

05;09;11;12

## Анизотропия процессов квазистатического перемагничивания феррит-гранатовых пленок с ориентацией (210)

© Е.Н. Ильичева, А.В. Клушина, Н.Б. Широкова, Н.Н. Усманов, А.Г. Шишков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 ноября 1995 г.)

Экспериментально изучено влияние плоскостного поля  $H_p$  различной ориентации на доменную структуру и форму петель гистерезиса эпитаксиальных пленок феррит-гранатов с ориентацией (210). В качестве характеристик процесса перемагничивания (в полях, значительно меньших поля анизотропии) введены критические поля  $H_{p1}$ ,  $H_{p2}$ ,  $H_{p3}$ , при которых происходит прерывание процесса перемагничивания на определенных стадиях. Предложен способ построения фазовых диаграмм магнитных состояний пленок на основе измерения критических полей  $H_p$  при различных значениях амплитуд перемагничивающего поля  $H_z$ . С точностью до долей градуса по петлям гистерезиса определены два направления в плоскости пленки, когда в соответствующем поле  $H_p$  переход из однодоменного состояния в многодоменное происходит как фазовый переход 2-го рода. Характерные изменения формы петель гистерезиса согласуются с особенностями перестройки доменной структуры (210) пленок. Преимущественные ориентации полосовой доменной структуры образцов определены относительно кристаллографических осей, установленных рентгеновским методом.

### Введение

Наведенная анизотропия эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок (ЭФГП) с ориентацией (210) содержит заметную ромбическую компоненту [1], что позволяет использовать такие пленки в качестве рабочих сред для запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД) с повышенным быстродействием [2,3].

Наличие сложной анизотропии позволяет реализовать одновременно доменным структурам (ДС) в виде ЦМД и полосовых доменов в (210) пленках. Процесс управления может осуществляться полем смещения  $H_z$  и плоскостным полем  $H_p$  независимо. Эти возможности важны для построения памяти на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) и ряде других устройств.

Влияние поля  $H_x$ , направленного вдоль ориентации стенок доменов в плоскости пленки, на особенности ДС и процессы квазистатического намагничивания исследовано в работах [4,5].

В настоящей работе изучается влияние ориентации поля  $H_p$  на ДС и процессы перемагничивания (210) пленок низкочастотным полем  $H_z$ .

### Изученные образцы

В работе были исследованы образцы феррит-гранатовых пленок состава  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , осажденных методом жидкофазной эпитаксии на немагнитные подложки из  $\text{Cd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с (210) ориентацией.

В отсутствие магнитного поля пленки имели сквозную полосовую ДС (ПДС), ориентированную вдоль оси  $Ox$ . По данным рентгеноструктурного анализа это направление совпадает с кристаллографической осью  $[1\bar{1}20]$ .

Направление в плоскости пленки, перпендикулярное доменным стенкам (ось  $Oy$ ), является осью типа  $[001]$ , а нормаль к плоскости пленки  $\mathbf{n}$  практически совпадает с  $[210]$  направлением.

ОЛН отклоняется от нормали  $\mathbf{n}$  на угол  $\theta_0 \approx 30^\circ$  и лежит в кристаллографической плоскости типа  $(001)$  (плоскость  $ZOX$ ). Основные параметры некоторых из исследованных пленок определены в работах [4,5] и представлены в таблице.

### Методика исследования

Для измерения параметров квазистатического перемагничивания и изучения ДС (210) пленок была использована магнитооптическая методика [4]. Магнитная пленка располагалась в специальном держателе, который позволял поворачивать ее на произвольный угол  $\phi$  вокруг нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности образца. Магнитное поле  $H_p(\phi)$ , действующее в плоскости образца, создавалось с помощью электромагнита и достигало  $3\text{кЭ}$ . Поле смещения  $H_z$ , направленное вдоль нормали  $\mathbf{n}$ , не превышало  $100\text{Э}$ .

Сигнал перемагничивания  $m_z(H_p, H_z)$  измерялся на постоянном токе при использовании амплитудной модуляции освещающего пучка лазера ЛГ-79 и резонансного усилителя У2-8. При перемагничивании образца переменным полем  $H_z$ , амплитуда которого превышала поле технического насыщения образца  $H_{zс}$ , на экране осциллографа наблюдали петли гистерезиса.

Методика измерения сводилась к следующему. Первоначальное направление поля  $H_p$  (т.е.  $\phi = 0$ ) устанавливалось вдоль оси  $Ox$ . При увеличении поля  $H_p$  на экране осциллографа наблюдали изменения петель ги-

Номер образца	$h$ , мкм	$P_0$ , мкм	$\theta_F$ , град/см	$\Delta a/a$	$\theta_0$ , град	$\chi_{zz}$	$\chi_{zx}$	$M_s$ , Гс
1	18.7	26.2	10400	$2 \cdot 10^{-3}$	30	0.116	0.066	5.4
2	13.0	29.5	11900	$0.63 \cdot 10^{-3}$	30	0.161	0.090	4.8

Примечание.  $h$  — толщина пленки,  $P_0$  — равновесный период,  $\theta_F$  — фарадеевское вращение плоскости поляризации света,  $\Delta a/a$  — несоответствие параметров пленки и подложки,  $\theta_0$  — угол отклонения оси легкого намагничивания (ОЛН) от нормали образца,  $\chi_{zz}$  и  $\chi_{zx}$  — восприимчивости процессов смещения доменных стенок,  $M_s$  — спонтанная намагниченность.

стерезиса. Фиксировали значения критических полей  $H_p$ , в которых происходили характерные изменения формы петель гистерезиса. Измерения проводились для всех ориентаций полей  $H_p$ , т.е. угол  $\phi$  изменялся до 0 до  $2\pi$  с шагом  $\approx 5^\circ$  вблизи оси  $Ox$ . Вблизи оси  $Oy$  шаг изменения  $\phi$  составлял  $0.5^\circ$ . Для каждого угла  $\phi$  в процессе перемагничивания наблюдали за изменениями ДС и сопоставляли визуальные наблюдения с измерениями амплитуды сигнала перемагничивания и с изменениями формы петли гистерезиса. Для  $\phi = \pi/2$  и  $\pi/2 \pm 10^\circ$  измерялась зависимость  $z$ -компоненты вектора  $\mathbf{M}_s$  от величины поля  $H_p$ .

### Петли гистерезиса и фазовые диаграммы пленок типа (210)

Петли гистерезиса  $m_z(H_p, H_z)$  для одного из исследованных образцов, полученные в поле с амплитудой  $H_{z0} = 44.5 \text{ Э}$  ( $H_{zs} = 24 \text{ Э}$ ) при изменении поля  $H_p$  для  $\phi = 0$ , представлены на рис. 1. Поле  $H_p$  вызывает сдвиг петель гистерезиса по полю  $H_z$ . В полях  $H_p \geq H_{p1}$  (рис. 1, б) происходит переход на частные циклы перемагничивания в соответствующей полярности поля  $H_z$ . При  $H_p = H_{p2}$  (рис. 1, в) сигнал перемагничивания уменьшается вдвое, а в поле  $H_{p3}$  становится равным нулю (рис. 1, г).

Критические поля  $H_{p1}$ ,  $H_{p2}$ ,  $H_{p3}$  отмечены на фазовой диаграмме магнитных состояний (210) пленки, полученной для того же образца в работе [5] по доменной структуре (рис. 2). В полях  $H_p > H_{p1}$  переход в состояние технического насыщения пленки для одной полярности становится запрещенным, а в полях  $H_p > H_{p3}$  не может происходить процесс зародышеобразования. Таким образом, постоянное поле  $H_p$  прерывает процесс перемагничивания (210) пленки в определенных стадиях.

Для построения фазовых диаграмм (при произвольном фиксированном угле  $\phi$ ) можно использовать значения полей  $H_{zs}$ ,  $H_{p1}$ ,  $H_{p2}$ ,  $H_{p3}$ , измеренные по петлям гистерезиса при различных амплитудах перемагничивающего поля  $H_{z0}$ . Наблюдения показали, что в малых полях фазовые диаграммы исследованных образцов сохраняют вид прямых в широкой области углов  $\phi$ .

С изменением угла  $\phi$  форма петель гистерезиса сохраняется, но величины критических полей  $H_{p1}$ ,  $H_{p2}$ ,  $H_{p3}$  изменяются. Наклон фазовых кривых  $\theta'$  для каждого угла  $\phi$  имеет определенную величину. В качестве характеристики наклона можно выбрать значение поля  $H_{ps}$ ,

которое соответствует полю технического насыщения образца при  $H_z = 0$ , тогда  $\text{tg } \theta' = H_{zs}/H_{ps}$ . Зависимость  $H_{ps}$  от угла  $\phi$  представлена на рис. 3. Вблизи оси  $Ox$  величина  $H_{ps}$ , а следовательно, и наклон фазовых диаграмм практически не изменяются.

В плоскости пленки имеется два направления  $\phi = 90$  и  $260^\circ$ , в которых поле  $H_p$  не вызывает сдвига петель гистерезиса по полю  $H_z$ , а с увеличением  $H_p$  амплитуда сигнала перемагничивания постепенно уменьшается до нуля. Предложенная методика измерений позволила определить эти направления с точностью до долей градуса.

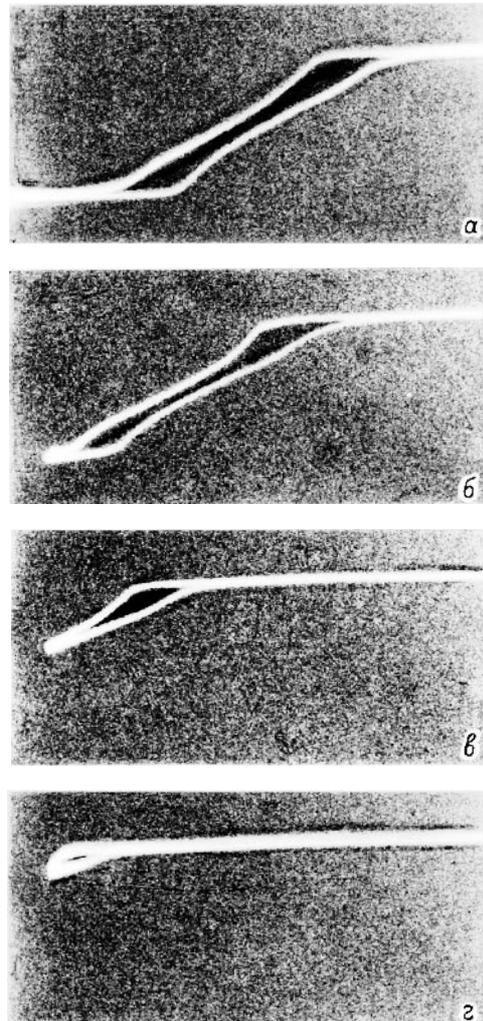
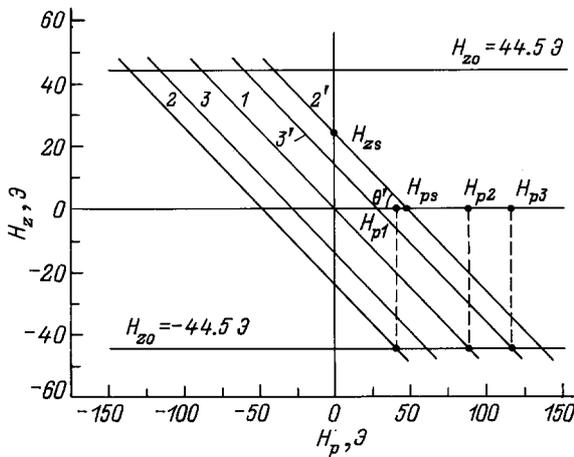


Рис. 1. Петли гистерезиса.  $H_{ps}$  Э: а — 0, б — 56, в — 87, г — 123.



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма магнитных состояний (210) пленки при  $\phi = 0$ . 1 — размагниченное состояние пленки; 2 и 2' — поле технического насыщения образца; 3 и 3' — поле зародышеобразования.

На рис. 3 приведены угловые зависимости поля коллапса  $H_{pcol}$  и поля эллиптической неустойчивости  $H_{pe}$ , измеренные по доменной структуре при  $H_z = 0$ . Поведение всех критических полей  $H_{pcol}$ ,  $H_{pe}$  и  $H_{ps}$  в зависимости от угла  $\phi$  совпадают.

Полученные угловые зависимости критических полей адекватны наблюдаемым изменениям доменной структуры и способам ее зарождения.

### Доменная структура в пленках (210)

Основные типы ДС пленок с ориентацией (210) под действием магнитных полей  $H_z$  и  $H_x$  изучались в работе [5]. Наблюдались следующие ДС: сквозная регулярная ПДС, гексагональная решетка из наклоненных ЦМД (РНЦМД) и смешанная ДС (РНЦМД–ПДС).

Равновесной для исследованных образцов является регулярная ПДС, ориентированная вдоль оси  $OX$ . Остальные ДС также являются устойчивыми, но для их зарождения важна предыстория образца и необходим определенный режим (т.е. сочетание постоянных полей  $H_z$  и  $H_x$  с периодически повторяющимся импульсным полем  $H_z$  определенной амплитуды).

При ориентации действующих полей в плоскости  $ZOX$  намагничивание образцов осуществляется в основном вследствие поступательного движения практически параллельных оси  $OX$  доменных стенок с неизменным периодом  $P_0$  вплоть до  $m_z \approx 0.4$ . Далее необратимое движение магнитных дислокаций приводит к резкому росту периода. Состояние технического насыщения достигается путем коллапса свободных концов полосовых доменов или ЦМД в поле  $H_{col}$ .

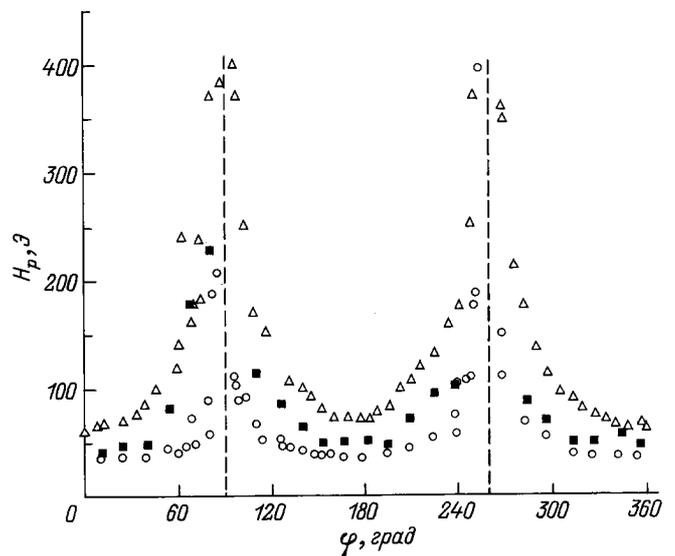
Описанный выше характер процесса квазистатического намагничивания, ориентация полос доменных границ (ДС) и вытянутость ЦМД вдоль направления  $OX$  со-

храняются, когда плоскостное поле  $H_p(\phi)$  действует в окрестности оси  $OX$  ( $\Delta\phi = \pm 40^\circ$ ).

Для  $+40^\circ \leq \phi \leq +140^\circ$  и  $+220^\circ \leq \phi \leq +320^\circ$  с увеличением значения постоянного поля  $H_p$  наблюдается изменение ориентации ПДС к направлению биссектрисы угла между осями  $OX$  и  $-OY$ , что почти соответствует кристаллографической оси типа  $[\bar{1}2\bar{1}]$ . Перестройка ДС из равновесного состояния под влиянием поля  $H_p$  для  $\phi = 90^\circ$  иллюстрируется рис. 4. Новая структура постепенно развивается, проходя несколько стадий неустойчивостей формы ДГ. В слабых полях возникают синусоидальные искажения профиля доменных границ, а далее происходит нарушение симметрии искажений и появляются отростки на вершинах зигзагов доменных стенок, которые удлиняются в одном преимущественном направлении. Период новой полосовой структуры  $P_1$  соответствует периоду синусоидальных искажений формы ДГ, который в свою очередь слабо зависит от внешних параметров (ориентации и величины поля  $H_p$ ). Для исследованных образцов  $P_1 \approx P_0/1.7$ .

ДС с двумя ориентациями полос под углом  $45^\circ$  наблюдали авторы работы [6] в (110) пленках ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ ) как под воздействием плоскостного поля, так и при постепенном понижении температуры.

При действии магнитного поля  $H_p$  вдоль направлений  $\phi = 90$  и  $260^\circ$  ДС ориентируется вдоль  $[\bar{1}2\bar{1}]$  направления и исчезает, когда  $M_s$  практически поворачивается в плоскость пленки. Для этих двух направлений при снятии поля  $H_p$  из состояния насыщения ( $H_z = 0$ ) образуется аморфная решетка ЦМД обеих полярностей, что свидетельствует о фазовом переходе второго рода. Величину этого поля  $H_p$  (для образца 2  $H_p = 980$  Э) можно считать равной полю магнитной анизотропии  $H_k$ . Соответствующая константа анизотропии  $k = 330$  эрг/см<sup>3</sup>



**Рис. 3.** Угловые зависимости критических плоскостных полей  $H_p$ .  $\Delta$  — коллапса  $H_{pcol}$ ,  $\blacksquare$  —  $H_{ps}$ ,  $\circ$  — эллиптической неустойчивости  $H_{pe}$ .

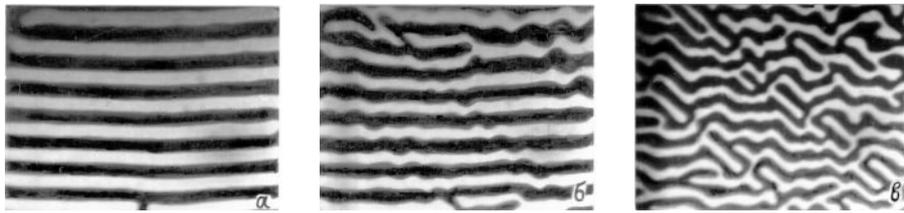


Рис. 4. Перестройка доменной структуры в полях  $H_z = 0$  и  $H_p = 0$  (а), 210 (б), 532 Э (в).

хорошо согласуется со значением константы одноосной анизотропии  $k_u = 312$  эрг/см<sup>3</sup>, определенном для данного образца в [1]. По их данным константы ромбической и кубической анизотропии соответственно равны  $k_p = 3340$  эрг/см<sup>3</sup>,  $k_c = 1555$  эрг/см<sup>3</sup>.

В поле  $H_p$ , ориентированном близко к направлению  $OY$ , процесс квазистатического намагничивания происходит уже не только путем смещения стенок, но и за счет вращения намагниченности, о чем свидетельствуют уменьшение контраста ДС и величины  $z$ -й компоненты  $M_s$ , полученное из экспериментов по измерениям фарадеевского вращения.

Наблюдая за ДС в процессе перемагничивания магнитной пленки переменным полем  $H_z$  в присутствии постоянного поля  $H_p$ , ориентированного под углом  $40^\circ$  к оси  $OX$ , можно было увидеть, что новая ДС возникает в недрах старой ПДС и соседствует с ней в некотором интервале углов ( $\Delta\phi \approx 10^\circ$ ). Для других ориентаций поля  $H_p$  прослеживалось одно из двух преимущественных направлений ориентации полосовых доменов: либо вдоль оси  $OX$ , либо под углом  $-45^\circ$  к ней.

Основным механизмом образования зародышей обратной намагниченности в исследованных пленках в отсутствие "тряски" является прорастание вытянутых доменов, как правило, с краев образца. Кроме этого, для каждого угла  $\phi$  существует область значений постоянных полей  $H_z$  и  $H_p$ , когда из однодоменного состояния зарождаются ЦМД определенной полярности. Процесс начинается с образования удлинённых доменов в местах локальной неоднородности  $M_s$ . При увеличении перемагничивающего поля  $H_p$  вблизи концов доменов образуются зародыши в виде ЦМД, которые фронтально распространяются в области однородной намагниченности пленки, образуя цепочки, ориентированные вдоль оси  $OX$ , если  $\phi \leq \pm 40^\circ$ , или под углом  $-45^\circ$  к оси  $OX$  для других ориентаций  $H_p$ . В поле эллиптической неустойчивости  $H_{pe}$  ЦМД либо сливаются в полосовые домены, либо реализуется ДС с большой плотностью магнитных дислокаций (в основном это свободные концы вытянутых доменов).

В результате проведенных исследований установлено, что угловые зависимости критических полей  $H_{p1}$ ,  $H_{p2}$ ,  $H_{p3}$  и изменения петель гистерезиса свидетельствуют о наличии анизотропии ромбической симметрии в плоскости ЭФГП с ориентацией (210).

Наблюдались два направления преимущественной ориентации полосовой ДС, практически совпадающие с кристаллографическими осями типа  $[\bar{1}20]$  и  $[\bar{1}2\bar{1}]$ .

Для двух ориентаций поля  $H_p = H_k$  (при  $\phi = 90^\circ$  и  $260^\circ$ ) в отсутствие  $H_z$  доменная структура зарождается при фазовом переходе 2-го рода.

Полученные результаты могут оказаться существенными при объяснении экспериментальных данных о знакопеременном наклоне доменных границ в поле  $H_p = H_x$  в (210) пленках [7].

Авторы благодарны А.М. Балбашову (МЭИ) за предоставленные пленки с (210) ориентацией и Н.Н. Ступиной (кафедра ФТТ МГУ) за рентгенологическое тестирование образцов.

## Список литературы

- [1] Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. // Препринт ИРЭ АН СССР. № 25 (500). М., 1988. 26 с.
- [2] Боков В.А., Волков В.В., Петриченко Н.Л. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 11. С. 310–311.
- [3] Балбашов А.М., Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В. и др. // Микроэлектроника. 1990. Т. 19. № 1. С. 45–54.
- [4] Ильичева Е.Н., Шишков А.Г., Балбашов А.М. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 11. С. 143–153.
- [5] Ильичева Е.Н., Клушина А.В., Усманов Н.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 1994. Т. 35. № 2. С. 59–64.
- [6] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 8. С. 2494–2496.
- [7] Ilyicheva E.N., Klushina A.V., Peterson V.K. et al. // J. of MMM. 1995. Vol. 148. P. 251–252.