

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Новые явления в низкочастотной динамике коллектива магнитных доменов

Г.С. Кандаурова

*Дан обзор результатов исследования явления динамической самоорганизации и возбужденного (ангертного) состояния многодоменных магнитных пленок с перпендикулярной анизотропией. Явление открыто в 1988 г. при изучении доменной структуры пленок ферритов-гранатов, находящихся под воздействием переменного низкочастотного (0,1–10 кГц) магнитного поля.*

PACS numbers: 05.65.+b, 75.60.Eg, 75.60.Ch, 75.70.Kw

### Содержание

1. Введение (1165).
2. Образцы и методика эксперимента (1166).
3. Динамическая самоорганизация. Кольцевые и спиральные динамические домены (1166).
4. Ангерное состояние многодоменной магнитной среды (1170).
5. Ведущие центры и другие источники динамических доменов. Динамическая однодоменность (1174).
6. Гигантские динамические домены (1178).
7. Динамические доменные фазовые диаграммы (1179).
8. Динамические гистерезисные свойства пленок ферритов-гранатов (1182).
9. Параметры пленок ферритов-гранатов с упорядоченными динамическими доменными структурами (1184).
10. Динамическая самоорганизация коллектива магнитных доменов в аморфных пленках с перпендикулярной анизотропией (1184).
11. Заключение (1185).

Список литературы (1186).

### 1. Введение

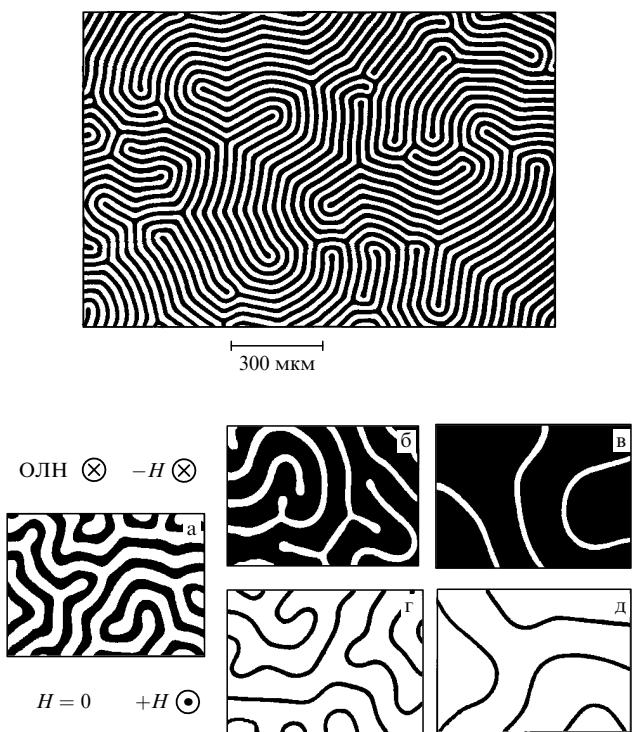
Поведение доменной структуры в переменных магнитных полях невысокой частоты (0,1–10 кГц) во многом определяет магнитные свойства магнитомягких материалов [1]. Методика и геометрия опытов по визуализации магнитных доменов в таких материалах позволяют непосредственно наблюдать лишь поверхностные домены. О форме и размерах доменов внутри образцов (изгиб доменных границ, сквозные и несквозные домены

и др.) судят по косвенным данным. Кроме того, контролируемый ансамбль доменов, как правило, невелик. В то же время кооперативные эффекты, связанные с поведением всей доменной структуры образца в целом в процессах намагничивания и перемагничивания, могут играть существенную роль в формировании технически важных свойств этих материалов [1]. Для изучения закономерностей в поведении большого массива взаимодействующих между собой доменов в переменном магнитном поле наиболее целесообразно выбрать в качестве объектов исследования магнитоодноосные пленки, у которых ось легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна поверхности. В таких пленках (тонких слоях) существует так называемая лабиринтная доменная структура (рис. 1а вверху), которая теоретически описывается известной моделью плоскопараллельных сквозных доменов — моделью Киттеля. Мы выбрали для исследования прозрачные в видимом свете эпитаксиальные (111) пленки ферритов-гранатов (ФГ) с перпендикулярной анизотропией и исходной доменной структурой, как на рис. 1а, причем характерный размер структуры — ширина (период) полосовых доменов в лабиринте — по крайней мере на 2–3 порядка меньше размера образца в плоскости.

Доменная структура пленок ФГ активным образом исследовалась в 70–80-х годах в связи с перспективой использования их в запоминающих устройствах микроэлектроники для записи информации на магнитных цилиндрических доменах (ЦД) и доменных границах, а также в устройствах магнитоуправляемой оптики [2, 3]. Достаточно хорошо изучена — и экспериментально, и теоретически — доменная структура (ДС) в статических магнитных полях. Что касается динамики, то основное внимание уделялось анализу наносекундных процессов перемагничивания (например, образованию доменов обратной магнитной фазы [3]), изучению свойств отдельных ЦД и доменных границ (стенок), включая элементы их внутренней структуры, в переменных (импульсных, локальных) магнитных полях с частотой 10–100 МГц и выше. Такой диапазон определялся

Г.С. Кандаурова. Уральский государственный университет им. А.М. Горького  
620083 Екатеринбург, ул. Ленина 51, Российская Федерация  
Тел. (3432) 61-68-23. Факс (3432) 61-59-78  
E-mail: gerta.kandaurova@usu.ru

Статья поступила 12 июля 2001 г.,  
после доработки 25 декабря 2001 г.



**Рис. 1.** Типичные картины лабиринтной доменной структуры пленок с перпендикулярной анизотропией в отсутствие магнитного поля (вверху и а) и в последовательно увеличивающемся поле одного (б, в) и противоположного (г, д) направления. Векторы намагниченности в доменах  $J_S$  направлены "к нам" и "от нас".

требованием высокого быстродействия указанных выше устройств.

Интервал частот 0,1–10 кГц оказался практически незатронутым. Именно в этом диапазоне мы провели исследование [4–8] пленок ФГ с исходной сквозной лабиринтной структурой, помещенных в пространственно однородное, непрерывно действующее, низкочастотное осциллирующее магнитное поле и обнаружили не известное ранее особое возбужденное состояние многодоменной магнитной среды, названное нами [8] *англерным состоянием* (АС). Наиболее характерной чертой АС является *самоорганизация* неупорядоченного (назовем — хаотического) коллектива взаимодействующих доменов и образование упорядоченных, устойчивых динамических доменных структур (ДДС) различных видов. Из последних самыми распространенными оказались кольцевые и спиральные динамические домены (ДД). Таким образом, впервые было показано, что многодоменные магнитные среды являются объектами синергетики [9].

Изучая обнаруженное явление, мы нашли целый ряд новых, ярких эффектов и закономерностей. Описание и обсуждение их составляет содержание данной обзорной статьи. Надо отметить, что после первых наших публикаций [4–8] появились работы по исследованию различных видов динамической самоорганизации массива магнитных доменов, экспериментальному и теоретическому изучению свойств статических и динамических спиральных и кольцевых доменов, анализу особенностей низкочастотной динамики системы магнитных доменов (см., например, [10–20]). Однако автор не ставила себе цель представить полный обзор работ по динамике магнитных доменов и ограничилась рассмотрением

результатов оригинальных исследований англерного состояния и динамических доменных структур в непрерывно действующем переменном поле.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследования доменной структуры в переменных магнитных полях проведены нами в основном на эпитаксиальных (моноцисталических) пленках ферритов-гранатов (ФГ) с плоскостью (111). Пленки  $R_3(FeGa)_5O_{12}$ , где  $R = (YBi), (LuBi), (TmBi), (YLuBi)$ , обладали наведенной перпендикулярной одноосной анизотропией и однотипной лабиринтной структурой в размагниченном состоянии (рис. 1а).

На рисунке 1 векторы намагниченности  $J_S$  в светлых и темных полосовых доменах ориентированы по нормали к пленке и направлены соответственно "к нам" и "от нас". Значения характерных параметров изученных пленочных образцов находились в довольно больших интервалах: диаметр образцов  $\approx 4–5$  мм, толщина пленок  $L = 4,5–40$  мкм; ширина доменов в размагниченном состоянии  $d_0$  и период доменной структуры  $P_0 = 2d_0 = 4–41$  мкм; намагниченность насыщения  $J_S = 6,5–32$  Гц; поле анизотропии  $H_A = 2K/J_S$ , где  $K$  — константа наведенной одноосной перпендикулярной анизотропии, составляло 1,3–13 кЭ; фактор качества  $Q = K/(2\pi J_S^2)$  равнялся 3–96; поле насыщения вдоль оси легкого намагничивания  $H_S = 30–190$  Э. Коэрцитивная сила образцов, связанная с задержкой смещения доменных границ, не превышала 1,5 Э. (Подробнее о параметрах образцов см. раздел 9.)

Методика визуального наблюдения как статических, так и динамических доменов основывалась на магнитооптическом эффекте Фарадея. Экспозиция при фотографировании составляла 0,4–1 мс. Пространственно однородное постоянное ( $H_B$ ) или переменное магнитное поле типа "знакопеременный симметричный меандр" ( $H_\Pi$ ) или "гармоническое поле"  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$  с частотой  $f = 0,1–150$  кГц и амплитудой  $H_0$  до 200 Э ориентировалось по нормали к образцу, т.е. вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Таким образом, в случае переменного поля пленки находились в условиях непрерывной энергетической накачки. Отметим еще, что во всех опытах сохранялась одна и та же схема: путем магнитной "тряски" в переменном поле с частотой  $f = 50$  Гц и убывающей от  $H_0 \leq H_S$  до нуля амплитудой создавалось размагниченное состояние с однотипной лабиринтной ДС (рис. 1а); далее задавалась частота  $f$  поля  $H_\sim$  или  $H_\Pi$  и постепенно увеличивалась амплитуда переменного поля  $H_0$ . Выдержка при регистрируемом значении  $H_0$  составляла не менее 20 с. Температура поддерживалась постоянной. В такой схеме удавалось до минимума сводить влияние различной магнитной предыстории образцов и получать наилучшую воспроизводимость экспериментальных результатов.

## 3. Динамическая самоорганизация. Кольцевые и спиральные динамические домены

Как указывалось выше, в исходном состоянии (рис. 1а) доменная структура образцов неупорядоченная (лабиринтная). Такой она остается и при намагничивании в постоянном поле (рис. 1а–д). В случае полной изотроп-

ности свойств пленки в плоскости при многократном повторении процесса квазистатического намагничивания в поле одного (рис. 1б, в) или противоположного направления (рис. 1г, д) картины доменной структуры (ДС) не воспроизводятся, доменные границы (ДГ) располагаются в разных местах, полосовые домены изгибаются различным образом. Это связано с тем, что движение ДГ из-за взаимодействия с микродефектами и другими доменами происходит скачками и для каждого малого участка ДГ носит вероятностный характер. Но при этом средняя ширина  $d_1$  доменов, намагниченных по полю (это основная магнитная фаза с  $\mathbf{J}_S \uparrow\uparrow \mathbf{H}$ ), и ширина  $d_2$  доменов, намагниченных против поля (обратная магнитная фаза с  $\mathbf{J}_S \downarrow\downarrow \mathbf{H}$ ), так же, как усредненное значение периода  $P = d_1 + d_2$ , зависят от напряженности внешнего поля вполне определенным образом. При малой коэрцитивной силе образца эта зависимость хорошо описывается теорией [21].

В переменном поле происходит неупорядоченное (хаотическое) движение ДГ, которое с ростом частоты  $f$  и амплитуды  $H_0$  поля становится все более и более интенсивным. Наблюдаемая в микроскоп доменная картина полностью размывается. Однако, начиная с некоторых значений  $f$  и  $H_0$ , происходит качественное изменение состояния коллектива движущихся доменов: в результате самоорганизации возникают четкие, контрастные, легко наблюдаемые визуально, а значит, устойчивые динамические доменные структуры (ДДС) определенной геометрии. Хаотическое движение доменных границ переходит в колебательное движение относительно устойчивых положений равновесия.

В качестве примера приведем экспериментальные данные для двух пленок ФГ, параметры которых указаны в подзаголовках к рис. 2 и рис. 3. Пленки различаются по фактору качества  $Q$  на порядок. В первой пленке (рис. 2) с относительно невысоким значением  $Q = 9$  в переменном поле типа "меандра"  $H_\Pi$  в узком интервале частот  $f = 0,1 - 0,2$  кГц и амплитуд  $H_0 \sim 0,85 - 0,95 H_S$  формируются упорядоченные ДДС в виде кольцевых доменов (КД) или целых систем концентрических кольцевых доменов (ККД), подобных той системе, которая показана на рис. 2а. В гораздо более широком интервале  $f = 0,2 - 6$  кГц (рис. 2б, в) образуются динамические спиральные домены (СД). Отметим, что в данном образце в гармоническом переменном поле упорядоченные ДДС не формируются.

Во второй высокоанизотропной пленке ( $Q = 96$ ), наоборот, наиболее ярко процессы динамической самоорганизации наблюдались в поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$ . Начиная с минимальной частоты  $f_B \approx 1,5$  кГц и вплоть до 6 кГц в гармоническом поле возникают крупные устойчивые многовитковые СД красивого вида (рис. 3в-д). Полосовые домены в витках СД "изломаны" так, что спираль имеет секториальный характер. Возможно, такая особенность связана со слабым проявлением естественной магнитокристаллической анизотропии пленки ФГ. В кубической решетке ФГ четыре оси  $\langle 111 \rangle$  являются ОЛН. Одна из них,  $[111]$ , совпадает с ОЛН наведенной одноосной анизотропии пленки, а три других наклонены к плоскости (111) под углом  $\approx 20^\circ$ . Их проекции на плоскость (111) ориентированы под углом  $60^\circ$  друг относительно друга. Поэтому можно было бы ожидать преимущественной выстроенности полосовых доменов в витках динамических СД по этим направле-

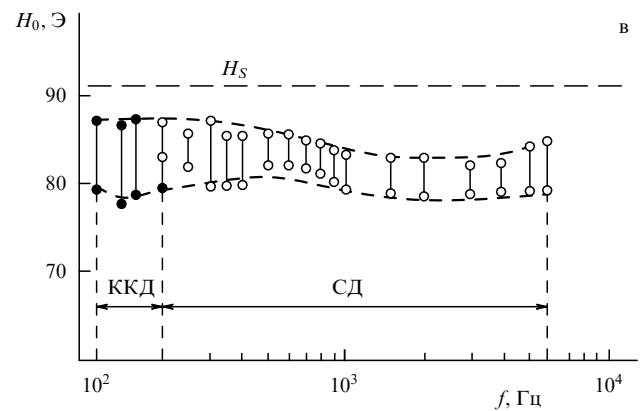
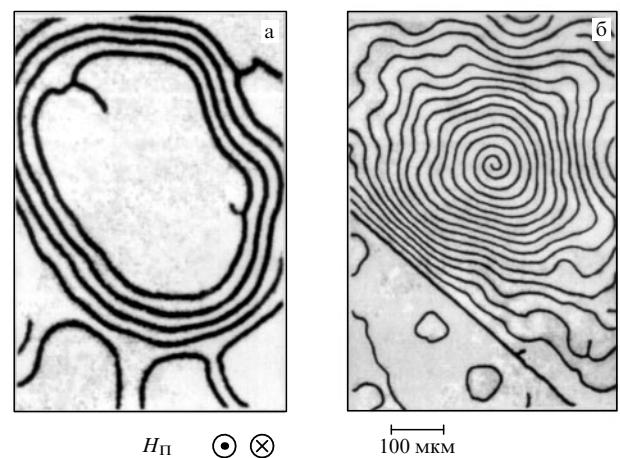


Рис. 2. Динамические концентрические кольцевые домены (а), спиральные домены (б) и частотно-амплитудная область их существования (в) в пленке  $(YSm)_3(FeGa)_5O_{12}$  с  $L = 5$  мкм,  $P_0 = 11$  мкм,  $Q = 9$ .

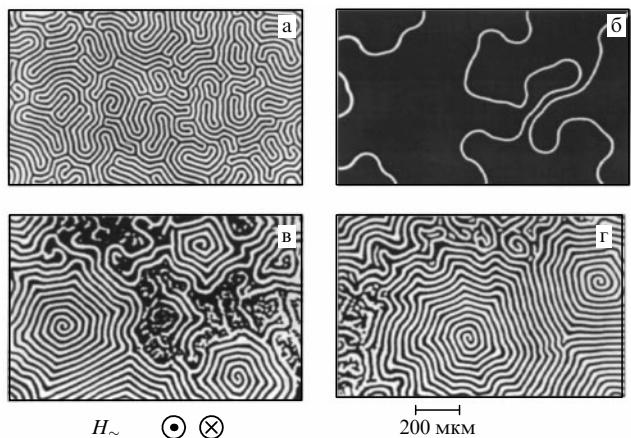


Рис. 3. Доменная структура пленки феррита-граната  $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$  с  $L = 9,5$  мкм,  $P_0 = 33$  мкм и  $Q = 96$  в исходном размагниченнем состоянии (а), постоянном поле  $H_B = 43$  Э (б) и в гармоническом поле  $H_\sim$  с амплитудой  $H_0 = 43$  Э и частотой  $f = 3$  кГц (в, г, д). Рисунки в, г, д разнесены по времени на 20–30 с; (е) область англерного состояния (AC).

ниям и соответственно шести секторов в картине СД на рис. 3, т.е. СД должны были бы иметь гексагональную форму. Однако изломанность витков в СД на рис. 3 имеет более сложный характер. Не исключено, что здесь проявляется эффект переориентации ДГ в магнитном поле в кристаллах ФГ с комбинированной анизотропией. Заметим, что в рассматриваемой пленке не образуются системы ККД, подобные тем, что показаны на рис. 2а. Следует признать, что на сегодняшний день мы не имеем убедительного объяснения столь различному поведению ДДС в двух описанных пленочных образцах ФГ.

Системы динамических ККД, формирующиеся при малых частотах 100–200 Гц, наблюдались нами довольно редко по сравнению с динамическими СД. Поэтому геометрические и динамические свойства ККД такого типа исследованы слабо. В [5, 6, 8] отмечается в качестве характерных особенностей систем ККД то, что они состоят из небольшого числа колец ( $\approx 2–5$  колец, считая домены одной полярности). Период структуры в ККД примерно в 2–3 раза больше, чем  $P_0$  — период ДС при отсутствии поля. В то же время диаметр внутреннего кольца на 1–1,5 порядка превосходит  $P_0$ . Замечено, что более устойчива ДДС, состоящая из нескольких взаимодействующих между собой систем ККД, образующих своеобразную сеть.

Несколько более подробно другими авторами изучены статические кольцевые домены. Такие домены получались предварительным воздействием на пленки ФГ серией импульсов магнитного поля  $H_{\text{им}}$  в присутствии постоянного поля смещения  $H_B$ . В [22, 23] на плоскости  $(H_{\text{им}} - H_B)$  для разных длительностей импульсов поля построены ограниченные области формирования ККД. Показано, что диапазон существования ККД по  $H_{\text{им}}$  наиболее широк вблизи значения поля  $H_B$ , соответствующего эллиптической неустойчивости магнитных цилиндрических доменов (ЦД). Замечена связь образования ККД с наличием в пленке микродефектов. В [24] в статическом магнитном поле наблюдались кольцевые домены, окруженные решеткой ЦД. Предложена теоретическая модель системы статических ККД. Расчитана полная энергия такой доменной конфигурации и ее зависимость от характеристик магнитного материала (пленки), от геометрических параметров системы ККД и напряженности внешнего статического магнитного поля. Показано, что равновесная система ККД может существовать лишь в случае малого числа колец. (К проблеме кольцевых доменов мы еще вернемся в разделе 5 при обсуждении ДДС типа "ведущий центр".)

Как показывает опыт, образование спиральных СД начинается с некоторой минимальной пороговой частоты  $f_B$  и имеет место лишь в ограниченной области амплитуд и частот переменного поля (рис. 2в, рис. 3е). При значениях  $H_0$  и  $f$ , находящихся внутри этой области, формируются динамические СД, окруженные хаотической ДДС, вне этой  $(H_0 - f)$  области наблюдается только хаотическая ДДС. Форма, размер и расположения на плоскости  $(H_0 - f)$  областей динамического порядка весьма различны для разных образцов (ср. рис. 2в и рис. 3е) и существенно зависят от температуры [7, 8, 11] и формы переменного поля, т.е. вида функции  $H(t)$ . Например, есть пленки, у которых самоорганизация — образование СД — имеет место в поле типа "мейндр"  $H_{\text{П}}$ , но отсутствует в гармоническом поле  $H_{\sim}$ , и, наоборот, в других пленках ситуация противоположная [5, 6, 8].

Наконец, есть пленки, у которых самоорганизация наблюдается в переменных полях обоих типов, но в разных интервалах  $H_0$  и  $f$ .

Вид спиральных динамических доменов в разных образцах (ср. рис. 2–5) может быть очень разнообразным, например: слабо и сильно искаженные спирали; с малым и большим ядром; мало- и многовитковые; изолированные и связанные спиральные домены; плотно упакованные структуры из спиралей; одно- и

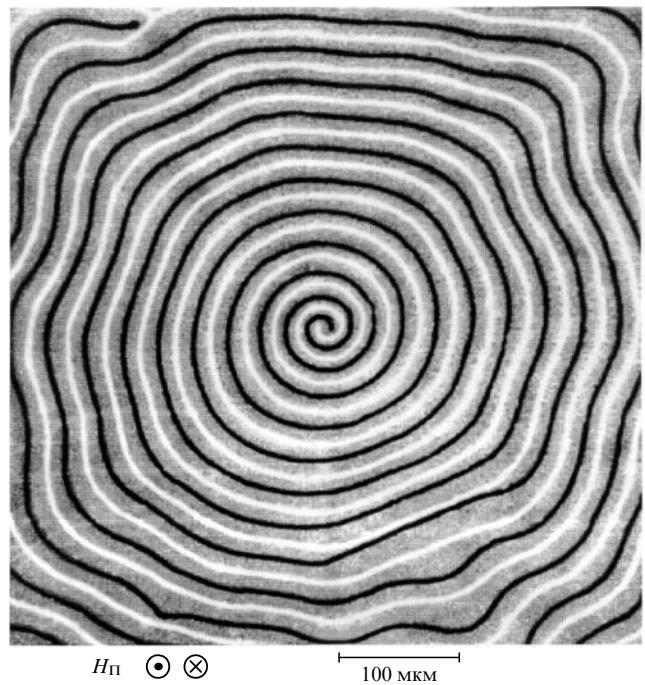


Рис. 4. Многовитковый спиральный динамический домен в пленке  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с  $L = 10$  мкм,  $P_0 = 25$  мкм и  $Q = 20$  в поле типа "мейндр" с амплитудой 40 Э и частотой 300 Гц.

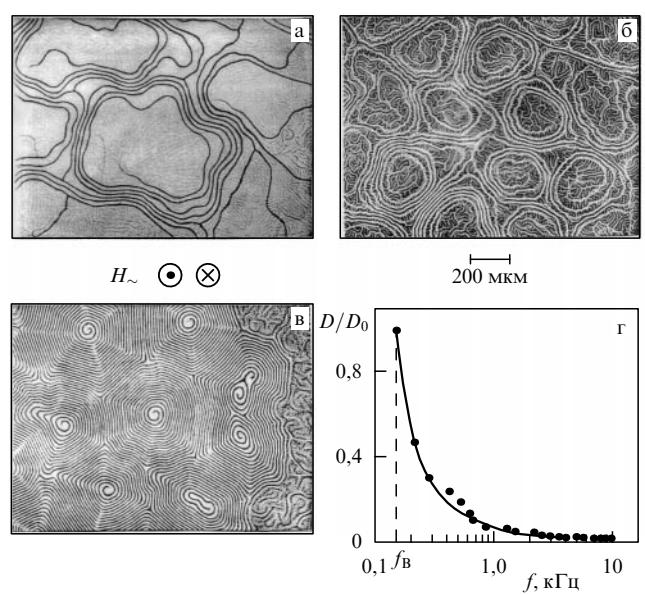


Рис. 5. Вид динамических СД в пленке  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с  $L = 6$  мкм,  $P_0 = 17$  мкм и  $Q = 21$  в поле  $H_{\sim}$  с амплитудой 51,6 (а); 52,4 (б); 44,9 (в) Э и частотой соответственно 0,15; 0,50; 5 кГц и зависимость относительного диаметра ядра СД от частоты (г).

двуручавные СД с одинаковым и разными направлениями закручивания и др. На рисунке 4 показан фрагмент очень крупного СД, похожего на архимедову спираль. Картина СД трехконтрастная: есть белые, черные и серые полосовые домены в витках спирали. Во всех доменах  $J_S$  направлены "к нам" или "от нас". Но в белых и черных эта ориентация не изменяется за время экспозиции при фотографировании СД, а в серых частях изменяется из-за колебания ДГ при циклическом изменении поля (см. подробнее [8]).

Из наблюдений следует, что в одном и том же образце конфигурация динамических СД и их геометрические параметры (максимальный диаметр СД, число витков, диаметр ядра, расстояние между витками в центральной части и на периферии и др.) могут очень сильно зависеть от частоты и амплитуды поля [7, 25]. Например, на рис. 5а – в для одной из исследованных пленок показаны СД на одном и том же месте образца, но при разных значениях  $H_0$  и  $f$  поля  $H = H_0 \sin(2\pi ft)$ . Видно, насколько разительно отличаются СД и как резко уменьшается размер ядра СД с увеличением частоты (рис. 5г). У нас нет таких полных данных о зависимости размера ядра СД от частоты поля для других пленок ФГ. Тем не менее отметим некоторые экспериментальные факты. Как видно из рис. 2в, при малых частотах  $f = 100–200$  Гц формируются системы ККД (рис. 2а) с очень большим диаметром внутреннего кольца  $> 500$  мкм. А с 300 Гц и выше образуются динамические СД с размером ядра  $\approx 10$  мкм. Переход от одного типа ДДС к другому имеет место в интервале частот  $200–250$  Гц. Здесь наряду с ККД могут возникать СД с крупным ядром размером в сотни микрон. Внутри большого ядра СД или внутри системы из ККД в каждом полупериоде поля разрастается  $\Leftrightarrow$  исчезает неупорядоченная ДДС. Аналогично и в другом образце (рис. 3). В нем при частотах  $f \geq 1500$  Гц формируются крупные многовитковые СД с малым ядром (рис. 3в–д). Но в действительности (см. ниже раздел 7, рис. 10) СД появляются уже при частотах  $f \approx 200–300$  Гц, причем это крупные маловитковые СД с большим ядром, которые затем при более высоких частотах преобразуются в такие СД, как на рис. 3в–д. Таким образом, резкое уменьшение диаметра ядра СД с увеличением частоты переменного поля является, по-видимому, общей закономерностью, которая проявляется в разных пленках ФГ в разной степени.

Практически на всех изученных образцах пленок ферритов-гранатов как в полях  $H_\sim$ , так и в  $H_\Pi$  наблюдалось измельчение (дробление) ДДС с ростом частоты и образование плотной упаковки (решетки) динамических спиральных доменов [7, 8, 25]. Качественное объяснение эффекту "дробления" дано в [25] на основе очень простой теоретической модели, в основе которой лежит идея о том, что в переменных низкочастотных полях (когда можно не учитывать внутренние динамические преобразования доменных стенок [2]) энергетически выгодна такая ДС, границы доменов в которой быстрее релаксируют к равновесному положению. В [25] рассмотрены возможные причины различия во времени релаксации полосовой, лабиринтной и спиральной ДС. Для переменного поля типа "симметричный меандр"  $H_\Pi$  найдено приближенное выражение для квазиравновесной ширины доменов (или периода структуры  $P$ ) в модели полосовой ДС [21] в конце действия импульса

поля:

$$P = P_{0H} - \frac{J_S L f H}{2aV}, \quad (3.1)$$

где  $P_{0H}$  — равновесный период ДС в постоянном поле  $H$ , равном по величине амплитудному значению  $H_0$  переменного поля;  $V$  — скорость движения доменной границы (ДГ);  $a$  — некоторая константа, не зависящая от частоты. Видно, что период  $P$  динамической ДС меньше периода статической ДС при сопоставимых условиях.

Надо отметить, что этот эффект динамического "дробления" ДС наблюдался и другими авторами на других материалах, в другой геометрии опыта и истолковывался по-разному [1, 27–29]. Что касается образования плотно упакованной системы многовитковых спиральных доменов, подобной той, что показана на рис. 5в, то впервые такого вида статическая структура наблюдалась в [30] на тонких магнитоодноосных монокристаллических пластинках MnAlGe базисной ориентации в размагниченном состоянии. В работе [30] приведена фотография лабиринтной ДС, имеющей вид квадратной решетки из одно- и двухручавых многовитковых спиральных доменов. Данна расшифровка СД. Предполагалось, что выстроенность участков полосовых доменов в спиральях обусловлена блочностью тетрагонального монокристалла и соответственно анизотропным распределением внутренних напряжений разных знаков. Приведена соответствующая схема.

В пленках ферритов-гранатов плотно упакованную систему СД наблюдали в [31]. Гексагональная решетка СД исследована как экспериментально, так и теоретически [32, 33]. Спиральные домены получали после воздействия подходящими импульсами магнитными полями в сочетании с постоянным полем смещения  $H_B$ . Рассчитаны зависимости плотности энергии решетки идентичных СД гексагональной формы от геометрических параметров СД.

Относительно наблюдения и изучения отдельных СД при отсутствии поля или в квазистатических полях надо отметить работы, придерживаясь некоторого хронологического порядка.

При исследовании магнитного гистерезиса и доменной структуры высокоанизотропного магнитоодноосного сплава MnBi авторы [34] наблюдали СД на тонком (толщиной  $L \sim 1$  мкм) пленочном монокристалле малого размера в базисной плоскости ( $\sim 15$  мкм). Спиральный домен повторял гексагональную естественную огранку миниатюрного кристалла. Теоретическая модель такой ДС в упрощенном варианте была предложена и рассчитана в [35].

Образование СД на пленке ФГ отмечалось в [36]. При снижении постоянного поля от насыщения и одновременном действии слабого переменного поля в пленке (111) формировался домен в виде спирали гексагональной формы. Эту форму авторы связывают с тем, что на фоне наведенной одноосной перпендикулярной анизотропии заметна магнитокристаллическая анизотропия с ОЛН, параллельными  $\langle 111 \rangle$ .

Постепенное закручивание полосового домена, растущего от локального дефекта, в многовитковую спираль при уменьшении поля изучалось в [37]. По форме СД были похожи на архимедовы спирали. Авторами предложено использование пленок ФГ с такого вида

доменной структурой в качестве магнитооптического дефлектора-концентратора [38].

Разносторонние экспериментальные и теоретические исследования формирования и устойчивости одного статического спирального домена, влияния на его параметры магнитного поля, температуры, окружающей СД доменной структуры разных видов, влияния дефектов и прочего проведены в серии работ [13, 15–19, 39–42].

Упомянутые выше работы относятся к исследованию КД и СД в статических или низкочастотных переменных пространственно однородных магнитных полях. В стороне остались важные работы, посвященные изучению динамических КД или СД, полученных воздействием на намагниченную до насыщения пленку ФГ сильным локальным импульсным или СВЧ полем (см., например, [2, 3] и обзор [43]).

Формирование спиральных доменов и их устойчивость в постоянных полях авторы [13, 15, 17, 18, 32] связывают с магнитостатическим взаимодействием между полосовыми доменами в витках СД, а также между СД и окружающей доменной структурой. Последнее учитывается на основе представления о магнитостатическом давлении [44] соседствующих различных доменных магнитных фаз (решетка полосовых или цилиндрических доменов, ячеистая — сотовая ДС). В других работах, касаясь вопроса о механизме закручивания полосового домена в спираль, авторы [37, 38, 45, 46] отводят определяющую роль гиротропной силе  $F_g$ , действующей на головку растущего полосового (или гантелеобразного) домена и вызывающей его закручивание. Если приближенно считать, что  $F_g$  аналогична гиротропной силе, действующей на цилиндрический домен при его продвижении в градиентном магнитном поле, то согласно [2] выражение для  $F_g$  имеет вид

$$F_g = 4\pi J_S \gamma_{\text{eff}}^{-1} L S [\mathbf{z}_0 \times \mathbf{V}], \quad (3.2)$$

где  $\gamma_{\text{eff}}$  — эффективное гиромагнитное отношение многоподрешеточного ФГ,  $L$  — толщина пленки,  $\mathbf{z}_0$  — единичный вектор, характеризующий ориентацию намагниченности вне домена,  $S$  — параметр, связанный с внутренней структурой доменной стенки. Величина и знак  $S$  существенно зависят от типа и количества блоховских линий в стенке. На важную роль блоховских линий в формировании спиральных доменов указывают авторы [11, 45–48]. Знак  $S$  может определять направление закручивания полосового домена (по или против часовой стрелки), другими словами — топологический заряд СД ( $+q$  или  $-q$ ).

В [48], используя высокоскоростную фотографию, авторы наблюдали такие преобразования в границе (стенке) СД во время импульса (длительностью 7 мкс) магнитного поля, которые свидетельствовали о генерации и существовании множества вертикальных блоховских линий. Не исключено, что и в низкочастотном осциллирующем поле могут иметь место эффекты возникновения и накопления линий, например, при многократном прохождении доменной границы через некоторые локальные микродефекты. Факторами, препятствующими образованию динамических СД, могут служить изгибная неустойчивость полосового домена [49] и большая плотность окружающего СД доменного массива.

Как показывает опыт [8, 25], наложение на переменное поле небольшого постоянного подмагничивающего

поля — поля смещения  $H_B < H_S$  — может существенно влиять на геометрию и свойства динамических СД. В этом плане выделим несколько экспериментальных фактов.

1. Включение  $H_B$  снимает вырождение по направлению закручивания полосовых доменов в динамических СД, т.е. по знаку топологического заряда  $+q$  и  $-q$ . Один из них становится преимущественным. (Такая особенность наблюдалась в [45] на СД, сохранившихся после выключения переменного поля.) Это связано с нарушением симметрии в амплитудных значениях переменного поля ( $H_0^+ = H_0 + H_B$  и  $H_0^- = H_0 - H_B$ ) и соответственно с различием в условиях формирования динамических СД. С увеличением  $H_B$  количество спиралей, например, с  $+q$ , растет, а с  $-q$  уменьшается вплоть до полного исчезновения СД с такой закруткой. Причем в другом образце эта закономерность может носить противоположный характер, так что при том же заданном  $H_B$  выделяются как преимущественные СД со знаком  $-q$ . Ссылаясь на [50], можно этот экспериментальный факт объяснить противоположным знаком эффективного гиромагнитного отношения  $\gamma_{\text{eff}}$ , а значит, согласно (3.2) противоположным направлением  $F_g$  при прочих равных условиях.

2. С увеличением  $H_B$  и приближением при  $f = \text{const}$  к верхней границе области существования динамических СД (рис. 2в, рис. 3е) на некоторых пленках наблюдается резкое уменьшение числа витков в СД, образование двух- и одновитковых СД и их исчезновение. В других образцах такой закономерности нет, и выход из области динамического порядка осуществляется другим путем (см. раздел 4).

3. Часть маловитковых динамических СД перед исчезновением переходит в состояние очень быстрого вращения, которое хорошо наблюдается визуально. Мы назвали такое состояние *состоянием "волчка"* [8]. Возможно, что это состояние связано с концентрацией блоховских линий при сокращении длины витков спирального домена и частичной диссипацией накопленной энергии через кинетический канал.

На сегодняшний день нет теории динамических спиральных (и кольцевых) доменов. В работе [10] в приближении малоамплитудной модуляции намагниченности показана принципиальная возможность существования в пленках с перпендикулярной анизотропией спиральных волн намагниченности — спиральных солитонов. В первой работе [5] мы также предполагали, что СД представляют собой образования типа солитонов. Однако, судя по магнитооптическому контрасту наблюдаемых картин спиралей, мы имеем дело с доменами. Векторы  $J_S$  в соседних динамических доменах, как и в статических доменах (рис. 1, рис. 3), ориентированы антипараллельно. Ни одна из рассмотренных в этом разделе закономерностей не имеет убедительного теоретического обоснования. В отдельных частных случаях могли быть приведены лишь некоторые качественные соображения и очень приближенные модели.

#### 4. Ангерное состояние многодоменной магнитной среды

Вместе с процессами самоорганизации и переходами хаос  $\Rightarrow$  порядок в амплитудно-частотной области ( $H_0 - f$ ), выделенной на рис. 2 и рис. 3, в системе до-

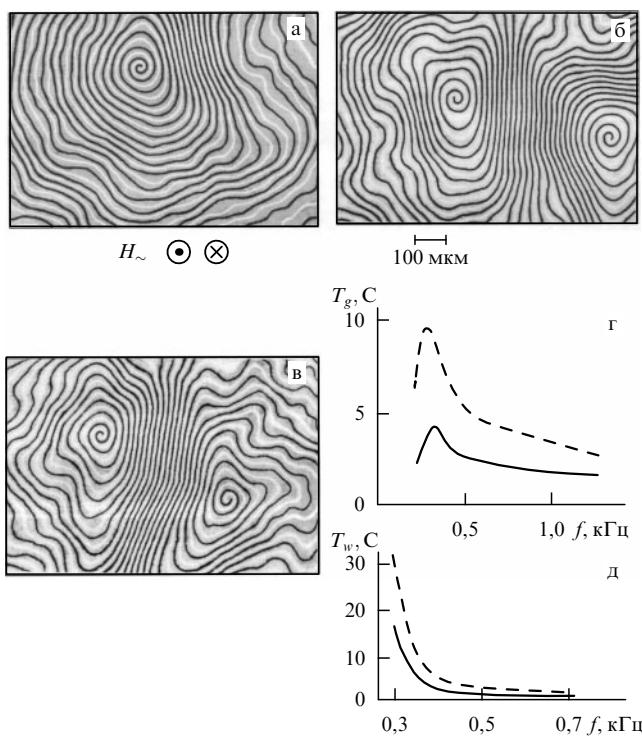
менов происходят обратные процессы, т.е. переходы порядок  $\Rightarrow$  хаос. Как впервые показано в наших работах [5, 8], каждый возникший спиральный домен "живет" некоторое время  $T_g$  — время жизни, а затем исчезает. Время  $T_g$  на несколько порядков больше периода переменного магнитного поля. Новый СД или несколько новых спиралей возникают на контролируемом участке образца через некоторое время  $T_w$  — время ожидания. Обновление картины спиральных доменов за время 1–2 мин хорошо видно из сравнения кадров на рис. 3в–д и рис. 6а–в. Например (рис. 6а), в некоторый момент времени на наблюдаемом участке пленки возникает большая многовитковая спираль с закруткой против часовой стрелки ( $-q$ ). После окончания "жизни" этого СД через время  $T_w$  на этом же месте возникают две спирали (рис. 6в) с одинаковыми топологическими зарядами ( $-q$ ). После их исчезновения через время  $T_g$  появляются две другие спирали (рис. 6в) с  $+q$  и  $-q$ . Далее процесс продолжается в среднем с частотой  $f_S = 1/(T_g + T_w)$ . Для данной пленки при  $f = 350$  Гц и  $H_0 = 82$  Э максимальные значения  $T_g$  и  $T_w$  могут достигать  $\sim 10$  с и 30 с соответственно. Аналогично ведут себя кольцевые ДДС в своей области ( $H_0 - f$ ) [5, 8]. Переходы хаос  $\Leftrightarrow$  порядок продолжаются до тех пор, пока включено переменное поле и сохраняются условия опыта.

Пленка ФГ, находящаяся в непрерывно действующем, пространственно однородном переменном поле, представляет собой открытую термодинамическую систему, в которой происходят процессы поступления и диссипации энергии с самоорганизацией элементов

системы (доменов). Это позволяет отнести многодоменные пленки ФГ к активным средам, рассматриваемым, в частности, в синергетике (см., например, [9]). Здесь уместно обратить внимание на следующие важные моменты. Известными и наиболее наглядными примерами самоорганизации, т.е. формирования в неравновесных диссипативных средах устойчивых, регулярных пространственно-временных структур, служат ячейки Бенара в тонком слое жидкости с градиентом температуры по нормали или кольцевые и спиральные структуры в плоском химическом реакторе с градиентом концентраций жидких реагентов. В том и другом примере в исходном состоянии жидкие среды однородны, в самоорганизации участвуют микроскопические элементы — атомы и молекулы, именно они диффундируют, перемещаются в пространстве. Многодоменная магнитная среда в корне отличается от описанных. Она изначально резко неоднородна: направления  $J_s$  в соседних доменах противоположны ("черные" и "белые" домены на рис. 1а); в процесс самоорганизации вовлекаются макроскопические образования — домены; наконец, в этом процессе нет диффузии, нет перемещения атомов (если пренебречь магнитострикционными эффектами на микроскопическом уровне). В силу сказанного многодоменную магнитную среду надо относить к совершенно новым, не изученным еще объектам синергетики.

Описанное выше (рис. 2, 3, 5, 6) особое состояние многодоменных пленок ФГ внешне поразительно похоже на возбужденное состояние автоколебательной активной среды, а образующиеся кольцевые и спиральные домены — на кольцевые и спиральные диссипативные (автоволновые) структуры, например, в химически активных средах [9]. Поэтому в первых работах [4–7], делая упор на эту аналогию, мы называли впервые увиденное особое возбужденное состояние многодоменной среды автоволновым. Однако в [8] мы указали на то, что кольцевые и спиральные динамические домены резко отличаются по своим свойствам от автоволн. Например, последние при столкновении аннигилируют, тогда как СД взаимодействуют скорее как упругие, легко деформируемые или, напротив, жесткие, образования. Это хорошо видно на рис. 3, 5, 6.

Есть еще целый ряд отличий. Так, наблюдались одиночные динамические СД с длинным прямолинейным концом, по которому как по направляющей, периодически закручиваясь и раскручиваясь, спираль качается в продолжение всей своей жизни. В системе из двух связанных СД наблюдался периодический процесс закручивания одной и раскручивания другой из спиралей в течение времени  $T_g$ . Такое поведение СД никак не согласуется с поведением известных спиральных автоволн [9]. Наконец, отметим, что автоволновые структуры исчезают, если выключается энергетическая накачка системы, устраняются причины, вызывающие формирование пространственно-временных упорядоченных структур: градиенты температур в жидкостях, градиенты концентраций элементов в химических растворах и т.д. В нашем случае многовитковые СД можно сохранить и после достаточно быстрого выключения переменного поля [25]. Авторы [11], приводя ряд доводов, также указывают на то, что кольцевые и спиральные динамические домены не являются автоволновыми структурами. Они относят их к метастабильным, рефлексивным структурам.



**Рис. 6.** Спиральные динамические домены в пленке феррита-граната  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с  $L = 5$  мкм,  $P_0 = 11$  мкм и  $Q = 9$  в переменном поле типа "меандр" с частотой  $f = 300$  Гц и амплитудой  $H_0 = 80$  Э, сфотографированные с одного и того же места образца последовательно с интервалом менее 1 мин (а, б, в). Зависимость времени жизни (г) и времени ожидания появления СД от частоты (д).

Учитывая все это, состояние, которое возникает в многодоменной среде в переменном магнитном поле и сопровождается самоорганизацией в системе движущихся доменных границ (образование упорядоченных, устойчивых ДДС) и самогенерацией квазипериодических процессов с частотой, много меньшей частоты накачки (появление  $\Leftrightarrow$  исчезновение, вращение, испускание-генерация динамических доменов), мы в [8] назвали *ангерным состоянием* (AC; anger state (англ.) — сильно раздраженное, гневное состояние). Тогда возникающие в этом состоянии упорядоченные ДДС логично назвать магнитными *ангерными структурами* [51].

Важными динамическими параметрами AC являются время жизни СД  $T_g$  и время ожидания (паузы)  $T_w$  на контролируемом участке образца с размером 1–1,5 мм. На рисунке 6г, д представлены [8] зависимости  $T_g$  и  $T_w$  от частоты переменного поля  $f$  для значений  $H_0$ , приблизительно соответствующих середине области AC на рис. 2в. Сплошные кривые — усредненные значения  $T_g$  и  $T_w$  по 15 СД, штриховые — максимальные измеренные значения этих параметров. Видно, что  $T_g(f)$  — немонотонная, а  $T_w(f)$  — монотонная кривые. С увеличением  $f$  выше 300 Гц и  $T_g$ , и  $T_w$  сначала быстро, а затем медленно уменьшаются. При  $f \geq 1$  кГц  $T_w \rightarrow 0$ ; другими словами, наблюдаемый участок пленки не остается свободным от СД. Зависимость  $T_g$  от амплитуды поля  $H_0$  удалось построить для пленки ФГ, для которой типичный динамический СД показан на рис. 4. Кривая  $T_g(H_0)$  немонотонна и максимум  $T_g = 30$  с приходится на  $H_0 = 40$  Э при  $f = 500$  Гц. Таким образом, выход из области AC может осуществляться путем уменьшения числа витков в СД (см. предыдущий раздел) и уменьшения их времени жизни. Замечено, что при прочих равных условиях, чем больше внешний размер спирали, т.е. чем больше у нее витков, тем дольше она "живет". Как показывает опыт [8], зависимости  $T_g(f)$ ,  $T_g(H_0)$ ,  $T_w(f)$  очень чувствительны к температуре и форме поля  $H(t)$ .

Динамические СД в одном и том же образце, а тем более в разных пленках различаются не только по конфигурационным параметрам (см. предыдущий раздел), но и по своему поведению в переменном поле. За время жизни у СД из-за взаимодействия с тоже "живой", непрерывно перестраивающейся, неупорядоченной ДДС может изменяться число витков и их форма, время от времени "пульсировать" ядро, что вызывает закручивание  $\Leftrightarrow$  раскручивание СД. Спираль не стоит на месте, она дрейфует и при этом сталкивается с точечными и протяженными дефектами, с концами и отростками полосовых доменов, с ЦД и другими СД. В пленке с относительно низкой одноосной анизотропией ( $Q = 9$ ) СД исключительно легко деформируются (рис. 2б, рис. 6), они как бы "обтекают",гибают дефекты, при этом витки СД сближаются до такой степени, что расстояние между ними становится порядка удвоенной ширины обратных доменов в статическом поле, равном амплитуде переменного. Это означает, что при переключении поля в таких областях стужения доменные границы почти не двигаются. Аналогичная картина наблюдается при столкновении двух СД с одинаковыми (рис. 6б) или разными (рис. 6в) зарядами  $q$ .

В высокоанизотропной пленке ( $Q = 96$ ) спиральные домены более "жесткие", эффект сжатия внешних витков СД (рис. 3в–д) практически незаметен. Строго говоря, как показывает опыт [25], проведенный на СД, близких

по форме к архimedовым (рис. 4), расстояние между витками зависит от номера витка, а характер этой зависимости может качественным образом изменяться с увеличением частоты  $f$ . Замечена некоторая общая закономерность: при больших  $f$  и образовании плотной упаковки (решетки, мозаики) из СД (например, как на рис. 5в и рис. 9б) внутренняя область около ядра СД более рыхлая, чем периферийная. Подчеркнем, что при всех изменениях формы, размера, положения спирального ДД за время жизни неизменным сохраняется знак его топологического заряда.

С использованием микровидеосъемки в [51] на пленке ФГ, типичные динамические СД для которой показаны на рис. 3, подробно изучена эволюция индивидуальных СД. Показано, что СД блуждает среди неупорядоченной ДДС (в доменном хаосе), как броуновская частица. Мгновенные скорости меняются по направлению и величине от нуля до 5–6 мм с<sup>-1</sup>. Удалось проследить за всей "жизнью" одного, так называемого "изолированного" СД, по соседству с которым не возникали за время  $T_g$  другие СД, т.е. наблюдаемый СД всю "жизнь" был окружен только доменным хаосом. На первом этапе жизни возникший (за время менее 0,04 с — это время между двумя соседними кадрами видеозаписи) двухвитковый СД за время  $T_b = 0,04$  с переходит в многовитковый СД с десятью витками одной полярности. Увеличение витков, как мы полагаем, шло путем накручивания витков, т.е. движением головки внешнего витка. Далее динамический СД "живет" в течение  $T_g = 0,48$  с, наращивая, теряя, снова наращивая витки и т.д., так что число  $N$  меняется случайным образом, не опускаясь по величине ниже 4–5 витков. За время  $T_g$  сохраняется размер ядра в СД, период в витках спирали и топологический заряд. Потом наступает период "старения" и разрушения СД: все более и более искажаются витки, число их уменьшается, спираль становится рыхлой, особенно в центре. Наконец, за время менее 0,04 с СД разрушается полностью и исчезает.

На основании подобных наблюдений к известным характеристикам  $T_w$  (время ожидания) и  $T_g$  (время жизни СД) были добавлены еще две:  $T_b$  — время формирования многовиткового СД и  $T_d$  — время "старения" и разрушения СД. Для выбранной пленки, при  $f = 2,56$  кГц и  $H_0 = 43$  Э усредненные по 15 спиралям на площади 10 мм<sup>2</sup> значения  $T_g$  и  $T_w$  составляют приблизительно 1 с, а  $T_b$  и  $T_d$  примерно 0,04 с. При той же частоте, но при  $H_0 = 45,7$  Э (вблизи верхней границы области AC на рис. 3е)  $T_g = 1,5$  с, а  $T_w$  резко возрастает и достигает значений 10–15 с. Последнее указывает на другой по сравнению с ранее установленным [8, 25] механизм разрушения AC. Действительно, в [8, 25] было найдено, что крупные долгоживущие СД с наибольшим числом витков  $N$  формируются в середине области AC, а при приближении по амплитуде  $H_0$  к верхней или нижней границе области AC спирали становятся все мельче, "живут" все меньше, содержат все меньшее число витков и исчезают совсем. Это характерно для пленок с умеренным значением фактора качества ( $Q \leq 20$ ).

В рассматриваемом же высокоанизотропном образце ( $Q = 96$ ) ситуация другая. Мелкие СД с малыми  $N$  и  $T_g$  действительно образуются у нижней границы области AC. С ростом амплитуды поля  $N$  и  $T_g$  только увеличиваются, но при этом время ожидания  $T_w$  появления крупных (свыше 10–15 витков) долгоживущих СД очень

резко возрастает и, как мы полагаем, стремится к бесконечности. Такое различие в механизмах разрушения АС в разных пленках, возможно, связано с тем, что в высокоанизотропных веществах в процессе перемагничивания, особенно на начальном его этапе, большую роль играют скачки намагниченности (см. разделы 7, 8). При значениях амплитуды переменного поля, приближающихся к верхней границе АС (рис. 3е), а значит, и к полю насыщения  $H_S$ , в пленке сохраняется небольшое количество мелких остаточных доменов обратной магнитной фазы. При снижении поля рост этих доменов происходит с большим гистерезисом и сопровождается крупными скачками намагниченности. Так что, например, в каком-то "подходящем" остаточном ЦД переход к гантелеевидному и далее к полосовому домену происходит скачком, в конце которого скорость движения головки домена столь велика, что гиротропная сила (3.2) становится способной закрутить полосовой домен в спираль. С дальнейшим увеличением  $H_0$  остаточных доменов сохраняется все меньше, уменьшается и вероятность разрастания "подходящего" домена, а значит, увеличивается время  $T_w$ .

Ангерное состояние реализуется в определенной ограниченной по амплитуде и частоте области переменного поля (рис. 2в и рис. 3е). Нижняя, пороговая частота  $f_B$  может быть оценена исходя из предположения о том, что определяющей в формировании динамических СД является гиротропная сила (3.2), а положение ДГ, например, координата  $X$ , изменяется со временем так же, как и поле, т.е.  $X(t) = X_0 \sin(2\pi ft)$ . Тогда при  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$  скорость движения границы будет

$$V(t) = 2\pi X_0 f \cos(2\pi ft),$$

или

$$V(t) \sim f \cos(2\pi ft). \quad (4.1)$$

Поскольку  $V$  входит в выражение для гиротропной силы  $F_g$  (3.2), то очевидно, что частота  $f$  должна быть больше некоторого минимального значения  $f_B$ , чтобы гиротропная сила оказалась способной вызвать закручивание головки растущего полосового домена в многовитковую спираль. Существование максимальной частоты  $f_{max}$ , ограничивающей область АС (для исследованных пленок это 6–30 кГц), скорее всего, связано с более сложной динамикой доменных границ, с преобразованием их внутренней структуры.

Качественное объяснение наличия оптимального интервала амплитуд переменного поля

$$\Delta H_\sim = H_{0(max)} - H_{0(min)}$$

для формирования динамических СД в [53] строится на учете гиротропных сил и плотности доменного массива. При наибольшем значении амплитуды поля  $H_\sim = H_0$  согласно (4.1)  $V = 0$ , а значит, и  $F_g = 0$ , если все остальные параметры в (3.2) сохраняются неизменными. Максимальные скорости  $V = V_0$ , а значит, и максимальные гиротропные силы  $F_g$  соответствуют моментам прохождения напряженности поля через нуль. Для образования многовиткового СД это самая неблагоприятная ситуация, так как в этот момент в образце находится плотный массив магнитных доменов. Таким образом, для формирования спиральных ДД необходимы доста-

точно большая скорость  $V$  и достаточно разреженное, "рыхлое" доменное окружение.

В качестве первого приближения для количественной характеристики разреженности массива ДД мы взяли ее эффективный период  $P$ . Полагали, что в квазистатическом приближении зависимость  $P(H)$  на четверти периода поля совпадает с рассчитанной  $P(H)$  в [21]. Отсюда как следствие вводится параметр

$$\beta \left( \frac{H}{H_0} \right) = \frac{P(H)}{P_0} \frac{V(H)}{V_0}, \quad (4.2)$$

где  $P_0$  — эффективный период доменной структуры при  $H = 0$ , т.е. в исходном размагнченном состоянии,  $V_0$  — амплитудное значение скорости. Величина  $\beta$  характеризует условия, благоприятные для формирования динамических СД. Тем самым в указанном приближении определяется та часть периода переменного поля, а значит, и тот интервал значений напряженности действующего поля  $\Delta H$  при заданной частоте  $f$ , в котором предпочтительно образование спиральных доменов. Получили

$$\Delta H = (0,85 - 0,60)H_S,$$

что неплохо согласуется с опытом [53]. Нормированный на  $4\pi J_S$  интервал  $\Delta H$  практически совпадает с рассчитанным в [15] интервалом стабильности СД в квазистатических условиях.

Выше (см. раздел 3) уже отмечалось, что даже небольшие поля смещения могут существенно влиять на топологический заряд, геометрические параметры и поведение СД. Дальнейшие исследования выявили еще более яркие закономерности. Оказалось, что в образцах пленок ФГ, в которых не наблюдалось АС, это состояние может возникнуть при наложении на переменное поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$  достаточно большого постоянного поля смещения, превышающего  $H_0$  ( $H_B \geq H_0$ ). Такое состояние назовано нами *индивидуированным ангерным состоянием* (АСи). В пространстве трех управляющих параметров  $H_0$ ,  $f$ ,  $H_B$  может находиться несколько ограниченных областей АСи. В этих областях спиральные домены отличаются по конфигурации и динамическим свойствам, а сами индуцированные ангерные состояния — по своим динамическим параметрам  $T_g$ ,  $T_w$ ,  $f_B$ ,  $f_{max}$ ,  $\Delta H_0$  [52, 53].

Разумеется, в действительности кроме указанных выше факторов на реализацию АС в конкретной амплитудно-частотной области переменного поля, на формирование упорядоченных ДДС (в частности, СД) различной геометрии и с различными параметрами оказывает влияние масса других физических факторов. Например, толщина и совершенство (однородность) микроструктуры пленочного образца, характеристики материала; внутренняя структура, кэрцитивность и подвижность доменных границ; особенности неупорядоченной (хаотической) динамической доменной структуры, из которой формируются спиральные домены и которая магнитостатически взаимодействует с СД во время всей его жизни и др. Сейчас трудно предсказать, какие из указанных факторов и в каких условиях будут играть главную или, наоборот, второстепенную роль. Например, можно полагать, что при малых частотах  $f \approx 0,1 - 1$  кГц большое влияние на динамику ДС будет оказывать кэрци-

тивность ДГ, а при больших  $f \approx 10 - 100$  кГц — преобразования внутренней структуры ДГ. Однако для окончательных выводов необходимы новые надежные экспериментальные факты. В известных теориях автоволновых процессов, в динамической теории формообразования (см., например, [9, 54, 55]) нет готовых схем для описания АС. Создание обстоятельной теории сильно возбужденного (англерного) состояния многодоменной магнитной среды представляется сложной физической проблемой.

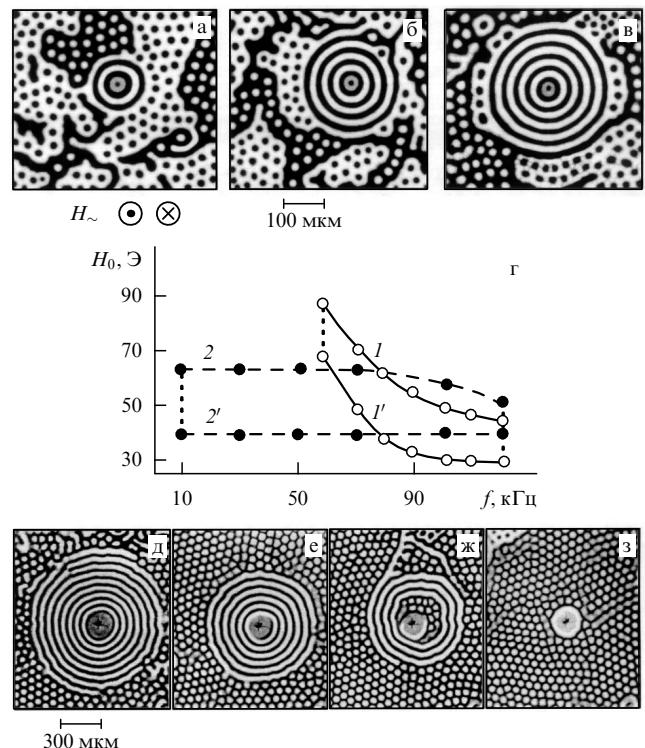
## 5. Ведущие центры и другие источники динамических доменов. Динамическая однодоменность

Представленные выше результаты относились к интервалу частот  $f \sim 0,1 - 10$  кГц и амплитуд  $H_0 < H_S$  статического поля насыщения. Расширение этих интервалов по частоте  $f$  до 100–150 кГц и по амплитуде переменного поля  $H_0$  до  $(2-3)H_S$  привело к обнаружению целого ряда новых устойчивых упорядоченных динамических доменных структур (ДДС) и новых эффектов в их поведении.

В условиях, когда  $H_0 > H_S$  — поля насыщения, в высокоанизотропных пленках ФГ ( $K > 2\pi J_S^2$ ) большую роль начинают играть локальные дефекты, на которых сохраняются или возникают микроскопические домены с намагниченностью, противоположной намагниченности пленки, доведенной практически до насыщения. При уменьшении поля ниже  $H_S$  некоторые из этих микродоменов обратной намагниченности, разрастаясь, инициируют процесс перемагничивания всей пленки путем смещения доменных границ (ДГ), т.е. становятся зародышами перемагничивания (ЗП). Такими дефектами могут быть, например, дислокации и их скопления. Согласно [56, 57] в окрестности дислокации эффективная константа одноосной магнитной анизотропии может не только сильно уменьшаться, но и изменить знак.

В принятой схеме эксперимента (см. раздел 2) в исследованных пленках ФГ при некоторых значениях частоты и амплитуды переменного поля  $H = H_0 \sin(2\pi f t)$  формируются устойчивые, упорядоченные ДДС, названные нами *ведущими центрами* (ВЦ) по аналогии с такого же вида пространственно-временными упорядоченными диссипативными структурами в активных средах [9]. ВЦ — это ДДС в виде системы концентрических колец, распространяющихся с небольшой скоростью от центра (рис. 7а–в). При этом вся визуально наблюдаемая в микроскоп картина чрезвычайно похожа на распространение круговых концентрических волн. Формирование таких структур связано с непрерывным периодическим зарождением и разрастанием цилиндрических доменов чередующейся полярности в области локального дефекта [58–60]. Этот процесс вызывает перемещение (дрейф) всей системы колец от центра. (Более подробно о дрейфе совокупности доменов как целого в пленках ФГ см. [14].)

Недавно с помощью микровидеосъемки нам удалось увидеть еще и другой механизм образования ВЦ: сначала на дефекте возникает спиральный одновитковый динамический домен, потом число витков в СД увеличивается, а затем скачком (за время менее 0,04 с) происходит смыкание витков и формирование системы концентрических кольцевых доменов (ККД). Возможно, этот переход осуществляется путем образования и движения доменной дислокации [11, 61] подобно тому, как



**Рис. 7.** Динамическая доменная структура типа "ведущий центр" (а, б, в) в пленке  $\text{Yb}(\text{FeGa})_3\text{O}_{12}$  с  $L = 9$  мкм,  $P_0 = 32$  мкм и  $Q = 53$  в поле  $H_\sim$  с частотой  $f = 80$  кГц и амплитудой  $H_0 = 58$  Э при температуре 40 °C (кадры разнесены по времени на 30 с). Частотно-амплитудные области (г) "работы" ВЦ при температурах 30 °C (кривые 1–1') и 65 °C (кривые 2–2'). Разрушение ВЦ постоянным полем  $H_B$ , равном: (д) 0; (е) 2; (ж) 4; (з) 7 Э при  $f = 80$  кГц и  $H_0 = 64$  Э.

концентрические круговые волны преобразуются в спиральные в системе параметрически возбужденных капиллярных волн в тонком слое жидкости [55].

Собственная частота  $f_S$  "работы" ВЦ — испускания колец — на несколько порядков меньше частоты поля накачки ( $f_S \ll f$ ) и может составлять 0,1–1 Гц. При данных  $H_0$  и  $f$  достигается оптимальное число колец  $N$  (рис. 7в). Далее со временем оно остается практически постоянным: каждому "зарождению" цилиндрического домена в центре соответствует смещение (дрейф) всей системы колец от центра наружу и разрушение периферийного кольца. Последнее происходит, как можно увидеть из рис. 7а–в, путем неоднородного расширения внешнего кольца, образования и отрыва неправильного по форме домена — "пузыря". Увеличение локальной магнитостатической энергии при этом компенсируется возникновением внутри "пузыря" цилиндрических доменов (ЦД). Процесс многократно повторяется. В итоге ВЦ оказывается окруженным неупорядоченной ДДС, состоящей из разнообразных по форме и размеру черных и белых пузырей, внутри которых находятся соответственно белые и черные ЦД. (Пузырь с ЦД можно еще назвать кластером цилиндрических доменов той или другой полярности.) Вся эта система беспорядочно и интенсивно двигается.

Надо отметить, что образование белых и черных кластеров с ЦД (рис. 7а–в) происходит равновероятно, и суммарные площади, занимаемые теми и другими, примерно одинаковы. Но уже небольшая (в 0,2–0,5 Э)

постоянная составляющая переменного поля снимает вырождение вплоть до того, что ВЦ оказывается окруженным решеткой из ЦД одной полярности (см., например, рис. 7д). Надо полагать, что взаимодействие упорядоченной структуры ВЦ с различными окружающими ее неупорядоченными ДДС может существенно влиять на динамические и конфигурационные параметры ВЦ — собственную частоту  $f_s$ , число колец  $N$ , их ширину  $d$ .

На рисунке 7г показаны амплитудно-частотные области существования ВЦ для двух температур. Видно, что температура оказывает очень сильное влияние на эти области ( $H_0 - f$ ). На ряде пленочных образцов ФГ наблюдались различного вида области ( $H_0 - f$ ) "работы" ВЦ и разный характер изменения их с температурой, что связано не только с различным температурным ходом основных магнитных констант материала, но и с температурной зависимостью локальных характеристик в окрестности дефекта, где происходит формирование зародышей перемагничивания.

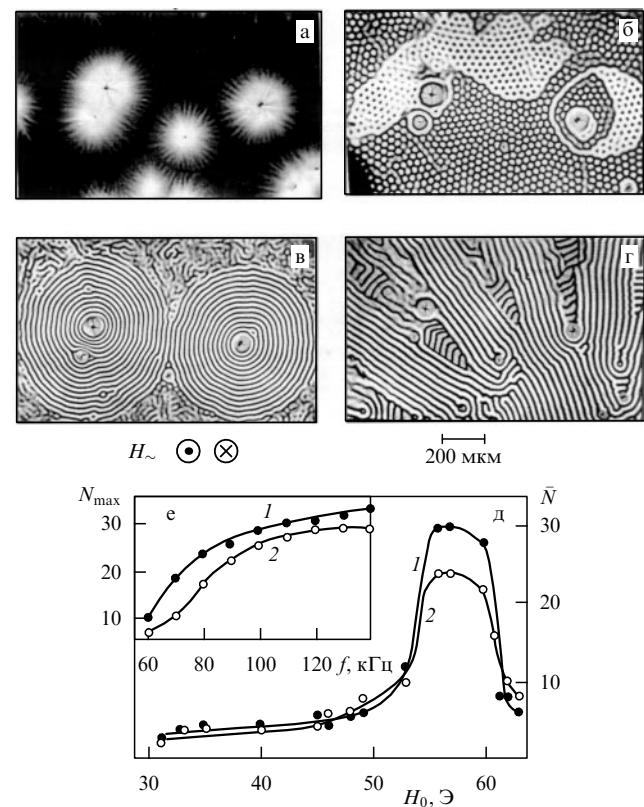
Не менее сильное влияние на ВЦ, чем температура, оказывает постоянное подмагничивающее поле  $H_B$  (поле смещения). На рисунке 7д–з показано, как увеличение поля  $H_B$  вызывает постепенное разрушение ВЦ при заданных параметрах переменного поля. Примечательно, что разрушение происходит в два этапа: сначала внешние ("белые" на рис. 7д, е) кольца последовательно распадаются на цепочки ЦД, а затем подключается механизм формирования в центре ВЦ пузырей (черных на рис. 7ж) с белыми ЦД внутри. В результате ВЦ исчезает, а дефектная область оказывается окруженной однополярной решеткой из белых ЦД (рис. 7з). При изменении знака поля  $H_B$  все указанные полярности меняются на противоположные.

Таким образом, в ограниченных интервалах  $f$  и  $H_0$  реализуется такое возбужденное состояние пленок ферритов-гранатов, для которого характерно образование упорядоченных устойчивых ДДС (системы концентрических колец), т.е. самоорганизация коллектива доменов и наличие периодического процесса появление  $\leftrightarrow$  исчезновение колец. А такое состояние выше (см. раздел 4) мы определили как ангерное состояние многодоменной среды (АС). Наверное, можно считать, что формирование СД и ВЦ — это проявление одного и того же общего явления — сильно возбужденного (ангерного) состояния массива взаимодействующих магнитных доменов — и что АС в зависимости от условий опыта проявляется по-разному. Здесь уместно указать на аналогию "работы" ВЦ в пленках с перпендикулярной анизотропией с эффектом, который был обнаружен в образцах трансформаторной стали (Fe-3 %Si) с ОЛН, параллельной плоскости образца и наблюдаемой поверхности [1, 62]. В переменном магнитном поле ( $f = 60$  Гц) в окрестности локального дефекта происходило периодическое с частотой  $\sim 0,5$  Гц возникновение плоского домена и его разрастание. Это вызывало смещение (дрейф) всей системы плоских полосовых доменов к краям образца.

Как показывает опыт, при вариации параметров накачки, т.е. частоты  $f$  и амплитуды  $H_0$  синусоидального переменного поля, вид ДДС в высокоанизотропных пленках ФГ меняется радикально (рис. 8) [63]. Например, около дефектов образуются многолучевые "звезды" (рис. 8а). За счет удлинения  $\leftrightarrow$  укорачивания лучей звезды непрерывно "мигают" с частотой  $f_s \sim 1$  Гц, что на несколько порядков меньше частоты  $f$  переменного

поля. Длина лучей зависит от  $H_0$ ,  $f$ , так что при подходящем изменении этих величин длина уменьшается. Наконец, при некоторых значениях  $H_0$ ,  $f$  "звезды" исчезают. Весь образец становится практически однодоменным, он перестает реагировать на внешнее переменное магнитное поле. Наступает, как мы говорим, состояние *динамической однодоменности*. К этому состоянию мы вернемся далее в разделах 6 и 7, посвященных динамическим доменным фазовым диаграммам и гистерезисным свойствам пленок ФГ. Заметим еще, что крупные дефекты, видимые на рис. 8а, нанесены на образец специально алмазным индентером на приборе для измерения микротвердости. Мелкие дефекты имеют естественное происхождение, они присутствовали изначально. Описанная своеобразная маркировка позволила не только провести многократные наблюдения ДДС строго на одном и том же месте образца (см., например, рис. 8а–г), но и удостовериться в том, что главные особенности в конфигурации и динамическом поведении структур, описанных в этом разделе, одинаковы как для ДДС, образующихся на искусственных локальных дефектах, так и для ДДС, образующихся на естественных, условно-точечных дефектах.

При некоторых значениях двух параметров переменного магнитного поля  $H_0$  и  $f$  дефекты могут становиться источниками ДДС в виде "пузырей" (клusterов, остров-



**Рис. 8.** Различные типы динамических доменных структур в той же пленке, что и на рис. 7, при различных частотах и амплитудах поля  $H_\sim$ : (а) "мигающие звезды" (10 кГц, 82 Э); (б) источники "пузырей" (70 кГц, 72 Э); (в) доменные центры — ДЦ (100 кГц, 60 Э); (г) радиально-круговая структура (100 кГц, 80 Э). Зависимость усредненного по времени количества колцевых доменов в ДЦ от амплитуды переменного поля  $H_\sim$  при  $f = 100$  кГц (д) и зависимость максимального числа колец (е) от частоты  $f$  (кривые 1 относятся к левому, кривые 2 — к правому ДЦ на (в)).

ков), заполненных цилиндрическими доменами (рис. 8б). Как формируются "пузыри", хорошо видно на рис. 8б на правом крупном дефекте. Внутренний белый кольцевой домен только что начал неоднородно расширяться, и в нем образовались три первых черных ЦД. Возникший перед этим черный домен расширился настолько, что в нем находится много белых ЦД. А образовавшийся еще раньше белый внешний кольцевой домен уже превратился в белый пузырь, заполненный черными ЦД с белой дугой, охватывающей источник. В следующий момент времени происходит разрыв дуги, образуется изолированный белый пузырь с черными ЦД, который медленно "уплывает" на край образца и там исчезает. При этом кластер белых ЦД в черном кольце сливаются с решеткой ЦД, окружающей дефект. Все описанные этапы повторяются снова и снова (с частотой  $f_S = 0,1 - 1$  Гц), пока остаются неизменными условия опыта: частота, амплитуда, форма магнитного поля накачки, температура; но при этом конфигурация и размер пузырей меняются случайным образом (см., например, "пузырь" у левого крупного дефекта на рис. 8б).

В определенных интервалах значений  $H_0$  и  $f$  переменного поля локальные дефекты могут стать центрами очень крупных (с внешним размером до 2–3 мм) систем концентрических кольцевых доменов (см., например, рис. 8в). Эти ДДС, названные *доменными центрами* (ДЦ), похожи на ведущий центр, но здесь нет периодической генерации цилиндрических и кольцевых доменов в середине системы и соответственно нет распространения колец от центра к периферии. При постоянных  $f$  и  $H_0$  число колец  $N$  в ДЦ остается со временем практически постоянным. Доменные границы лишь колеблются около устойчивых положений равновесия. При увеличении или уменьшении  $f$  и  $H_0$  число колец  $N$  в ДЦ изменяется путем наращивания или разрушения наружных колец. Зависимость  $N$  от амплитуды поля (рис. 8д) существенно немонотонна.  $N_{\max}$  реализуется в довольно узком интервале амплитуд  $H_0 \sim 55 - 60$  Э. Это оптимальный интервал динамической устойчивости системы концентрических кольцевых доменов (ККД) при  $f = 100$  кГц. С увеличением частоты значение  $N_{\max}$ , как видно на рис. 8е, монотонно растет.

В другом образце, ДС которого показана на рис. 3, мы получали в переменном гармоническом поле с  $f = 100$  кГц и  $H_0 = 75$  Э устойчивые динамические структуры из ККД с  $N_{\max} > 50$ . Это огромные системы ККД, занимающие большую часть образца. Их можно сохранить и после выключения переменного поля. Очень интересно поведение таких систем ККД в постоянных магнитных полях [64]. При намагничивании кольца в них поочередно двигаются к центру и при некоторых критических значениях радиуса  $R_k$  и поля  $H_k$  исчезают. При этом большим  $R_k$  соответствуют и большие значения  $H_k$ . Весьма примечательно то, что внешние кольца в системе ККД существуют до полей, почти в 2 раза превышающих поле коллапса цилиндрических доменов (т.е. поле  $H_S$ ) для данного образца. Отметим, что такие огромные, естественно возникшие, аномально устойчивые системы ККД, насколько нам известно, наблюдались в [64] впервые. В этой же работе стабильность и свойства системы ККД изучались теоретически. Использовалось выражение для полной свободной энергии структуры из ККД с произвольным числом колец [65]. Вводился

новый параметр — коэрцитивность кольцевого домена. Этот параметр определялся как разность производных общей энергии по внешнему и внутреннему радиусам кольца. Показано, что теория дает удовлетворительное описание свойств ККД, включая эффект аномально высокой стабильности огромных систем ККД в статических полях.

Следует упомянуть, что огромные системы ККД, как показано в [66], можно сформировать в пленках ферритов-гранатов искусственно с помощью микроволнового поля большой напряженности (оно создается специальной схемой волноводов) и одновременно действующего постоянного магнитного поля смещения.

Вернемся к динамическим доменным структурам, представленным на рис. 7 и рис. 8. Как указано выше, в "ведущем центре" (ВЦ) наблюдается перемещение кольцевых доменов от центра к периферии, а в "доменном центре" (ДЦ) такого движения нет. Наряду с этими ДДС в некоторых интервалах значений частот и амплитуд переменного поля удавалось наблюдать упорядоченную ДДС, так же, как ВЦ и ДЦ, состоящую из системы концентрических кольцевых доменов, в которой имело место попеременное, медленное, периодическое (квазипериодическое) движение (дрейф) колец "к центру"  $\leftrightarrow$  "от центра". Мы назвали такую ДДС *упругим доменным центром*. Возможно, что по своей природе он занимает промежуточное положение между ВЦ и ДЦ. Не исключено, что "упругий" ДЦ возникает при таких условиях, когда частота "работы" ВЦ становится близкой к собственной частоте колебаний локальной плотности окружающего ВЦ динамического доменного массива. При вариации параметров поля накачки и образовании огромных систем ККД любые групповые перемещения колец затрудняются, и система переходит в состояние ДЦ. Все описанные динамические доменные структуры будем называть структурами "типа ВЦ".

Отметим еще, что на том же участке рассматриваемого образца (см. рис. 8), но при несколько более высокой температуре (39 °C), наблюдалась [63] совершенно необычная радиально-круговая динамическая структура (рис. 8г). К сожалению, она до сих пор осталась практически неисследованной.

Таким образом, с изменением параметров переменного поля реализуется целый каскад преобразований ДДС, формирующейся на одном и том же локальном дефекте (рис. 7, рис. 8). При этом взаимные переходы между указанными выше структурами могут происходить с явным гистерезисом. Одновременно в пленке при данных условиях на разных дефектах могут образовываться и взаимодействовать между собой разные ДДС "типа ВЦ". Так, возникновение ДЦ на двух крупных дефектах (рис. 8в) привело к подавлению ВЦ на мелком дефекте, находящемся между ними.

Обстоятельной теории всей совокупности явлений, описанных в данном разделе, нет. Однако имеются решения ряда частных задач, на которых мы кратко остановимся.

Впервые в [67 – 69] экспериментально и теоретически изучались свойства кольцевого домена. Обнаружены интересные особенности. Например, в переменном магнитном поле пилообразной формы и очень низкой частоты (менее 1 Гц) происходит попеременное с большим сдвигом по фазе движение внутренней ( $R_1$ ) и внешней ( $R_2$ ) границ кольца к центру. При этом разру-

шение кольцевого домена может происходить по-разному: коллапсированием при конечных значениях  $R_1$  и  $R_2$ , утончением кольца, т.е.  $(R_2 - R_1) \rightarrow 0$ , или переходом в цилиндрический домен.

Задача теоретического описания магнитных динамических доменных структур типа "ведущий центр" поставлена в работах [65, 70–76]. В [70] предпринята первая попытка найти физически оправданные подходы к расчету амплитудно-частотной области существования и "работы" динамической доменной структуры типа ВЦ.

В [71] в модели: один цилиндрический домен и вокруг него кольцевой домен такой же полярности, решена сложная микромагнитная задача — найдено непрерывное радиальное распределение намагниченности, отвечающее минимуму полной энергии, равной сумме плотностей энергии анизотропии, обмена, магнитостатического взаимодействия и зеемановой энергии. Хотя в [71] рассматривался статический случай, но из анализа допустимых способов появления  $\Leftrightarrow$  исчезновения кольцевого домена делается вывод о принципиальной возможности образования нескольких концентрических колец вокруг цилиндрического домена при возбуждении системы и работы этой системы как ВЦ.

Исследование той же модели, но в динамических условиях, продолжено авторами в [72, 73]. Проанализирована реакция доменной структуры из трех доменных границ (ДГ) с радиусами  $R_1$  (цилиндрический домен; ЦД) и  $R_2, R_3$  (кольцевой домен; КД) на включение импульса магнитного поля, направленного против  $J_S$  в доменах. Показано, что в зависимости от амплитуды импульса поля система границ движется либо к центру (сжатие и коллапс), либо от центра (расширение). Диапазон полей, в котором меняется характер движения границ, весьма узок и, по мысли авторов, определяет тот полевой интервал, в котором время жизни  $T_g$  системы велико. При некотором значении поля  $T_g \rightarrow \infty$ , т.е. вся структура становится динамически устойчивой. Рассчитанная зависимость  $T_g$  от амплитуды импульса качественно похожа на экспериментально найденную зависимость  $T_g(H_0)$  для спиральных динамических доменов [8, 46]. Далее в [72, 73] исследуется поведение системы ЦД + КД в осциллирующем поле пилообразной формы. Постулируется, что колебания ДГ повторяют осцилляции поля, а изменение размеров доменов определяется постоянной составляющей поля. В результате теоретически оправдано поведение границ кольцевого домена, наблюдавшееся на опыте в [68, 69].

В работах [65, 74–76] рассматривается система из произвольного числа концентрических кольцевых доменов, находящаяся в постоянном или переменном гармоническом магнитном поле. В приближении нулевой толщины доменных стенок и однородной намагниченности в доменах получено выражение для плотности полной энергии системы ККД, исследована устойчивость такой структуры и влияние на устойчивость центрального локального дефекта в виде неперемагничиваемого ЦД малого радиуса [65]. Анализ свойств динамической доменной структуры типа ВЦ строится на основе феноменологической диссипативной модели. Предполагается, что при движении кольцевых доменов на доменные границы действуют сила трения, пропорциональная скорости движения (вязкое трение), и сила трения, обусловленная взаимодействием границы с различного рода неоднородностями (коэрцитивная

сила), а вся накачиваемая внешним полем энергия тратится на движение доменных границ.

Уравнение движения границы любого кольцевого домена находится из уравнения Лагранжа, включающего в себя потенциальную  $U$  и кинетическую  $T$  энергии системы. Приведенные к величине  $(2\pi J_S)^2 L^3$ , эти энергии записываются в следующем виде:

$$U = 2\tilde{l} \sum_{k=1}^N R_k - h(\tau) \sum_{k=1}^{N+1} s_k R_k^2 + \sum_{k=1}^{N+1} s_k R_k^2 + \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-x)}{x} \left[ \sum_{k=1}^{N+1} s_k R_k J_1(R_k x) \right]^2 dx. \quad (5.1)$$

Здесь  $N$  — общее число круговых границ в системе ККД;  $R_k = r_k/L$  — приведенный радиус  $k$ -й границы;  $\tilde{l} = l^*/L = \gamma/(2\pi J_S^2 L)$  — приведенная характеристическая длина;  $L$  — толщина пленки;  $J_S$  — спонтанная намагниченность;  $\gamma$  — поверхностная плотность энергии доменной границы;  $h = H/(4\pi J_S)$ ;  $\tau = t\omega_0$  — безразмерное время,  $\omega_0 = 2\pi f$  — круговая частота переменного поля;

$$s_k = \begin{cases} 2(-1)^k, & k \leq N, \\ \rho - (-1)^N, & k = N+1; \end{cases}$$

$\rho = J_{\text{def}}/J_S$  — магнитный заряд дефекта,  $J_{\text{def}}$  — намагниченность дефекта,  $J_1$  — функция Бесселя первого рода и первого порядка;

$$T = \frac{L m_D \omega_0^2}{4\pi J_S^2} \sum_{k=1}^N R_k (\dot{R}_k)^2, \quad (5.2)$$

где  $m_D$  — эффективная масса доменной границы по Дерингу. Уравнение движения для  $k$ -й границы получается в виде

$$\beta_1 \left( \ddot{R}_k + \frac{1}{2R_k} (\dot{R}_k)^2 \right) + \beta_2 \dot{R}_k + 2h_c \operatorname{sgn}(\dot{R}_k) + F_k(R_k, \tau) = 0, \quad (5.3)$$

где

$$\beta_1 = \frac{L}{\Delta_0} \left( \frac{1}{4\pi\tilde{\gamma}J_S} \right)^2 (1 + \alpha^2),$$

$\Delta_0 = \sqrt{A/K}$ ,  $A$  — параметр обменного взаимодействия,  $K$  — константа одноосной анизотропии,  $\alpha$  — параметр вязкого затухания,  $\tilde{\gamma}$  — эффективное гиromагнитное отношение,

$$\beta_2 = 2 \frac{L}{\Delta_0} \left( \frac{1}{4\pi\tilde{\gamma}J_S} \right);$$

$$F(R_k, \tau) = \frac{\tilde{l}}{R_k} + s_k \left[ 1 - h(\tau) + \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-x)}{x} J_0(R_k x) \times \sum_{n=1}^{N+1} s_n R_n J_1(R_n x) dx \right],$$

$J_0$  — функция Бесселя первого рода и нулевого порядка,  $x$  — радиальная координата. Оценки параметров  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для исследованных пленок ферритов-гранатов показывают [74], что  $\beta_1$  на несколько порядков меньше  $\beta_2$ .

Поэтому в первом приближении член с  $\beta_1$  в (5.3) можно опустить, т.е. не учитывать инерционные эффекты. Дальнейшее упрощение теоретической модели состоит в исключении из рассмотрения коэрцитивной силы  $h_c$  и дефекта в центре системы ККД. Последнее предполагает, что существование ВЦ обусловлено в первую очередь динамической устойчивостью самой системы ККД, а не особенностями процессов перемагничивания на дефекте (влияние дефекта на возникновение и "работу" ВЦ — это отдельная и очень непростая задача). В итоге для машинных расчетов осталось уравнение

$$\beta_2 \dot{R}_k + F_k(R_k, \tau) = 0. \quad (5.4)$$

В результате решения этого уравнения наглядно, на графиках зависимости радиуса границ кольцевых доменов от времени показано, что после включения поля и формирования первого устойчивого кольца проходит некоторое время, и стабильным становится второе кольцо, потом третье. (О критериях стабильности кольцевых доменов см. [74].) Границы доменов колеблются с частотой, равной частоте внешнего поля  $f$ , причем, чем больше  $f$ , тем меньше амплитуда колебаний границ. Одновременно с этим движением границы (домены) сравнительно медленно перемещаются от центра, т.е. кольца расширяются.

Таким образом, теоретически продемонстрирована "работа" ВЦ. Далее показано, что есть некоторая пороговая частота гармонического поля, ниже которой система ККД нестабильна [75]. Найдена верхняя граница (по амплитуде поля) области устойчивости системы ККД и зависимость этой критической амплитуды от частоты поля для систем, содержащих разное число колец. Из полученного семейства кривых следует, что увеличение амплитуды поля при  $f = \text{const}$  приводит к разрушению колец, что система ККД, неустойчивая при данных амплитуде и частоте, может стать стабильной с увеличением частоты, т.е. частота переменного поля может выступать как фактор, стабилизирующий динамическую доменную структуру типа ВЦ. Все рассмотренные выше теоретические результаты, а также те, которые есть в [71–75], но не упомянуты здесь, соглашаются с известными экспериментальными данными и стимулируют постановку новых опытов.

Отметим еще, что представленными на рис. 7 и рис. 8 структурами не исчерпывается все разнообразие ДДС, увиденное на опыте. Например, в [77] наблюдалось, как дефект становился источником небольших динамических доменов в виде колечек. От дефекта последовательно друг за другом отделялись мелкие колечки. Из них формировалась более или менее упорядоченная динамическая решетка. Так же, как и описанный выше ВЦ, источник колечек имеет свою область существования по амплитуде  $H_0$  и частоте  $f$  переменного поля  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi f t)$ . Приблизительно это  $\Delta H_0$  равно от 40 Э до 80 Э и  $\Delta f$  — от 70 кГц до 120 кГц. Усредненный максимальный диаметр колечек уменьшается с увеличением  $H_0$  и  $f$ . Собственная частота "работы" источника колечек меняется с амплитудой  $H_0$  немонотонно, достигая наибольшего значения  $f_S = 12$  Гц при  $H_0 = 60$  Э и  $f = 100$  кГц. Если рассмотренные ВЦ, ДЦ, "упругий" ДЦ возникали на локальных, условно-точечных дефектах, то источник колечек образовывался на дефекте в виде микроскопической царапинки.

В заключение данного раздела следует сделать замечание, которое в равной степени относится и к разделам 6–8. После описания результатов соответствующих опытов возникают вопросы относительно природы, размера, формы, ориентации дефектов, которые служат центрами ДДС типа ВЦ. Естественно полагать, что перечисленные факторы будут в большей или меньшей степени определять активность конкретных дефектов и центров систем динамических ККД, поскольку механизмы возникновения и роста зародышей перемагничивания в переменных магнитных полях в разных случаях будут различными. Выяснение указанных вопросов требует специальных серьезных систематических экспериментальных исследований и решения сложных теоретических задач на микромагнитном уровне. Ни того, ни другого на сегодня фактически нет.

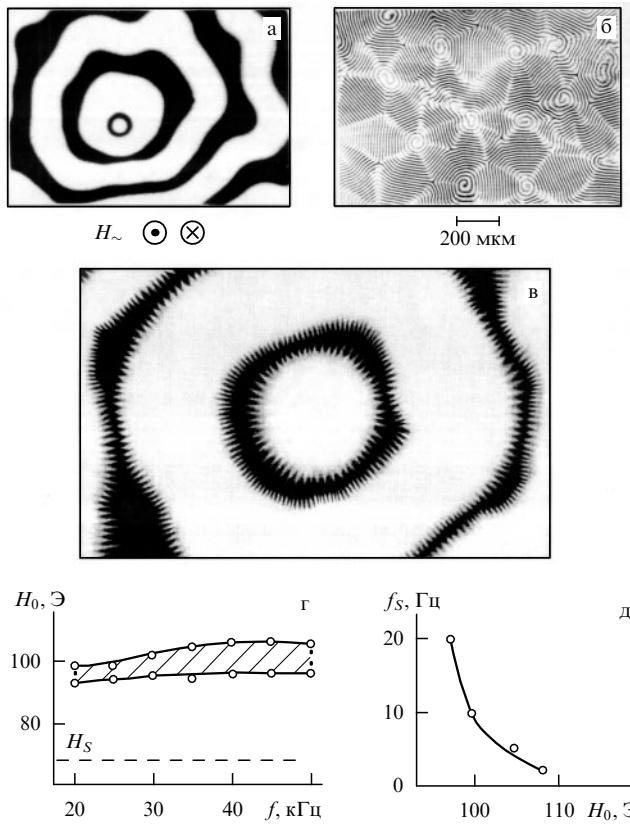
## 6. Гигантские динамические домены

В описанных выше упорядоченных динамических доменных структурах (ДДС), состоящих из концентрических кольцевых доменов (ведущий центр — ВЦ, доменный центр — ДЦ; рис. 7, рис. 8), ширина кольца  $\Delta R$  имеет тот же порядок, что и ширина доменов  $d_0$  в исходном размагнченном состоянии или ширина полосовых доменов в витках спиралей. Вместе с тем на некоторых высокоанизотропных пленках ФГ при подходящих параметрах накачки ( $H_0, f$ ) наблюдались [6, 25, 46, 58, 59] очень крупные, гигантские ДДС типа ВЦ, ширина кольца в которых  $\Delta R$  по крайней мере на порядок превосходит  $d_0$ . Такой гигантский ВЦ при частоте  $f = 50$  кГц показан на рис. 9а. Здесь среднее значение  $\Delta R$  превышает 130 мкм, тогда как  $d_0 \approx 8,5$  мкм. Для наглядности и оправдания термина "гигантский" на рис. 9б с таким же увеличением, как и на рис. 9а, показана ДДС на том же участке той же пленки, но при  $f = 5$  кГц.

Амплитудно-частотная область ( $H_0 - f$ ) существования гигантских ВЦ при 40 °C представлена на рис. 9г. На размер и конфигурацию области ( $H_0 - f$ ), как и в случае обычного ВЦ (рис. 7г), большое влияние оказывает температура. Так, для рассматриваемого образца само возникновение гигантского ВЦ наблюдается лишь при нагревании до 40–50 °C. Это связано, видимо, с необходимостью термической активации процессов образования и роста зародышей перемагничивания на локальных дефектах — центрах гигантских ВЦ. В указанной области ( $H_0 - f$ ) возбуждается несколько таких ВЦ, но один из них становится основным. Ему соответствует большая собственная частота "работы"  $f_S$  и наибольшее число кольцевых доменов  $N \approx 10–12$ . Он подавляет другие ВЦ, поэтому у них  $N$  не более 2–3. Максимальный диаметр гигантского ВЦ мог достигать 2,5 мм.

Собственная частота  $f_S$  "работы" основного гигантского ВЦ (частота испускания колец) по крайней мере на три порядка меньше частоты поля накачки  $f$  и сильно зависит от амплитуды поля. Как следует из рис. 9д, соответствующего частоте поля 50 кГц, с ростом  $H_0$  собственная частота  $f_S$  резко падает. Так что подбором  $f$  можно остановить распространение из центра кольцевых доменов, т.е. как бы "заморозить" гигантский ВЦ. Именно в таком состоянии показан этот ВЦ на рис. 9а.

Пожалуй, самое примечательное — это то, что границы кольцевых доменов в гигантских ВЦ имеют форму гребенки, ширина зубьев в которой приблизительно



**Рис. 9.** Гигантский ведущий центр (а) в той же пленке, что и на рис. 5, в поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$  с частотой 40 кГц и амплитудой 100 Э и "обычная" (б) упорядоченная динамическая доменная структура в поле с  $f = 5$  кГц и  $H_0 = 43$  Э. Гребенчатая форма границ в гигантском ВЦ (в), амплитудно-частотная область существования ВЦ (г) и зависимость собственной частоты  $f_s$  "работы" ВЦ от амплитуды поля  $H_0$  (д).

равна  $d_0$ . Длина зубьев периодически уменьшается  $\Leftrightarrow$  увеличивается с частотой, много меньшей частоты поля накачки. Это приводит к эффекту, отмеченному выше для ДДС в виде звезд (рис. 8а), а именно к визуально наблюдаемой пульсации колец в гигантском ВЦ, что особенно заметно в его "замороженном" состоянии (рис. 9а). Модель гигантского ВЦ приведена в [46, 58], а схема смещения гребенчатой доменной стенки — в [78].

Область  $(H_0 - f)$ , где существует основной гигантский ВЦ (рис. 9г), ограничена слева минимальной частотой  $f = 20$  кГц и справа максимальной частотой  $f = 50$  кГц. При  $f < 20$  кГц в образце формируются ДДС в виде огромных "мигающих" пятен, "плавающих облаков" диаметром 1–2 мм. Выше 50 кГц "работа" гигантского центра нарушается, происходит интенсивная генерация очень крупных ЦД диаметром более 50 мкм. Внутри указанной области  $(H_0 - f)$  гигантский ВЦ окружен подобными ЦД и короткими полосовыми доменами. У всех этих ДДС границы имеют вид гребенки с пульсирующими в переменном поле зубьями. Характерные размеры доменов уменьшаются с увеличением частоты поля накачки [25]. Центром "работающего" гигантского ВЦ является естественный условно-точечный дефект, вокруг которого последовательно образуются и расширяются кольцевые домены. При этом видно, что распространение первых 2–3 колец происходит скачком с одного фиксированного диаметра на другой [46]. Скорее

всего, это связано со скачкообразным ростом зародыша перемагничивания по достижении им критического размера.

Таким образом, в амплитудно-частотной области  $(H_0 - f)$  на рис. 9г налицо специфическая реакция доменной структуры образца на внешнее переменное поле — образование упорядоченных структур из концентрических кольцевых доменов и возникновение периодических (квазипериодических) процессов со своей собственной частотой  $f_s$  (испускание колец). Согласно принятому выше определению (см. раздел 4) такое возбужденное состояние многодоменной пленки надо отнести к разряду ангерных состояний.

## 7. Динамические доменные фазовые диаграммы

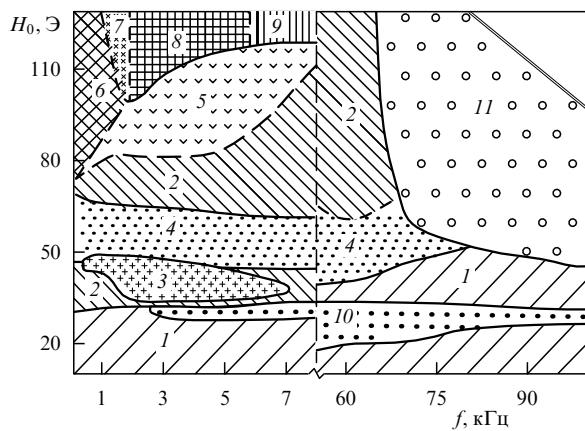
Приведенными и описанными выше картинами ДДС не исчерпывается все многообразие динамических доменных структур, которые удалось наблюдать на пленках ферритов-гранатов, находящихся в непрерывно действующем, пространственно однородном низкочастотном ( $f = 10^2 - 10^5$  Гц) переменном поле (чаще всего это гармоническое поле). На рисунках 2в, 3е, 7г выделены амплитудно-частотные области  $(H_0 - f)$  ангерных состояний и не обращено внимание на окружающее их пространство  $(H_0 - f)$ . Как показал опыт, там тоже существуют различного вида динамические структуры. Среди них могут быть упорядоченные, неупорядоченные и смешанные ДДС.

Учитывая это, мы построили и проанализировали полные динамические доменные фазовые диаграммы (ФД) для исследованных образцов в широкой области значений амплитуд и частот переменного магнитного поля [79, 80]. При этом к разным доменным фазам отнесли ДДС, четко различающиеся по конфигурации и динамическому поведению. Поскольку магнитное состояние образца и его доменная структура могут существенно зависеть от магнитной предыстории, то построение ФД проводилось по одной и той же схеме: задавалась частота  $f$  и при  $f = \text{const}$  последовательно увеличивалась амплитуда поля  $H_0$ , при этом ДДС обозначалась лишь после выдержки при данных  $f$  и  $H_0$  не менее 20 с. Это дает некоторое основание считать, что на ФД представлены динамически устойчивые, или, другими словами, динамически равновесные структуры. Результаты визуальных микроскопических наблюдений могли быть дополнены и детализированы результатами микрофотосъемки и микровидеосъемки. Оказалось, что построенные таким образом ФД несут богатейшую информацию о кооперативных явлениях в динамической системе магнитных доменов.

В качестве примера на рис. 10 приведена ФД для одной из исследованных высоконаногородных пленок ФГ. Для наглядности разные динамические доменные фазы обозначены по-разному. Сплошными линиями отмечены границы резкого перехода от одной фазы к другой, штриховыми — постепенный переход. Диаграмма построена по визуальным микроскопическим наблюдениям ДДС в поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$ .

В областях 3 и 11 реализуются *ангерные состояния*, образуются упорядоченные ДДС в виде спиралей (3) или ДДС типа ВЦ (11). Строго говоря, область (3) следовало бы разделить приблизительно на три участка соответ-

ственno по интервалам частот: 0,2–0,5 кГц; 0,5–1,0 кГц; 1–7 кГц. В первом наблюдаются крупные, маловитковые (2–3 витка), короткоживущие ( $T_g < 0,5$  с) спиральные динамические домены. Во втором — мелкие, маловитковые, короткоживущие СД ( $T_g < 0,1$  с). В третьем формируются крупные, многовитковые (15–20 витков), долгоживущие ( $T_g$  до 10 с) спиральные домены (см. рис. 3). Именно такие крупные спирали и область их существования показаны на рис. 3. Аналогично и область 11 на ФД (см. рис. 10) можно было бы разделить на участки, где преимущественно образуются ВЦ или ДЦ, или источники "пузырей". Однако границы между ними более стерты, чем в случае различных СД в области 3. (Самый верхний правый угол ФД на рис. 10 не заполнен из-за ограниченных возможностей используемой экспериментальной техники.)



**Рис. 10.** Динамическая доменная фазовая диаграмма для пленки феррита-граната  $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с  $L = 9,5$  мкм,  $P_0 = 33$  мкм и  $Q = 96$ , построенная по визуальным наблюдениям в гармоническом поле. Цифрами обозначены следующие фазы: 1 — подвижная лабиринтная и полосовая блочная ДДС; 2 — неупорядоченная ДДС ("визуальный хаос"); 3 — ангерное состояние (AC), спиральные динамические домены; 4 — "серый фон"; 5 — радиальная ДДС; 6 — радиально-хаотическая ДДС; 7 — "мигающие звезды"; 8 — динамическое однодоменное состояние; 9 — гигантские динамические домены ("плавающие облака"); 10 — полосовая ДДС и "островки" разнополярных решеток цилиндрических доменов; 11 — источники динамических доменов, ДДС типа "ведущий центр".

Следующие важные части ФД — это области *радиальных динамических структур* (5 и 6). Здесь  $H_0 \gg H_S$  — статического поля насыщения, равного  $\approx 50$  Э. Поскольку образец высокомагнитопроницаем (фактор качества  $Q = K/(2\pi J_S^2) = 96$ ), перемагничивание начинается со скачкообразного расширения остаточных зародышей, сохранившихся на локальных дефектах. Так, из некоторого микроскопического зародыша перемагничивания (ЗП) — домена с намагниченностью  $(-J_S)$ , обратной намагниченности пленки, — как из центра по всем направлениям скачком, лавиной прорастают, разветвляясь, полосовые домены. В результате возникает радиальная дендритообразная доменная структура (ДС). Такого вида ДС наблюдалась давно (см., например, [81, 82]) на монокристаллах различных высокомагнитопроницаемых магнетиков при квазистатическом перемагничивании. Скачок намагниченности и возникновение радиальной ДС происходит в поле  $H_K$ , меньшем поля насыщения  $H_S$ . Величина  $\Delta H_K = H_S - H_K$ , или, в приведенных единицах,

$\Delta h = (1 - H_K/H_S)$ , есть количественный показатель гистерезиса, связанного с затруднением роста остаточных зародышей (а может быть, с затруднением образования и дальнейшего роста зародышей, если остаточные микроскопические обратные домены на дефектах не сохранились).

Показано на опыте [81, 82], что вид радиальной ДС существенно зависит от магнитной предыстории образца, от максимальной напряженности магнитного поля  $H_m \geq H_S$ . Для формирования радиальной ДС, распространяющейся из центра на весь образец (размером  $\sim 1$  мм), необходимо, чтобы срабатывал один центр зарождения ДС и, кроме того, необходим оптимальный интервал полей  $\Delta H_K$  (или  $\Delta h$ ). Так, в случае тонких кристаллов-пластиноок MnAlGe базисной ориентации оптимальное значение  $\Delta h$  находится в интервале 0,2–0,6, а соответствующее изменение приведенной намагниченности  $\Delta(J/J_S) = 0,08–0,4$  [81]. При малом  $\Delta h$ , т.е. при  $H_K \approx H_S$ , скачок намагниченности мал, и при дальнейшем после скачка постепенном снижении поля идет формирование лабиринтной ДС. При большом гистерезисе и  $\Delta h > 0,7$  после скачка образуется масса ЦД и коротких полосовых доменов, выстроеноность которых слабо заметна. Так, часто эту ДС трудно отнести к радиальной ДС. Этот факт, скорее всего, указывает на то, что движение доменных границ в скачке не стационарно, сопровождается возникновением блоховских линий и распадом полосовых доменов на ЦД.

Задержка образования и роста зародышей является основной причиной магнитного гистерезиса в высокомагнитопроницаемых магнетиках, в частности в магнитотвердых материалах для постоянных магнитов. Характерной особенностью этого вида гистерезиса является сильная зависимость гистерезиса (т.е. задержки скачка намагниченности) от величины намагничающего поля: чем сильнее это поле, тем больше и задержка скачка (см., например, [34, 81–84]). Объяснение зависимости  $H_K(H_m)$  в [84] строится на предположении о наличии у каждого зародыша двух критических полей — уничтожения и начала скачкообразного роста ЗП. В [83] допускается целый спектр метастабильных состояний зародыша, который реализуется при разных значениях  $H_m$  и которому соответствует целый набор полей скачков намагниченности  $H_{Ki}$ . Так или иначе, но по мере увеличения  $H_m$  для участия в процессе перемагничивания остаются ЗП все с большими полями (энергиями) активации. В [85] рассматриваются ЗП, не связанные с локальными дефектами, но их росту препятствует пространственно неоднородное критическое поле. Рассчитанная зависимость  $H_K(H_m)$  качественно согласуется с экспериментальной кривой.

Естественно, что на исследованных нами высокомагнитопроницаемых пленках ФГ имеют место все вышеописанные особенности процесса перемагничивания, обусловленные ростом зародышей. Так, например [46], в пленке  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с толщиной  $L = 8,6$  мкм, фактором качества  $Q = 58$  и статическим полем насыщения  $H_S = 42$  Э после намагничивания в постоянных полях  $H_m = 43; 64; 94; 113$  Э скачок намагниченности происходит соответственно в полях  $H_K = 18; -8; -18; -44$  Э. Видно, что в последнем случае в одном большом скачке намагниченности от  $+J_S$  до  $-J_S$  протекают процессы: рост ЗП, формирование ДС и дальнейшее уничтожение ДС. Если соотнести поле  $H_m$  с амплитудой переменного

поля  $H_0$  ( $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$ ), то, очевидно, чем выше амплитуда  $H_0$ , тем позже в каждом полупериоде начинается перемагничивание пленки и тем меньше времени останется для разрастания доменов обратной магнитной фазы. В том же направлении будет действовать увеличение частоты переменного поля.

Вернемся к описанию динамической доменной фазовой диаграммы (ФД) на рис. 10. При относительно небольших частотах (1–2 кГц) и высоком уровне значений амплитуд переменного поля ( $H_0 > 2H_S$ ) из-за указанного выше гистерезиса радиальные ДДС не успевают разрастаться на весь образец, поэтому возникают ДДС в виде *многолучевых звезд* (область 7), лучи которых укорачиваются и исчезают с увеличением частоты поля. На фазовой диаграмме формируется область *динамической однодоменности* (8). Оказалось, что это — очень важное состояние, определяющее ряд особенностей в динамических гистерезисных свойствах пленок ферритов-гранатов (см. раздел 7). Надо особо отметить, что при интерпретации переходов

радиальная ДДС → мигающие звезды →  
→ динамическая однодоменность

необходимо было бы учитывать преобразования внутренней структуры доменных границ (см., например, [86]), изменение их динамических характеристик (скорости  $V$ , подвижности) во время скачка намагниченности, особенно, когда этот скачок  $\Delta J$  приближается к  $2J_S$ . Таких данных у нас нет. Оценки скорости насыщения  $V_H$  для рассматриваемой пленки  $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$  по нескольким известным формулам [87] с использованием необходимых данных по гиromагнитному отношению и параметру затухания из [43] дают весьма скромные значения  $V_H$  от 0,5 м с<sup>-1</sup> до 0,03 м с<sup>-1</sup>. Но вопрос, насколько эти величины соотносятся с реальными скоростями, остается открытым.

В амплитудно-частотной области 9 на ФД наблюдаются *гигантские динамические домены* в виде круглых пятен и "плавающих облаков" с гребенчатыми границами (см. рис. 9). Однако гигантский ВЦ на этой пленке можно увидеть лишь при повышении температуры до  $\approx 40^\circ\text{C}$  [46, 58]. Разрушение динамической однодоменности и переход к гигантским доменам с увеличением частоты переменного поля при амплитуде  $H_0 \sim 120$  Э (т.е.  $H_0 \sim 2,4H_S$ ), возможно, связан с изменением самого механизма формирования обратной магнитной фазы, например, с переходом от механизма роста готового микроскопического зародыша к механизму формирования обратных доменов из микромагнитных неоднородностей в окрестности дефектов [83] или к спин-волновому механизму, связанному с образованием волны опрокидывания магнитного момента [3, 43]. Хотя мы рассматриваем низкочастотную магнитную динамику пленок ФГ, но в случае скачкообразного возникновения доменов, т.е. скачка намагниченности, могут в той или иной степени проявляться эффекты, обнаруженные рядом авторов (А.С. Логгинов, В.В. Рандошкин, В.Г. Клепарский и др.) при изучении процессов импульсного перемагничивания пленок ФГ; например, образование обратных микродоменов впереди движущейся ДГ, турбулентное зарождение динамических микромагнитных структур и т.д. (см. многочисленные ссылки в обзоре [43]).

В области 11 на ФД (см. рис. 10) в данном образце наблюдаются динамические структуры типа ВЦ, ЦД и

другие источники динамических доменов с гладкими границами. Их характерные размеры — ширина колец в ВЦ и ЦД, диаметр ЦД того же порядка, что и  $d_0$  — ширина доменов в исходной ДС (рис. 1а).

Таким образом, ФД дает более полную картину различных состояний динамической системы магнитных доменов, чем отдельные ее фрагменты, например, одна область ангерного состояния (3). Еще раз отметим, что выделенные на ФД типы ДДС сохраняются до тех пор, пока действует поле накачки и остаются постоянными параметры поля и температура. Общий вид ФД относительно хорошо воспроизводится при повторении опыта, если достаточно строго повторяются условия эксперимента.

Для разных образцов пленок ферритов-гранатов, имеющих различные характеристики (намагниченность насыщения, константу одноосной анизотропии, фактор качества и др.), фазовые диаграммы различаются очень сильно (ср., например, ФД на рис. 10 с ФД, приведенными в [79, 80]). На сегодня еще мало экспериментальных данных, чтобы говорить о твердо установленных закономерностях в фазовых диаграммах, о количественных динамических и геометрических параметрах доменных фаз, об особенностях фазовых переходов, включая гистерезисные эффекты и тем более о причинах и механизмах превращений ДДС с изменением частоты и амплитуды переменного поля. Пока можно отметить лишь некоторые общие моменты в ФД нескольких исследованных пленок. При небольших амплитудах переменного поля  $H_0 < 0,5–0,3H_S$  и малых  $f$  наблюдается лабиринтная ДДС, которая при увеличении частоты вплоть до 50–100 кГц приобретает вид мозаики, блоки которой состоят из параллельных полосовых доменов. Границы блоков представляют собой совокупность магнитных доменных дислокаций [61]. С ростом частоты подвижность блоков увеличивается, и при некоторых сочетаниях  $H_0$  и  $f$  на границах полосовых динамических доменов возникают синусоидальные искажения, так что в итоге видна картина "бегущих" волн [80]. По-видимому, блочную полосовую ДДС (область 1 на рис. 10) можно считать основным исходным состоянием многодоменного образца в интервале частот 10–150 кГц и рассматривать преобразование именно этой структуры с увеличением амплитуды переменного поля.

При амплитудах поля  $H_0$ , превышающих  $H_S$ , и частотах 30–100 кГц наблюдается ДДС в виде более или менее упорядоченных решеток цилиндрических доменов (ЦД). Причем в разных образцах и на разных участках ФД это могут быть: решетки из однополярных ЦД или смешанные, содержащие кластеры разнополярных ЦД (как на рис. 7а, б, в); решетки из ЦД с диаметром порядка  $d_0$  и из крупных, даже гигантских ЦД с гребенчатыми границами; решетки из подвижных ЦД и практически неподвижных ЦД. Они могут окружать упорядоченные структуры типа ВЦ (см. рис. 7) или занимать почти всю площадь образца [80]. Такое разнообразие, скорее всего, связано с существенным различием в динамических характеристиках исследованных пленок ФГ. Сам переход с увеличением амплитуды  $H_0$  и частоты  $f$  переменного поля от блочно-полосовой ДДС к системам, которые в первом приближении выглядят как решетки ЦД, может быть вызван следующими причинами:

1) превышением скорости доменных границ над скоростью насыщения, изменением стационарного движения границ на нестационарное, сложным преобразованием внутренней структуры доменных стенок и возникновением блоховских линий, способствующих распаду полосового домена;

2) отставанием во времени изменения положения границ от изменения напряженности действующего в пленке магнитного поля и, как следствие этого, сохранением большого количества зародившей перемагничивания (обратных микроскопических доменов), которые при уменьшении поля, разрастаясь, формируют решетку ЦД.

При анализе наблюдаемого разнообразия динамических решеток ЦД и их преобразования с изменением параметров переменного поля следует учитывать те особенности в статических и динамических свойствах решеток ЦД, которые подробно рассмотрены в [44].

Большую часть фазовой диаграммы (см. рис. 10, а также [79, 80]) занимают области неупорядоченных ДДС, обозначенные как "визуальный хаос" и "серый фон" (области 2 и 4 на рис. 10). В первом случае наблюдаются интенсивно движущиеся (мелькающие) неправильной формы домены, а во втором визуально перемещения доменов не заметны, виден лишь серый тон. На фотографиях и на видеокадрах, относящихся к частотам  $f \sim 0,2-10$  кГц и амплитудам  $H_0 \sim 0,5-1,5 H_S$ , неупорядоченная ДДС в областях 2 и 4 состоит из коротких дугообразных или более или менее протяженных полосовых доменов, одновитковых спиралей в форме сот, кольцевых доменов и др. Такого вида пространственно-временной динамический (доменный) хаос окружают многовитковые спиральные домены в ангерном состоянии образца (см. рис. 3, рис. 5в). Может быть, используя терминологию [55], такую неупорядоченную ДДС следует называть *спиральным доменным хаосом*.

При частотах, больших 50–100 кГц, неупорядоченная ДДС имеет другой вид. Это бросается в глаза, если сравнить окружение спиральных динамических доменов на рис. 3 и окружение структур типа "ведущий" центр на рис. 7 и рис. 8в. При невысоких амплитудах (см., например, область 10 на рис. 10) явно просматривается двухфазное состояние. Для него характерно сосуществование полосовых и цилиндрических динамических доменов. При больших амплитудах ( $H_0 > H_S$ ) основными составляющими неупорядоченной ДДС являются разных размеров и формы разнополярные островки (кластеры) из ЦД. Цилиндрические домены образуются при распаде полосовых доменов, внешних колец ВЦ, при испускании "пузырей" и т.д. Образованию хаотической ДДС, возможно, способствуют предсказанные теоретически эффекты хаотической динамики плоской доменной стенки в случае, когда ее скорость превышает скорость насыщения [88, 89], и хаотической динамики системы 180-градусных границ в модели плоскопараллельных доменов [90].

Таким образом, каждая из построенных динамических доменных фазовых диаграмм дает более полную картину состояний динамической системы магнитных доменов в исследуемых пленках ФГ, чем отдельные ее части. Теоретическое и экспериментальное изучение ФД, с привлечением скоростной и высокоскоростной фото- и видеосъемки, а также компьютерной техники для обработки огромного массива опытных данных является задачей дальнейших исследований.

## 8. Динамические гистерезисные свойства пленок ферритов-гранатов

Следовало ожидать, что указанные выше особенности поведения динамических систем магнитных доменов в пленках ФГ приведут к некоторым особенностям в их динамических гистерезисных свойствах. Действительно, в [91–93] обнаружены:

1) эффект "мигающей" динамической петли гистерезиса (ПГ) в ангерном состоянии пленок ферритов-гранатов;

2) треугольные петли гистерезиса в высокоанизотропных пленках с фактором качества  $Q \geq 20$ ;

3) эффект склонивания треугольной петли гистерезиса по оси ординат (намагниченности) и переход к динамической однодоменности;

4) существование устойчивых и неустойчивых гистерезисных циклов (эффект хаотизации петель гистерезиса).

Специально созданная экспериментальная установка позволяла практически одновременно (с разрывом менее 1 с) наблюдать ДДС и фотографировать с экрана осциллографа магнитооптическую петлю гистерезиса почти со всего образца (диаметр освещенного пятна составлял  $\approx 3$  мм). На рисунке 11 в качестве примера продемонстрирована часть результатов для образца, динамические доменные структуры и фазовая диаграмма для которого представлены на рис. 3 и рис. 10.

Как показывает опыт, вне амплитудно-частотной области ангерного состояния у пленок с умеренным значением фактора качества  $Q < 20$  динамические петли гистерезиса имеют обычный вид (рис. 11а, в, г),

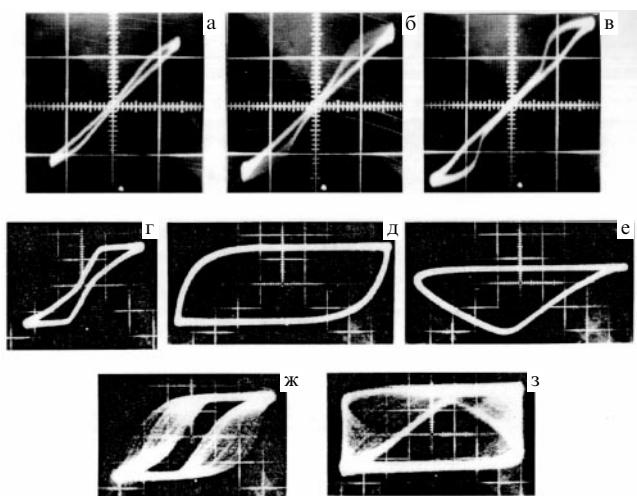


Рис. 11. Динамические петли гистерезиса пленки феррита-граната, доменная фазовая диаграмма для которой показана на рис. 10, в поле  $H \sim H_0 \sin(2\pi ft)$  при следующих значениях  $f$  и  $H_0$ :

	а	б	в	г	д	е	ж	з
$f, \text{ кГц}$	2	2	2	0,8	0,8	1,6	0,8	1,6
$H_0, \text{ Э}$	37	41	47	61	119	119	81	104

Одно деление по оси абсцисс сетки осциллографа соответствует 25,5 Э. По оси ординат — изменение намагниченности в условных единицах.

а зависимости формы и площади ПГ от амплитуды и частоты переменного поля подобны тем, которые описаны и обсуждены в [11]. Изображение петель на экране осциллографа четкое и стабильное во времени. Напротив, в образцах, в которых наблюдается АС, в соответствующей амплитудно-частотной области (рис. 3e), раствор гистерезисных участков у верхушек ПГ время от времени скачкообразно изменяется. Эти участки непрерывно пульсируют, "мигают". За время фотографирования ( $\sim 2$  с) таких "миганий" происходит много, поэтому верхушка ПГ оказывается размытой (рис. 11б). Установлено, что когда появляется много спиральных доменов или один большой многовитковый СД, раствор ПГ уменьшается. Квазипериодическое появление  $\Leftrightarrow$  исчезновение СД с частотой 0,1–10 Гц вызывает сужение  $\Leftrightarrow$  расширение ПГ с такой же частотой. Эффекту "мигания" ПГ в области АС соответствует провал на динамической кривой намагничивания [46, 91] и уменьшение площади петли, а значит, и потеря энергии на перемагничивание 2–3 раза [91]. Последнее обстоятельство, по-видимому, заслуживает особого внимания. В ангерном состоянии в максимальной степени проявляется самоорганизация всего коллектива связанных (взаимодействующих) магнитных доменов в образце. И если в исследованных пленках ФГ самоорганизация вызывает уменьшение потерь энергии на перемагничивание, то естественно предположить, что подобное явление может быть и в других материалах, в частности в магнитомягких электротехнических материалах.

В высоконизотропных пленках ФГ ( $Q > 20$ ) с увеличением амплитуды поля до значений, превышающих статическое поле насыщения ( $H_0 > H_S$ ), петля гистерезиса расширяется вплоть до прямоугольной (рис. 11д), а затем может принять совершенно необычную треугольную форму (рис. 11е). Непосредственное наблюдение динамических доменных структур и фотографирование их в стробоскопическом режиме [92] показало, что в случае треугольной ПГ за период изменения поля от  $+H_0$  до  $-H_0$  полного перемагничивания образца не происходит. Сама ДДС относится к области 7 на фазовой диаграмме (см. рис. 10), т.е. состоит из длиннолучевых звезд. С увеличением частоты  $f$  длина лучей уменьшается, и образец переходит в состояние динамической однодоменности (область 8 на рис. 10). Соответственно этому петля гистерезиса (рис. 11е) сужается по оси намагнченности (ось ординат) и, наконец, совсем склоняется. Образец перестает реагировать на внешнее переменное поле.

Основной причиной магнитного гистерезиса, как мы полагаем, является задержка образования и роста зародышей перемагничивания. Обстоятельная теория магнитного гистерезиса в статическом поле, связанного с указанной причиной, дана в работе [85]. Однако поведение зародышей перемагничивания в высоконизотропных магнетиках в переменном поле, насколько нам известно, теоретически не рассматривалось.

Обратим теперь внимание на очень интересную экспериментально найденную закономерность. Петли гистерезиса на рис. 11а, в, г, д, е очерчены на экране осциллографа четко, ярко. Это указывает на то, что в каждой из этих ПГ за время экспозиции  $\tau = 2$  с сотни и тысячи циклов перемагничивания осуществлялись практически по одному и тому же пути. Целесообразно

назвать такие ПГ *устойчивыми* или *динамически равновесными*.

При наблюдении трансформации магнитооптических петель гистерезиса от перетянутых (рис. 11г) к прямоугольным (рис. 11д) и далее к треугольным (рис. 11е) мы проходили заданные интервалы амплитуд  $H_0$  и частот  $f$  довольно большими шагами. Более подробное исследование обнаружило неожиданный эффект — *хаотизацию гистерезисных циклов* [93]. Суть его заключается в том, что в узких интервалах  $H_0$  и  $f$  изображение ПГ становится сильно "размазанным", диффузным (рис. 11ж), виден целый спектр слабо очерченных ПГ, по которым, очевидно, процесс перемагничивания осуществлялся редко. Такие гистерезисные циклы естественно назвать *неустойчивыми, динамически неравновесными*. Коэрцитивная сила  $H_C$  на этих циклах может различаться в несколько раз. Фотометрирование подобных ПГ показало, что с увеличением амплитуды поля (при  $f = \text{const}$ ) распределение по  $H_C$  становится все более острым. При этом замечено, что едва различимые ПГ, возникшие как редкая флуктуация и имеющие наибольшую  $H_C$  для данной амплитуды поля  $H_0$  (и  $f = \text{const}$ ), становятся основными при повышении  $H_0$ . И так шаг за шагом при переходе к ПГ на рис. 11д. Тем самым наглядно демонстрируется общий принцип — новое состояние возникает в недрах старого в результате флуктуаций, частота которых нарастает [94].

При больших частоте и амплитуде переменного поля, чем те, которые соответствовали рис. 11ж (см. таблицу в подписи к рис. 11), в диффузной картине ПГ появляется качественно новая особенность — электронным лучом выделяются треугольные петли гистерезиса с тупой вершиной, направленной случайным образом вверх или вниз по оси ординат. Так что на рис. 11з виден уже целый спектр треугольных ПГ, которые также можно назвать *динамически неустойчивыми неравновесными гистерезисными циклами*. Но с увеличением амплитуды поля снова осуществляется переход к устойчивой треугольной ПГ (рис. 11е).

Трудно дать однозначный ответ на вопрос, почему при вариации  $H_0$  и  $f$  реализуются переходы устойчивые  $\Leftrightarrow$  неустойчивые  $\Leftrightarrow$  устойчивые ПГ (рис. 11, переходы г  $\Leftrightarrow$  ж  $\Leftrightarrow$  д или г  $\Leftrightarrow$  ж  $\Leftrightarrow$  з  $\Leftrightarrow$  е; подробнее см. [93]). Однако следует указать на результаты работы [90], в которой проведен теоретический анализ поведения системы плоскопараллельных доменов в пленках с перпендикулярной анизотропией в синусоидальном переменном поле. Показано, что при некоторых сочетаниях параметров поля накачки колебательное движение доменных границ переходит в хаотическое. Не исключено, что и в нашем случае при некоторых  $H_0$  и  $f$  возникает хаотическое смещение границ зародышей перемагничивания, что в свою очередь инициирует неупорядоченные большие скачки намагнченности, т.е. хаотизацию ПГ. На возможность хаотического поведения доменной границы в пленке феррита-граната в переменном поле или в случае движения границы в режиме скорости насыщения указывалось ранее в теоретических работах [88, 89].

В заключение этого раздела отметим, что скачки намагнченности, в том числе большие скачки Баркгаузена, в магнитомягких материалах всесторонне исследуются в связи с проблемой магнитных шумов [95]. Найдены интересные закономерности в характере флюк-

туации параметров больших скачков намагниченности (см., например, [96]). Однако подчеркнем, что те преобразования ПГ с изменением частоты и амплитуды переменного поля, которые продемонстрированы на рис. 11 вместе с соответствующим изменением динамической доменной структуры (см. рис. 10), ранее, насколько нам известно, никем не наблюдалась. Теорию аномальных динамических гистерезисных свойств высокоанизотропных пленок с перпендикулярной анизотропией, описанных в данном разделе, следует разрабатывать с учетом особенностей ДДС, рассмотренных в предыдущих разделах.

## 9. Параметры пленок ферритов-гранатов с упорядоченными динамическими доменными структурами

Исследование большого количества пленок ферритов-гранатов с однотипной исходной доменной структурой (рис. 1а) показало, что не во всех пленках может быть возбуждено англерное состояние (АС) и соответственно осуществлено формирование спиральных динамических доменов и ДДС типа "ведущий центр". С целью поиска отличительных особенностей в свойствах пленок ФГ, обладающих или не обладающих АС и упорядоченной ДДС при комнатной температуре, был отобран 21 пленочный образец с толщиной от 1,5 мкм до 40 мкм, периодом доменной структуры  $P_0 = 2d_0$  от 4 мкм до 41 мкм, с изотропной в плоскости пленок лабиринтной ДС (рис. 1а) и коэрцитивной силой  $H_C$  менее 1,5 Э. На всех образцах в постоянном поле, ориентированном по нормали к пленкам, т.е. вдоль ОЛН, наблюдалась доменная структура, определялась поле коллапса  $H_{\text{колл}}$  цилиндрических доменов, измерялись магнитооптические кривые намагничивания, петли гистерезиса, по ним определялись статическое поле насыщения  $H_S$  и  $H_C$  (величины  $H_S$  и  $H_{\text{колл}}$  практически совпадали или различались несущественно).

Из измерений в поле, параллельном плоскости пленки и соответственно перпендикулярном ОЛН, находилось поле анизотропии  $H_A$ . По известным методикам, подробно описанным в [46], определялись намагниченность насыщения  $J_S$  и константа наведенной одноосной магнитной анизотропии  $K$ , фактор качества материала  $Q = K/(2\pi J_S^2)$ , характеристическая длина  $l^* = \gamma/(4\pi J_S^2)$ , параметр обменного взаимодействия  $A$ , плотность граничной энергии  $\gamma$ . Таким образом, исследуемые пленки полностью аттестовывались по статическим характеристикам [46].

На всех образцах наблюдалась ДДС в переменном синусоидальном поле или поле типа "меандр" (см. раздел 2) с частотой от 0,1 кГц до 10 кГц и амплитудой до 200 Э. Все образцы, в которых удавалось увидеть упорядоченные ДДС и возбудить АС, относились к первой группе (их оказалось 11), остальные — ко второй группе. Обнаружено [97, 98], что по указанным выше параметрам группы не различаются. В то же время на зависимости приведенного периода исходной лабиринтной доменной структуры  $P_0/l^*$  от приведенной толщины пленок  $L/l^*$  (кривая практически совпадает с теоретической кривой Малека и Камберского [99]) четко видно, что точки, соответствующие пленкам первой группы, находятся в минимуме этой кривой и величины  $P_0/l^*$  и  $L/l^*$  не превосходят значений 15 и 7

соответственно. Для образцов второй группы величины  $P_0/l^*$  и  $L/l^*$  имели более высокие значения. По-видимому, при больших толщинах  $L$  возможные искажения формы полосовых доменов и их границ (например, появление волнистости границ у поверхности) и возникновение изгибных колебаний полосовых доменов [49, 100] будут препятствовать образованию из них спиральных динамических доменов или систем ККД.

Подходящие соотношения геометрических параметров доменной структуры и образцов, вероятно, надо рассматривать как необходимое, но далеко не достаточное условие реализации англерного состояния. Гораздо более важными могут оказаться динамические характеристики пленок (подвижность границ, коэффициент затухания и др.), особенно, когда речь пойдет о влиянии формы возбуждающего АС поля  $H(t)$ , о собственных частотах колебательных процессов в АС динамической системы магнитных доменов, о конкретном виде тех или других упорядоченных ДДС. Определение и анализ этих характеристик является задачей дальнейших исследований.

## 10. Динамическая самоорганизация коллектива магнитных доменов в аморфных пленках с перпендикулярной анизотропией

Выше описан целый ряд новых эффектов и закономерностей, которые составляют явление динамической самоорганизации и англерного состояния в пленках ферритов-гранатов. Совершенно необходимо было поставить задачу поиска и изучения динамической самоорганизации и АС в других многодоменных магнитных средах. В качестве объекта исследования были выбраны аморфные пленки гадолиний-кобальт ( $Gd_xCo_{1-x}$ ), обладающие перпендикулярной анизотропией. По статическим свойствам киттельевская доменная структура (ДС) пленок Gd-Co (рис. 12б) является аналогом ДС изученных пленок ФГ. В то же время по микроструктуре и многим другим физическим свойствам монокристаллические, диэлектрические пленки ФГ и аморфные, металлические пленки Gd-Co совершенно различны.

Изменяя состав системы Gd-Co, можно получить пленки, у которых температура магнитной компенсации  $T_K$  немного отличается от комнатной температуры. В этом случае появляется возможность, умеренно варьируя температуру образца, менять намагниченность насыщения  $J_S$ , статическое поле насыщения  $H_S$ , коэрцитивную силу  $H_C$ , период ДС в размагниченном состоянии  $P_0 = 2d_0$  в очень широких пределах. Значит, повышается вероятность получения такого сочетания этих параметров, при котором в переменном магнитном поле могли возникнуть англерное состояние и спиральные динамические домены. Именно такая постановка эксперимента привела нас к успеху [49, 101].

Например, в пленке  $Gd_{22}Co_{78}$  с толщиной  $L = 0,4$  мкм и температурой магнитной компенсации  $T_K = 55^\circ\text{C}$  практически симметрично по обе стороны от  $T_K$  в температурных интервалах  $1 - 15^\circ\text{C}$  и  $100 - 113^\circ\text{C}$  в переменном магнитном поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi ft)$  возникает АС и формируются динамические СД (рис. 12а, б, в). Амплитудно-частотная область ( $H_0 - f$ ) изменяется с  $T$ . При  $T = 100^\circ\text{C}$  (рис. 12г) она захватывает интервал  $f = 10 - 50$  кГц и  $H_0 = 100 - 280$  Э, т.е. по сравнению с

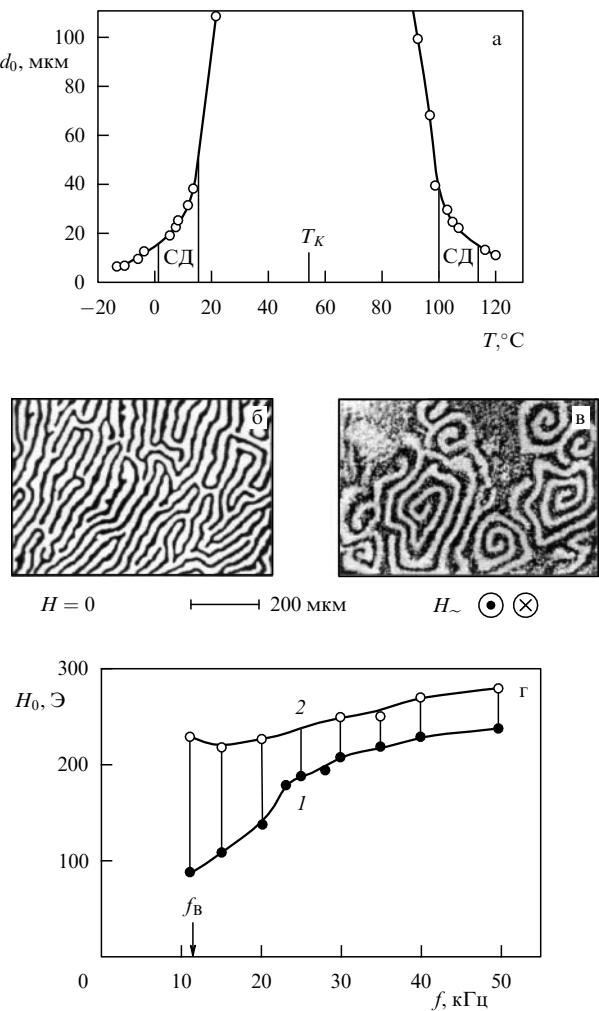


Рис. 12. Зависимость ширины полосовых доменов от температуры (а), доменная структура в размагниченнном состоянии (б), в переменном поле  $H_\sim = H_0 \sin(2\pi f t)$  с  $f = 30$  кГц,  $H_0 = 180$  Э (в) и область ( $H_0 - f$ ) существования ангерного состояния и спиральных динамических доменов при  $100^\circ\text{C}$  (г) аморфной пленки гадолиний-кобальт.

пленками ФГ (рис. 2в или рис. 3е) она сдвинута в сторону больших частот и амплитуд. Так, для пленки ФГ минимальная частота  $f_B$ , ограничивающая область АС слева, менее 1 кГц, а для пленки Gd-Co (рис. 12г) более 10 кГц. По-видимому, дело в том, что коэрцитивная сила аморфных пленок на порядок больше, чем  $H_C$  пленок ФГ. Наблюдался еще ряд отличий между АС и динамическими СД в тех и других пленках. Например, в аморфных пленках формировались маловитковые СД с максимальным числом витков  $N \approx 3-4$ , тогда как в пленках ФГ число витков в СД могло превышать 15 (ср., например, рис. 12в и рис. 3д, рис. 4). Кроме того, в ангерном состоянии ФГ пленок многовитковые спиральные домены относительно свободно перемещаются по образцу, а в аморфных пленках крупные СД локализованы в той области пространства, в которой они зародились. Надо полагать, что эти особенности АС аморфных пленок связаны с их более высокой коэрцитивной силой.

Так или иначе, но главное значение работ [49, 101] состоит в том, что удалось продемонстрировать самоорганизацию динамического массива магнитных доменов и образование спиральных структур в пленках

другой по сравнению с ферритами-гранатами природы. Поэтому есть основания считать явление динамической самоорганизации и ангерного состояния многодоменных магнитных сред универсальным явлением.

## 11. Заключение

В заключение отметим основные моменты.

1. В результате проведенных экспериментальных исследований нами обнаружено и изучено явление динамической самоорганизации и ангерного состояния многодоменной магнитной среды. На примере тонких пленок ферритов-гранатов с перпендикулярной анизотропией показано, что в определенной ограниченной области амплитуд и частот пространственно однородного, непрерывно действующего, низкочастотного переменного магнитного поля в хаотически движущемся коллективе магнитных доменов в результате *самоорганизации* формируются упорядоченные устойчивые динамические доменные структуры (ДДС) различных видов (кольцевые, спиральные и др.). Наиболее подробно изучены спиральные динамические домены в интервале частот  $10^2 - 10^4$  Гц. Отмечено, что в разных пленках спиральные домены могут сильно различаться по геометрии и свойствам. Определена зависимость количественных характеристик этих ДДС от частоты и амплитуды переменного поля.

2. Показано, что в возбужденном, *ангерном состоянии* (АС) динамической системы взаимодействующих доменов наряду с самоорганизацией имеет место самогенерация квазипериодических процессов, основным из которых является процесс появление  $\Leftrightarrow$  исчезновение упорядоченных ДДС. Частота этого процесса на несколько порядков меньше частоты поля и существенно зависит от характеристик переменного поля. С помощью микровидеосъемки исследована эволюция спиральных доменов за время их "жизни". Введены такие количественные характеристики АС, как время формирования, время "жизни", время разрушения и время ожидания спиральных доменов. Установлены зависимости параметров АС от частоты и амплитуды переменного поля.

3. Изучено влияние постоянного подмагничивающего поля (поля смещения) на ДДС. Обнаружено, что слабые поля смещения разрушают АС, тогда как более сильные, сравнимые или превышающие амплитуду переменного поля, могут инициировать новые ангерные состояния (так называемые *индукционные АС*) в тех областях амплитуд и частот поля, где АС ранее не было, или даже в тех пленках, в которых АС не наблюдалось вовсе. Таким образом, поле смещения наряду с частотой и амплитудой переменного поля надо рассматривать как третий эффективный параметр, управляющий состоянием динамического коллектива магнитных доменов. Отсюда вытекает необходимость построения трехмерных диаграмм АС.

4. В области более высоких частот ( $10^4 - 10^5$  Гц) найдены очень разнообразные по геометрии и свойствам ДДС: структуры типа "ведущий центр", периодически испускающий концентрические кольцевые магнитные домены; "мигающие звезды"; источники "пузырей" с цилиндрическими доменами; гигантские структуры с гребенчатыми границами; врачающиеся вихри и др. Обнаружено преобразование одного и того же источника динамических доменов, связанного с локальным

дефектом, при изменении частоты и амплитуды переменного магнитного поля. Это дало основание ввести представление о *полных динамических доменных фазовых диаграммах* на амплитудно-частотной плоскости. Различным областям диаграммы соответствуют разного типа упорядоченные или неупорядоченные динамические структуры, четко отличающиеся и по конфигурации, и по своему динамическому поведению, т.е. динамические доменные фазы. Построен и изучен ряд таких диаграмм для нескольких пленок. Найдены некоторые общие закономерности в расположении амплитудно-частотных областей однотипных ДДС на диаграммах разных образцов. Эти результаты позволяют многократно воспроизводить заданный тип ДДС конкретного образца. Более того, при дальнейшем изучении динамических доменных фазовых диаграмм, накоплении и систематизации опытных данных появится возможность прогнозировать динамическое поведение доменной структуры любых пленок ферритов-гранатов (а может быть, и любых тонких пленок с перпендикулярной анизотропией) с известными магнитными константами и толщиной.

5. Изучены динамические гистерезисные свойства пленок ферритов-гранатов в полях звуковых частот  $10^2 - 10^4$  Гц. В области ангера состояния обнаружен эффект "мигания" петли гистерезиса, заключающийся в резком квазипериодическом уменьшении  $\leftrightarrow$  увеличении площади петли, что в свою очередь связано с процессами возникновения  $\leftrightarrow$  исчезновения спиральных доменов. Обнаружено, что в высокоанизотропных пленках в определенной ограниченной области амплитуд и частот образец перестает реагировать на переменное поле и остается намагниченным практически до насыщения, т.е. наступает состояние *динамической однодоменности*. Установлено, что при увеличении частоты и амплитуды поля и приближении к динамической однодоменности петли гистерезиса искажаются, приобретая сначала прямоугольную, а затем необычную *треугольную форму*. Найдено полное соответствие между петлями гистерезиса такого вида и изменением ДДС в осциллирующем магнитном поле. В узком интервале амплитуд и частот переменного поля обнаружены частичная и полная *хаотизация гистерезисных циклов*.

6. На сегодняшний день нет теории, которая способна была бы с единых позиций оправдать и описать количественно всю известную уже совокупность новых эффектов и закономерностей, составляющих явление динамической самоорганизации и ангера состояния многодоменной магнитной среды. Однако публикации, рассмотренные в обзоре, особенно те из них, которые появились в последнее время [73, 75, 76, 102–104], показывают, что поиск путей создания такой теории ведется весьма активно: найдены решения микромагнитных уравнений, соответствующие спиральным и кольцевым динамическим структурам, оправдана динамическая устойчивость больших систем кольцевых концентрических доменов и др.

7. Существование самоорганизации, т.е. переходов неупорядоченные  $\leftrightarrow$  упорядоченные ДДС в динамическом коллективе доменов, в эволюции которого видны периодические (квазипериодические) процессы (возникновение  $\leftrightarrow$  разрушение кольцевых и спиральных доменов, испускание доменов локальными источниками типа "ведущий центр" и др.), указывает на возбудимость

многодоменной магнитной среды, на ее активность. Это позволяет отнести ее к объектам синергетики. В некоторых чертах и геометрия упорядоченных ДДС, и их поведение, на первый взгляд, поразительно похожи на относительно хорошо изученные в синергетике автоволновые структуры, например, на спиральные и круговые концентрические автоволны в диффузионно-активных средах. Однако спиральные и круговые концентрические динамические домены, возникающие в ангера состоянии пленок с перпендикулярной анизотропией, и по условиям возбуждения (пленки находятся в непрерывно действующем осциллирующем поле), и по установленной совокупности свойств коренным образом отличаются от автоволн. Поэтому многодоменную магнитную среду надо отнести к *новым объектам синергетики*, для описания динамических явлений в которых нет разработанных теоретических моделей.

**Благодарности.** Выражаю большую благодарность В.Л. Ивашинцевой, В.П. Клин, В.А. Матвееву, В.И. Чани, А.Я. Червоненкису, предоставившим для исследований в достаточном количестве пленки ферритов-гранатов. Искренне благодарю М.С. Ребрину и А.А. Русинова за помощь при подготовке статьи к печати. Специально отмечаю, что проведенные исследования выполнены при частичной финансовой поддержке научных программ: "Фундаментальные исследования в области естественных наук" (грант Е00-3.4-258), CRDF (грант REC-005) и "Университеты России" (грант 01.015.99).

## Список литературы

- Зайкова В А, Старцева И Е, Филиппов Б Н *Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей* (М.: Наука, 1992)
- Малоземов А, Слонзуски Дж *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (М.: Мир, 1982)
- Рандошкин В В, Червоненкис А Я *Прикладная магнитооптика* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
- Кандаурова Г С, Свидерский А Э *Письма в ЖЭТФ* **47** 410 (1988)
- Кандаурова Г С, Свидерский А Э *Письма в ЖТФ* **14** 777 (1988)
- Кандаурова Г С *ДАН СССР* **308** 1364 (1989)
- Кандаурова Г С, Червоненкис А Я, Свидерский А Э *ФТТ* **31** (6) 238 (1989)
- Кандаурова Г С, Свидерский А Э *ЖЭТФ* **97** 1218 (1990)
- Лоскутов А Ю, Михайлов А С *Введение в синергетику* (М.: Наука, 1990)
- Борисов А Б, Фейгин В А, Филиппов Б Н *ФТТ* **33** 2316 (1991)
- Дикштейн И Е и др. *ЖЭТФ* **100** 1606 (1991)
- Лисовский Ф В и др. *ЖЭТФ* **103** 213 (1993)
- Гобов Ю Л, Шматов Г А *ФММ* **78** (1) 39 (1994)
- Лисовский Ф В, Мансветова Е Г, Пак Ч М *ЖЭТФ* **108** 1031 (1995)
- Борисов А Б, Ялышев Ю И *ФММ* **79** (5) 18 (1995)
- Ламонова К В, Мамалуй Ю А, Сирюк Ю А *Физ. и техника выс. давлений* (1) 33 (1996)
- Заблоцкий В А, Мамалуй Ю А, Сойка Е Н *Физ. и техника выс. давлений* **7** (2) 74 (1997)
- Ламонова К В, Мамалуй Ю А *Физ. и техника выс. давлений* **7** (2) 82 (1997)
- Мамалуй Ю А, Сойка Е Н *Физ. и техника выс. давлений* **9** (4) 88 (1999)
- Шагалов А Г *ФММ* **84** (5) 24 (1997)
- Kooij C, Enz U *Philips Res. Rep.* **15** (1) 7 (1960)
- Логунов М В, Моисеев Н В, в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники: Тез. докл. XV Всерос. школы-семинара, 18–21 июня 1996 г., Москва* (М.: УРСС, 1996) с. 427
- Моисеев Н В, Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1998)
- Lamanova K V, Mamalui Yu A, Siryuk Yu A *Физ. и техника выс. давлений* **6** (4) 49 (1996)
- Кандаурова Г С, Иванов Ю В *ФММ* **76** (1) 49 (1993)

26. Игнатченко В А и др., Препринт № 479 (Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1988)
27. Игнатченко В А и др. *ЖЭТФ* **98** 593 (1990)
28. Власко-Власов В К и др. *ФТТ* **24** 1255 (1982)
29. Драгошанский Ю Н *ФММ* **77** (1) 95, 106 (1994)
30. Кандаурова Г С *Изв. вузов. Физика* **8** 148 (1971)
31. Четкин М В, Ахуткина А И, Шапаева Т Б *Микроэлектроника* **27** 370 (1998)
32. Соика Е Н, Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Донецк: ДонГУ, 1998)
33. Соика Е Н *Физ. и техника выс. давл.* **8** (3) 65 (1998)
34. Шур Я С, Глазер А А, Гасс В Г *ФТТ* **17** 976 (1975)
35. Соловьев М М, Оноприенко Л Г *ФММ* **48** 774 (1979)
36. Hanna S M et al. *IEEE Trans. Magn. MAG-19* 1802 (1983)
37. Логунов М В, Рандошкин В В, в сб. *XVIII Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений, Калинин, 1988* Ч. 1 (Калинин: Изд-во КГУ, 1988) с. 235
38. Логунов М В, Рандошкин В В, Авт. свид. № 1675950 (приоритет от 7.07.1989)
39. Mamalui Y A, Lamonova K V, Soika E N *J. Phys. IV (Paris)* **8** Pr2-393 (1998)
40. Гесь А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** 1079 (1990)
41. Федотова В В, Гесь А П, Горбачевская Т А *ФТТ* **37** 2835 (1995)
42. Сирюк Ю А, Смирнов В В *Физ. и техника выс. давл.* **9** (3) 102 (1999)
43. Рандошкин В В *Труды ИОФАН* **35** 49 (1992)
44. Барыжтар В Г, Горобец Ю И *Цилиндрические магнитные домены и их решетки* (Киев: Наукова думка, 1988)
45. Лисовский Ф В, Мансветова Е Г *ФТТ* **31** (5) 273 (1989)
46. Свидерский А Э, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Екатеринбург: УрГУ, 1994)
47. Ким П Д, Полуян Е С, Хван До Чен, в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники: Тез. докл. XII Всесоюз. школы-семинара, 30 сент.–6 окт. 1990, Новгород* Ч. 2 (Новгород: Новгородоблмашинформ, 1990) с. 182
48. Николаев А В, Онищук В Н, Логгинов А С, в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники: Тез. докл. XV Всесоюз. школы-семинара, 18–21 июня 1996 г., Москва* (М.: УРСС, 1996) с. 398
49. Иванов В Е, Кандаурова Г С *ФММ* **87** (6) 57 (1999)
50. Логинов И А, Логунов М В, Рандошкин В В *ЖТФ* **60** (9) 121 (1990)
51. Кандаурова Г С и др. *Письма в ЖЭТФ* **63** 453 (1996)
52. Кандаурова Г С, Русинов А А *Письма в ЖЭТФ* **65** 60 (1997)
53. Кандаурова Г С, Русинов А А *ФТТ* **40** 1865 (1998)
54. Васильев В А, Романовский Ю М, Яхно В Г *Автомолочные процессы* (Под ред. Д С Чернавского) (М.: Наука, 1987)
55. Рабинович М И, Езерский А Б *Динамическая теория формообразования* (М.: Янус-К, 1998)
56. Власко-Власов В К, Дедух Л М, Никитенко В И, Препринт (Черноголовка: ИФТТ АН СССР, 1981)
57. Николаев В В, в сб. *Теория и моделирование на ЭВМ дефектных структур в кристаллах* (Отв. ред. А Н Орлов, Б А Гринберг) (Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1986) с. 117
58. Кандаурова Г С, Свидерский А Э, в сб. *Статические и динамические свойства магнитоупорядоченных кристаллов* (Под ред. М М Фарэдтина и др.) (Уфа: Изд-во БашГУ, 1990) с. 8
59. Kandaurova G S, Sviderskiy A E *Physica B* **176** 213 (1992)
60. Кандаурова Г С *Доклады РАН* **331** 428 (1993)
61. Палатник Л С, Лукашенко Л И *ФММ* **29** 782 (1970)
62. Драгошанский Ю Н, Хан Е Б, Зайкова В А *ФММ* **39** 289 (1975)
63. Кандаурова Г С *ФММ* **79** (1) 158 (1995)
64. Mal'tsev V N, Kandaurova G S, Rusinov A A *Phys. Met. Metallogr.* **92** (Suppl. 1) 18 (2001)
65. Мальцев В Н, Фахрутдинов Н М *ФММ* **88** (1) 17 (1999)
66. Dötsch H *AIP Conf. Proc.* **29** 78 (1976) (цитируется по [2], с. 352)
67. Druyvesteyn W F, DeJang F A *Philips Res. Rep.* **25** 415 (1970)
68. DeJang F A, Druyvesteyn W F, Verhulst A G H *J. Appl. Phys.* **42** 1270 (1971)
69. Антонов А В и др. *ФТТ* **14** 1901 (1972)
70. Мальцев В Н, Кандаурова Г С, Фахрутдинов Н М, в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники: Тез. докл. XVI Межд. школы-семинара, 23–26 июня 1998 г., Москва* Ч. 2 (М.: УРСС, 1998) с. 600
71. Гальцев А Ф, Яльшиев Ю И *ФММ* **85** (4) 5 (1998)
72. Гальцев А Ф, Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Екатеринбург: УрГУПС, 2000)
73. Гальцев А Ф, Яльшиев Ю И *ФММ* **89** (3) 24 (2000)
74. Maltsev V N, Kandaurova G S, in *Proc. of the First Euro-Asian Symp. "Trends in Magnetism", EASTMAG-2001, Ekaterinburg, Russia, Feb. 27 — March 2, 2001* (Ekaterinburg, 2001) p. 92
75. Мальцев В Н, Фахрутдинов Н М *Письма в ЖЭТФ* **73** 21 (2001)
76. Mal'tsev V N, Kandaurova G S *Phys. Met. Metallogr.* **92** (Suppl. 1) 22 (2001)
77. Kandaurova G S, Kipshakbaeva J A *Письма в ЖЭТФ* **62** 64 (1995)
78. Кандаурова Г С, Свидерский А Э *ФТТ* **38** 1393 (1996)
79. Кандаурова Г С, Кипшакбаева Ж А *ФТТ* **37** 1058 (1995)
80. Кандаурова Г С, Русинов А А *Доклады РАН* **340** 610 (1995)
81. Кандаурова Г С, Шур Я С, Дерягин А В *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **36** 1591 (1972)
82. Кандаурова Г С, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Свердловск: УрГУ, ИФМ, 1973)
83. Kandaurova G S, Deryagin A V, Lagutin A E *Phys. Status Solidi A* **27** 429 (1975)
84. Храбров В И *ФТТ* **15** 148 (1973)
85. Филиппов Б Н, Лебедев Ю Г *ФММ* **36** 933 (1973)
86. Никитенко В И и др. *Письма в ЖТФ* **8** 149 (1982)
87. Волков В В, Боков В А, Карпович В И *ФТТ* **24** 2328 (1982)
88. Звездин А К, Кулагин Н Е, Редько В Г *ФММ* **45** 497 (1978)
89. Котова Е Е, Четвериков В М *ФТТ* **32** 1269 (1990)
90. Соловьев М М, Филиппов Б Н *ФТТ* **39** 2036 (1997)
91. Кандаурова Г С, Осадченко В Х *Письма в ЖТФ* **20** (21) 24 (1994)
92. Кандаурова Г С, Осадченко В Х *Письма в ЖТФ* **21** (20) 11 (1995)
93. Кандаурова Г С, Осадченко В Х *Доклады РАН* **365** 181 (1999)
94. Приожин И *От существующего к возникающему* (М.: Наука, 1985)
95. Колачевский Н Н *Магнитные шумы* (М.: Наука, 1971)
96. Литвиненко А А, Лаврентьев А Г, Пономарев Ю Ф *ФММ* **55** 102 (1983)
97. Кандаурова Г С и др. *Письма в ЖТФ* **20** (16) 40 (1994)
98. Kandaurova G S et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 2135 (1995)
99. Malek Z, Kambersky V *Czech. J. Phys.* **8** 416 (1958)
100. Вайсман Ф Л, Горобец Ю И, Денисов С И *УФЖ* **3** 1234 (1986)
101. Кандаурова Г С, Иванов В Е *Письма в ЖЭТФ* **66** 688 (1997)
102. Борисов А Б *Письма в ЖЭТФ* **73** 279 (2001)
103. Горобец Ю И, Джежеря Ю И, Мироненко Л П *ЖЭТФ* **118** 189 (2000)
104. Vedmedenko E Yu, Ghazali A, Lévy J-C S *Phys. Rev. B* **59** 3329 (1999)

### New phenomena in the low-frequency dynamics of magnetic domain ensembles

**G.S. Kandaurova**

*A.M. Gor'kii Urals State University,  
ul. Lenina 51, 620083 Ekaterinburg, Russian Federation  
Tel. (7-3432) 61-68 23. Fax (7-3432) 61-59 78  
E-mail: gerta.kandaurova@usu.ru*

Research into the dynamics of the self-organization and excitation of perpendicularly anisotropic multi-domain magnetic films is reviewed. The phenomenon was discovered in a 1988 study of the domain structure of ferrite-garnet films in a low-frequency (0.1–10 kHz) alternating magnetic field.

PACS numbers: **05.65.+b**, 75.60.Eg, 75.60.Ch, 75.70.Kw

Bibliography — 104 references

Received 12 July 2001, revised 25 December 2001