

Термодинамически устойчивые фракталоподобные доменные структуры в магнитных пленках

Ф. В. Лисовский¹⁾, Л. И. Лукашенко, Е. Г. Мансветова

Институт радиотехники и электроники РАН, 141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 4 марта 2004 г.

Выявлена фракталоподобная структура доменных границ в “закритических” магнитоодноосных пленках пермаллоя. Определена зависимость фрактальной размерности доменных границ на поверхности пленок от толщины. Показано, что фазовый переход между двумя возможными типами фракталоподобных структур сопровождается скачком фрактальной размерности.

PACS: 75.70.Kw

В различных областях современной науки и техники (математика, физика, радиоп физика, астрономия, акустика, химия, биология, вычислительная техника, радиолокация и др. [1–7]) для исследования и моделирования различных процессов и явлений все более широкое применение находит подход, основанный на использовании понятия о фракталах – организованных по иерархическому принципу самоподобных топологических множествах с нецелочисленной размерностью D_f , определяемой соотношением

$$D_f = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\log N_\epsilon}{\log(1/\epsilon)}, \quad (1)$$

где N_ϵ – минимальное число гиперкубов с длиной ребра ϵ , необходимых для полного покрытия фрактального множества. Приоритет в инициализации такого подхода безоговорочно отдадут математикам [8], хотя это и не бесспорно: практически одновременно и независимо идея о фрактальной природе критического состояния конденсированных сред была высказана физиками [9], что в дальнейшем послужило отправной точкой для разработки метода ренорм-групп [10]. Причиной возникновения этой несправедливости явилось то, что при практическом использовании теории ренорм-групп можно вообще не вспоминать о фракталах²⁾.

Опытные доказательства фрактальной природы критических флуктуаций по понятным причинам носят исключительно косвенный характер. Между тем, в магнетизме существуют более доступные для наблюдения и исследования фрактальные объекты.

Так, знакомые всем лабиринтные доменные структуры (ДС) с множественными боковыми отростками у доменных границ (ДГ), существующие в одноосных пленках магнетиков с большой положительной константой анизотропии $K_u \gg 2\pi M^2$, где M – намагниченность насыщения, и с осью легкого намагничивания вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности (далее – ось z), являются прямыми материальными аналогами “извивающихся змей” Пеано–Госпера [11]. Еще более ярким примером фрактальных объектов являются наблюдаемые в таких же пленках при $K_u \leq 2\pi M^2$ доменные структуры (см. рис.1), о которых пойдет речь далее.

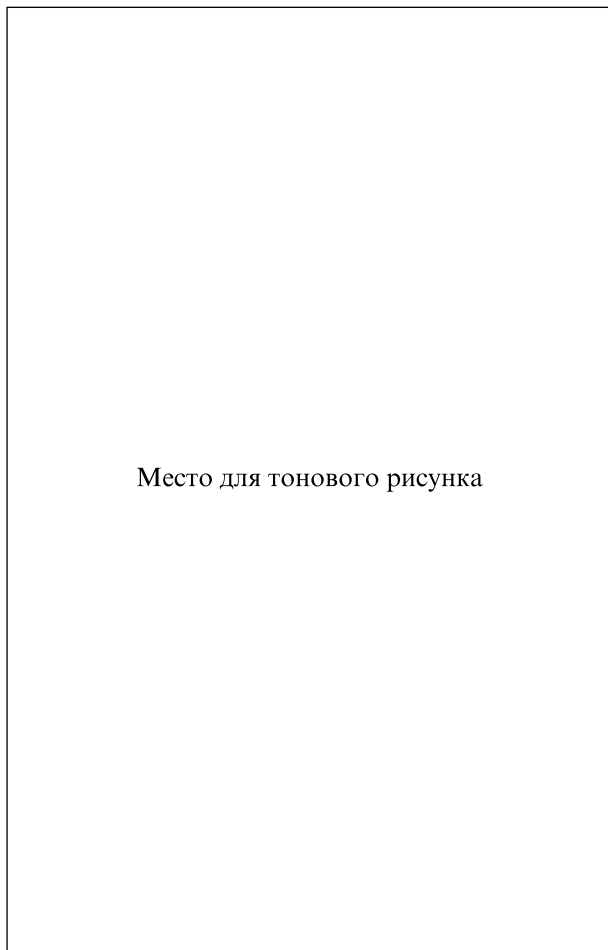
Исследовались пленки пермаллоя (83% Ni, 17% Fe) толщиной L от 1 до 170 мкм, полученные методом вакуумного (10^{-4} мм рт.ст.) осаждения на подложки из полированного дюралюминия. Значения константы одноосной анизотропии K_u и намагниченности насыщения M в полученных пленках составляли соответственно $5 \cdot 10^4$ эрг/см³ и 800 Гс, то есть отношение $K_u/2\pi M^2$ было равно 0.0124. Визуализация ДС производилась методом Акулова–Биттера с помощью магнитной суспензии, изготавливаемой по рецепту Эльмора³⁾.

Серия фотографий, приведенная на рис.1, иллюстрирует процесс изменения ДС пермалловых пленок при увеличении толщины от 20 мкм (а) до 170 мкм (г). В очень тонких пленках ($L < 3$ мкм) существуют простые (монопериодические) полосовые ДС (фотографии не приводятся) с периодом d ; при $L > 3$ мкм возникают зигзагообразные приповерхностные искажения профиля ДГ с периодом Λ , то есть структуры становятся бипериодическими

¹⁾ e-mail: lisf@dataforce.net

²⁾ При представлении диаграмм состояния магнетиков на комплексной плоскости связь между теорией ренорм-групп и фрактальной геометрией становится очевидной; см., например, раздел “Магнетизм и комплексные границы” в [4].

³⁾ Подробное описание метода выращивания пленок, а также процедур измерения их магнитных параметров и толщины см. в [12].



Место для тонового рисунка

Рис.1. Эволюция доменной структуры пермалловых пленок при увеличении толщины от 20 мкм (а) до 170 мкм (г)

(рис.1а). С ростом толщины амплитуда зигзагообразных искажений нарастает, и при $L > 50$ мкм начинается ветвление ДГ путем последовательного расщепления верхушечной части зигзагов или образования отростков⁴). Этот процесс имеет место в интервале толщин от 50 мкм до 130 мкм (рис.1б-е), причем у верхней границы интервала (рис.1е) каждый из зубцов приобретает очертания, напоминающие форму отдельного луча квадратной снежинки Мандельброта [1, 11], имеющей фрактальную размерность $D_f = 1.5$. В более толстых пленках ($L > 130$ мкм) происходит качественное изменение топологии ДГ, а именно: образуются цепочки овальных ДГ, соответствующих изолированным приповерхностным конусообразным

⁴ Черные и белые области на рис.1, соответствующие доменам с $M_z > 0$ и $M_z < 0$, обладают антисимметрией (типа черно-белых мозаик Эшера), поэтому появление выступа на границе черного домена означает, что на границе белого домена образовалась впадина.

доменам, проникающим в толщу пленки на глубину, не превышающую $L/2$, и имеющим обратный знак компоненты M_z по отношению к тем полосовым доменам, внутри которых располагаются данные конусы (рис.1ф,г).

Фрактальная размерность ДГ на поверхности пленок определялась следующим образом. Сначала “аналоговые” фотографии ДС с помощью сканера подвергались оцифровке с пространственным разрешением, обеспечивающим выполнение условия $a \ll \ll \min\{R_{min}, t_{min}\}$, где a – линейный размер пиксела, R_{min} – минимальный радиус кривизны ДГ, t_{min} – минимальная ширина доменов на поверхности. Затем с помощью стандартной прикладной программы производилась операция выделения контуров по среднему уровню черного, в результате чего получалось изображение доменных границ, соответствующих значениям $M_z = 0$ на поверхности пленок. Далее осуществлялось покрытие границы (в пределах элементарной ячейки бипериодической ДС размером $d \times \Lambda$) квадратами с длиной стороны ϵ , уменьшающейся по закону 2^{-n} , где n – номер покрытия. Поскольку ДГ являются реальным (физическим) фракталом, который имеет конечное число уровней иерархии, для определения фрактальной размерности необходимо предварительно выполнить линейную аппроксимацию экспериментальной зависимости $\log N_\epsilon = f(\log(1/\epsilon))$, и далее вместо формулы (1) воспользоваться следующим соотношением [1]:

$$D_f = \frac{\log N_\epsilon^* - C}{\log(1/\epsilon)}, \quad (2)$$

где C – константа, зависящая от выбора единицы измерения ϵ , а N_ϵ^* – значения аппроксимирующей линейной функции в точках, соответствующих используемым для покрытий значениям ϵ . Из (2) следует, что фрактальная размерность равна угловому коэффициенту прямой, аппроксимирующей построенную в двойном логарифмическом масштабе зависимость $N_\epsilon = f(1/\epsilon)$.

Типичный вид экспериментальной зависимости $N_\epsilon = f(1/\epsilon)$ для пленки толщиной ≈ 80 мкм в двойном логарифмическом масштабе показан на рис.2 (точки). Анализ аналогичных зависимостей для всех исследованных пленок показал, что для получения адекватных значений фрактальной размерности ДГ линейную аппроксимацию следует проводить для усеченного набора данных (см. штриховую прямую на рис.2). Причиной отклонения от линейности при малых значениях $1/\epsilon$ (покрытие крупными квадратами) являются заметные отклонения от самоподобия для крупномасштабных искажений профиля ДГ (см.

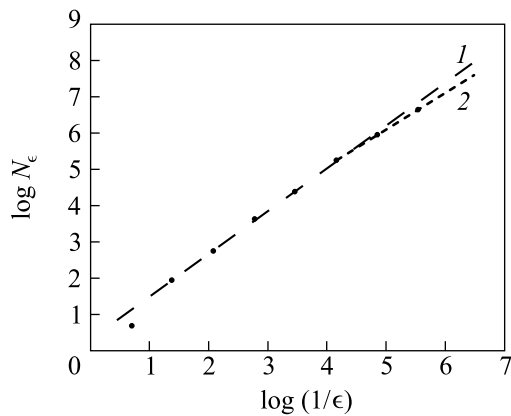


Рис.2. Зависимость количества покрывающих фрактальную доменную границу квадратов N_ϵ от обратной длины стороны последних $1/\epsilon$ в двойном логарифмическом масштабе. • – экспериментальные значения; штриховая прямая – линейная аппроксимация для усеченного набора точек; пунктирная прямая – линейная аппроксимация для точек, отвечающих условию $\epsilon < \min\{R_{\min}, t_{\min}\}$

рис.1); при покрытии слишком малыми квадратами с некоторого достаточно малого значения ϵ_{cr} начинает выполняться условие $\epsilon < \min\{R_{\min}, t_{\min}\}$, в результате чего число покрывающих квадратов при $\epsilon < \epsilon_{cr}$ возрастает обратно пропорционально ϵ , а наклон аппроксимирующей прямой для множества таких экспериментальных точек становится равным единице (прямая 2 на рис.2).

Определенные с учетом сделанных замечаний значения фрактальной размерности доменных границ D_f на поверхности пленок различной толщины представлены на графике рис.3, где по оси абсцисс отложены не значения толщины L , а отношение Λ/d . Это

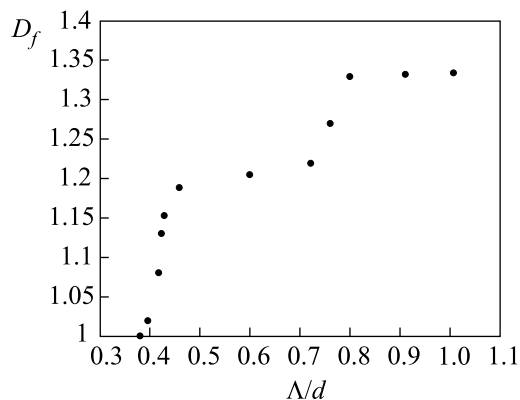


Рис.3. Зависимость фрактальной размерности доменных границ D_f на поверхности пленок от отношения Λ/d

было сделано в связи с тем, что локальное измерение L не может быть выполнено с достаточно высокой точностью, тогда как величина Λ/d может быть достоверно определена в любом выбранном участке пленки по фотографиям. При этом также отпадает необходимость в измерениях абсолютных значений периодов ДС Λ и d . Отношение Λ/d монотонно нарастает с ростом толщины пленок; крайняя левая точка на рис.3 соответствует толщине 50 мкм, крайняя правая – 170 мкм.

Из рис.3 следует, что на начальной стадии ветвления ДГ фрактальная размерность быстро нарастает при увеличении толщины пленок, после чего наступает насыщение на уровне значений $D_f \simeq 1.2$. Появление кольцевых доменных границ при $\Lambda/d > 0.75$ приводит к резкому увеличению фрактальной размерности до значения $\simeq 1.35$, которое далее практически не изменяется. Наблюдаемый скачок фрактальной размерности, обусловленный изменением топологии фрактала, происходит в том же самом интервале изменения толщины пленок, где имеет место фазовый переход между двумя типами ДС, сопровождающийся удвоением периода Λ (ср. рис.1e и f).

Результаты выполненных исследований свидетельствуют о том, что ДС в достаточно толстых пленках одноосных магнетиков представляют собой фракталоподобные объекты, размерность которых монотонно нарастает при увеличении толщины. Доменные границы на поверхностях пленок являются плоскими фракталами, сами же домены являются объемными фрактальными образованиями. В центре пленок ($z = 0$) домены имеют плоскопараллельные границы, которые при приближении к каждой из поверхностей $z = \pm L/2$ ветвятся, в результате чего домены приобретают древовидную структуру. Можно считать, что линии $M_z = 0$ в плоскостях $z = \pm l/2$, где $l < L$, имеют ту же самую структуру, что и ДГ на поверхностях пленки толщиной l .

Уникальная особенность наблюдаемых ДС заключается в том, что они, во-первых, являются термодинамически устойчивыми, то есть отвечают основному состоянию магнетика, и, во-вторых, в том, что они реализуются в однородной бездефектной среде. Подобные структуры наблюдались не только в пермаллое, но и в других металлических пленках (например, кобальтовых), а также в монокристаллических пленках и массивных монокристаллах магнетоплюмбита, бариевого феррита, ферритов-гранатов и ферритов-шпинелей (см., например, [13] и приведенную там библиографию). Это отличает описанные ДС от фракталоподобных структур, образующихся в

аморфных или гранулированных магнитных пленках в нестационарных магнитных полях [14–18].

К уникальным характеристикам изученных нами неоднородных распределений магнитного момента относится и то, что они представляют собой реально существующие в материальных средах бипериодические фракталоподобные структуры, близкие к идеальным геометрическим фракталам.

Утверждение о фрактальной природе ветвящихся доменных структур ранее было сформулировано в [19].

-
1. В. В. Mandelbrot, *The fractal geometry of nature*, Freeman, N.Y., 1982.
 2. *Фракталы в физике*, под ред. Л. Пьетронеро, Э. Тозатти, пер. с англ., М.: Мир, 1988 (*Fractals in physics*, Eds. L. Pietronero and E. Tozatti, North Holland, Amsterdam, 1985).
 3. A. Bunde and S. Halvin, *Fractals in science*, Springer-Verlag, Berlin, 1995.
 4. Х.-О. Пайтген, П. Х. Рихтер, *Красота фракталов*, пер. с англ., М.: Мир, 1993 (H.-O. Peitgen and P. H. Richter, *The beauty of fractals*, Springer-Verlag, Berlin, 1993).
 5. А. И. Олемской, А. Я. Флат, УФН **163**, 1 (1993).
 6. В. В. Зосимов, Л. М. Лямшев, УФН **165**, 361 (1995).
 7. А. А. Потапов, *Фракталы в радиофизике и радиолокации*, М.: Логос, 2002.
 8. В. В. Mandelbrot, *Science* **155**, 636 (1967).
 9. L. P. Kadanoff, *Physics* **2**, 263 (1966).
 10. K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **B4**, 3174; 3184 (1971).
 11. М. Гарднер, *От мозаик Пенроуза к надежным шифрам*, пер. с англ., М.: Мир, 1993 (M. Gardner, *Penrose tiles to trapdoor cipher*, W.H. Freeman & Co., New York, 1989).
 12. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, Ю. В. Золотницкий, Б. А. Авраменко, ЖЭТФ **59**, 1177 (1970).
 13. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, ЖЭТФ **111**, 283 (1997).
 14. В. Е. Bernacki and M. Mansuripur, *J. Appl. Phys.* **69**, 4960 (1991).
 15. G. V. Sayko, A. K. Zvezdin, T. G. Pokhil et al., *IEEE Trans. on Magn.* **28**, 2931 (1992).
 16. A. Kirilyuk, J. Ferre, and D. Renard, *Europhys. Lett.* **24**, 403 (1993).
 17. В. Г. Клепарский, Н. И. Кармацкий, М. Киселевский, *Сборник трудов XVII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, М.: УРСС, 2000, стр. 710.
 18. Т. А. Писаренко, А. М. Фролов, Г. С. Крайнова и др., *Сборник трудов XVIII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, М.: УРСС, 2002, стр. 593.
 19. И. Е. Дикштейн, Д. В. Кузнецов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Сборник трудов XVI международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники"*, ч. II, М.: УРСС, 1998, стр. 510.