

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ РУТЕНИЯ НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ И ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК СОСТАВА $(\text{YPrVi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Чун Ман Пак¹

Эпитаксиальные пленки висмутсодержащих ферритов-гранатов находят в настоящее время довольно широкое применение благодаря существующему в них гигантскому эффекту Фарадея [1,2]. Требования к свойствам таких пленок диктуются их конкретным назначением. В частности, при использовании пленок в устройствах визуализации магнитной записи или в датчиках магнитной индукции необходимо обеспечить максимальную чувствительность рабочей среды к внешнему магнитному полю, т.е. высокую магнитную восприимчивость χ и малую коэрцитивную силу H_c . В бездефектных монокристаллических пленках основным фактором, ограничивающим реально достижимые значения χ_{\max} и H_c^{\min} , является магнитная анизотропия [3].

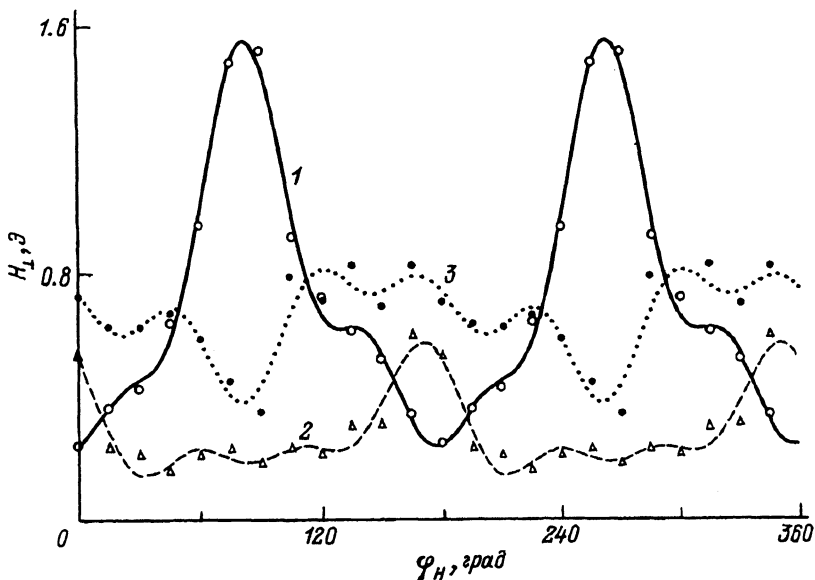
Эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов обладают магнитокристаллической (кубической) и наведенной анизотропией. Первая константа кубической анизотропии β_{c1} всегда отрицательна, вторая константа β_{c2} может иметь любой знак [4]. При введении в состав гранатов ионов переходных d -металлов (Co^{2+} , Mn^{3+} , Ru^{3+} , Ru^{4+} , Os^{3+} , Rh^{4+} , Ir^{4+}) последние дают положительный вклад в β_{c1} и отрицательный в β_{c2} [5-8], так что при определенных условиях можно добиться полной компенсации кубической анизотропии. Одноосная компонента наведенной анизотропии (характеризуемая константой β_u может быть устранена, например, за счет использования ионов V^{3+} и Pr^{3+} в соответствующей пропорции [9], а ромбическая компонента (описываемая константой β_p — за счет выбора ориентации подложки (перпендикулярно осям типа $\langle 111 \rangle$ или $\langle 100 \rangle$) и минимизации отклонения нормали к поверхности от главных кристаллографических осей.

Нами исследовалось влияние ионов рутения на магнитную анизотропию пленок состава $(\text{YPrVi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной ≈ 7 мкм, выращенных на подложках из кальций-цирконий-магниевого граната с $\langle 111 \rangle$ -ориентацией. Выбранный состав шихты обеспечивал почти полную компенсацию вкладов ионов V^{3+} и Pr^{3+} в одноосную анизотропию [9], угол θ между вектором намагниченности M и плоскостью пленки ² не превышал 1° . Индукция насыщения полученных пленок ($4\pi M$) незначительно отличалась от таковой для железо-иттриевого граната (1780 Гс).

Для анализа влияния ионов рутения на анизотропию были выполнены эксперименты по определению азимутальной зависимости поля перемагничивания $H_{\perp}(\varphi_H)$, причем поле H_{\perp} прикладывалось в базисной плоско-

¹ Университет Йонсей. Сеул, Республика Корея.

² Угол $\theta = \pi/2 - \theta$, где θ отсчитывается от нормали к поверхности.



Ориентационные зависимости поля перемангничивания H_{\perp} для пленок с различным содержанием рутения.

1 — $x = 0$, 2 — 0.005, 3 — 0.01. Кривые построены по аппроксимирующим рядам Фурье с учетом гармоник до 6-й включительно.

сти, а угол φ_H отсчитывался от оси $\langle 110 \rangle$.³ Полученные результаты для пленок с различным содержанием рутения представлены на рисунке. В аппроксимирующих рядах Фурье для зависимостей $H_{\perp}(\varphi_H)$, как и следовало ожидать из симметричных соображений, доминируют четные гармоники, т.е.

$$H_{\perp}(\varphi_H) \approx \sum_{n=0} (a_{2n} \cos 2n\varphi_H + b_{2n} \sin 2n\varphi_H) \approx \sum_{n=0} \rho_{2n} \cos(2n\varphi_H - \varphi_{2n}). \quad (1)$$

Значения ρ_{2n} для пленок состава $(\text{YPrVi})_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ru}_x\text{O}_{12}$ с различным содержанием рутения приведены в таблице. Большие значения ρ_2 и ρ_4 свидетельствуют о существовании заметной наведенной анизотропии.

Коэффициенты рядов Фурье для пленок с различным содержанием Ru

$\rho_i, \text{Э}$	x			
	0	0.005	0.01	0.02
ρ_0	0.7257	0.2829	0.6529	3.4127
ρ_2	0.5234	-0.1376	-0.1353	-0.3215
ρ_4	0.1776	-0.0979	-0.0739	-0.0526
ρ_6	0.1296	-0.0572	-0.0832	-0.5245

³ Перемангничивание пленок происходило путем зарождения и движения клиновидных доменов, причем с заметным последствием (характерное время релаксации составляет 1–10 с).

Плотность свободной энергии пленок при $\theta \ll 1$ составляет [10]

$$\begin{aligned} \frac{w}{2\pi M^2} = & -2h_{\perp} \cos(\varphi - \varphi_H) - \frac{1}{108}\beta_{c2} \cos 6\varphi + \beta_u + \frac{1}{2}\beta_p - \frac{3}{2}\beta_{up} \sin^2 \vartheta_u + \\ & + \frac{1}{2}(\beta_p^{(c)} - \beta_{up} \sin^2 \vartheta_u) \cos 2(\varphi - \varphi_u) + \frac{1}{2}\beta_p^{(s)} \cos \vartheta_u \sin 2(\varphi - \varphi_u) + \\ & + \theta \left(-\beta_{up} \sin 2\vartheta_u \cos(\varphi - \varphi_u) - \beta_p^{(s)} \sin \vartheta_u \sin(\varphi - \varphi_u) + \frac{\sqrt{2}}{18}(\beta_{c2} + \right. \\ & + 6\beta_{c1}) \sin 3\varphi \left. \right) + \theta^2 \left(1 + h_{\perp} \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{18}(\beta_{c2} - 9\beta_{c1}) - \beta_u - \right. \\ & - \frac{1}{2}\beta_p + \frac{3}{2}\beta_{up} \sin^2 \vartheta_u - \frac{1}{2}(\beta_p^{(c)} - \beta_{up} \sin^2 \vartheta_u) \cos 2(\varphi - \varphi_u) - \\ & \left. - \frac{1}{2}\beta_p^{(s)} \cos \vartheta_u \sin 2(\varphi - \varphi_u) \right) + \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$h = H/(4\pi M), \beta_{up} = \beta_u + \beta_p \cos^2 \Phi_p, \beta_p^{(c)} = \beta_p \cos 2\Phi_p, \beta_p^{(s)} = \beta_p \sin 2\Phi_p,$$

углы ϑ_u и φ_u определяют величину и азимут отклонения оси легкого намагничивания от нормали к поверхности пленки, а Φ_p — азимут оси трудного намагничивания в развитой плоскости. Если индукция насыщения $4\pi M$ значительно превышает напряженность поля H_{\perp} и эффективного поля анизотропии (это условие хорошо выполняется в наших экспериментах), то минимизация выражения (2) по θ дает

$$\begin{aligned} \theta_0 \approx \frac{\sqrt{2}}{18}(\beta_{c2} + 6\beta_{c1}) \sin 3\varphi + \frac{1}{2} \left(\beta_{up} \sin 2\vartheta_u \cos(\varphi - \varphi_u) + \right. \\ \left. + \beta_p^{(s)} \sin \vartheta_u \sin(\varphi - \varphi_u) \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где равновесное значение угла $\varphi = \varphi_0$ находится из условия обращения в нуль производной $\partial w/\partial \varphi$ (ввиду громоздкости соответствующее transcendентное уравнение не приводится). Затем можно численными методами рассчитать азимутальную зависимость поля перемангничивания, используя условие

$$(\partial^2 w/\partial \varphi^2)(\partial^2 w/\partial \theta^2) - (\partial^2 w/\partial \varphi \partial \theta)^2 = 0. \quad (4)$$

Для анализа экспериментальных результатов, однако, достаточно учесть то, что модуль 6-ой гармоники в (1), как следует из (2) и (3), зависит только от констант кубической анизотропии, причем

$$\rho_6 \sim \beta_{c2}^* = \beta_{c2} - 6(\beta_{c1} + \beta_{c2}/6)^2. \quad (5)$$

Известно [7], что при малой концентрации ионов рутения наблюдается линейная зависимость констант от степени замещения x , т.е.

$$\beta_{c1,2} = \beta_{c1,2}^0 + a_{1,2}x, \quad (6)$$

где

$$a_{1,2} = \partial \beta_{c1,2} / \partial x,$$

откуда с учетом знаков $\beta_{c1}^{(0)}$ и $a_{1,2}$ [4-8] следует, что

$$\rho_6 \sim \beta_{c2}^{*(0)} - \left[|a_2| + (|a_1| - \frac{|a_2|}{6})(-|\beta_{c1}^{(0)}| + \frac{\beta_{c2}^{(0)}}{6}) \right] x. \quad (7)$$

Поскольку $\beta_{c2}^{*(0)} \simeq \beta_{c2}$ и второе слагаемое в квадратных скобках выражения (7) мало по сравнению с первым, наблюдаемое поведение ρ_6 (см. таблицу) свидетельствует о том, что в пленках исходного состава (без рутения) значение β_{c2} положительно. Обнаруженное в экспериментах изменение фазы 2-й и 4-й гармоник при легировании пленок рутением, по-видимому, объясняется тем, что ионы Ru дают ощутимый отрицательный вклад в наведенную анизотропию [11]. Заметим, однако, что амплитуды 2-й и 4-й гармоник в (1) определяются не только константами β_u и β_p , но и перекрестными членами, возникающими при подстановке (3) в (2) и содержащими произведения констант кубической и наведенной анизотропии.

Выполненные исследования показывают, что пленки ферритов-гранатов состава $(YPrBi)_3Fe_{5-x}Ru_xO_{12}$ при $x \approx 0.005$ (такая степень замещения, по-видимому, соответствует минимальным значениям констант кубической и наведенной анизотропии) обладают чрезвычайно низкими значениями поля перемангничивания (менее 1 э) и высокой магнитной восприимчивостью к полю $H_{\perp}(10^3 - 10^4)$. Такие квазиизотропные пленки обладают большим удельным фарадеевским вращением ($\sim 2 \cdot 10^4$ град/см на длине волны 0.63 мкм) и могут применяться в высокочувствительных системах визуализации магнитной записи.

Список литературы

- [1] Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М., 1979. 216 с.
- [2] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М., 1990. 318. с.
- [3] Вонсовский С.В. Магнетизм. М., 1971. 1032 с.
- [4] Pearson R.F. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 3. P. 1236-1242.
- [5] Hansen P. // Phys. Rev. 1970. V. B3. N 3. P. 862-870.
- [6] Hansen P. // Phys. Rev. 1972. V. B5. N 9. P. 3737-3746.
- [7] Hansen P., Krishnan R. // J. de Physique. 1977. V. 38. N 4. P. C1-147-C1-155.
- [8] Antonini B., Krishnan R., Paoletti A., Paroli P., Pisarev R., Tucciarone A. // IEEE Trans. on Magnetics. 1981. V. MAG-17. N 6. P. 3223-3225.
- [9] Hansen P., Klades C.P., Witter K. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 721-727.
- [10] Балбашов А.М., Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Филомонова Л.М., Чижик Е.С. // Микроэлектроника. 1990. Т. 19 № 1. С. 45-54.
- [11] Gyorgy E.M., Luther L.C., Le Graw R.C., Blank S.L. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2326-2331.

Институт радиотехники и электроники
Фрязино, Московская область

Поступило в Редакцию
6 июня 1993 г.