

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ ПРИ АВТОМОДУЛЯЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

В.Е.Демидов, Н.Г.Ковшиков

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
197376 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10 июля 1997 г.

Излагаются результаты экспериментальных исследований перехода от регулярной к стохастической автомодуляции интенсивных поверхностных спиновых волн. Обнаружено, что переход к хаосу осуществляется в соответствии со сценарием последовательности бифуркаций удвоения периода. Определены фрактальные размерности и энтропия Колмогорова для различных режимов. Эксперимент проводился на установке, представляющей собой СВЧ генератор со спин-волновой линией задержки в цепи обратной связи.

PACS: 75.30.Ds, 75.40.Gb

Стохастическое поведение нелинейных систем привлекает внимание исследователей уже достаточно давно. С созданием в последние годы математического аппарата, позволяющего анализировать полученные в этой области результаты, данная проблема получила новую жизнь. Введение таких понятий, как странный аттрактор, фрактал, фрактальная размерность, энтропия Колмогорова (см., например, [1, 2]), позволило количественно оценить характеристики стохастического поведения систем.

Известно, что нелинейность отклика спин-системы на внешнее сверхвысокочастотное магнитное поле может приводить к процессам автомодуляции спиновых колебаний и волн [3]. При этом огибающая может принимать хаотический характер. Данные эффекты были обнаружены и хорошо изучены в объемных образцах ферритов (см., например, [4, 5]). В тонких ферритовых пленках они также были исследованы для ряда частных случаев (см., например, [6–8]). В то же время целостной картины стохастических явлений в пленках до сих пор не существует. Это побуждает к дальнейшим исследованиям таких явлений с применением современного математического аппарата. Целью данной работы является исследование перехода от регулярной к хаотической автомодуляции интенсивных поверхностных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) в условиях распадной неустойчивости первого порядка.

Для исследования процессов автомодуляции применялась установка, представляющая собой СВЧ генератор со спин-волновой линией задержки в цепи обратной связи. Условия эксперимента соответствовали распадной неустойчивости спиновых волн первого порядка [9]. В связи с низким порогом по мощности P_{th} нелинейных явлений в ферритовой пленке [10] нелинейность данной системы обусловлена нелинейностью спин-системы феррита, а активный элемент (интегральный усилитель VNA25 фирмы Mini-Circuits) можно считать линейным. В экспериментах использовались эпитаксиальные пленки ЖИГ толщиной от 10 до 43 мкм с намагниченностью насыщения 1750 Гс и линейным параметром диссипации порядка 0.5 Э. Возбуждение и прием поверхностных спиновых волн, распространяющихся под металлическим экраном, прижатом к поверхности пленки, осуществлялись с помощью микрополосковых преобразователей шириной 30 мкм, расстояние между которыми составляло 10 мм. Макет

линии задержки помещался в касательное к поверхности пленки магнитное поле напряженностью 540 Э. Несущая частота генерации при этих условиях лежала около 3250 МГц. Мощность сверхвысокочастотного сигнала, поступающего на вход пленки ЖИГ P_{IN} , изменялась при помощи регулируемого аттенюатора, включенного последовательно с линией задержки. СВЧ сигнал, генерируемый системой, детектировался с целью выделения сигнала амплитудной модуляции и результат поступал на АЦП вычислительной машины для дальнейшей обработки.

По полученным временным реализациям $U(t)$ восстанавливались аттракторы системы. Реконструкция фазового пространства осуществлялась методом задержки [11]. Компоненты d -размерного вектора $x(t)$ в фазовом пространстве в этом случае получались сдвигом сигнала $U(t)$ во времени на некоторую величину задержки τ :

$$x(t) = \{U(t), U(t + \tau), \dots, U(t + (d - 1)\tau)\}.$$

Размерность фазового пространства d называется размерностью вложения аттрактора и определяется числом степеней свободы, участвующих в колебательном движении.

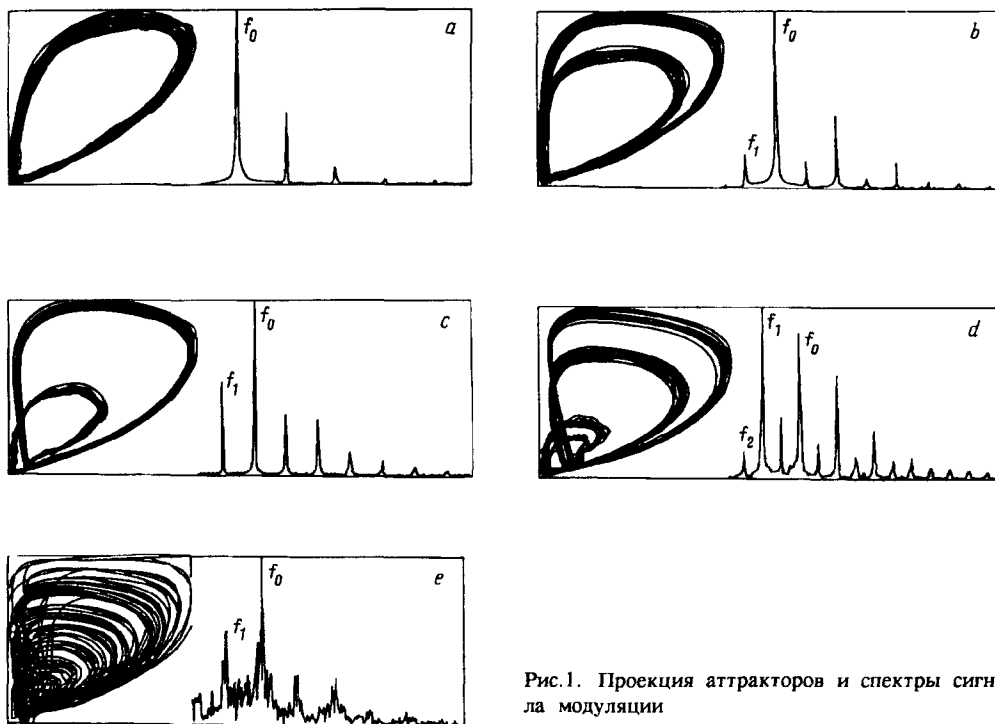


Рис.1. Проекция аттракторов и спектры сигнала модуляции

На рис.1 представлены проекции аттракторов на плоскость $x_1 - x_2$ и спектры исходных временных реализаций при различных значениях мощности P_{IN} в случае толщины пленки 43 мкм. Из рисунка видно, что при увеличении подводимой мощности модуляция, первоначально носящая регулярный характер, эволюционирует в стохастическую. В случае рис.1а, соответствующем $P_{IN} = 410$ мкВт, в спектре модуляции наблюдается только одна частота,

$f_0 = 520$ кГц, и ее гармоники. После первой бифуркации удвоения периода при $P_{IN} = 480$ мкВт (рис.1b) в спектре появляется вторая частота, $f_1 = f_0/2$. С дальнейшим увеличением входной мощности происходит перераспределение энергии в спектре (см. рис.1c, соответствующий $P_{IN} = 600$ мкВт) и при $P_{IN} = 680$ мкВт происходит вторая бифуркация удвоения (рис.1d) с появлением частоты $f_2 = f_0/4$. При достижении уровня мощности $P_{IN} = 750$ мкВт происходит резкая стохастизация аттрактора (рис.1e). Спектр модуляции становится непрерывным.

В процессе эволюции основная частота f_0 и кратные частоты f_1 и f_2 смещаются в высокочастотную часть спектра на величину около 240 кГц.

Описанный путь перехода к хаосу согласуется с представлениями об универсальном сценарии Фейгенбаума [12], частично нарушенном присутствием внешних шумов, что проявляется в возникновении стохастичности уже после второй бифуркации удвоения [13].

Для анализа описанных режимов были рассчитаны фрактальные размерности аттракторов D , показывающие внутреннее устройство множества точек аттрактора, и энтропия Колмогорова K , показывающая среднюю скорость потери информации о системе во времени [1]. При этом использована процедура расчета по корреляционным интегралам [14, 15]. Корреляционный интеграл

$$C_d(l) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i,j}^N \theta[l - \|x_i - x_j\|]$$

характеризует относительное число пар точек, принадлежащих аттрактору, удаленных на расстояние меньше l . Здесь d – размерность фазового пространства (размерность вложения аттрактора), N – число анализируемых точек, $\theta(x)$ – функция Хевисайда, $\|x\|$ – норма в фазовом пространстве. Наклон кривой $\log C_d(\log l)$ при $l \rightarrow 0$ численно равен корреляционной размерности аттрактора D_c в d -мерном фазовом пространстве, которая оценивает снизу фрактальную размерность. Расстояние между соседними кривыми при $l \rightarrow 0$ и $d \rightarrow \infty$, деленное на шаг по времени τ , численно равно корреляционной энтропии, оценивающей снизу энтропию Колмогорова.

Зависимости D от размерности вложения аттракторов d в различных режимах представлены на рис.2a (цифры у кривых соответствуют номеру режима на рис.1). С увеличением d кривые насыщаются, выходя на постоянный уровень. Численное значение этого уровня дает истинную фрактальную размерность, а значение d , при котором происходит насыщение, дает истинную размерность вложения аттрактора. Из рисунка видно, что в режиме 1 – $D = 1$, то есть аттрактор представляет собой замкнутую траекторию предельного цикла. Режимы 2–4 характеризуются $D < 2$, что говорит о замкнутости траекторий на аттракторе, частично разрушенной внешним шумом. Для режима 5 – $D = 2.3$. Это свидетельствует о том, что аттрактор топологически представляет собой ленту и обладает свойством перемешивания траекторий, что свойственно странным аттракторам.

Еще один факт, говорящий в пользу существования детерминированного хаоса, – резкий скачок колмогоровской энтропии при переходе к режиму 5 (см. рис.2b). Известно, что величина энтропии Колмогорова характеризует скорость разбегания траекторий аттрактора, то есть при переходе к режиму 5 резко усиливается перемешивание траекторий.

Полученные результаты убедительно свидетельствуют в пользу существования детерминированного хаоса в исследованной системе. Аттрактор системы

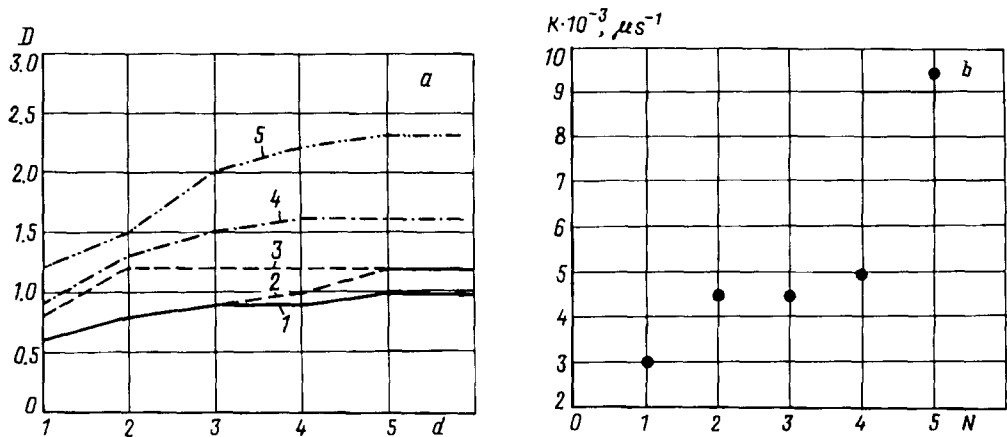


Рис.2. Зависимости фрактальной размерности аттракторов от размерности вложения в различных режимах (а) и энтропия Колмогорова в различных режимах (б)

в фазовом пространстве является стохастическим, что выражается в перемешивании и экспоненциальной расходимости фазовых траекторий, а также во фрактальной структуре аттрактора. Рассчитанные количественные характеристики показывают, что аттрактор является низкоразмерным ($D = 2.3$), что свидетельствует о малом числе активных степеней свободы, то есть о малом числе параметрически связанных спиновых волн, обменивающихся энергией. Переход к хаосу осуществляется в соответствии с модельным сценарием последовательности бифуркаций удвоения периода.

Авторы выражают искреннюю признательность Б.А.Калиникосу за обсуждение результатов работы.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-19515).

1. Г.Шустер, *Детерминированный хаос*, М.: Мир, 1988. (G.Shuster, *Deterministic chaos*, Physik Verlag Weinheim, 1984.)
2. Е.Федер, *Фракталы*, М.: Мир, 1991.
3. В.С.Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
4. А.И.Смирнов, *ЖЭТФ* **90**, 385 (1986).
5. Г.Беннер, Р.Хейн, Ф.Редельшпергер, Г.Визе, *Изв. вузов, "ПНД"* **3**, 32 (1995).
6. Б.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, А.Н.Славин, *ЖЭТФ* **94**, 159 (1988).
7. А.В.Кожевников, Ю.А.Филимонов, Г.М.Дудко, Г.Т.Казаков, *Письма в ЖТФ* **13**, 736 (1987).
8. Г.М.Дудко, А.Н.Славин, *ФТТ* **31**, 114 (1989).
9. А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков, *Магнитные колебания и волны*, М.: Наука, 1994.
10. Б.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, П.А.Колодин, *Тез. докл. II Всес. школы-семинара "Спиновая электроника СВЧ"*, Ашхабад, 1985, с.77.
11. F.Takens, *Lect. Notes in Math.*—Warwick: Springer-Verlag **898**, 366 (1980).
12. M.J.Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* **19**, 25 (1978).
13. А.Б.Нейман, *Изв. вузов, "ПНД"* **3**, 8 (1995).
14. P.Grassberger and I.Procaccia, *Phys. Rev. A* **28**, 2591 (1983).
15. P.Grassberger and I.Procaccia, *Physica* **9D**, 189 (1983).