

05

## Деформационная устойчивость плоской доменной границы в магнитных пленках

© Ю.И. Горобец, Ю.Ф. Вилесов, Н.А. Грошенко

Симферопольский государственный университет

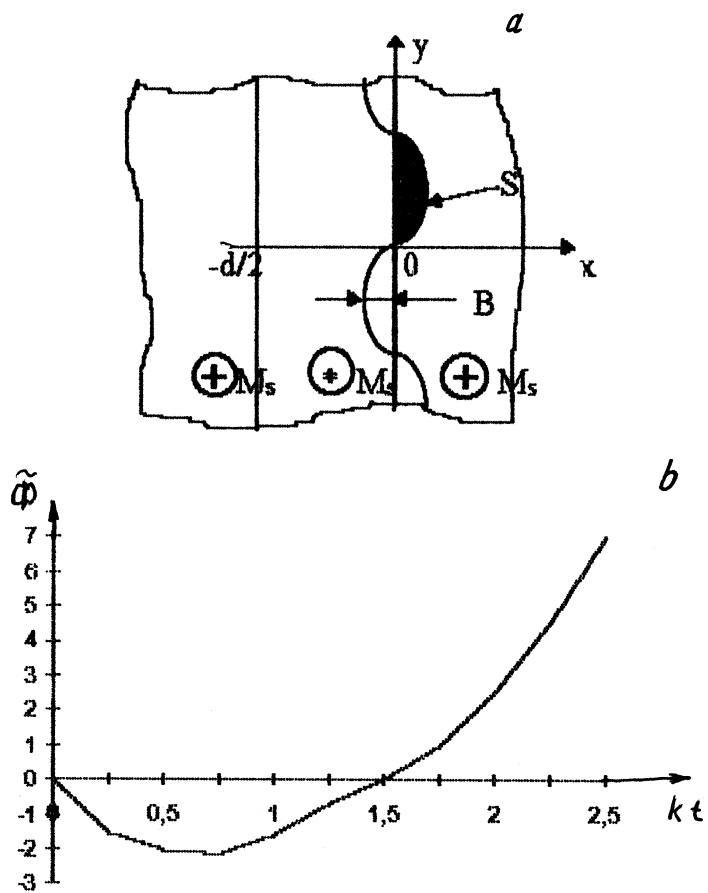
Поступило в Редакцию 20 июля 1998 г.

В окончательной редакции 18 мая 1999 г.

Рассмотрены силы, определяющие ориентацию доменных границ в пленках магнитооптических материалов с фактором качества порядка единицы. Проведен анализ поведения малых возмущений положения плоской доменной границы при наличии плоскостной составляющей вектора анизотропии. Силы, возникающие при отклонении ориентации доменной границы от оси легкого намагничивания и стремящиеся вернуть положение границы в исходное состояние, условно представлены как некоторое градиентное "эффективное магнитное поле". Произведен расчет действующих на возмущенную доменную границу сил со стороны "эффективного поля", обусловленного плоскостной составляющей вектора анизотропии. Найдены условия стабильности ориентации плоской доменной границы. Дано объяснение преимущественной ориентации полосовых доменов, наблюдаемое в эксперименте.

В пленках магнитооптического материала с осью анизотропии, перпендикулярной поверхности пленки, и фактором качества порядка единицы  $q = H_k/4\pi M_s \geq 1$  при отсутствии внешних магнитных полей и оси анизотропии в плоскости пленки реализуется лабиринтная доменная структура. Возникновение лабиринтной структуры связано с тем, что доменная граница как аналог проводника с током неустойчива относительно деформаций изгиба [1–3]. Магнитное поле, возникшее при малой деформации проводника с током, стремится увеличить эту деформацию. В итоге прямые доменные границы оказываются энергетически невыгодными по сравнению с искривленными, что и приводит к появлению лабиринтной доменной структуры.

Наличие составляющей поля анизотропии в плоскости пленки приводит к тому, что вектор намагниченности в доменах поворачивается под ее действием на некоторый угол относительно нормали. Такой поворот вектора намагниченности в доменах уменьшает угол разворота вектора намагниченности в доменных стенках, ориентированных вдоль



**Рис. 1.** *a* — полосовой домен с одной плоской и одной синусоидально возмущенной границей; *b* — качественное поведение функции  $\tilde{\Phi}(kt)$ .

поля анизотропии, и уменьшает энергию доменных стенок. Энергетически выгодной становится ориентация полосовых доменов вдоль поля анизотропии.

Для рассмотрения вопроса об изгибной устойчивости плоской доменной границы вычислим полную энергию синусоидально возмущенной

доменной границы в эффективном магнитном поле с постоянным градиентом (рис. 1, *a*). Поворот доменной границы относительно оси легкого намагничения приведет к повышению удельной энергии доменной границы и появлению некоторых компенсирующих сил, стремящихся вернуть границу в исходное состояние. Эти упругие силы можно заменить при решении задачи на некоторое эффективное градиентное магнитное поле. Величина этих сил и соответственно эффективного градиентного магнитного поля для синусоидально возмущенной границы пропорциональна отношению:  $H_z \sim 2B/\Lambda$ , где  $B$  — амплитуда синусоидального возмущения доменной границы,  $\Lambda$  — период синусоидального возмущения.

Считаем также, что величина поля одноосной анизотропии много больше плоскостной составляющей поля анизотропии и вклад плоскостной анизотропии в общую энергию системы полностью учитывается введенным нами эффективным магнитным полем. Будем считать, что эффективное магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности пленки и в исходном (невозмущенном) состоянии плоской доменной границы равно нулю. Для возмущений с постоянным периодом  $\Lambda$  поле изменяется вдоль оси  $x$  как

$$H_z(x) + \alpha x/\Lambda, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — некоторый постоянный коэффициент, зависящий от величины соотношения между плоскостной и нормальной составляющей поля анизотропии. Равновесное положение границы при  $\alpha > 0$  соответствует координате  $x = 0$ .

Изменение энергии доменной структуры в введенном нами эффективном магнитном поле, обусловленное изгибом границы:

$$\Delta W_H = 4M_s \frac{\alpha}{\Lambda} t \frac{L_y}{\Lambda} \int_S x dS, \quad (2)$$

где  $t$  — толщина магнитной пленки,  $L_y/\Lambda$  — количество изгибов доменной границы, а интегрирование проводится по площади ее полупериода  $S$  (рис. 1, *a*). Интеграл (2) вычисляется следующим образом:

$$\int_S x dS = \int_0^{\frac{\Lambda}{2}} dy \int_0^{B \sin ky} x dx = \frac{\pi B^2}{4k}, \quad (3)$$

где  $k = 2\pi/\Lambda$ . Таким образом,

$$\Delta W_H = \frac{M_s B^2 \alpha t L_y}{2\Lambda}. \quad (4)$$

Далее используем известные формулы для изменения поверхностной энергии доменной границы с ее поверхностной плотностью  $\sigma$ :

$$\Delta W_s = \sigma \frac{2tL_y}{\Lambda} \int_0^\Lambda dy \left( \sqrt{1 + B^2 k^2 \cos ky} - 1 \right) \approx \frac{\sigma t B^2 k^2 L_y}{4} \quad (5)$$

и магнитостатической энергии синусоидально деформированной границы при  $d = \infty$ :

$$\Delta W_M = -4M_s^2 L_y B^2 \left\{ K_0(kt) + \gamma - \ln \frac{kt}{2} \right\}, \quad (6)$$

где  $\gamma = 0.5772$  — постоянная Эйлера,  $K_0$  — функция Макдональда [3].

Суммируя все виды изменения энергии деформированной границы, получаем

$$\Delta W_M = 4\pi M_s^2 L_y B^2 \left[ \tilde{\Phi}(kt) + \frac{\alpha t}{8M_s \Lambda} \right]. \quad (7)$$

Здесь

$$\tilde{\Phi}(kt) = \frac{\sigma(kt)^2}{16M_s^2 t} - \gamma + \ln \frac{kt}{2} - K_0(kt). \quad (8)$$

Анализируя (7) с учетом графической зависимости  $\tilde{\Phi}$  от  $(kt)$  (рис. 1, *b*), приходим к выводу, что при отсутствии градиентного поля ( $\alpha = 0$ ) плоская доменная граница в одноосной пленке всегда неустойчива относительно увеличения амплитуды деформации  $B$ , так как при этом приращение энергии  $\Delta W$  становится отрицательным. Минимальное значение градиента поля  $\alpha/\Lambda$ , при котором плоская доменная граница еще устойчива, находится, очевидно, из условия обращения в нуль приращения энергии  $\Delta W$  при минимально возможном значении функции  $\tilde{\Phi}$ , что определяется соотношениями:

$$\frac{\alpha}{\Lambda} = \frac{8M_s}{t} \left[ K_0(kt) + \ln \frac{kt}{2} + \gamma - \frac{\sigma t k^2}{16M_s} \right], \quad (9)$$

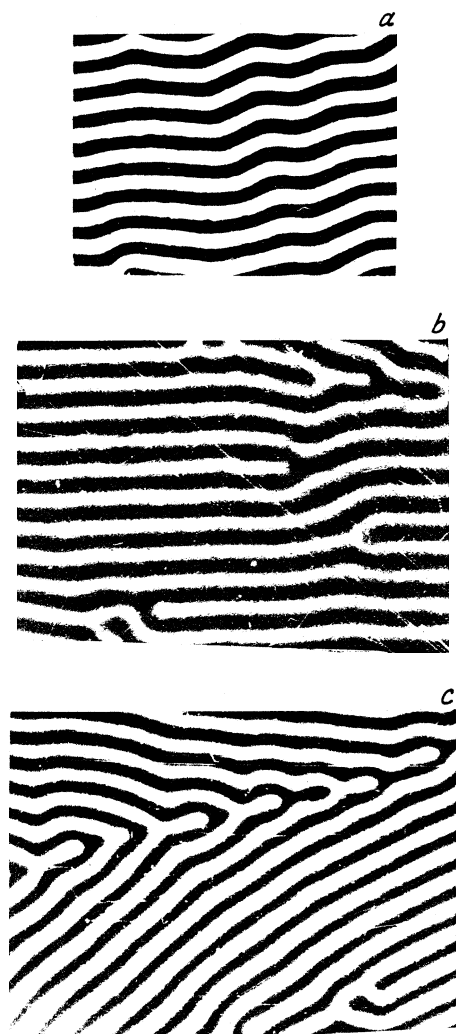
$$\frac{\sigma k}{8M_s^2} - \frac{1}{kt} + K_1(kt) = 0, \quad (10)$$

где  $K_1$  — функция Макдональда. Уравнение (10) определяет период возникающих возмущений.

Из приведенного анализа очевидно, что при положительных значениях производной от функции  $\tilde{\Phi}$  в магнитной пленке устанавливается спонтанная периодическая доменная структура с полосовыми доменами, ориентированными вдоль оси легкого намагничивания в плоскости пленки (рис. 2, *a*). Однако и при отрицательных значениях производной плоскостное поле анизотропии существенно сказывается на ориентации доменов в магнитной пленке. Возникшая деформация доменной стенки может привести к разветвлению исходного полосового домена и росту "ответвления". При этом деформация доменной границы теряет синусоидальную форму. Однако можно качественно описать поведение доменной границы, если перейти к рассмотрению деформаций в направлении оси  $x$  и  $y$ . Ширина возникшего "ответвления" от исходного домена определяется соотношениями (9) и (10) и равна ширине исходного домена. Эффективное поле будет минимальным, если отношение максимума отклонения доменной стенки в направлении оси  $x$  к максимуму перемещения вдоль направления оси  $y$  будет минимальным, т.е., когда возникшая деформация доменной стенки развивается не в направлении оси  $x$ , а начиная с некоторого отклонения порядка периода доменной структуры в направлении оси  $y$ . При таком развитии деформации ее рост не сопровождается увеличением упругих сил со стороны плоскостной составляющей поля анизотропии и формируется  $Y$ -образный разветвленный домен (рис. 2, *b*).

Физическими механизмами, ответственными за появление оси легкого намагничивания в плоскости пленки, являются, например ростовая анизотропия, механические деформации (магнитострикция) или небольшое отклонение кристаллографического направления  $[111]$  подложки от нормали [4]. В магнитных пленках с осью легкого намагничивания в плоскости пленки реализуются дисклинации доменной решетки типа  $Y$ -образного домена (или "вилочная" дисклинация [5]).

Многие факторы, ответственные за анизотропию (ростовые, механические напряжения), могут быть в значительной степени устранены в процессе синтеза магнитной пленки или последующего ее отжига. Если отсутствуют другие физические механизмы, ответственные за формирование оси легкого намагничивания в плоскости магнитной



**Рис. 2.** *a* — фотография полосовой периодической доменной структуры; *b* — фотография дисклинации доменной решетки типа *Y*-образного домена или "вилки"; *c* — фотография дисклинации доменной решетки типа скопления *V*-образных доменов.

пленки, то решающий вклад в процесс формирования плоскостной анизотропии вносят проекции трех остальных кристаллографических направлений [111], ориентированные под углом  $120^\circ$  друг к другу. В этом случае в магнитной пленке формируются скопления  $V$ -образных доменов (рис. 2, *с*).

Проведенное нами рассмотрение поведения полосовых доменов в магнитных пленках с плоскостной составляющей вектора анизотропии, несмотря на свой приближенный характер, довольно хорошо согласуется с экспериментом. Оно не только определяет условия стабильности плоской доменной границы относительно изгибных деформаций, но и качественно предсказывает развитие изгибной деформации стенки, если условия стабильности выполняются не полностью — появление  $Y$ -образного разветвленного домена и скоплений  $V$ -образных доменов.

Периодические доменные структуры находят широкое применение в качестве перестраиваемых магнитооптических дифракционных решеток в оптоэлектронике: в магнитооптических дефлекторах, спектральных анализаторах, датчиках магнитного поля, магнитоуправляемых лазерах и т. д. [4,9]. Следует ожидать, что доменная решетка с дисклинациями при магнитооптической дифракции будет действовать как магнитная голограмма оптического вихря и преобразовывать фундаментальный гауссов пучок в волну, переносящую угловой момент импульса [5–8]. Дисклинации доменной структуры существенно влияют на параметры продифрагировавшего излучения, и от них необходимо либо избавляться (в дефлекторах, спектральных анализаторах, лазерах), либо индуцировать их для получения оптических вихрей. Поэтому задача согласования параметров магнитооптических материалов весьма актуальна, и связь магнитных параметров пленки (например, поля анизотропии) с качеством доменной решетки, рассмотренная в данной работе, позволяет оптимизировать технологию синтеза магнитооптических материалов для конкретных технических применений.

## Список литературы

- [1] Hagedorn F.B. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 1161–1162.
- [2] Schlomann E. // Intern. conf. magnetism. Moscow, August 1973. P. 22–28.
- [3] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев: Наук. думка, 1988. С. 133–135.
- [4] Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. С. 21–65.

- [5] *Nye J.F.* // Proc. R. Soc. Yond. 1983. V. A387. P. 105–132.
- [6] *Грошенко Н.А., Воляр А.В., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. В. 15. С. 37–41.
- [7] *Groshenko N., Fadeyeva T., Volyar A.* // Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystal. SPIE. 1995. V. 2649. P. 212–215.
- [8] *Воляр А.В., Фадеева Т.А., Грошенко Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. В. 22. С. 58–65.
- [9] *Вилесов Ю.Ф., Грошенко Н.А.* Магнитная оптоэлектроника. Симферополь: Таврия, 1995. 230 с.