Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.9, стр.580 - 583 ©1993 г. 10 мая

ПЕРЕХОД ОТ САМООРГАНИЗАЦИИ К ХАОСУ В ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТКАХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ С ГРАНИЦАМИ В ФОРМЕ КРИВЫХ КАССИНИ

Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Е.П.Николаева

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

Поступила в редакцию 6 апреля 1993 г.

Методом высокоскоростной фотографии изучены динамические свойства цилиндрических магнитных доменов в двумерных решетках с описываемой пространственными группами $P6$ и $Pab2$ симметрией, возникающих в процессе самоорганизации под действием импульсного поля подмагничивания. Обнаружен эффект деления доменов, определяющий сценарий перехода от режима самоорганизации к хаосу, и показано, что на всех стадиях движения форма доменных границ хорошо описывается кривыми Кассини.

Ранее сообщалось об обнаружении новых типов самоорганизации магнитного момента в пленках ферритов-гранатов с большой константой одноосной анизотропии β_u под действием монополярных импульсов поля подмагничивания [1-3]. Было установлено, что важнейшую роль в возникновении явления самоорганизации играет аномальная квазиэллиптическая мода пульсационных колебаний цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), характеризующаяся периодическим изменением ориентации большой оси симметрии доменов на $\pi/2$. При превышении некоторого критического значения амплитуды $\tilde{H} = \tilde{H}_{cr}$ (или длительности $\tau_p = \tau_p^{(cr)}$) импульса поля подмагничивания самоорганизация прекращается и происходит переход к хаотическому режиму движения доменов.

В настоящей работе приведены результаты исследования сценария перехода от режима самоорганизации к режиму хаотического движения доменов, полученные методом высокоскоростной фотографии с двухимпульсной подсветкой и временем экспозиции $\simeq 10$ нс. В опытах использовалась пленка феррита-граната состава $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 8,2 мкм на подложке из $Gd_3Fe_5O_{12}$ с ориентацией (111), имеющая период лабиринтной доменной структуры (ДС) 54,3 мкм, константу одноосной анизотропии $\beta_u \simeq 10^3$, намагниченность $M \simeq 5$ Гс и поле коллапса ЦМД 18,6 Э. Импульсы магнитного поля длительностью $\tau_p = 4$ мс, создаваемые плоской катушкой с внутренним диаметром 1 мм, имели примерно треугольную форму с длительностью фронта τ_r и среза τ_f около 2 мкс; поле $\tilde{H}$ было направлено по нормали к пленке.

Эксперименты проводились следующим образом. Сначала в пленке в режиме самоорганизации при амплитуде импульсов $|\tilde{H}| < |\tilde{H}_{cr}|$ создавалась и "замораживалась" (путем отключения генератора импульсов) динамически устойчивая ДС с симметрией, описываемой пространственной группой $Cmm2$ или $P6mm$ (для статических ДС – $Pab2$ или $P6$). Затем генерировался одиночный импульс поля подмагничивания с амплитудой $|\tilde{H}| = |\tilde{H}_{cr}| + \delta H$, незначительно ($dH \ll |\tilde{H}_{cr}|$) превышающей порог перехода от периодического движения доменов к хаотическому; два импульса подсветки подавались с временной задержкой $\tau_1 = var$ и $\tau_2 = var$ для регистрации мгновенного вида динамических

ДС в выбранные моменты времени[1]. После получения каждой фотографии аналогичная процедура повторялась для других значений τ_2. Приведенные далее результаты относятся к ДС с симметрией $Pab2$; для структур с симметрией $P6$ экспериментальные данные аналогичны.

Анализ вида динамических ДС при $|\tilde{H}| > |\tilde{H}_{cr}|$ для различных τ_2 показывает, что причиной перехода от самоорганизации к хаотическому движению является деление гантелевидных доменов путем разрыва доменных границ (ДГ). Это иллюстрируют фотографии рис.1, полученные при $|\tilde{H}| = 100$ Э, $|\tilde{H}_{cr}| \approx 90$ Э, $\tau_1 = 0,8$ мкс $\tau_2 = 4,0$ мкс (рис.1*a*) и 4,4 мкс (рис.1*b*); период ДС составлял ≈ 90 мкм. В идеальных условиях (однородность поля подмагничивания, отсутствие дефектов и т.д.) разрыв ДГ происходил бы одновременно у всех доменов и переход к хаосу сопровождался бы удвоением их числа[2], то есть удвоением волнового вектора **k** двумерной решетки. Такой сценарий перехода к хаосу аналогичен сценарию Фейгенбаума [4], однако в нашем случае удвоение периода происходит не в пространстве частот, а в **k**-пространстве.

Рис.1. Фотографии доменных структур с исходной симметрией $Pab2$ в момент разрыва (*a*) и после разрыва (*b*) доменных границ. $\tilde{H} = 100$ Э, $\tau_1 = 0,8$ мкс, $\tau_2 = 4,0$ мкс (*a*) и $\tau_2 = 4,4$ мкс (*b*)

На всех стадиях движения форма ДГ хорошо описывается кривыми Кассини, уравнение для которых имеет вид [5]

$$(x^2 + y^2)^2 - 2c^2(x^2 - y^2) + (c^4 - a^4) = 0, \qquad (1)$$

где параметр c определяет расстояние между фокусами $F_1 = (+c, 0)$ и $F_2 = (-c, 0)$, произведение расстояний от которых до любой точки M на кривых есть величина постоянная, причем $(MF_1 MF_2)^{1/2} = a$. При $a > c\sqrt{2}$ и $c < a < c\sqrt{2}$ кривые представляют собой соответственно выпуклые овалы и овалы с перетяжкой ("гантели"); условие $a = c$ определяет сепаратрисную самопересекающуюся кривую (лемнискату), для которой $(x^2+y^2)^2 = 2c^2(x^2-y^2)$.

[1] Значение τ_1 обычно выбиралось небольшим ($\lesssim 1$ мкс), поэтому вид динамических ДС, фиксируемых первым импульсом подсветки, незначительно отличался от вида статических ДС, см. [3].

[2] Это относится к структурам с симметрией $P2ab$; для ДС с симметрией $P6$ число доменов при переходе к хаосу возрастает не в два, а в 7/4 раз, поскольку круглые ЦМД не испытывают деления.

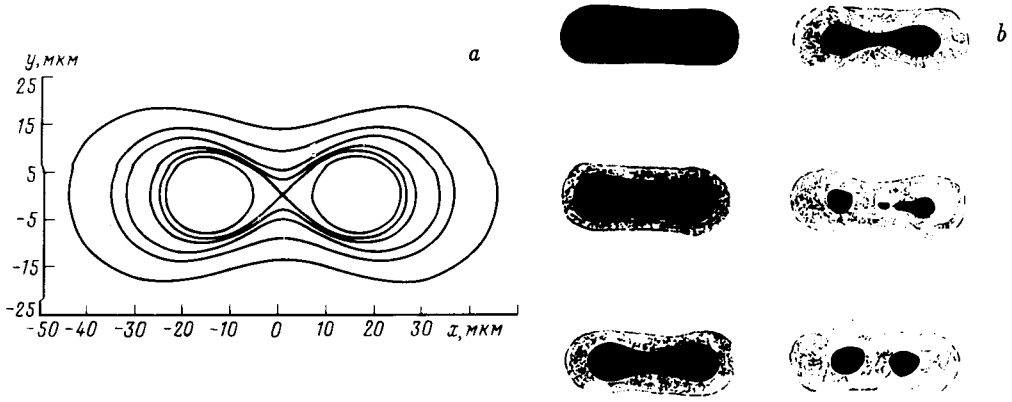

Рис.2. Серия кривых Кассини *(a)*, аппроксимирующих форму реально наблюдаемых доменов *(b)* в моменты времени $\tau_2 = 0$; 2,0; 2,6; 3,2; 4,0; 4,4 мкс при $\bar{H} = 100$ Э. Значения (a, c) в микронах в соответствующие моменты времени составляют (33,2; 30,37), (26,2; 24,7), (23,6; 23,1), (19,9; 19,7), (18,4; 18,4), (17,0; 18,0), длина большой оси исходного домена ≈ 90 мкм

При $a < c$ уравнение (1) описывает две замкнутые кривые, лежащие внутри сепаратрисы.

В результате статистической обработки большого числа экспериментальных данных были получены временные зависимости большой и малой осей доменов, по которым рассчитывались параметры a и c для аппроксимирующих кривых Кассини. Результаты расчета, представленные на рис.2*a*, демонстрируют хорошее совпадение аппроксимирующих кривых с наблюдаемой в различные моменты времени формой границ доменов, показанных на рис.2*b*. Это дает возможность при теоретическом описании процесса сжатия и деления доменов использовать криволинейные координаты, в которых роль одного семейства координатных линий играют софокусные кривые Кассини[3]; второе семейство (ортогональных) кривых, как нетрудно убедиться, описывается однопараметрическим уравнением

$$(x^2 - y^2) - 2\zeta xy - c^2 = 0, \tag{2}$$

где ζ – параметр семейства, принимающий любые вещественные значения. Кривые, ортогональные к кривым Кассини, являются равнобочными гиперболами, пересекающимися в точках F_1 и F_2. Соответствующая система ортогональных криволинейных координат построена на рис.3 на плоскости $(x/c,\ y/c)$.

Заметим, что показанная на рис.3 сетка может быть получена с помощью конформного отображения типа [6]

$$w = u + iv = \ln(z^2 - c^2), \tag{3}$$

где $z = x + iy$, а w – комплексный потенциал. Линии $u = \text{const}$ отображаются на плоскость (x, y) в виде кривых Кассини (эквипотенциалей), а линии $v = \text{const}$ – в виде ортогональных кривых (линий тока), причем параметр ζ из уравнения (2) задается соотношением $\zeta = \text{ctg}(v)$. Существование отображения

[3]Кривые Кассини, аппроксимирующие форму ДГ в различные моменты времени, не являются софокусными (см. рис.2), поэтому в динамических уравнениях в качестве дополнительной обобщенной координаты должно фигурировать расстояние между фокусами.

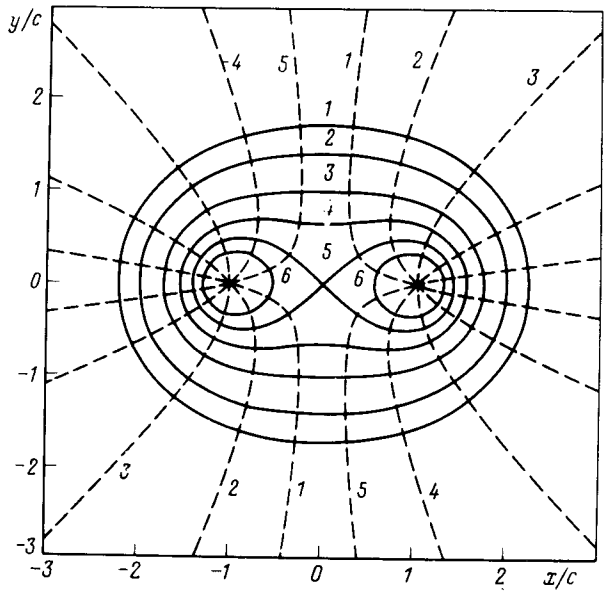

Рис.3. Система ортогональных криволинейных координат с эквипотенциалями в виде кривых Кассини при $c = 1$ (сплошные линии) и линиями тока (пунктир), перпендикулярными к ним. Значения a для эквипотенциалей *1–6* составляют соответственно 2; 1,73; 1,41; 1,19; 0,84; значения ζ для линий тока 1–5 соответственно −2; −0,5; 0; +0,5; +2

(3), позволяющего описать форму возникающих в процессах динамической самоорганизации доменов с помощью аналитической функции, подтверждает наличие тесной связи между синергетикой и гомотопической топологией [7].

Авторы благодарят Американское Физическое Общество за финансовую поддержку данной работы.

---

1. Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Письма в ЖЭТФ **55**, 34 (1992).
2. Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, А.В.Николаев, Е.П.Николаева, Препринт ИРЭ АН СССР *N*1(569), 1992, М.
3. Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Е.П.Николаева, А.В.Николаев, ЖЭТФ **103**, 213 (1993).
4. M.J.Feigenbaum, J. Stat. Phys. **19**, 25 (1978).
5. И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев. Справочник по математике, 1957, М.: ГИТТЛ.
6. В.Коппенфельс, Ф.Штальман. Практика конформных отображений, пер. с нем., 1963, М.: ИИЛ (W.Koppenfels, F.Stallman. Praxis der Konformen Abbildung, 1959, Berlin, Springer-Verlag).
7. Б.А.Дубровин, С.П.Новиков, А.Т.Фоменко. Современная геометрия, 1979, М.: Наука.