 \frac{\omega_1 + \tilde{\omega}_2 - i\omega(\alpha_1 + \alpha_2)}{(\tilde{\omega}_2 - i\omega\alpha_2)^2 - \omega^2} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\omega_1 = \omega_{11} + \beta_1 \Omega_1$, $\omega_2 = \omega_{21} + \beta_2 \Omega_2$, $\omega_0 = \gamma H_0$, $\Omega_{1,2} = \gamma M_0^{(1,2)}$ и $\tilde{\omega}_{21} = \omega_{21}$, $\tilde{\omega}_{22} = \omega_{22}$, $\tilde{\omega}_2 = \omega_2$ при $J=0$.

Резонансные особенности восприимчивости, определяемые в пределе $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ нулями знаменателей $\chi_{yy}^{\pm}(\omega)$ или $\chi_{yy}^{\pm}(\omega)$, в отсутствие взаимодействия отвечают хорошо известным [7] выражениям для частот ФМР в пленках в продольном и поперечном полях

$$\omega_{1,2}^{\pm} = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 - H_A^{(1,2)})}, \quad \omega_{1,2}^{\pm} = \gamma (H_0 \pm H_A^{(1,2)}). \quad (8)$$

Если поля анизотропии в слоях 1 и 2 различны по знаку ($H_A^{(1)} < 0$, $H_A^{(2)} > 0$, как это имеет место в исследуемых образцах), то предельные частоты ω^{\pm} и ω^{\pm} (или при фиксированной частоте резонансные поля H^{\parallel} и H^{\perp}) расположены по разные стороны от основного резонанса $\omega = \gamma H_0$.

Обсуждение

Возрастание ΔH_1 при низких температурах, как известно [6], объясняется наличием в пленке ИЖГ собственных примесей (иновалентных ионов) и примесей, диффундирующих из подложки в процессе роста. Наблюдаемое в эксперименте резкое уширение линии ИЖГ при $T < 170$ К (рис. 4), т. е. в той области температур, где линия ДСС изменяется наиболее сильно (см. рис. 3), может быть объяснено межслойным воздействием соответствующего увеличения скорости релаксации в ДСС.

Скачок в температурной зависимости ΔH_1 при $T = 470$ К полностью обусловлен магнитной связью слоев. Учет взаимодействия между слоями ИЖГ и ДСС в рамках однородной модели позволяет качественно объяснить этот скачок.

Допустим, что при низких температурах ($T < T_{N2}$) основной вклад в резонанс вносит второе слагаемое в формуле (6). По мере приближения к T_{N2} величина Ω_2 убывает вследствие ее пропорциональности $M_0^{(2)} \sim \sim (T_{N2} - T)^{1/2}$ и обращается в нуль при $T > T_{N2}$. В этой области температур резонанс определяется первым слагаемым. Отмечаемый на эксперименте скачок ширины линии обусловлен различием параметров затухания слоев ($\alpha_2 > \alpha_1$).

Для проявления эффекта магнитного взаимодействия слоев, согласно (6), требуется выполнение неравенства

$$|J| > 2\alpha_2 (\omega/\Omega_2) [1 - \beta_2 \Omega_2 / (2\omega_0)] / (\tilde{\omega}_{22}/\omega + \omega/\omega_{12}). \quad (9)$$

Используя данные по намагниченности насыщения для слоя ИЖГ и слоя ДСС соответственно 0.175 и 0.12 Тл, получим $M_0^{(1)} = 14.5$ мТл, $M_0^{(2)} = 10.0$ мТл, соответственно $\chi_0^{(1)} = 0.041$ и $\chi_0^{(2)} = 0.029$ при $H_0 = 0.34$ Тл, где $\chi_0^{(1,2)} = M_0^{(1,2)}/H_0$. Далее, из данных по ФМР для полей анизотропии имеем $H_A^{(1)} = -0.165$ Тл, $H_A^{(2)} = 0.146$ Тл. Исходя из значений ширин линий, для параметра релаксации в слоях примем значения $\alpha_1 H_0 = 0.2$ мТл, $\alpha_2 H_0 = 8$ мТл. Согласно (9), для величины обменного параметра имеем оценку $|J| \gtrsim 3.2$.

Величина относительного вклада поля подмагничивания в слое ИЖГ $\sim \sim J \chi_0^{(2)} = 0.093$, что согласуется с данными по резонансным полям в двухслойных и однослойных пленках одинаковой толщины. Оценка параметра связи мод колебаний $\epsilon = J^2 \chi_0^{(1)} \chi_0^{(2)}$ дает значение 0.12. Это значение по порядку величины совпадает с полученным при оценке обменного параметра в проводящей двухслойной системе ферромагнетик—парамагнетик [8].

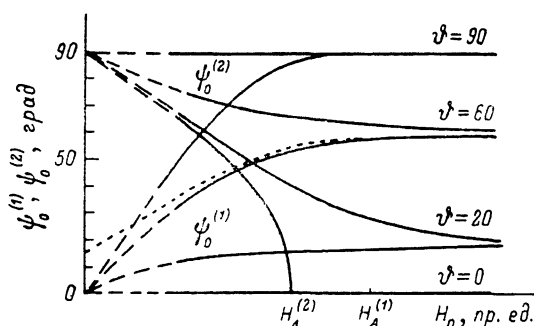


Рис. 5. Зависимость равновесных углов намагниченности в двухслойной пленке от напряженности внешнего поля H_0 при различных углах наклона φ .

Из анализа выражений для χ^1 и χ^2 следует, что резонансные особенности дополнительного, связанного с взаимодействием слагаемого $\sim J$ при перпендикулярной ориентации поля выражены менее ярко. Учитывая, что область существования состояния с совпадающими направлениями $M_0^{(1)}$ и $M_0^{(2)}$ в нормальной геометрии существенно уже, можно сказать, как это и подтверждается экспериментально, что эффекты взаимодействия слабо проявляются при перпендикулярной ориентации поля.

Другой эффект проявления магнитной связи в двуслойной пленке состоит в возбуждении общей резонансной моды при угле наклона, соответствующего совпадению резонансных частот слоев. Оценка его величины в отсутствие взаимодействия $\theta_0 = \arctg [2 + (H_A^{(1)} + H_A^{(2)})/H_0]^{1/2}$ дает значение $\sim \arctg \sqrt{2} \cong 36^\circ$. Именно этому значению отвечает точка совпадения резонансных частот ФМР при изменении параметра анизотропии. Однако даже с учетом возможного отклонения ОЛН от нормали к пленке это значение не совпадает с найденной экспериментально областью схлопывания сигналов ФМР (23°).

Укажем, что возможности однородной модели для интерпретации данных ФМР на двуслойных пленках ограничены и относятся лишь к качественной ориентационной зависимости резонансных полей и затуханий мод и оценкам параметра взаимодействия исходя из эффекта скачка ширины линии ФМР.

В заключение отметим, что представленные результаты свидетельствуют о магнитном взаимодействии между слоями в двуслойной пленке. В случаях параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля по отношению к поверхности пленки связь между модами отдельных слоев является слабой. Поэтому использование простых формул [9], связывающих в однородной модели резонансные поля для этих ориентаций, в целях определения констант анизотропии является оправданным. Напротив, при углах наклона поля, соответствующих близости резонансных частот слоев, ширина линии ФМР зависит от параметра связи и не отражает собственных релаксационных характеристик пленок, т. е. дефектности [6]. В этом случае также не применимы обычно используемые соотношения [6, 7] для полей анизотропии.

Использование предложенной простой модели может быть оправдано, если радиус взаимодействия между магнитными моментами в пленках сравним с толщиной слоя ИЖГ и меньше толщины слоя ДСС. Последовательный расчет магнитных параметров такой двуслойной системы должен учитывать неоднородность магнитных моментов [4] и влияние граничных условий [1], к которым приводит пиннинг спинов на поверхности.

Авторы благодарят В. В. Устинова и Б. Н. Филиппова за ценные дискуссии.

Литература

- [1] Cochran J. F., Heinrich B., Arrot A. S. // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 34. N 11. P. 7788—7801.
- [2] Harvey W. A., Nelson C. L. // IEEE Trans. Mag. 1982. Vol. MAG-18. N 6. P. 1340—1342.
- [3] Poteranz M., Slonchevski J. C., Spilner E. // JMMM. 1986. Vol. 54—57. P. 781—782.
- [4] Hagedorn F. B. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 6. P. 2491—2502.
- [5] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [6] Яковлев Ю. М. // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. 1986. Вып. 7. С. 1227—1229.
- [7] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [8] Кобелев А. В., Романюха А. А., Степанов А. П., Устинов В. В. // ФММ. 1984. Т. 58. № 6. С. 1164—1170.
- [9] Sagan G., Krishnan R., Gerard P., Jonve H. // IEEE Trans. Mag. 1981. Vol. MAG-17. N 6. P. 2920—2924.

Институт физики металлов
Уральский научный центр АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
6 августа 1987 г.
В окончательной редакции
26 января 1988 г.