

Фрактальная модель перемагничивания напряженной феррогранатовой пленки

Л. А. Довбня, Д. Е. Наумов, Б. В. Храмов

Самарский государственный педагогический университет, 443043 Самара, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2001 г.

С помощью эффекта Фарадея в напряженных пленках феррограната исследуется доменная структура и ее поведение во внешнем магнитном поле. На основе результатов эксперимента предлагается модель процесса перемагничивания тонких поликристаллических слоев как процесса развития фрактальных кластеров. Предложенная модель апробируется с помощью компьютерного моделирования процесса перемагничивания.

PACS: 75.40.Mg, 75.60.-d

Значительное несоответствие параметров решеток феррогранатовой (ФГ) пленки a_f и подложки a_c ($\sim 0.5\%$, $a_f > a_c$) приводит к возникновению в пленке критических ($\sim 10^8$ Н/м²) сжимающих напряжений. Как показывают рентгеновские исследования, в этом случае структура пленки формируется в виде “фасетки” [1] – совокупности плотноупакованных монокристаллических зерен размером порядка толщины пленки. Такая структура позволяет рассматривать напряженную ФГ пленку в качестве модели тонкого поликристаллического слоя ферромагнетика.

Исследуемые пленки состава $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Tm}, \text{Gd})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_2\text{O}_{12}$ выращивались в плоскости (111) на галлий-гадолиниевых подложках и имели следующие характеристики: намагниченность насыщения $M_s \sim 5$ кА/м, магнитооптическая добротность $Q \sim 50$ град/дБ ($\lambda = 6328$ Å), толщиной $h = (4 \div 6)$ мкм. Высокая магнитооптическая добротность достигалась большой концентрацией висмута (порядка одного атома на формульную единицу) [2], а малая толщина пленки приводила к реализации сквозной доменной структуры (ДС). Комбинация таких характеристик позволяла использовать для наблюдения ДС и ее динамики магнитооптический эффект Фарадея.

На рис.1а представлена фотография зернистой структуры пленки, полученная в проходящем свете, – светлые зерна окружены темными межзеренными границами, в которых сосредоточена основная масса макроскопических дефектов. На рис.1б приведена фотография ДС, полученная в поляризованном свете для той же области пленки. Из сравнения снимков можно заключить, что размер зерна приблизительно равен ширине домена, а доменная граница (ДГ) локализована на границах зерен. На рис.1с представлена

ДС исследуемой пленки в сравнении с ДС обычной (ненапряженной) ФГ пленки. Видно, что ДС в исследуемом образце имеет явно выраженный фрактальный характер, хотя и сохраняет гексагональную симметрию, обусловленную остаточной магнитной кубической анизотропией в плоскости пленки.

Экспериментальное исследование процесса перемагничивания из однородного намагниченного состояния осуществлялось на магнитооптической установке, позволяющей наблюдать динамику ДС и строить петлю гистерезиса [3]. Исходное состояние пленки достигалось ее намагничиванием до насыщения в направлении [111], перпендикулярном плоскости пленки. После этого прикладывалось поле H обратного направления и изменялось от $-H_s$ до $+H_s$ ($H_s = = 24$ кА/м – поле насыщения).

Установлено, что процесс перемагничивания состоит из трех основных этапов (рис.2):

на первом этапе, в интервале полей $0 \div H_c$ ($H_c \sim 8$ кА/м – коэрцитивная сила), развитие новой магнитной фазы происходит как рост монофрактальных кластеров с фрактальной размерностью $D = 1.7$ (рис.2а,б), центрами роста которых являются зародыши обратной намагниченности (измеренная плотность зародышей $\sim 5 \cdot 10^7$ м⁻²); при этом перемещаются в направлениях типа [110] только те участки ДГ, которые ограничивают свободные концы нитевидных доменов;

на следующем этапе, в полях, больших H_c , монофрактальные кластеры сливаются в единую мультифрактальную структуру, фрактальная размерность которой становится функцией поля H ; развитие новой фазы (рис.2с,д) осуществляется за счет смещения боковых стенок нитевидных доменов, так как свобод-

Рис.1. Фотография участка исследуемой пленки толщиной $h = 5$ мкм. (а) – фотография структуры пленки; (b) – вид ДС на том же участке (фазовый контраст); (с) – ДС исследуемой пленки (амплитудный контраст) в сравнении с ДС (фрагмент в верхнем углу) ненапряженной ФГ пленки

Рис.2. Этапы перемагничивания образца ($M_s = 5$ мА/м): (а) – $H = 2.5$ кА/м; (b) – $H = 6.5$ кА/м; (с) – $H = 9.8$ кА/м; (d) – $H = 15.3$ кА/м; (е) – $H = 21.8$ кА/м; (f) – $H = 26.2$ кА/м

ные концы доменов в этих полях практически отсутствуют;

на последнем этапе, в полях порядка H_s , остаются неперемагниченными отдельные участки пленки в виде цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) неправильной формы, которые поочередно коллапсируют вплоть до значений внешнего поля, равного H_s (рис.2e,f).

Наблюдаемый процесс развития доменов новой фазы можно объяснить, если ДГ считать комбинированной: состоящей из участков простой блоховской

стенки, обладающей высокой подвижностью, и участков жесткой стенки с низкой подвижностью. Простая стенка ограничивает свободные концы нитевидных доменов, а жесткая – их прямолинейные участки. Это предположение подтверждается экспериментально: свободные концы доменов начинают двигаться в полях $H \sim 1$ Э (80 А/м), а боковые стенки – только в полях ~ 100 Э (8 кА/м). Наличие жестких участков ДГ в полосовых доменах описаны, например, в [4] и позднее наблюдались многими другими авторами. На последнем этапе перемагничивания

остаются только жесткие ДГ, поэтому возникающие ЦМД являются жесткими и должны коллапсировать в полях $200 \div 300 \text{ Э}$ ($16 \div 24 \text{ кА/м}$) [5]. В исследуемых пленках поля насыщения составляют $300 \div 350 \text{ Э}$ ($24 \div 28 \text{ кА/м}$).

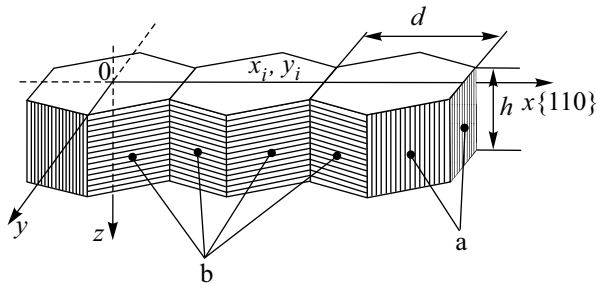


Рис.3. Модель нитевидного домена: а – простая стенка Блоха; б – жесткая стенка

Фрактальный характер ДС и процесса ее перестройки, видимо, следует связывать с высокой плотностью дефектов сосредоточенных на границах зерен. Если каждому зерну поставить в соответствие некоторое среднее значение магнитного поля окружающих его дефектов, то эти поля будут случайным образом распределены в плоскости пленки. Следовательно, ДГ при своем движении будет выбирать то легкое направление в плоскости пленки для данного значения внешнего поля H , в котором магнитное поле дефектов относительно меньше. Поэтому направление “прорастания” свободного конца нитевидного домена с ростом поля H должно случайным образом меняться от одного легкого направления к другому, что и наблюдается экспериментально. Ветвление домена возможно в двух случаях: если магнитные поля дефектов в двух возможных направлениях роста одинаковы, что мало вероятно; более реальна ситуация, когда на изгибе домена, как и на свободном конце, тоже реализуется простая блоховская стенка. В последнем случае при достижении внешним полем соответствующего значения на изгибе зарождается новый нитевидный домен (см. рис.3).

На основе приведенных экспериментальных фактов рассматривается следующая модель перемагничивания для компьютерного моделирования. Объем пленки считается состоящим из плотно упакованных жестких диполей, ориентированных перпендикулярно плоскости пленки. Каждый диполь имитирует отдельное зерно пленки и является доменом-мономером. Он имеет форму шестигранной призмы высотой h , равной толщине пленки, и поперечным размером $d = 2R$ (R – радиус вписанной в шестигранник окружности). Такая форма диполя соответ-

ствует плотной упаковке и позволяет учесть гексагональную магнитную анизотропию в плоскости пленки. Зародышами обратной намагниченности в модели являются домены-мономеры с нулевыми значениями магнитного поля дефектов. Развитие ДС из этих центров осуществляется путем скачкообразного перемещения параллельно самой себе плоской ДГ, являющейся одной из граней призмы, на расстояние d . При этом оказывается перемагниченным соседний диполь и т.д. Таким образом, нитевидный домен реализуется в виде цепочки доменов-мономеров, свободные концы которых ограничены простой блоховской стенкой, а боковые стенки являются жесткими (рис.3).

Компьютерное моделирование проводилось на сетке, представляющей собой сотовую структуру (рис.4). Пусть геометрический центр ячейки сетки имеет координаты x_i, y_j . Тогда условие перемагничивания (i, j) -ячейки определится соотношением

$$H \geq H_c^{i,j} + H_m^{i,j}, \quad (1)$$

где $H_c^{i,j}$ – локальное значение магнитного поля дефектов для (i, j) -ячейки; $H_m^{i,j}$ – локальное значение магнитостатического поля, созданного всеми перемагниченными ячейками:

$$H_m^{i,j} = \sum_{k,l}^N H^{k,l}, \quad (2)$$

где $(k, l) \neq (i, j)$; N – число ячеек сетки (использовалась сетка 200×200 ячеек, то есть $N = 4 \cdot 10^4$). Величина поля $H^{k,l}$ рассчитывалась как поле солениоида, имеющего форму правильной шестигранной призмы высотой h и стороной шестиугольника, равной $2R/\sqrt{3}$, по известной методике, предложенной, например, в [6]. Величина поля $H_m^{i,j}$ просчитывается на каждом шаге ΔH итерации ($\Delta H = 80 \text{ А/м}$). С учетом выражения (2) соотношение (1) принимает вид

$$H \geq H_c^{i,j} + \sum_{k,l}^N H^{k,l}. \quad (3)$$

Величина магнитного поля дефектов $H_c^{i,j}$ присваивается каждой ячейке случайным образом из множества значений аргумента функции распределения $F(H_c)$. Функция распределения задается на интервале $[0 \div H_s]$ и нормируется на число ячеек N .

На данном этапе задача состояла в подборе функции распределения $F(H_c)$. В качестве пробной функции было выбрано гамма-распределение

$$F(H_c) = \frac{1}{\beta^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)} H_c^{\alpha} e^{-H_c/\beta}. \quad (4)$$

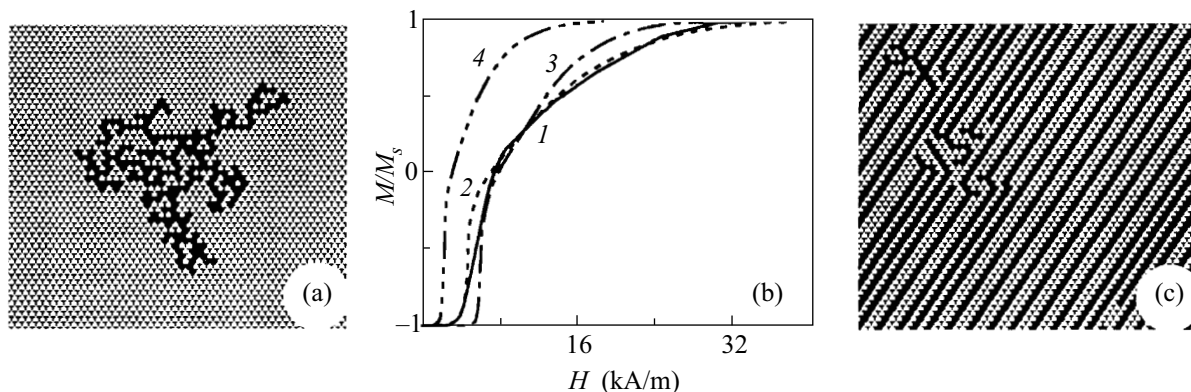


Рис.4. Результаты компьютерного моделирования процесса перемагничивания образца: (а) – фрактальный кластер, полученный на сетке 200×200 ячеек в поле $H = 800$ А/м; (б) – кривые перемагничивания: 1 – экспериментальная кривая; 2 – кривая моделирования для параметров распределения $\alpha = -0.3$; $\beta = 2.8$; 3 – $\alpha = 0$; $\beta = 1.0$; 4 – $\alpha = 1.0$; $\beta = 3.0$; (с) – геометрия моделируемой ДС для дельта-распределения магнитных полей дефектов

Наилучшее согласие с экспериментом получается для значения параметров $\alpha = -0.3$ и $\beta = 2.8$ (рис.4б). Это обстоятельство, видимо, следует связывать с тем, что основная масса дефектов в пленке обусловлена сжимающими критическими напряжениями, величина которых практически постоянна во всех областях пленки. Поэтому обусловленные этими напряжениями магнитные поля образуют компактную область, что и соответствует распределению (4).

Следует ожидать, что в случае бездефектной пленки ДС будет полосовой. ДС такой геометрии наблюдается в обычных пленках ЦМД. В рамках рассматриваемой модели такая ситуация предполагает постоянство магнитного поля дефектов во всех точках пленки. Ее можно смоделировать, например, дельта-распределением вместо распределения (4). Геометрия ДС в случае дельта-распределения, которую дает компьютерное моделирование для образца с теми же характеристиками, изображена на рис.4с. Ее ДС на самом деле оказывается полосовой.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования позволяют заключить, что предлагаемая феноменологическая модель процесса перемагничивания, рассматривающая этот процесс как развитие фрактальных доменных кластеров, по крайней мере, качественно подтверждается экспериментом.

В заключение отметим, что ДС, имеющая фрактальную геометрию, и ее перестройка в напряженных пленках ФГ, исследована нами. Детально изучен процесс перемагничивания таких образцов и установлено, что этот процесс происходит как развитие фрактальных доменных кластеров. Результаты экспериментальных исследований позволяют сконструировать модель тонкого поликристаллического

слоя в виде совокупности жестких диполей, образующих ветвящиеся цепочки нитевидных доменов, ориентированных вдоль легких осей в плоскости образца. Компьютерная апробация модели показывает, что предложенная модель позволяет полностью описать петлю гистерезиса в исследованных пленках и предсказать геометрию ДС в типичных пленках ЦМД. Заметим, что в отличие от предложенных ранее, например в [7, 8], моделей перемагничивания поликристаллических слоев, где рассматриваются образцы, состоящие из одного, двух и максимально четырех зерен, рассмотренная модель позволяет описать образец, состоящий, в принципе, из любого числа частиц. В заключение отметим, что нами применен фрактальный подход к описанию перестройки ДС в магнитном поле.

1. D. M. Gnaletieri and P. E. Tumeity, J. Appl. Phys. **57**, 3886 (1985).
2. А. Я. Червоненкис, А. М. Балбашов, *Магнитные материалы для микроэлектроники*, М.: "Энергия", 1979, с.102.
3. Л. А. Довбня, Б. В. Храмов, *Тезисы докладов международной конференции молодых ученых "Оптика-99"*, Санкт-Петербург, 1999.
4. D. I. Craik and G. Myers, Phil. Mag. **31**, 489 (1975).
5. Э. Бобек, Э. Делла Торре, *Цилиндрические магнитные домены*, М.: Энергия, 1977.
6. Т. О'Делл, *Магнитные домены высокой подвижности*, М.: Мир, 1978.
7. М. М. Соловьев, ФММ **48**, 58 (1979).
8. А. В. Чернышев, А. Н. Коврига, ЖТФ **66**, 68 (1996).