

©1993

ЗАРОЖДЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В НЕОДНОРОДНО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ПРИ ОРИЕНТАЦИОННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

И.Е. Дикштейн, О.А. Мальцев

Теоретически и экспериментально исследовано влияние неоднородных деформаций на зарождение доменной структуры в консольно-закрепленных пленках ферритов-гранатов при ориентационном фазовом переходе, индуцируемом магнитным полем, приложенным почти параллельно поверхности пленки. Определена зависимость положения границы между моно- и полидоменной областями в плоскости пленки от величины и направления магнитного поля и величины механической нагрузки, приложенной на свободном конце образца. На основе исследуемой структуры создана конструкция магнитооптического датчика давления и магнитного поля. Чувствительность устройства 10 мВ/г.

Эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут служить основой для создания перестраиваемых магнитооптических устройств (модуляторов, переключателей и т.д.). Деформирование пленок ЖИГ дает возможность улучшения параметров таких устройств, а также создания датчиков физических величин (давления, магнитного поля). Ранее было показано, что действие однородных упругих напряжений приводит к изменению периода и перестройке полосовой доменной структуры (ДС) в пленках ЖИГ [1-4].

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования ДС в неоднородно-деформированных пленках ферритов-гранатов при ориентационных фазовых переходах. Определено положение границ областей существования монодоменного состояния, полосовой ДС и решетки цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в развитой плоскости пленки в зависимости от величины внешнего магнитного поля и амплитуды деформации.

Теоретическое и экспериментальное исследования влияния деформаций на зарождение ДС проводились в эпитаксиальных пленках ЖИГ:Vi толщины $2l_z$, выращенных на немагнитной подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщины $2d$ с ориентацией $\{111\}$, закрепленных консольно таким образом, чтобы продольная ось структуры пленка-подложка, нормальная к линии закрепления, была параллельна кристаллографической оси $[110]$. К свободному концу подложки прикладывалась механическая нагрузка, которая создавала вдоль продольной оси структуры $[110]$ неоднородное поле упругих деформаций и, как следствие, неоднородную наведенную магнитную анизотропию.

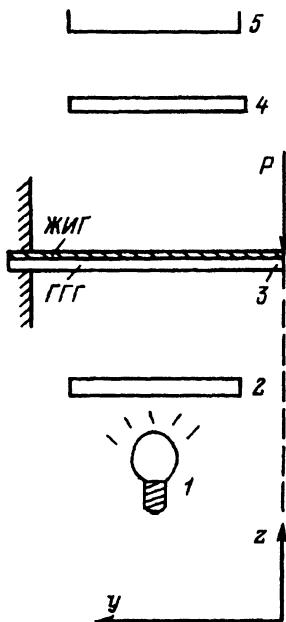


Рис. 1. Схема установки для исследования зарожде- ния ДС в неоднородно-деформированных пленках ферритов-гранатов.

1 — источник света;
2, 4 — поляризаторы;
3 — структура ЖИГ-ГГГ;
5 — объектив микроскопа или фотоспротивление.

Оси декартовой системы координат x , y , z (рис. 1) направим вдоль кристаллографических осей $[11\bar{2}]$, $[\bar{1}10]$ и $[111]$ соответственно. Тогда плотности свободной энергии пленки f_1 и подложки f_2 представим в виде

$$f_1 = f_M + f_{ME} + f_{1E}, \quad (1)$$

$$f_2 = f_{2E}, \quad (2)$$

где

$$f_M = A(\partial m_i / \partial x_k)^2 - K_u m_z^2 + K_c \left[m_z^4 / 3 + (m_x^2 + m_y^2)^2 / 4 + \right. \\ \left. + \sqrt{2} m_x m_z (m_x^2 - 3m_y^2) / 3 \right] - \mathbf{H}\mathbf{M} - (1/2)\mathbf{H}_d\mathbf{M}, \quad (3)$$

$$f_{ME} = b_1 (m_x^2 + m_y^2) (u_{xx} + u_{yy} - 2u_{zz}) + (m_x^2 - m_y^2) [b_2 (u_{xx} - u_{yy}) + b_3 u_{xz}] + \\ + m_x m_y (b_4 u_{xy} + b_5 u_{yz}) + m_x m_z [b_6 u_{xz} + b_3 (u_{xx} - u_{yy})] + \\ + m_y m_z (b_6 u_{yz} + b_7 u_{xy}) \quad (4)$$

— соответственно плотности магнитной и магнитоупругой энергии; f_{1E} и f_{2E} — соответственно плотности упругой энергии пленки и подложки. В формулах (3)–(4) приняты обозначения: \mathbf{m} — единичный вектор намагниченности \mathbf{M} ; \hat{u} — тензор деформации; $b_1 = B_2/2$; $b_2 = (B_1 + 2B_2)/6$; $b_3 = \sqrt{2}(B_1 - B_2)/3$; $b_4 = 2(B_1 + 2B_2)/3$; $b_5 = -2B_2$; $b_6 = 2(B_2 + 2B_1)/3$; $b_7 = 2\sqrt{2}(B_1 - B_2)/3$; K_u , K_c и B_i — константы одноосной и кубической анизотропии и магнитострикции соответственно; A — константа неоднородного обмена; $\mathbf{H} = \hat{H}_z \mathbf{e}_z + \hat{H}_\perp \mathbf{e}_\perp$ — поле подмагничивания; \hat{H}_\perp — проекция поля \mathbf{H} на плоскость пленки; \mathbf{H}_D — поле дипольного взаимодействия.

Для эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на ГГГ-подложке, модули жесткости пленки и подложки близки друг к другу и их можно считать изотропными по упругим свойствам [5]. Поэтому плотности упругой энергии пленки f_{1E} и подложки f_{2E} имеют вид

$$f_{1E} = f_{2E} = (1/2)\lambda u_{ii}^2 + 2\mu u_{ik}^2, \quad (5)$$

где λ и μ — коэффициенты Ламэ.

Взаимодействие магнитной подсистемы с полем упругих деформаций, создаваемых механической нагрузкой P , действующей на свободный конец структуры пленка-подложка, приводит к появлению отличной от нуля магнитоупругой энергии пленки. Ограничимся далее рассмотрением случая, когда величины $d \ll l_{x,y}$ и $l_z \ll l_{x,y}$ ($l_{x,y}$ — продольные размеры пленки). Деформации пленки и подложки будем считать малыми. В принятых приближениях смещения точек системы пленка-подложка малы по сравнению с его толщиной. В этом случае отличные от нуля компоненты тензора деформации $u_{ik}^{(0)}$, создаваемые нагрузкой, равны [6]

$$\begin{aligned} u_{yy}^{(0)} &= -Pyz/D, & u_{zz}^{(0)} &= -\lambda u_{yy}^{(0)}/(\lambda + 2\mu) \\ \left(D = 8\mu(\lambda + \mu)(d + l_z)^3 / [3(\lambda + 2\mu)] \right) & \text{ при } l_x \gg l_y, \\ u_{yy}^{(0)} &= -Pyz/D, & u_{xx}^{(0)} = u_{zz}^{(0)} &= -\lambda u_{yy}^{(0)}/[2(\lambda + \mu)] \\ \left(D = 2\mu(3\lambda + 2\mu)(d + l_z)^3 / [3(\lambda + \mu)] \right) & \text{ при } l_x \ll l_y, \end{aligned} \quad (6)$$

где P — сила (на единицу длины), действующая на край пластины; координата y отсчитывается от свободного конца пленки.

Таким образом, механическая нагрузка P создает неоднородное поле упругих деформаций вдоль продольной (y) и поперечной (z) осей образца. Подставляя (6) в (4), получаем следующее выражение для плотности энергии эффективной магнитной анизотропии, наведенной упругой деформацией образца:

$$f_{an} = f_{ME} \left(\hat{u}^{(0)} \right) = yP \left[\beta_1 (m_x^2 + m_y^2) + \beta_2 (m_x^2 - m_y^2) + \beta_3 m_x m_z \right], \quad (7)$$

где $\beta_i = \eta_i z b_i / D$ — константы наведенной магнитной анизотропии,

$$\begin{aligned} \eta_1 &= -(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + 2\mu), & \eta_2 = \eta_3 &= 1, & l_x &\gg l_y, \\ -\eta_1 &= \eta_2 = \eta_3 &= (3\lambda + 2\mu)/[2(\lambda + \mu)], & l_x &\ll l_y. \end{aligned}$$

Из (7) следует, что поля деформации приводят к появлению эффективной магнитной анизотропии второго порядка малости по намагниченности. Вычисление распределения намагниченности в зарождающейся ДС в неоднородно-деформированной пленке в общем случае представляет довольно трудоемкую задачу. Далее ограничимся рассмотрением случая толстых магнитных пленок ($l_z \gg \alpha^{1/2}$, где $\alpha = 2A/M^2$) в поле $H_{\perp} \gg H_z$ при малых амплитудах деформации. В исследуемом случае константа наведенной магнитной анизотропии мала и слабо изменяется на длине образца

$$H_{\perp} \approx K_u/M \gg yP\Delta\beta_i^{(1,2)}/M,$$

где

$$\Delta\beta_i^{(1,2)} = \beta_i(y = l_y, z = d \pm l_z) - \beta_i(y = 0, z = d \pm l_z).$$

В принятых приближениях для исследования зарождения ЛС воспользуемся методом расчета, развитым в [7,8]. Расчеты, выполненные на основе этого метода и метода ВКБ, позволяют построить фазовую диаграмму магнитной пленки в пространстве переменных $(y, P, \mathbf{H}_\perp, H_z)$.

Результаты расчета сводятся к следующему. Поверхность фазовых переходов второго рода из мономерного состояния в полосовую ЛС описывается уравнением

$$H_\perp = H_\perp^{(m \rightarrow s)}(y) = H_{\perp c} \left[1 - 3(H_z - H_{zc})^2 / (32\Pi^2 M^2) \right], \quad (8)$$

где

$$H_{\perp c} = H_{\perp c}^* + 2yP \left(\tilde{\beta}_1 + \tilde{\beta}_2 \cos(2\varphi_H) \right) / M,$$

$$H_{zc} = H_{zc}^* + \left(yP\tilde{\beta}_3/M \right) \cos\varphi_H, \quad \tilde{\beta}_i = (2l_z)^{-1} \int_{d-l_z}^{d+l_z} \beta_i(z) dz,$$

$\mathbf{H}_c^* = H_{\perp c}^* \mathbf{e}_\perp + H_{zc}^* \mathbf{e}_z$ — поле зарождения полосовой ЛС при $P = 0$ [7,8], φ_H — угол между \mathbf{H}_\perp и осью \mathbf{e}_x .

Полосовая ЛС теряет устойчивость относительно перехода в решетку ЦМД на поверхности

$$H_\perp = H_\perp^{(m \rightarrow s)} - \alpha k_c^2 M \left\{ h^2 - 3/4b \pm [h^2(h^2 - 3/2b)]^{1/2} \right\}, \quad (9)$$

где $k_c = 2\pi/d_c = [4\pi^3\alpha/(1+b^{-1})l_z^2]^{1/4}$ — обратный период зарождающейся полосовой ЛС,

$$b = \left(H_{\perp c} - 4\tilde{\beta}_2 y P M^{-1} \cos 2\varphi_H \right) / (4\pi M),$$

$$h = 4b^{1/2} (H_z - H_{zc}) / \left(3\pi^2 \alpha^{1/2} k_c M \right).$$

Область устойчивости решетки ЦМД на фазовой диаграмме ограничена поверхностью, которая определяется уравнением

$$20\Gamma^3 - 159\gamma\Gamma^2 + \left(312\gamma - 1882.5 \frac{\alpha k_c^2}{b} \right) \gamma\Gamma + \\ + \gamma (16\gamma^2 + 729\alpha k_c^2/b - 54675\alpha^2 k_c^4/16b^2) = 0, \quad (10)$$

где

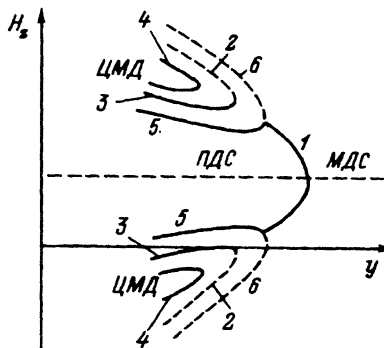
$$\Gamma = H_\perp - H_\perp^{(m \rightarrow s)} - 12\pi\alpha k_c^2 M/b,$$

$$\gamma = 32H_{\perp c} (H_z - H_{zc})^2 / (9\pi^4 M^2).$$

Для поверхностей фазового перехода решетка ЦМД \rightleftharpoons полосовая ЛС и решетка ЦМД \rightleftharpoons мономерное состояние простого аналитического

Рис. 2. Сечение фазовой диаграммы плоскостями $P = \text{const}$ и $H_{\perp} = \text{const}$.

1, 2 — линии фазовых переходов из монокристаллического состояния (МДС) в полосу ДС и решетку ЦМД соответственно;
 3 — линии фазовых переходов из полосы ДС в решетку ЦМД;
 4 — линия потери устойчивости полосы ДС относительно перехода в решетку ЦМД;
 5, 6 — линии потери устойчивости решетки ЦМД относительно перехода в полосу ДС и МДС соответственно.



решения найти не удается, однако и положение может быть найдено с помощью численного расчета.

Сечение фазовой диаграммы плоскостями $P = \text{const}$ и $H_{\perp} = \text{const}$ представлено на рис. 2. Как показывает анализ фазовой диаграммы, в неоднородно-деформированной пленке в постоянном поле подмагничивания в зависимости от величины H_z реализуются либо монокристаллическое состояние и полосовая ДС, либо монокристаллическое состояние, решетка ЦМД и полосовая ДС. Поскольку фазовая диаграмма в общем случае несимметрична относительно оси абсцисс, в некоторых пленках монокристаллическое состояние, решетка ЦМД и полосовая ДС могут быть реализованы и при $H_z = 0$. Решая уравнения (7)–(10) относительно y , можно определить положение границы раздела y_c между различными фазами. В частности, граница раздела y_c между однородной фазой и полосовой ДС описывается соотношением

$$y_c = M(H_{\perp} - aH_{\perp c}^*) / \left[2a_1 P (\tilde{\beta}_1 + \tilde{\beta}_2 \cos 2\varphi_H) \right], \quad (11)$$

где

$$a = -3(H_z - H_{zc}^*)^2 / (32\pi M^2),$$

$$a_1 = a - 3\tilde{\beta}_3 H_{\perp c}^* (H_z - H_{zc}^*) / \left[32\pi M^2 (\tilde{\beta}_1 + \tilde{\beta}_2 \cos 2\varphi_H) \right].$$

Экспериментальное изучение ориентационного фазового перехода проводилось на пленках ЖИГ:Vi, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на ГГГ-подложке и консольно-закрепленных в специальном держателе, со следующими значениями параметров пленки и подложки: $M = 85$ Гс, поле одноосной анизотропии $H_A = 1083$ Э, $l_x = 0.5$ см, $l_y = 2.5$ см, $2(d + l_z) = 0.04$ см, $2l_z = 6 \cdot 10^{-4}$ см. Определение положения межфазной границы y_c осуществлялось магнитооптическим методом с помощью установки, конструкция которой приведена на рис. 1. Измерения проводились для двух ориентаций лежащего в плоскости образца поля подмагничивания. Для первого случая угол $\varphi_H = 0$, а для второго случая $\varphi_H = 90^\circ$. В случае $\varphi_H = 0^\circ$ вблизи межфазной границы наблюдались решетка ЦМД и полосовая ДС. При $\varphi_H = 90^\circ$ вблизи межфазной границы y_c наблюдалось зарождение полосы ДС. Согласно (11), в этом случае система наиболее чувствительна к действию давления. С целью сопоставления результатов эксперимента с выводами теории по формуле (11) был выполнен расчет зависимостей $y_c(P)$ при $\varphi_H = 90^\circ$ и фиксированных

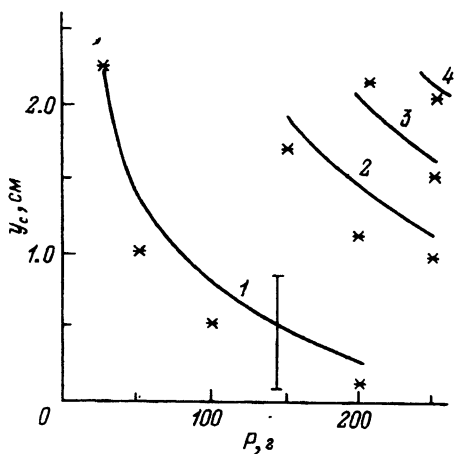


Рис. 3. Зависимость положения границы раздела между моно- и полидоменной областями y_c от величины механической нагрузки P .
 $H_{\perp} = 1093$ (1), 1133 (2), 1158 (3), 1183 Э (4).

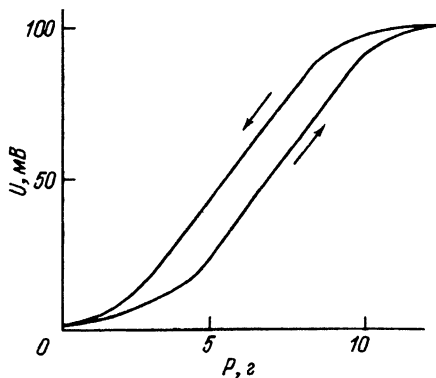


Рис. 4. Зависимость выходного напряжения U от приложенной механической нагрузки P в магнитооптическом датчике силы.

значениях поля подмагничивания H_{\perp} . Результаты расчета показаны на рис. 3, а экспериментальные точки на графике помечены звездочками.

В реальных неоднородно-деформированных магнитных пленках при плавном изменении магнитного поля движение межфазной границы осуществляется в виде последовательных скачков, поскольку межфазные границы имеют тенденцию закрепляться на микродефектах. Кроме того, микродефекты могут привести к искривлению межфазной границы. В связи с этим возникает неоднозначность в определении межфазной границы y_c , положение которой зависит от предыстории образца. На рис. 3 отмечены значения y_c , усредненные по нескольким независимым экспериментам, и указаны максимальные отклонения положения межфазной границы от его равновесного значения.

На основе исследуемой структуры была создана конструкция датчиков силы, давления и магнитного поля [9]. В качестве индикатора в таких датчиках было использовано фотосопротивление, включенное в мостовую схему. Поскольку интенсивность поляризованного света, проходящего через моно- и полидоменную фазы, различна, при движении межфазной границы изменяется фотосопротивление приемника. На рис. 4 представлена зависимость выходного напряжения от приложенной нагрузки в датчике силы при $\varphi_H = 90^\circ$. Чувствительность устройства превышала 10 мВ/Г. Отметим также, что из-за наличия микродефектов исследованный эффект носил гистерезисный характер, причем ширина петель гистерезиса определялась коэрцитивностью образца.

Список литературы

- [1] Duda E., Desormiere B. // IEEE Transaction Mag. 1974. V. 10. N 3. P. 631-637.
- [2] Барьяхтар В.Г., Довгий В.Т., Сухаревский Б.Я. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1415-1422.
- [3] Барьяхтар Ф.Г., Величко И.П., Довгий В.Т., Калкин А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 4. С. 380-382.

- [4] Kaszer J., Gemperle R. // Проблемы физической кинетики и физики твердого тела. Киев: Наукова думка, 1990. С. 245-258.
- [5] Штраус В. // Физическая акустика. Ч. 2. М.: Мир, 1973. Т. 4. С. 247-261.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [7] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1473-1494.
- [8] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13. № 4. С. 337-347.
- [9] Мальцев О.А., Склокин А.Л. // Тез. докл. Всес. семинара «Твердотельные волновые датчики для прецизионного машиностроения». Каунас, 1990. С. 108-109.

Институт радиотехники и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
22 февраля 1993 г.

