Хаотическая динамика взаимодействующих доменных границ в одноосной ферромагнитной пленке

© М.М. Соловьев, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 27 июня 1997 г.)

Рассматривается нелинейная динамика периодической системы взаимодействующих доменных границ в тонкой ферромагнитной одноосной пленке с перпендикулярной анизотропией. Взаимодействие между доменными границами осуществляется через магнитостатические размагничивающие поля доменов. Полученные уравнения движения такой системы границ решаются численно методом Рунге–Кутта 4–5 порядка, а индикаторами типа колебаний служат равномерность распределения фазовой траектории, вид сечения Пуанкаре и спектральная плотность этих колебаний. В результате проведенного компьютерного эксперимента для данной нелинейной системы обнаружены все известные типы колебаний: периодические, квазипериодические и хаотические. Результаты расчета имеют универсальный характер для одноосных высокоанизотропных ферромагнитных пленок с полосовой доменной структурой, поскольку возможен простой пересчет полученных результатов для материалов с различными магнитными характеристиками.

Интерес к исследованиям динамических свойств доменных границ (ДГ) связан не только с уникальными свойствами этих нелинейных объектов, способных менять свою внутреннюю структуру в процессе движения, но и с перспективой их практического использования в качестве носителей информации в устройствах памяти на вертикальных блоховских линиях [1].

В последние годы появились работы [2,3], в которых предсказывается хаотическое поведение ДГ в периодических внешних магнитных полях и пространственно-периодических потенциальных рельефах, что может представлять интерес как для физики нелинейных явлений, так и для прикладных целей. В последнем случае хаотическое поведение ДГ может рассматриваться как источник неустранимых шумов, не связанный с наличием в веществе дефектов.

Заметим, что довольно подробно изучена нелинейная динамика лишь одиночных ДГ [2,4]. Что же касается исследований нелинейной динамики взаимодействующих ДГ в периодических доменных структурах (ДС), то здесь можно назвать лишь работы, посвященные изучению движения ДГ в металлических пластинах с мощной вихревой диссипацией энергии. Полностью отсутствуют работы, относящиеся к исследованию связанных систем ДГ в магнитодиэлектриках, где диссипативные процессы выражены сравнительно слабо. Именно этому вопросу и посвящена данная работа.

1. Постановка задачи

Нами исследованы нелинейные колебания ДГ в магнитно-одноосных ферромагнитных пластинах с перпендикулярной анизоторопией, движущихся в самосогласованном пространственно-периодическом магнитном поле, создаваемом поверхностными магнитостатическими зарядами. Модель ДС такой пленки представлена на рис. 1.

По оси 0Z пленка имеет толщину L, а в плоскости X0Y она неограничена. ДГ полосовой структуры расположены вдоль оси 0Y. Намагниченность M в доменах направлена по или против оси 0Z. Толщиной ДГ в принятой модели пренебрегаем. Период ДС, т.е. суммарную ширину двух соседних доменов с противоположным направлением намагниченности, обозначаем как $2D$ и считаем его постоянным.

Под действием внешнего магнитного поля H, направленного по оси 0Z, домены с положительным (направленным по полю) M будут расти. Это отклонение от равновесного (при $H = 0$) положения обозначим как x_0. В силу симметрии задачи это отклонение будет одинаковым для всех ДГ — задача остается одномерной.

Итак, поле H, параллельное оси 0Z, вызывает движение ДГ по оси 0X. Следствием этого является возникновение дополнительных "магнитных зарядов" на поверхностях X0Y пленки, и плотность соответствующей размагничивающей энергии принимает вид

$$\gamma_m = 8\pi M_s^2 x_0^2/D^2 + (8DM_s^2/\pi^2 L) \times \sum_{n=1}^{\infty}\big(1-\exp(-\pi nL/D)\big)/n^3 - (8DM_s^2/\pi^2 L) \times \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\cos(2\pi n x_0/D)\big(1-\exp(-\pi nL/D)\big)/n^3, \quad (1)$$

где M_s — намагниченность насыщения материала пленки.

Градиент энергии (1), описывающий взаимодействие ДГ, является собственной возвращающей силой в уравнении движения границы [5,6], что с учетом внешнего периодического поля дает

$$x''_{tt} = -\Big[x + (2/l)\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\sin(nx)\big(1-\exp(-nl)\big)/n^2\Big] + \pi h\sin(wt). \quad (2)$$

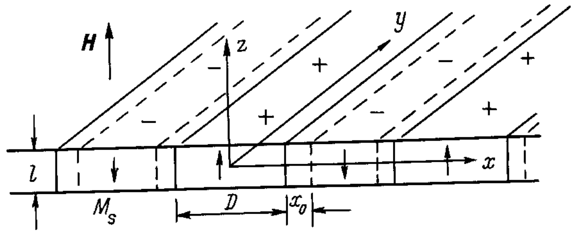

Рис. 1. Модель доменной структуры одноосной высокоанизотропной ферромагнитной пленки. l — толщина пленки, D — ширина домена в отсутствие поля, x_0 — смещение границы от исходного положения.

Здесь мы пренебрежем трением. Влияние этого члена, пропорционального скорости, будет рассмотрено отдельно.

Уравнение движения ДГ (2) дано в относительных единицах, где обозначено

$$x = 2\pi x_0/D, \quad l = \pi L/D, \quad h = H_0/4\pi M_s, \qquad (3)$$

а H_0 — амплитуда внешнего магнитного поля.

Для пересчета безразмерных относительных единиц в уравнении (2) в реальные физические единицы необходимо кроме соотношений (3) использовать следующие формулы:

$$t_0 = t/K, \quad \omega_0 = \omega K, \qquad (4)$$

где $K^2 = 8\pi M_s^2/mD$.

Нулевым индексом здесь обозначены реальное время и частота внешнего магнитного поля в выбранной системе единиц измерения, m есть эффективная масса доменной границы.

2. Результаты и обсуждение

Численный эксперимент по решению динамического нелинейного уравнения (2), проведенный стандратным методом Рунге–Кутта 4–5 порядка, дает для системы ДГ весь спектр известных типов колебаний: периодические, квазипериодические и хаотические. Индикатором классификации этих типов колебаний являются нерегулярность фазовой траектории, вид сечения Пуанкаре и Фурье-спектры этих колебаний [5].

Качественному пониманию приводимых результатов способствует рис. 2, изображающий возвращающуюся силу, действующую на ДГ, в зависимости от величины отклонения x. Видно, что при больших l (кривая *1*) колебание ДГ является гармоническим почти до максимально возможных амплитуд ($x = \pm\pi$). С уменьшением толщины пленки колебание остается линейным только для достаточно малых отклонений. Например, при $l = 1$ (кривая *2*) совпадает с касательной $y = 0.24x$ достаточно хорошо лишь для $x < 1$. Для очень тонких пленок интервал амплитуд, в котором колебание будет гармоническим, вновь возрастает. Для $l = 0.1$ (кривая *4*) он равен $x < 2.5$.

Таким образом, поскольку линейные колебания изучены достаточно полно и более интересен случай нелинейных колебаний в широкой области возможных амплитуд, мы выберем параметр толщины пленки равным $l = 1$. Пусть бифуркационным параметром в задаче является величина внешнего поля h и для того чтобы выявить характер колебаний ДГ наиболее полно, нужно подобрать частоту поля ω.

Если принять $\omega = 0.25$ и $h = 0.03$ (что собственно обеспечивает малость колебаний), то колебание является периодическим ($T_0 = 2\pi/\omega$) и представляет собой сумму вынуждающего и свободного сопровождающего колебания с вдвое большей собственной частотой (см. [6]) — колебания линейны в этой области. Если же изменить частоту внешнего магнитного поля ($\omega = 0.3$), то колебание представляет собой наложение двух несоизмеримых частот (что видно по спектру Фурье колебания, рис. 3, *a*) и становится квазипериодическим: в сечении Пуанкаре получаем эллипс, а фазовая траектория распределяется равномерно в своей области (рис. 3, *b*, *c*).

Повысим амплитуду поля (и колебаний ДГ), т. е. перейдем в область нелинейных колебаний, что существенно усложняет их картину. Например, при $h = 0.041$ колебание вновь становится периодическим ($T = 2T_0$), и в сечении Пуанкаре имеем две точки. Затем при $h = 0.048$ периодичность нарушается, но не получается и суммы нескольких гармонических колебаний. Колебание становится хаотическим: фазовая траектория теряет упорядоченный характер, а сечение Пуанкаре приобретает фрактальный вид (рис. 4).

При $h = 0.056$ колебание вновь упорядочивается и становится трехпериодическим ($T = 3T_0$) — в сечении Пуанкаре имеем три точки. С дальнейшим ростом амплитуды поля $h = 0.062$ вновь получаем хаотические колебания, сечение Пуанкаре которых есть фрактальная структура, представляющая собой совопупность точек на плоскости, почти сплошь заполняющих некоторую ограниченную область, а Фурье-спектр колебания — типичный для хаоса широкополосный шум (рис. 5).

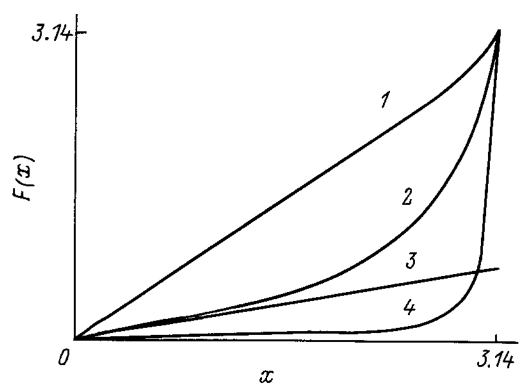

Рис. 2. Собственная возвращающая сила, действующая на колеблющуюся границу, в зависимости от величины отклонения x. Кривые *1, 2, 4* соответствуют $l = 10, 1, 0.1$. Прямая *3* ($y = 0.24x$) есть касательная к кривой *2* в точке $x = 0$.

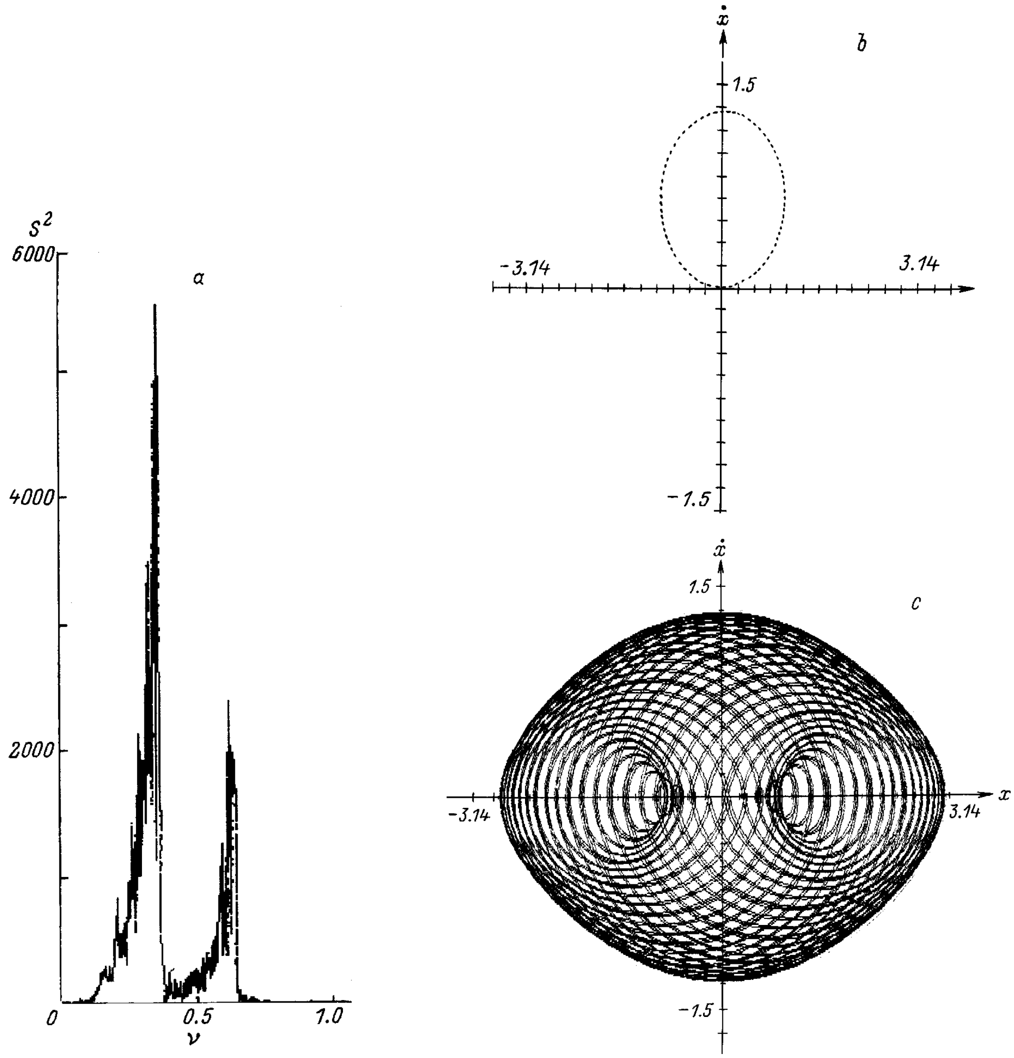

Рис. 3. Спектральная плотность колебаний системы ДГ при $\omega = 0.3$, $h = 0.03$ (a); сечение Пуанкаре (b) и фазовый портрет (c) этих колебаний.

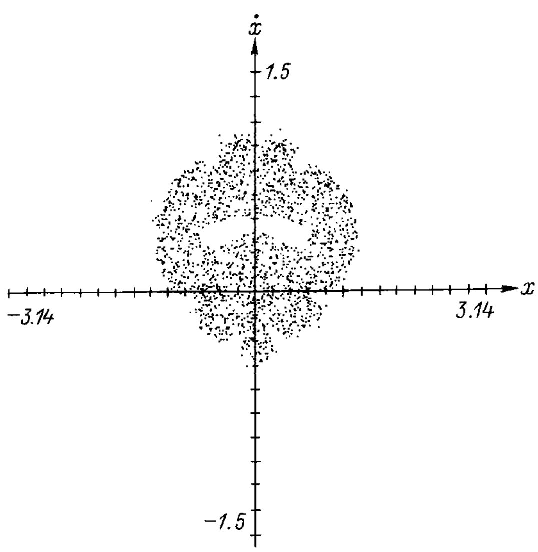

Рис. 4. Фрактальный характер сечения Пуанкаре колебаний ДГ при амплитуде поля $h = 0.048$ и частоте $\omega = 0.3$.

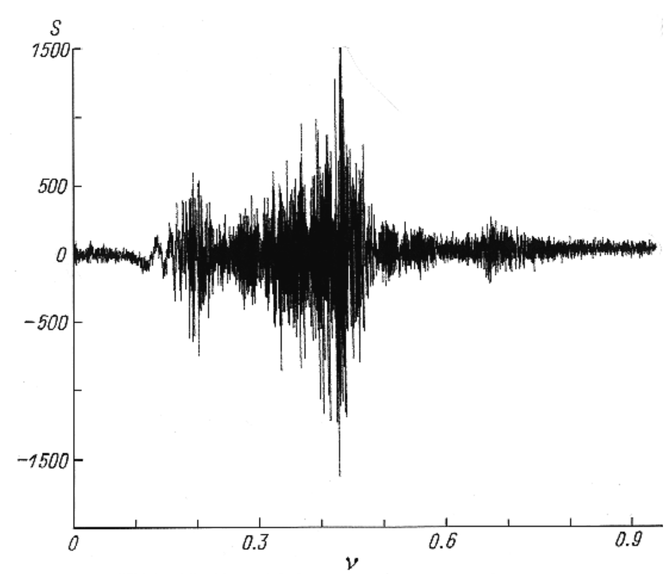

Рис. 5. Фурье-спектр колебаний системы границ при наступлении хаоса.

Хаотичность колебаний системы ДГ сохраняется и при $h = 0.11$, но сечение Пуанкаре представляет собой систему замкнутых петель [7]. Затем по мере изменения величины поля так и продолжается чередование периодических и хаотических колебаний.

Таким образом, в настоящей работе были получены следующие результаты.

1) С учетом реальной нелинейной возвращающей силы и взаимодейстия ДГ впервые исследовано нелинейное динамическое поведение границ периодической доменной структуры.

2) Для системы взаимодействующих ДГ обнаружены все типы известных колебаний: периодические, квазипериодические и хаотические, которые возникают перемежающимся образом. Индикаторами типа колебаний служат равномерность распределения траекторий, вид сечения Пуанкаре и Фурье-спектры колебаний.

3) Расчеты имеют универсальный характер для одноосных пленок с полосовой ДС, так как возможен перерасчет результатов по формулам (4) для материалов с различными магнитными характеристиками.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-16802).

Список литературы

[1] Р.У. Вуд. ТИИЭР **74**, *11*, 97 (1986).
[2] H. Okuno, T. Homma. IEEE Trans. Magn. **29**, *6*, 2506 (1993).
[3] H. Okuno, T. Homma. Digest of 14 Int. Colloq. on Magn. Films and Surf. (1994). P. 648–649.
[4] A. Sukiennicki, R.A. Kosinski. J. Magn. Magn. Mater. **129**, *2–3*, 213 (1994).
[5] Т.С. Паркер, Л.О. Чжуа. ТИИЭР **75**, *8*, 7 (1987).
[6] И.М. Бабаков. Теория колебаний. Наука, М. (1965).
[7] R.A. Kosinski. Digest of Int. Magn. Conf. (13–16 Apr. 1993). ER-01.