Анизотропия и фазовые состояния феррит-гранатовых пленок с разориентированными поверхностями

© В.И. Бутрим, С.В. Дубинко, Ю.Н. Мицай

Конструкторское бюро „Домен“ при Таврическом национальном университете им. В.И. Вернадского,
95001 Симферополь, Украина

E-mail: domain@home.cris.net

(Поступила в Редакцию 15 июля 2002 г.
В окончательной редакции 4 ноября 2002 г.)

В рамках двухпараметрической модели исследована анизотропия феррит-гранатовых пленок. Показано, что в случае произвольной ориентации поверхности пленки ее анизотропия является двуосной. Определены направления осей легкого, среднего и трудного намагничивания как функции угла разориентации и малой кубической анизотропии. Показано, что область существования однородных состояний в магнитном поле ограничена наклонной астроидой. Произведен расчет тензора магнитной восприимчивости, а также вычислены частота ферромагнитного резонанса и закон дисперсии спиновых волн.

Работа финансировалась Министерством образования и науки Украины по разделу бюджета Украины „Прикладные разработки по направлениям научно-технической деятельности высших учебных заведений“.

В последнее время все большее внимание исследователей привлекают эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов (ЭПФГ) с наклонной осью легкого намагничивания (ОЛН). Интерес к таким системам обусловлен, с одной стороны, бóльшим разнообразием физических свойств по сравнению с традиционными (у которых ОЛН нормальна к поверхности), а с другой — тем, что анизотропия реальных пленок, как правило, отличается от одноосной. Наклонное расположение ОЛН таких материалов делает их более перспективными при создании устройств магнитооптической обработки информации и визуализации неоднородных магнитных полей, период неоднородности которых сравним с периодом доменной структуры ЭПФГ.

Хорошо известно, что одним из факторов, влияющих на физические свойства ЭПФГ, является кристаллографическая ориентация подложки. Это связано в первую очередь с тем, что ориентация подложки определяет вид энергии анизотропии. Так, пленки типа (111) обладают одноосной анизотропией с ОЛН, перпендикулярной плоскости пленки. В работах [1–3] изучались ЭПФГ с малым (до 8°) отклонением ориентации подложки от плоскости (111). Показано, что в таких пленках реализуется наклонное расположение ОЛН, причем угол наклона ОЛН относительно нормали определяется углом разориентации подложки. Аналогичная ситуация с наклоном ОЛН имеет место для (112)-пленок [4], в которых этот наклон может составлять десятки градусов.

Однако до настоящего времени не уделялось должного внимания тому факту, что наклон ОЛН сопровождается анизотропией в перпендикулярной ей плоскости, т.е. в плоскости, не совпадающей с базисной. Такая двуосная анизотропия приводит к особенностям процесса перемагничивания, определяет тип доменной структуры [4], а также ведет к перестройке спектров спиновых и упругих волн [5]. К этому же типу относятся пленки, у которых в основном состоянии вектор намагниченности слабо выходит из базисной плоскости. Такие квазилегкоплоскостные пленки имеют ряд преимуществ по сравнению с одноосными при использовании их для магнитооптической визуализации магнитных полей в объеме высокотемпературных сверхпроводников [6,7] и носителей магнитной записи [8], а также при исследовании наноструктурных магнитных материалов [9].

Несмотря на столь широкий спектр применения, анизотропия указанных магнитных структур в настоящее время изучена недостаточно. Нам представляется интересным и практически важным выявить влияние ориентации подложки пленки на ее магнитные свойства.

В настоящей работе изучается анизотропия ЭПФГ с произвольно ориентированными поверхностями, у которых нормаль лежит в плоскости $(\bar{1}10)$. Для данного типа пленок определены границы устойчивости однородных состояний в магнитном поле, найдены закон дисперсии спиновых волн, частота ферромагнитного резонанса (ФМР) и тензор магнитной восприимчивости.

1. Анизотропия и основное состояние

Плотность энергии анизотропии изучаемой системы имеет вид

$$W_a = W_a^G + W_a^K, \tag{1}$$

где W_a^G — плотность энергии ростовой анизотропии,

$$W_a^G = Am_i^2\gamma_i^2 + Bm_im_j\gamma_i\gamma_j, \quad i > j, \tag{2}$$

W_a^K — плотность энергии кубической кристаллографической анизотропии,

$$W_a^K = K_1 m_i^2 m_j^2, \quad i > j. \tag{3}$$

В (2), (3) A, B — константы двухпараметрической модели ростовой анизотропии [10], m_i, γ_i — соответственно направляющие косинусы вектора намагниченности и направления роста пленки в системе координат с ортами $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, которые выбираются вдоль главных кристаллографических направлений: [100], [010], [001], K_1 — константа кубической анизотропии.

Перейдем к новой системе координат, связанной с пленкой,

$$\mathbf{e}_x = \frac{p}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) - q\mathbf{e}_3,$$
$$\mathbf{e}_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2),$$
$$\mathbf{e}_z = \frac{q}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) + p\mathbf{e}_3, \qquad (4)$$

в которой $\mathbf{e}_y$ лежит в плоскости пленки и совпадает с направлением $[\bar{1}10]$, $\mathbf{e}_z$ совпадает с нормалью к пленке, ее ориентация в плоскости $(\bar{1}10)$ задается углом разориентации δ, который отсчитывается от [111] в направлении [112],

$$p = \cos\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}}(\cos\delta + \sqrt{2}\sin\delta),$$
$$q = \sin\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}\cos\delta - \sin\delta) \text{ —} \qquad (5)$$

направляющие косинусы $\mathbf{e}_z$ в плоскости $(\bar{1}10)$.

В системе координат $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ плотность энергии ростовой анизотропии W_a^G принимает вид

$$W_a^G = K_\mathrm{u} m_z^2 + K_\mathrm{ort} m_x^2 + 2K_\mathrm{t} m_x m_z, \qquad (6)$$

где $K_\mathrm{u}, K_\mathrm{ort}, K_\mathrm{t}$ — константы одноосной, ромбической и наклонной анизотропии соответственно,

$$K_\mathrm{u} = \frac{1}{2}B - \frac{1}{2}\rho(1-3p^2)p^2, \ \ K_\mathrm{ort} = -\frac{1}{2}\rho(1-3p^2)q^2,$$
$$K_\mathrm{t} = -K_\mathrm{ort}\frac{p}{q}, \quad \rho = A - \frac{B}{2}. \qquad (7)$$

Функция W_a^G является квадратичной формой $(\mathbf{m}, \mathbf{Km})$ с матрицей

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_\mathrm{ort} & 0 & K_\mathrm{t} \\ 0 & 0 & 0 \\ K_\mathrm{t} & 0 & K_\mathrm{u} \end{pmatrix}, \qquad (8)$$

собственные значения которой равны

$$2\lambda_\pm = I \pm \sqrt{I^2 - 4J}, \quad \lambda_0 = 0. \qquad (9)$$

Здесь

$$I = K_\mathrm{u} + K_\mathrm{ort}, \quad J = K_\mathrm{u}K_\mathrm{ort} - K_\mathrm{t}^2 \text{ —} \qquad (10)$$

след и определитель матрицы $\mathbf{K}$, значения которых определяются ориентацией подложки,

$$2I = B - \rho(1-3p^2), \quad 4J = -B\rho(1-3p^2)q^2. \qquad (11)$$

Собственным значениям (9) соответствуют собственные векторы, общий вид которых при $J \neq 0$ следующий:

$$\mathbf{n}_\xi = \begin{pmatrix} \cos\theta_0 \\ 0 \\ -\sin\theta_0 \end{pmatrix}, \ \mathbf{n}_\zeta = \begin{pmatrix} \sin\theta_0 \\ 0 \\ \cos\theta_0 \end{pmatrix}, \ \mathbf{n}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (12)$$

где

$$\mathrm{tg}\,\theta_0 = -\frac{1}{\varepsilon}\left[\sigma + \sqrt{1+\varepsilon^2}\right],$$
$$\sigma = \mathrm{sign}(K_\mathrm{u} - K_\mathrm{ort}), \quad \varepsilon = \frac{2K_\mathrm{t}}{|K_\mathrm{u} - K_\mathrm{ort}|}. \qquad (13)$$

Когда $\sigma = +1$, преобладает плоскостная компонента анизотропии и $\pi/4 \le |\theta_0| \le \pi/2$. При $\sigma = -1$ угол $|\theta_0|$ лежит в интервале 0–$\pi/4$.

В базисе собственных векторов матрицы $\mathbf{K}$ квадратичная форма (6) приводится к сумме квадратов, при этом собственные значения являются константами анизотропии, а собственные векторы направлены вдоль осей легкого, среднего и трудного намагничивания. Наименьшему собственному значению соответствует собственный вектор, направленный вдоль ОЛН, наибольшему — направленный вдоль оси трудного намагничивания (ОТН).

Характер анизотропии существенным образом зависит от параметра J. При $J \neq 0$ все собственные значения различны и анизотропия двуосная,

$$W_a^G = \frac{1}{2}\beta_1(\mathbf{mn}_\zeta)^2 + \frac{1}{2}\beta_2(\mathbf{mn}_\xi)^2, \qquad (14)$$

где $\beta_{2,1} = 2\lambda_\pm$.

Ориентация магнитных осей определяется соотношениями между $\lambda_+, \lambda_-, \lambda_0$, которые для различных J и I имеют следующий вид:

$$1)\ \lambda_- < \lambda_+ < \lambda_0 = 0, \quad J > 0, I < 0,$$
$$2)\ \lambda_0 = 0 < \lambda_- < \lambda_+, \quad J > 0, I > 0,$$
$$3)\ \lambda_- < \lambda_0 = 0 < \lambda_+, \quad J < 0, I \text{ произвольно}. \qquad (15)$$

Таким образом, для указанного типа пленок в соответствии с (14) возможны три фазовых состояния Φ_1, Φ_2, Φ_3 (ОСН — ось среднего намагничивания):

$$\Phi_1: \quad \text{ОЛН} \parallel \mathbf{n}_\zeta,\ \text{ОСН} \parallel \mathbf{n}_\xi,\ \text{ОТН} \parallel [\bar{1}10],$$
$$\Phi_2: \quad \text{ОЛН} \parallel [\bar{1}10],\ \text{ОСН} \parallel \mathbf{n}_\zeta,\ \text{ОТН} \parallel \mathbf{n}_\xi,$$
$$\Phi_3: \quad \text{ОЛН} \parallel \mathbf{n}_\zeta,\ \text{ОСН} \parallel [\bar{1}10],\ \text{ОТН} \parallel \mathbf{n}_\xi. \qquad (16)$$

Когда $J = 0$, одно из собственных значений λ_+ или λ_- (в зависимости от знака I) обращается в нуль и анизотропия становится одноосной с выделенным направлением вдоль нормали,

$$W_a^G = \frac{1}{2}\beta(\mathbf{mn}_z)^2. \qquad (17)$$

Здесь $\beta = 2(K_\mathrm{u} + K_\mathrm{ort})$. Из (11) следует, что при $B \neq 0$ одноосная анизотропия имеет место для пленок (001) и (111). При $B = 0$ выделенным направлением является $\mathbf{e}_3$, а $\beta = 2A$.

Для слабо разориентированных (111)-пленок ($\delta \ll 1$) поправки к константам анизотропии и угол θ_0 линейны по δ,

$$\beta_{2,1} = \frac{1}{2}B + \sqrt{2}\rho\delta \pm \frac{1}{2}\left|B - \frac{2\sqrt{2}}{3}\rho\delta\right|, \ \theta_0 = -\frac{4}{3}\frac{\rho}{B}\delta. \qquad (18)$$

Когда ориентация подложки близка к (001), малым является угол α; в этом случае

$$\beta_{2,1} = A - \frac{3}{2}\rho\alpha^2 \pm \left| A - \frac{3A+2B}{2A}\rho\alpha^2 \right|, \ \theta_0 = -\frac{\rho}{2A}\alpha. \quad (19)$$

Линейная зависимость угла θ_0 подтверждается экспериментально в [1].

Плотность энергии кубической анизотропии удобно представить в виде

$$W_a^K = -K_1(\mathbf{me}_+)^2 m_y^2 + \frac{1}{4}K_1(\mathbf{me}_3)^2\left[2 - 3(\mathbf{me}_3)^2\right]. \quad (20)$$

Здесь

$$\mathbf{e}_+ \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) = p\mathbf{e}_x + q\mathbf{e}_z.$$

При $K_1 < 0$ легкими являются направления $R^{-1}\langle 111\rangle$, при $K_1 > 0$ — направления $R^{-1}\mathbf{e}_1$, $R^{-1}\mathbf{e}_2$, $R^{-1}\mathbf{e}_3$, где R^{-1} — матрица преобразования, обратного (4).

Для фазы Φ_1 поправки к θ_0 можно найти, положив $m_y = 0$. Для малой кубической анизотропии ($K_1 \ll B, \rho$) в линейном по K_1/ρ приближении получаем

$$\operatorname{tg}\theta_0(K_1) = \operatorname{tg}\theta_0\left[1 + \frac{K_1}{\rho}\,\frac{f(\alpha+\theta_0)}{f(\alpha)}\right], \quad (21)$$

где $\theta_0(K_1)$ — угол, определяющий ориентацию вектора $\mathbf{n}_\xi$ при $K_1 \neq 0$,

$$f(\alpha) = (1 - 3\cos^2\alpha)\sin 2\alpha. \quad (22)$$

Рассмотренные выше эффекты разориентации проявляются лишь в образцах конечных размеров, поскольку для бесконечного кристалла они могут быть учтены простым поворотом системы координат.

2. Однородные состояния в магнитном поле

При включении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ к энергии анизотропии необходимо добавить член

$$W_H = -M_0H\left[\sin\theta\sin\theta_H\cos(\varphi-\varphi_H)+\cos\theta\cos\theta_H\right]. \quad (23)$$

Здесь M_0 — намагниченность насыщения; θ_H, φ_H и θ, φ — полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{H}$ и вектора намагниченности $\mathbf{M}_0$ соответственно.

Нас интересуют однородные состояния угловой фазы Φ_1, для которой $\varphi = \varphi_H = 0, \pi$, а уравнение кривой однородных вращений $\theta(H)$ имеет вид

$$H\sqrt{1+\varepsilon^2}\sin(\theta - \theta_H) = H_A\left[\sigma\sin 2\theta - \varepsilon\cos 2\theta\cos\varphi_H\right]. \quad (24)$$

Здесь H_A — поле анизотропии,

$$H_A = 2\,\frac{|K_\mathrm{u} - K_\mathrm{ort}|}{M_0}\,\sqrt{1+\varepsilon^2}. \quad (25)$$

Область полей, где реализуются однородные состояния, лежит вне астроиды:

$$\sin^{2/3}(\theta_H - \theta_0) + \cos^{2/3}(\theta_H - \theta_0) = \left(\frac{H_A}{H}\right)^{2/3}, \quad (26)$$

на которой

$$\sin(\theta - \theta_H) = \frac{1}{\sqrt{3}}\sqrt{\left(\frac{H_A}{H}\right)^2 - 1}. \quad (27)$$

На самой астроиде можно выделить две пары характерных точек, для которых

$$\theta(H) = \begin{cases} 0, \pi, & \operatorname{tg}\theta_H = \pm\frac{\varepsilon}{2}, \\ \pm\frac{\pi}{2}, & \operatorname{ctg}\theta_H = \mp\frac{\varepsilon}{2}. \end{cases} \quad (28)$$

Эти состояния реализуются в поле

$$H = H_A\sqrt{\frac{1+\varepsilon^2/4}{1+\varepsilon^2}}. \quad (29)$$

Статическая восприимчивость $\chi^0_{\alpha\beta} = \partial M_\alpha/\partial H_\beta$ фазы Φ_1 имеет вид

$$\hat{\chi}^0 = \frac{1}{\Delta_0}\begin{pmatrix} \cos^2\theta & 0 & -\frac{1}{2}\sin 2\theta \\ 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}\sin 2\theta & 0 & \sin^2\theta \end{pmatrix}, \quad (30)$$

где

$$\Delta_0 = \frac{H}{M_0}\cos(\theta - \theta_H) - \frac{H_A}{M_0}\,\frac{\sigma\cos 2\theta + \varepsilon\sin 2\theta}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}. \quad (31)$$

На астроиде $\hat{\chi}^0$ имеет полюсную особенность, характерную для фазовых переходов второго рода.

Учет магнитного дипольного взаимодействия для пленки с нормалью вдоль оси z эквивалентен замене $K_\mathrm{u} \to K_\mathrm{u}^* = K_\mathrm{u} + 2\pi M_0^2$.

3. Высокочастотные свойства тонких пленок

Динамические свойства ферромагнетиков, как известно, могут быть описаны с помощью тензора высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega)$, который устанавливает связь между колебаниями внутреннего поля и колебаниями намагниченности ($\mathbf{k}, \omega$ — волновой вектор и частота колебаний). При феноменологическом подходе тензор $\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega)$ может быть определен из динамических уравнений Ландау–Лифшица. Для учета пространственной дисперсии в полной энергии ферромагнетика должна быть учтена энергия обменного взаимодействия.

Линеаризуя уравнения Ландау–Лифшица аналогично тому, как это делалось в [11], легко установить вид тензора $\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega)$ в случае, когда трудным является направление [110], а $\varphi = \varphi_H = 0$ (фаза Φ_1),

$$\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\Delta}\begin{pmatrix} \Omega_1 \cos^2\theta & i\,\frac{\omega}{\omega_0}\,\cos\theta & -\frac{1}{2}\,\Omega_1 \sin 2\theta \\ -i\,\frac{\omega}{\omega_0}\,\cos\theta & \Omega_2 & i\,\frac{\omega}{\omega_0}\,\sin\theta \\ -\frac{1}{2}\,\Omega_1 \sin 2\theta & -i\,\frac{\omega}{\omega_0}\,\sin\theta & \Omega_1 \sin^2\theta \end{pmatrix}. \tag{32}$$

Здесь $\omega_0 = gM_0$, g — гиромагнитное отношение,

$$\Omega_1(\mathbf{k}) = ak^2 - 2\,\frac{K_\mathrm{u}^*}{M_0^2}\,\cos^2\theta - 2\,\frac{K_\mathrm{ort}}{M_0^2}\,\sin^2\theta - 2\,\frac{K_\mathrm{t}}{M_0^2}\,\sin 2\theta + \frac{H}{M_0}\,\cos(\theta - \theta_H),$$

$$\Omega_2(\mathbf{k}) = ak^2 - \Delta_0, \quad \Delta(\mathbf{k}, \omega) = \Omega_1(\mathbf{k})\Omega_2(\mathbf{k}) - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}, \tag{33}$$

a — константа неоднородного обменного взаимодействия, а $\theta = \theta(H)$ определяется из (24).

Используя уравнения магнитостатики и определение $\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega)$, легко получить дисперсионное уравнение

$$k^2 + 4\pi k_\alpha k_\beta \chi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = 0, \tag{34}$$

которое определяет закон дисперсии спиновых волн $\omega_s(\mathbf{k})$,

$$\omega_s^2(\mathbf{k}) = \omega_0^2\big[\Omega_1\Omega_2 + 4\pi\big(\Omega_1(\tilde{\mathbf{k}}_x \cos\theta - \tilde{\mathbf{k}}_z \sin\theta)^2 + \tilde{\mathbf{k}}_y^2\Omega_2\big)\big]. \tag{35}$$

Здесь $\tilde{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$.

Частота ФМР является корнем уравнения

$$1 + 4\pi\chi_{zz}(0, \omega) = 0, \tag{36}$$

откуда

$$\omega^{(r)} = \omega_0\sqrt{\Omega_1(0)(\Omega_2(0) + 4\pi \sin^2\theta)}. \tag{37}$$

При $\Delta_0 = 0$ закон дисперсии спиновой волны, распространяющейся вдоль оси y, становится безактивационным. Это свидетельствует о том, что на астроиде происходит фазовый переход в неоднородное состояние с полосовой доменной структурой, ориентированной перпендикулярно ОТН. Для (112)-пленок такие домены наблюдались в [4]. Ориентация намагниченности внутри доменов (вблизи астроиды) определяется (27). Поскольку плоскость доменной границы перпендикулярна ОТН, доменные границы блоховские. Зарождение доменной структуры, для которой $\theta = 0, \pi$, сопровождается обращением в нуль частоты ФМР.

Итак, разориентация подложки приводит к появлению наклонной анизотропии, которая оказывает влияние как на статические, так и на динамические свойства пленок. В частности, ОЛН оказывается наклонной, а в плоскости, перпендикулярной ОЛН, обнаруживается ромбическая анизотропия. Уравнением кривой лабильности является астроида, ось которой совпадает с ОЛН. Намагничивание пленки вдоль нормали или в базисной плоскости происходит в наклонных полях. В этих же полях обращается в нуль частота ФМР. На астроиде происходит существенная перестройка спектра спиновых волн, характерная для фазовых переходов.

Список литературы

[1] Ю.А. Бурым, С.В. Дубинко, Ю.Н. Мицай, Л.Н. Боровицкая, А.Р. Прокопов. УФЖ **37**, *5*, 777 (1992).

[2] В.А. Яценко, В.А. Боков, М.В. Быстров, Е.С. Шер, Т.К. Трофимова. ФТТ **21**, *9*, 2656 (1979).

[3] M. Marysko. Czech. J. Phys. B **33**, *6*, 686 (1983).

[4] Ю.А. Бурым, С.В. Дубинко, Ю.Н. Мицай. Препринт ИМФ-46-89. Киев (1989). 16 с.

[5] Л.Я. Арифов, Ю.А. Фридман, В.И. Бутрим, О.А. Космачев. ФНТ **27**, *8*, 860 (2001).

[6] S. Gotoh, N. Koshizuka. Physica C **176**, *1–3*, 300 (1990).

[7] M. Zamboni, M. Muralidhar, S. Koishikawa, M. Murakami. Supercond. Sci. Technol. **13**, *6*, 811 (2000).

[8] В.В. Рандошкин, М.Ю. Гусев, Ю.Ф. Козлов, Н.С. Неустроев. ЖТФ **70**, *8*, 118 (2000).

[9] M.J. Donahue, L.H. Bennet, R.D. McMichael, L.J. Swartzendruber, A.J. Shapiro, V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, A.F. Khapikov, V.N. Matveev, V.I. Levashov. J. Appl. Phys. **79**, *8*, 5315 (1996).

[10] E.M. Gyorgy, A. Rosencwaig, E.I. Blount, W.J. Tabor, M.E. Lines. Appl. Phys. Lett. **18**, *11*, 479 (1971).

[11] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). С. 368.