

СПОНТАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С МОДУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ

Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский*, Е. Г. Мансветова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова

Российской академии наук

141190, Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2010 г.

Представлены результаты экспериментального исследования влияния монопериодических и бипериодических полей подмагничивания на процессы зарождения доменных структур в квазиодноосных магнитных пленках в окрестности точки Кюри. Установлены основные типы наблюдаемых неоднородных распределений магнитного момента и показано, что в определенных случаях при медленном охлаждении пленок реализуются цепочки фазовых переходов типа «чертова лестница».

1. ВВЕДЕНИЕ

В истории развития исследований сред, обладающих модулированной структурой (т. е. имеющих сверхструктуру) можно выделить два этапа.

На первом этапе в основном изучался круг явлений, обусловленных естественной модуляцией структуры многих природных или синтезированных упорядоченных сред (магнетики, сегнетоэлектрики, полупроводники, сверхпроводники, жидкые кристаллы, сплавы, твердые растворы и др.), которая возникала из-за конкуренции неоднородных взаимодействий, стремящихся установить различные периоды упорядочения какого-либо термодинамического параметра (например, магнитного момента). Такие термодинамически устойчивые модулированные структуры часто называют также длиннопериодическими, поскольку период модуляции для них обычно значительно превышает длину хотя бы одного из ребер кристаллохимической ячейки. В зависимости от того, является ли отношение периода модуляции к длине соответствующего ребра ячейки рациональным числом или нет, говорят о соразмерной (соизмеримой) или несоразмерной (несоизмеримой) модулированной структуре [1–3].

Первые экспериментальные и теоретические ра-

боты по магнетикам с естественной модуляцией структуры, подробные сведения о свойствах которых можно найти, например, в работах [4–6], появились около полувека назад [7–10]. Пик исследований приходится на 80-е годы прошлого столетия (см., например, [3]).

Анализ проблемы изменения трансляционной симметрии при фазовых переходах (ФП) между высокосимметричной и низкосимметричными фазами в магнетиках с модулированной структурой показал [11–14], что при определенных условиях на диаграмме состояний магнетика может присутствовать так называемая точка Лифшица, которая разделяет линии ФП из высокосимметричной фазы в соизмеримую и несоизмеримую низкосимметричные фазы. В точке Лифшица период несоизмеримой фазы обращается в бесконечность, т. е. волновой вектор соответствующей структуры становится равным нулю. Кроме того, возможна ситуация, когда волновой вектор потенциально несоизмеримой фазы при изменении какого-либо внешнего параметра (например, температуры) будет испытывать последовательность скачков между отдельными соизмеримыми значениями, в которых соответствующая фаза оказывается устойчивой. Подобное поведение волнового вектора обычно описывают с помощью термина «чертова лестница» [12, 13, 15]. Строго говоря,

*E-mail: lisf@rambler.ru

в математике под чертвой лестницей¹⁾ понимают не любую функцию с несчетным количеством скачков, а только функцию Кантора, которая представляет собой предельное множество последовательности функций, определяемых на интервале $(0, 1)$ следующими рекуррентными соотношениями:

$$f_{n+1}(x) = \begin{cases} 0.5f_n(3x), & \text{если } 0 \leq x \leq 1/3, \\ 0.5, & \text{если } 1/3 \leq x \leq 2/3, \\ 0.5 + 0.5f_n(3(x - 2/3)), & \text{если } 2/3 \leq x \leq 1, \end{cases}$$

где $f_0(x) = x$. Хотя возможность практического обнаружения ФП с какой-либо характеристикой, описываемой функцией Кантора, представляется весьма проблематичной, следует указать на изящный гипотетический пример возможности реализации криевой намагничивания в форме этой функции в бесконечной одномерной цепочке магнитных моментов с дипольным взаимодействием в присутствии коэрцитивной силы [17]. Заметим, что в научной литературе термин «чертова лестница» часто используют в широком смысле слова применительно к любым спонтанным ФП, характеризуемым многократно скачкообразной зависимостью какого-либо параметра (например, волнового вектора доменной структуры) от температуры.

На втором этапе изучения сред с модулированной структурой, начавшемся на рубеже прошлого и настоящего веков, в качестве объектов исследования стали выступать материалы с искусственной сверхструктурой, создаваемой либо внешними периодическими воздействиями (упругие деформации, электрические или магнитные поля и др.), либо с помощью различных технологических ухищрений (многослойное осаждение, неоднородное легирование и др.). В настоящее время искусственные модулированные среды «технологического» происхождения получили название метаматериалов. Этот термин, впервые использованный авторами работ [18, 19]), по существу, является синонимом термина «материал со сверхструктурой», поскольку греческая

¹⁾ В англоязычной литературе используется более благозвучный термин — «devil's staircase», т. е. «дьявольская лестница». Такой термин гораздо точнее отражает парадоксальные свойства функции Кантора, служащей примером непрерывной (но не абсолютно непрерывной!) монотонной функции, которая не является константой, но при этом имеет нулевую производную всюду, за исключением точек, принадлежащих множеству Кантора (см., например, [16]).

приставка «мета» в русском языке имеет значение «сверх» или «над» практически во всех областях знания.

Наибольший интерес у исследователей метаматериалов вызывают не ФП в них, а особенности свойств элементарных возбуждений, проявляющиеся в возникновении для них при определенных условиях зон пропускания и непропускания. С этой точки зрения метаматериалы представляют собой, по существу, искусственные аналоги кристаллических сред. В зависимости от того, для каких волн технологическими методами создается зонная структура, говорят о фотонных [18–22], фононных [22, 23], оптомеханических («фотофононных») [24] или магнонных [25] кристаллах. Общее количество публикаций, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию таких искусственных кристаллов, в настоящее время исчисляется тысячами. Приведенные выше ссылки относятся либо к пионерским работам, либо к работам обзорного характера. Заметим, что все принципиально важные основы общего теоретического подхода к рассмотрению поведения волн в средах с периодической структурой были заложены Бриллюэном еще в 30-е годы прошлого века [26, 27].

Свойства поляризуемых сред с искусственной сверхструктурой, создаваемой внешними периодическими воздействиями, изучались не так интенсивно. Результаты исследования поведения акустических и световых волн в сегнетоэлектриках в присутствии пространственно-модулированного электрического поля приведены в монографии [22], для магнитоупорядоченных сред с пространственной модуляцией поля подмагничивания можно указать на работы [28–31]. Что касается спонтанных ФП в таких средах, то эта проблема вплоть до настоящего времени вообще остается вне поля зрения как теоретиков, так и экспериментаторов.

Настоящая работа, частично восполняющая данный пробел, была выполнена с целью получения информации об основных типах доменных структур (ДС), зарождающихся в квазидноосных пленках ферритов-гранатов в присутствии внешнего пространственно-периодического поля подмагничивания в окрестности точки Кюри при спонтанных ФП, и об эволюции таких ДС при последующем охлаждении исследуемых образцов.

Отдельные результаты выполненных исследований ранее были кратко опубликованы в работе [32].

2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по изучению процессов зарождения ДС в окрестности точки Кюри в присутствии внешних монопериодических и бипериодических магнитных полей выполнялись на пленках магнитных гранатов состава $(\text{Y}\text{Gd}\text{Yb}\text{Bi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из немагнитного граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111). Исследуемые пленки обладали сильной наведенной одноосной анизотропией ($K_u \gg \max\{K_c, K_p, 2\pi M^2\}$, где K_u , K_p и K_c — константы соответственно одноосной, ромбической и кубической анизотропии, а M — намагниченность) с осью легкого намагничивания (ОЛН) вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности (ось z).

Наблюдение за поведением ДС при медленном изменении температуры проводилось визуально в режиме «на отражение» с помощью поляризационного микроскопа с нагревательным столиком. Изображения ДС фиксировались фотографической камерой. Температура контролировалась с помощью медь-константановой термопары, один спай которой приклеивался непосредственно к пленке, а второй помещался в дьюар с жидким азотом. Термоэдс измерялась прецизионным цифровым вольтметром, что обеспечивало точность измерения температуры 0.01 К.

Постоянное магнитное поле напряженностью до 150 Э создавалось электромагнитом в виде катушки, размещаемой на предметном столике микроскопа, а периодические поля с периодом d_x вдоль \mathbf{e}_x — с помощью отрезков стальной магнитной ленты толщиной 10 мкм, на которые записывались в линейном режиме сигналограммы требуемой амплитуды и частоты. При этом можно было легко получать любое соотношение между периодом записи d_x и периодом зарождающихся ДС d_0 , а также изменять в широких пределах амплитуду напряженности периодического поля $H_x^{(max)}$. Температура Кюри материала магнитной ленты (равная примерно 1000 К) более чем в два раза превышала температуру Кюри исследуемых пленок, что обеспечивало сохранность записываемых сигналограмм при проведении экспериментов.

Магнитная лента располагалась на предметном столике микроскопа, а исследуемая магнитная пленка накладывалась на ленту подложкой вверх. Для увеличения контрастности изображений наблюдавшихся ДС на рабочую поверхность магнитной ленты

наносилось зеркальное отражающее покрытие в виде тонкого (около 1000 Å) слоя алюминия. Вследствие чрезвычайно малого различия углов поворота плоскости поляризации света в соседних доменах вблизи температуры Кюри использование только зеркального покрытия не позволяло получать требуемую для полиграфического воспроизведения контрастность, поэтому дополнительно использовались стандартные компьютерные программы обработки фиксируемых фотокамерой изображений ДС.

Для определения значений амплитуды напряженности модулирующего поля использовалась следующая методика. Сначала при комнатной температуре определялись период ДС d_r и поле уничтожения доменов $H_{0z}^{(s)}$ в исследуемой пленке. Затем на отрезки магнитной ленты в линейном режиме, когда амплитуда напряженности периодического поля $H_x^{(max)}$ была пропорциональна амплитуде тока записи в обмотке магнитной головки, записывалась серия сигналограмм с большой пространственной длиной волны ($d_x \gg d_r$) при различных значениях тока записи. После этого с помощью поляризационного микроскопа последовательно наблюдались изображения ДС пленки, находящейся в контакте с отрезками ленты с различными сигналограммами, и находилось значение амплитуды тока записи, при котором начиналось уничтожение ДС в пленке. Это давало возможность определить угловой коэффициент калибровочной прямой, отражающей линейную связь $H_x^{(max)}$ с амплитудой тока записи.

Для создания бипериодических магнитных полей с периодами d_x и d_y вдоль ортов \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y с нижней стороны первой ленты перпендикулярно ей на предметном столике размещалась вторая магнитная лента с сигналограммой, обеспечивающей получение выбранных значений периода d_y и амплитуды $H_y^{(max)}$.

Используя уравнения магнитостатики, можно показать, что гармоническая магнитная запись на одиночной ленте создает в магнитной пленке поле вида

$$\mathbf{H}_{mod} = H_x^{(max)} \exp\left(-\frac{2\pi z}{d_x}\right) \times \\ \times \left(\mathbf{e}_z \cos \frac{2\pi x}{d_x} - \mathbf{e}_x \sin \frac{2\pi x}{d_x} \right), \quad (1)$$

а гармонические записи на двух ортогональных лентах — поле вида

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{mod} = & -\mathbf{e}_x H_x^{(max)} \exp\left(-\frac{2\pi z}{d_x}\right) \cos \frac{2\pi x}{d_x} - \\ & -\mathbf{e}_y H_y^{(max)} \exp\left(-\frac{2\pi z}{d_y}\right) \cos \frac{2\pi y}{d_y} + \\ & + \mathbf{e}_z \left[H_x^{(max)} \exp\left(-\frac{2\pi z}{d_x}\right) \sin \frac{2\pi x}{d_x} + \right. \\ & \left. + H_y^{(max)} \exp\left(-\frac{2\pi z}{d_y}\right) \sin \frac{2\pi y}{d_y} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где ось z направлена вдоль ОЛН, а координата z отсчитывается вглубь от свободной поверхности пленки.

Теория [33, 34] (см. также работы [35, 36]), примененная для узкого интервала температур вблизи точки Кюри, где $M(T) \ll M(0)$, предсказывает, что для толстых пленок ($L \gg \alpha^{1/2}$) с чисто одноосной анизотропией ($K_c = K_p = 0$) при понижении температуры T из области значений выше точки Кюри в присутствии направленного вдоль нормали поля подмагничивания H_{0z} однородное состояние (парафаза) теряет устойчивость относительно образования ДС при значениях T и H_{0z} , связанных уравнением

$$T(H_{0z}) = T_C - 3 \frac{\delta}{c_0} \left(\frac{H_{0z}}{4\pi M_0} \right)^2, \quad (3)$$

где $T_C = T_0 - \xi_c/c_0$ — температура Кюри пленки (температура зарождения ДС при $H_{0z} = 0$), T_0 — температура Кюри безграничной среды, $\xi_c \approx \approx (4\pi/L)(\pi\alpha)^{1/2}$, δ и α — константы однородного и неоднородного обмена соответственно, L — толщина пленки, $c_0 = -\partial\xi/\partial T|_{T=T_0}$, а $\xi(T) \leq 4\pi$ — функция, определяющая температурную зависимость модуля вектора намагниченности вблизи температуры Кюри. При этом точка $(T_C, 0)$ на плоскости (T, H_{0z}) является мультикритической точкой, где сходятся линии ФП второго рода между однородным состоянием и полосовой ДС и две линии ФП первого рода между однородным состоянием и двумя гексагональными решетками цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

В присутствии сколь угодно слабой анизотропии в базисной плоскости, которая всегда существует в реальных пленках, мультикритическая точка $(T_C, 0)$ расщепляется на две трикритические точки, соединенные линией ФП между однородным состоянием и неоднородным состоянием с полосовой ДС, т. е. в определенном интервале полей зарождение гексаго-

нальных решеток ЦМД становится невозможным²⁾. Кроме того, учет в теоретических расчетах энтропийного вклада в свободную энергию магнетика показывает [35], что при любой температуре, отличной от абсолютного нуля, зарождение абсолютно упорядоченных ДС при ФП второго рода (или при ФП первого рода, близких ко второму) невозможно: полосовые ДС и решетки ЦМД становятся аморфизованными (частично или полностью) из-за возникновения в них магнитных дислокаций и дисклиниаций. В отличие от полностью упорядоченных (регулярных) ДС, в аморфизованных структурах не выполняется условие постоянства размеров доменов, а также нарушается дальний трансляционный и ориентационный порядок, т. е. отсутствует постоянство периода и постоянство направления доменных границ (для полосовых ДС) или гексагональная симметрия окружения (для решеток ЦМД).

Изложенные выше выводы теории, подкрепленные многочисленными экспериментами (см., например, [34, 35] и приведенную там библиографию), схематически иллюстрирует рис. 1, где две трикритические точки, разделяющие области зарождения аморфизованной полосовой ДС и двух аморфизованных решеток ЦМД, обозначены символами B_+ и B_- . На кривой потери устойчивости однородного состояния показаны еще две наблюдаемые в экспериментах критические точки (A_+ и A_-), отделяющие области зарождения решеток от областей зарождения полосовой (или лабиринтной) ДС. Существование этих точек не предсказывается теорией, поскольку они наблюдаются на достаточно большом удалении от температуры Кюри, где условие $M(T) \ll M(0)$ не выполняется. Для исследованных пленок значения модуля напряженности поля H_{0z} в точках B_+ и B_- лежали в пределах 0.5–3.0 Э, а в точках A_+ и A_- — в пределах 1–10 Э.

Достаточно полные сведения о степени аморфизованности зарождающихся при спонтанных фазовых переходах ДС можно получить, анализируя распределение интенсивности дифрагированного пленкой света в зоне Фраунгофера. Поскольку непосредственное наблюдение дифракции вблизи температуры Кюри проблематично из-за малой контрастности доменов, мы использовали метод компьютерного моделирования дифракции, использующий двумерное фурье-преобразование черно-белых фотографий

²⁾ Подробное описание вида полной диаграммы состояний квазиодносных магнитных пленок на плоскости (T, H_{0z}) и расчет положения границ областей устойчивости различных неоднородных состояний и линий ФП между ними см. в [35].

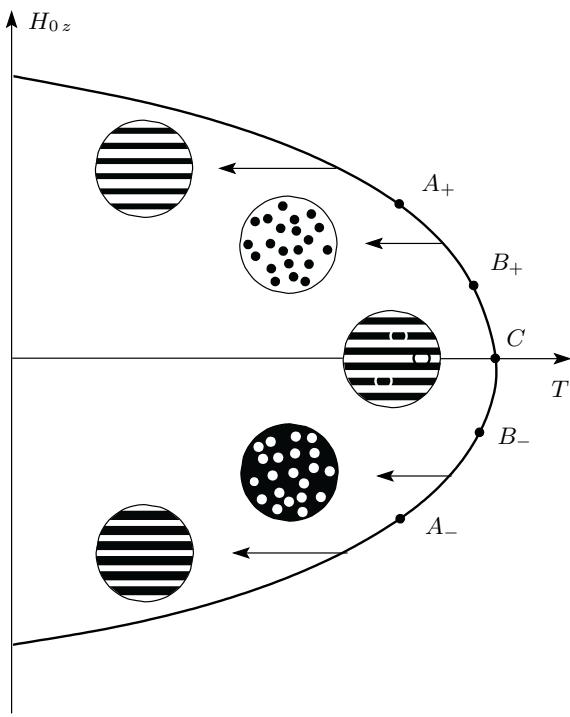


Рис. 1. Кривая потери устойчивости однородного состояния магнитоодноосной пленки на плоскости (T, H_{0z}) вблизи температуры Кюри пленки (точка C кривой)

физических изображений ДС. Этот метод был протестирован и успешно использован ранее при исследовании аморфизации бипериодических ДС в магнитных пленках критической толщины [37].

Пространственные изменения градаций серого в выбранном квадратном фрагменте изображения аппроксимировались сеточной функцией с числом узлов $2^n \times 2^n$, где значение n выбиралось достаточно большим, чтобы гарантировать адекватное отображение самых мелких деталей ДС. Для оцифрованного таким образом изображения определялись фурье-компоненты, т. е. распределение интенсивности дифрагированного излучения в зоне Фраунгофера.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Анализ результатов исследования поведения пленок выбранного состава при спонтанных ФП в окрестности температуры Кюри показал, что происходящие при этом процессы зависят как от амплитуды модулирующих магнитных полей ($H_x^{(max)}$ и $H_y^{(max)}$), так и от соотношения между периодами последних (d_x и d_y) и периодом собственной ДС d_0

в момент зарождения. Слабые модулирующие поля ($H_x^{(max)}, H_y^{(max)}) \ll |H_{0z}(B_{\pm})|$) практически не изменяют вида диаграмм состояния, но частично подавляют аморфизацию ДС. При сильной модуляции определяющим для поведения ДС является конкретное соотношение между амплитудами периодических магнитных полей и шириной областей зарождения неоднородных магнитных состояний по полю H_{0z} . Качественное представление о типе зарождающихся ДС можно получить с помощью рис. 1. Так, например, если размах монопериодического модулирующего магнитного поля превышает суммарную ширину областей зарождения полосовой структуры и обеих решеток ЦМД, то при температуре Кюри может сформироваться суперпозиция всех трех доменных конфигураций. При использовании дополнительного однородного поля подмагничивания может наблюдаться комбинация полосовой ДС и одной из решеток ЦМД, и т. д.

Строгий теоретический анализ процессов зарождения ДС в присутствии сторонних периодических полей в настоящее время отсутствует. При $d_x \gg d_0$ и $d_y \gg d_0$, по-видимому, можно использовать метод ВКБ [35]. Для сопоставимых по порядку величины значений периодов модуляции и периода собственной ДС задача о нахождении основного состояния магнетика вблизи температуры Кюри становится чрезвычайно сложной.

Из уравнений (1) и (2) следует, что магнитная лента с сигналограммой создает в пленке не только компоненту магнитного поля вдоль нормали к поверхности, но и компоненты, параллельные поверхности, наличие которых не учитывалось в приведенных выше качественных рассуждениях. Однако детальное исследование влияния таких магнитных полей на спонтанные ФП вблизи температуры Кюри показало [39], что при этом в пленках с доминирующей одноосной анизотропией происходит лишь незначительное нарушение симметрии диаграммы состояний на плоскости (T, H_{0z}) относительно оси абсцисс и небольшое смещение температуры Кюри в сторону более низких температур. Так, для пленок используемого нами состава относительное смещение T_C не превышало $5 \cdot 10^{-3}$ К/Э.

Экспериментально наблюдались, например, следующие типы структур:

- простые полосовые ДС с $d = d_0$;
- простые полосовые ДС с $d = d_0$, на которые наложены разнополярные решетки ЦМД с $d \approx d_0$;
- полосовые ДС и однополярные решетки ЦМД с модулированными периодом и размерами доменов;
- чередующиеся полосы однополярных решеток

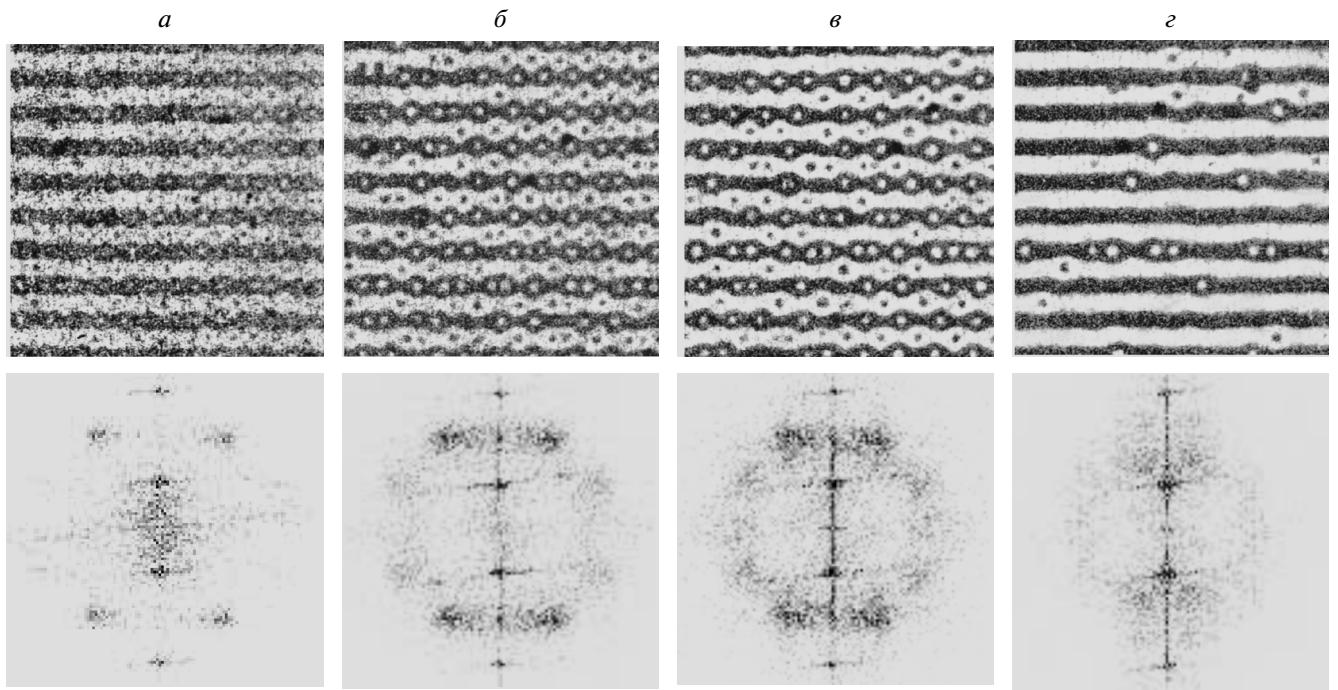


Рис. 2. Фотографии ДС (сверху) в исследуемой пленке при поле подмагничивания $H_{0z} = 0$ и их фурье-образы (снизу) для монопериодического модулирующего магнитного поля с периодом $d_x = 2d_0$ и амплитудой $H_x^{(max)} = 2.5$ Э при $T = 417.6$ К (а), $T = 408.3$ К (б), $T = 365.1$ К (в) и $T = 347.3$ К (г)

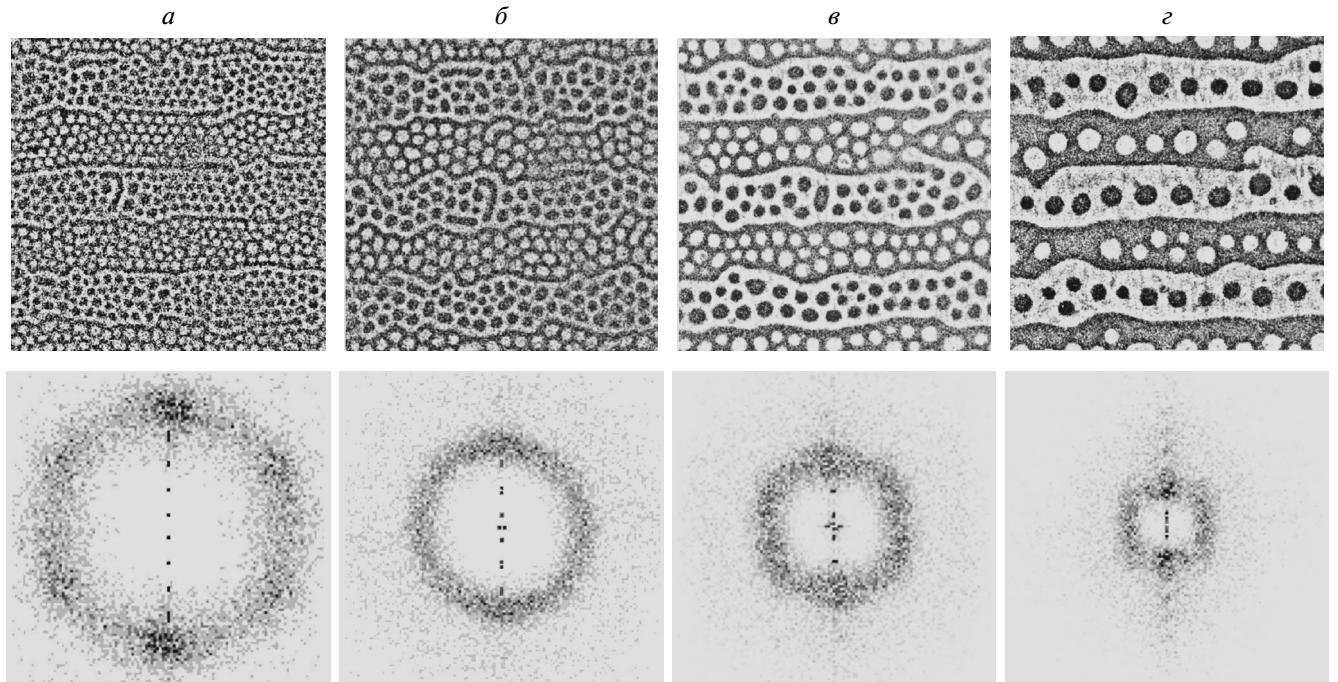


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 при $d_x = 8d_0$ и $T = 406.6$ К (а), $T = 374.4$ К (б), $T = 325.6$ К (в), $T = 295.6$ К (г)

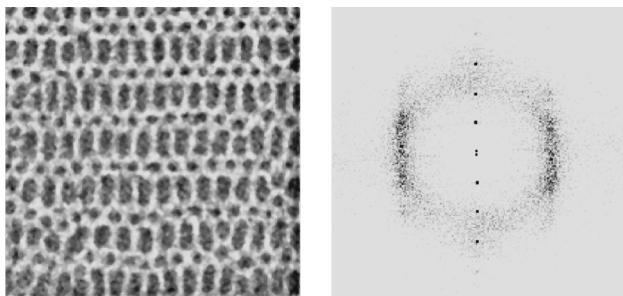


Рис. 4. Фотография ДС (слева) в исследуемой пленке при однородном поле подмагничивания $H_{0z} = 3.7$ Э и ее фурье-образ (справа) для монопериодического модулирующего магнитного поля с периодом $d_x = 2d_0$ и амплитудой $H_x^{(max)} = 2.5$ Э при $T = 417.9$ К

ЦМД и решеток из обрывков полосовых доменов, перпендикулярных направлению модуляции и др.

В определенном интервале изменения H_{0z} возникала неустойчивость границ раздела между различными группами доменов относительно синусоидальных искажений формы (см., например, [40]). Еще большее разнообразие ДС наблюдалось при использовании бипериодического модулирующего поля. Фотографии некоторых из наблюдаемых ДС в пленке состава $(\text{YGDYbBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ толщиной 6.5 мкм с температурой Кюри $T_C = 433$ К и периодом зарождающейся (при $H_0 = H_{mod} = 0$) ДС $d_0 \approx 5$ мкм приведены на рис. 2–7 вместе с изображениями соответствующих фурье-образов³⁾. Значение модуля напряженности поля H_{0z} в точках диаграммы состояний B_+ и B_- для данной пленки составляло 0.8 Э, а в точках A_+ и A_- было равно 4.2 Э.

Влияние монопериодического модулирующего магнитного поля с периодом d_x на свойства ДС в отсутствие однородного подмагничивания ($H_{0z} = 0$) иллюстрируют рис. 2 и 3. Видно, что вблизи температуры Кюри модулирующее поле создает в пленке полосовую ДС с $d = d_x$, причем внутри каждого полосового домена в зависимости от соотношения между d_x и d_0 располагаются либо одномерные цепочки ЦМД (см. рис. 2 для $d_x = 2d_0$), либо двумерные массивы ЦМД, содержащие несколько рядов доменов (см. рис. 3 для $d_x = 8d_0$) соответствующей полярности. При $d_x \lesssim 1.5d_0$ ЦМД внутри полосовых доменов не зарождаются.

Если при одновременном воздействии на пленку

³⁾ Ось x на всех рисунках направлена вниз в плоскости изображений.

однородного подмагничивания и монопериодического модулирующего поля с $d_x = 2d_0$ z -компоненты напряженности результирующего магнитного поля не является знакопеременной и имеет размах, не превышающий значение модуля напряженности поля H_{0z} в точках диаграммы состояний A_+ и A_- , то зарождается своеобразный доменный массив, состоящий из чередующихся рядов ЦМД и обрывков полосовых доменов, вытянутых вдоль оси x (см. рис. 4).

Бипериодическое модулирующее магнитное поле с периодами d_x и d_y (соответственно вдоль ортov \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y) создает в пленке совокупность квадратных (при $d_x = d_y$) или прямоугольных (при $d_x \neq d_y$) ячеек, заполнение которых зависит от амплитуд $H_x^{(max)}$ и $H_y^{(max)}$ и напряженности однородного поля подмагничивания. Например, если последнее отсутствует, то в гармоническом поле с амплитудами $H_x^{(max)} = H_y^{(max)} = 1.5$ Э и периодами $d_x = d_y = 8d_0$ при температуре Кюри зарождается система полосовых доменов с периодически модулированной шириной, причем каждый из доменов в областях между перетяжками содержит массив ЦМД с обратным направлением намагниченности (см. рис. 5). В присутствии небольшого однородного поля подмагничивания (например, при $H_{0z} = 0.8$ Э) зарождающиеся полосовые домены определенной полярности разрываются, образуя крупные замкнутые цилиндрические области, содержащие массив более мелких ЦМД (см. рис. 6). В сильных однородных полях подмагничивания можно добиться ситуации, когда домены будут зарождаться, например, только для одной полуволны модулирующего поля, а для другой полуволны соответствующие области пленки будут находиться в насыщенном состоянии (см. рис. 7).

Анализ фурье-образов (см. рис. 2–7), представляющих собой фраунгоферовы дифракционные картины, которые наблюдались бы при рассеянии света на исследуемых объектах, показывает, что существуют два типа дифракционных максимумов. К первому типу принадлежат интенсивные и четкие максимумы, формирующиеся при дифракции на периодических неоднородностях магнитного момента, создаваемых внешним модулирующим магнитным полем. Положение этих максимумов в плоскости дифракции соответствует узлам обратной решетки, образованной векторами трансляций \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , причем для монопериодической модуляции $\mathbf{b}_1 = (2\pi/d_x)\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{b}_2 = 0$, а для бипериодической модуляции $\mathbf{b}_1 = (2\pi/d_x)\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{b}_2 = (2\pi/d_y)\mathbf{e}_y$. Второй тип включает в себя размытые максимумы, возникающие при рассеянии света на частично (рис. 2, 3 и 7) или полностью (рис. 4–6) аморфизованных доменных мас-

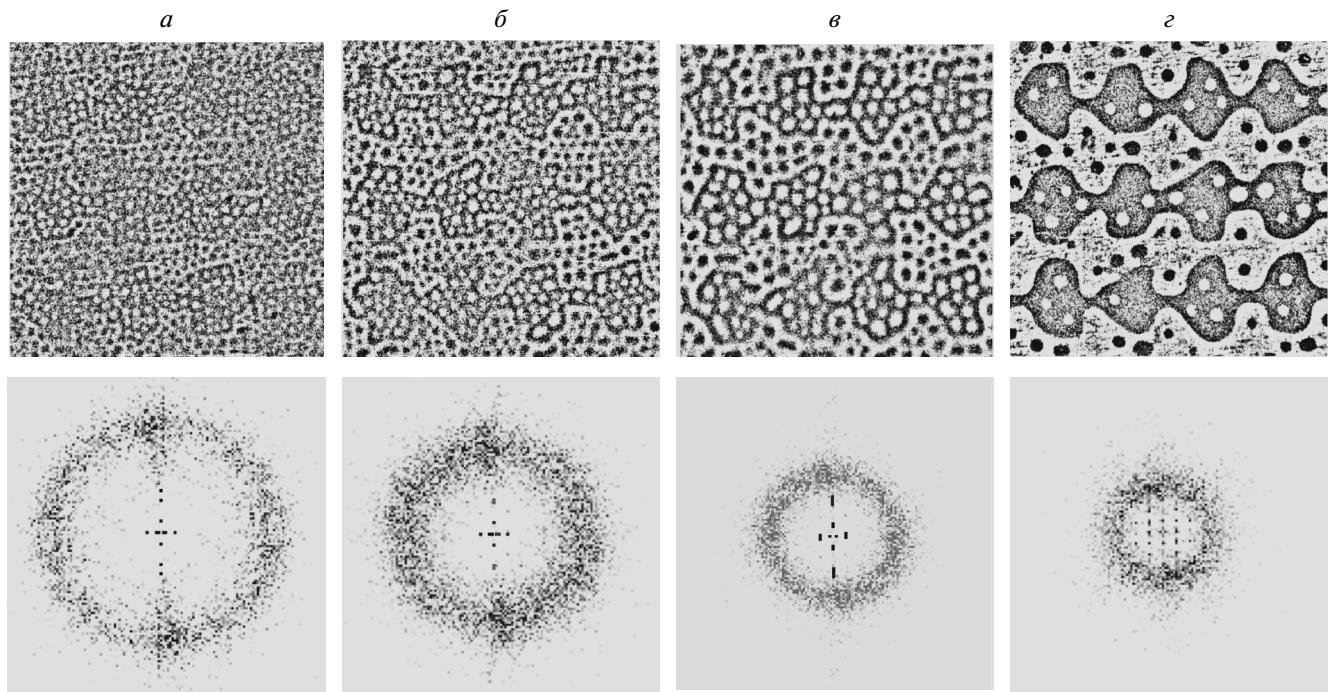


Рис.5. Фотографии ДС (сверху) в исследуемой пленке при поле подмагничивания $H_{0z} = 0$ и их фурье-образы (снизу) для бипериодического модулирующего магнитного поля с периодами $d_x = d_y = 8d_0$ и амплитудами $H_x^{(max)} = H_y^{(max)} = 1.5$ Э при $T = 415.3$ К (а), $T = 397.1$ К (б), $T = 368.3$ К (в) и $T = 312.1$ К (г)

сивах, средний период которых \bar{d} близок к собственному (при $H_{mod} = 0$) периоду ДС в пленках.

Степень разупорядочения аморфизованных доменных массивов убывает при уменьшении отношений d_x/d_0 и d_y/d_0 (ср. рис. 2 и 3 с рис. 4–7). Так, например, показанная на рис. 2 ДС при $T = 417.6$ К практически полностью упорядочена, причем границы соседних полосовых доменов имеют противофазную модуляцию. О существовании подобного рода модуляции границ в массиве зарождающихся при ориентационных ФП полосовых доменов ранее сообщалось в работах [41, 42].

В режиме медленного охлаждения пленок (от $T = T_C$ до комнатной температуры) в большинстве исследованных случаев эволюция ДС происходила как ФП типа «чертова лестница», т. е. имели место скачкообразные изменения среднего периода аморфизованных доменных массивов. Так, например, для структур, фотографии которых приведены на рис. 5, это происходило путем изменения числа ЦМД (за счет коллапса отдельных доменов) в выбранной для наблюдения ячейке бипериодической модулированной ДС. Вблизи точки Кюри ячейка содержала около 30 ЦМД, при снижении температуры на 30 К их число уменьшалось до 10 (см.

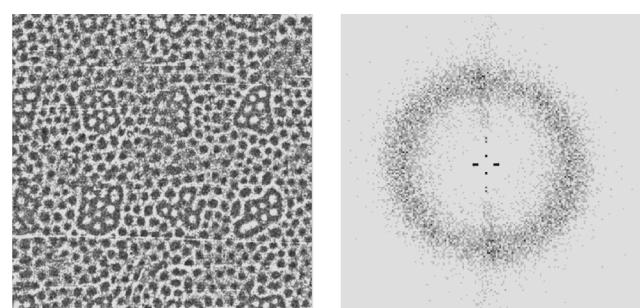


Рис.6. Фотография ДС (слева) в исследуемой пленке при однородном поле подмагничивания $H_{0z} = 0.8$ Э и ее фурье-образ (справа) для бипериодического модулирующего магнитного поля с периодами $d_x = 6d_0$, $d_y = 8d_0$ и амплитудами $H_x^{(max)} = H_y^{(max)} = 1.5$ Э при $T = 415.5$ К

рис. 8). Аналогичные явления имели место и при монопериодической модуляции, как следует из рис. 3: при $T = 406.6$ К каждый из полосовых доменов содержал по пять рядов ЦМД, при $T = 374.4$ К — по четыре ряда, при $T = 325.6$ К — по два ряда и при $T = 295.6$ К — один ряд. Термин «чертова лестница», разумеется, в рассматриваемых слу-

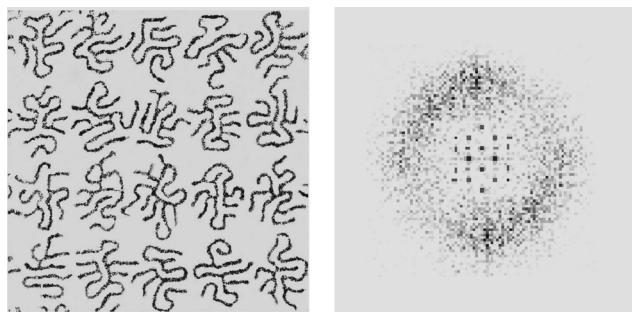


Рис. 7. Фотография ДС (слева) в исследуемой пленке при однородном поле подмагничивания $H_{0z} = 17$ Э и ее фурье-образ (справа) для би-периодического модулирующего магнитного поля с периодами $d_x = d_y = 8d_0$ и амплитудами $H_x^{(max)} = H_y^{(max)} = 2.5$ Э при $T = 414.9$ К

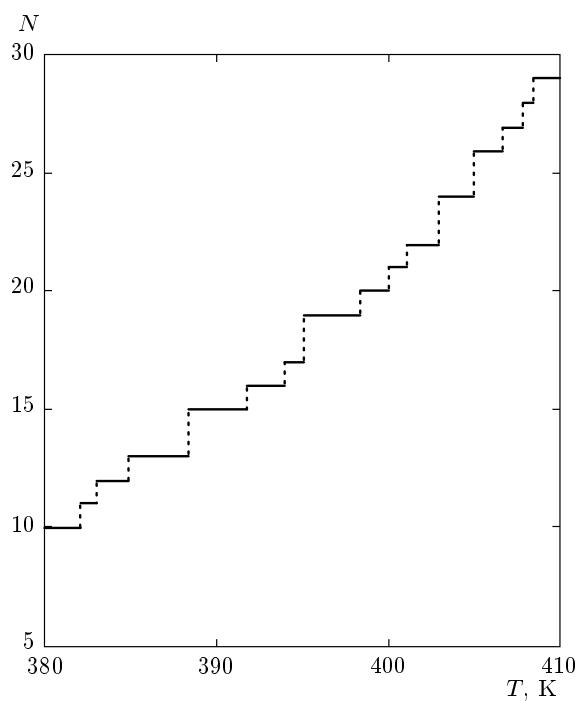


Рис. 8. Температурная зависимость числа ЦМД в выбранной для наблюдения ячейке модулированной ДС, показанной на рис. 5

чаях употреблять можно лишь в широком смысле, поскольку функциональная зависимость, приведенная на рис. 8, существенно отличается от функции Кантора.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При спонтанных ФП в окрестности температуры Кюри T_C в однородном поле подмагничивания H_{0z} магнитоодноосные пленки в зависимости от соотношения между напряженностью этого поля и температурой могут находиться либо в однородном состоянии (парафаза), либо в одном из трех магнитонеоднородных состояний, которыми являются аморфизованная полосовая (лабиринтная) ДС и две разнополярные аморфные решетки ЦМД. Выполненные исследования показывают, что гармоническая (монопериодическая или бипериодическая) модуляция поля подмагничивания радикальным образом изменяет ситуацию.

Во-первых, значительно расширяется число возможных магнитонеоднородных состояний за счет «смешивания» четырех перечисленных выше состояний (в разных комбинациях и в разных пропорциях).

Во-вторых, на каждое из таких магнитонеоднородных состояний (в большинстве случаев частично или полностью разупорядоченных) накладываются регулярные монопериодические или бипериодические неоднородности распределения магнитного момента, возникающие за счет модуляции поля подмагничивания. Строго говоря, в этом случае однородное состояние вообще перестает существовать, поскольку слабая регулярная пространственная модуляция вектора намагниченности существует и при $T > T_C$.

В-третьих, при наличии в смешанных состояниях замкнутых областей, содержащих большое число ЦМД, ФП при понижении температуры происходят по типу «чертовой лестницы» путем последовательного коллапса одного или нескольких доменов, т. е. путем скачкообразного изменения среднего периода доменных массивов в замкнутых областях.

Заметим, что такие изменения состояния магнетика коренным образом отличаются от хорошо известных скачков Баркгаузена, при которых имеет место изменение $|M|$. Описываемые нами переходы типа «чертовой лестницы» происходят без изменения модуля магнитного момента, который в отсутствие постоянного поля подмагничивания вообще остается всегда равным нулю. Максимально возможное число ступеней «чертовой лестницы» определяется отношениями d_x/d_0 и d_y/d_0 , количеством ЦМД в замкнутых областях (или количеством рядов ЦМД в полосовых доменах), а также отношением диаметров ЦМД в отсутствие модуляции поля подмагничивания при зарождении при температуре Кюри и $T = 0$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования наглядно продемонстрировали перспективность создания сверхструктур в магнитоупорядоченных средах с помощью внешних периодических полей подмагничивания. Этот метод не только позволяет относительно просто изменять в широких пределах период сверхструктуры, но и дает возможность реализовать большое число уникальных физических объектов, которые крайне затруднительно или вообще невозможно создать технологическими методами.

Полученные в ходе выполнения настоящей работы данные в перспективе могут быть использованы для исследования динамических свойств рассматриваемых модулированных магнитоупорядоченных сред.

Перечисленные в предыдущем разделе особенности поведения таких объектов могут приводить к существенному усложнению спектров элементарных возбуждений и спектров колебаний доменных границ, а также к появлению множественных максимумов магнитной восприимчивости в окрестности точки Кюри и других эффектов, обусловленных сосуществованием в равновесных состояниях областей с различающимися по симметрии распределениями магнитного момента.

Явления, подобные рассмотренным в настоящей работе, могут наблюдаться и в сегнетоэлектриках в присутствии периодических внешних электрических полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
2. P. Bak, Rep. Prog. Phys. **45**, 587 (1982).
3. *Modulated Structures Materials*, ed. by T. Tsacalacos, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht (1984).
4. Ю. А. Изюмов, УФН **144**, 439 (1984).
5. Ю. А. Изюмов, В. Н. Сыромятников, *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*, Наука, Москва (1984).
6. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества*, Мир, Москва (1983).
7. J. Villain, Chem. Phys. Sol. **11**, 303 (1959).
8. A. Yoshimori, J. Phys. Soc. Jpn. **14**, 807 (1959).
9. T. A. Kaplan, Phys. Rev. **116**, 888 (1959).
10. A. Herpin and P. Meriel, J. de Phys. **22**, 337 (1961).
11. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **11**, 255 (1941).
12. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **46**, 1420 (1964).
13. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **47**, 992 (1964).
14. R. M. Hornreich, M. Luban, and S. Strikman, Phys. Rev. Lett. **35**, 1678 (1975).
15. S. Aubry, in: *Solitons and Condensed Matter Physics*, ed. by A. R. Bishop and T. Schneider, Springer, New York/Heidelberg (1978), p. 264.
16. H. L. Royden, *Real Analysis*, Englewood Cliffs, Prentice-Hall (1988).
17. A. A. Fraerman and M. V. Sapozhnikov, Phys. Rev. B **65**, 184433 (2002).
18. R. M. Walser, in: *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, ed. by W. S. Wieglafer and A. Lakhtakia, SPIE Press, Bellingham (2003), p. Z5.001.
19. E. Yablonovitch, in: *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, ed. by W. S. Wieglafer and A. Lakhtakia, SPIE Press, Bellingham (2003), p. Z5.002.
20. J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger et al., *Photonic Crystals*, Springer, New York/Heidelberg, (2008).
21. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, in: *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, University Press, New York/Princeton (2010).
22. А. В. Голенищев-Кутузов, В. А. Голенищев-Кутузов, Р. И. Калимуллин, *Фотонные и фононные кристаллы: Формирование и применение в опто- и акустоэлектронике*, Наука, Москва (2010).
23. M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Dijafari-Rouhami, Phys. Rev. Lett. **71**, 2022 (1993).
24. M. Eichenfield, J. Chan, R. M. Camacho, K. J. Vahala, and O. Painter, Nature **461**, 78 (2009).
25. J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. Dijafari-Rouhami, and H. Puszkarzki, Phys. Rev. B **54**, 1043 (1996).
26. L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures*, McGraw Hill, New York (1946).
27. L. Brillouin and M. Parodi, *Propagation des Ondes Dans les Milieux Périodiques*, Masson et Cie & Dunod, Paris (1956).
28. С. В. Герус, В. Д. Харитонов, ФММ **58**, 1069 (1984).

- 29.** А. В. Вороненко, С. В. Герус, В. Д. Харитонов, Изв. вузов, Физика, Вып. 1, 76 (1988).
- 30.** А. Ю. Анненков, А. П. Виноградов, С. В. Герус, И. А. Рыжиков, С. А. Шишков, М. Иноуэ, Изв. РАН, сер. физ. **71**, 1612 (2007).
- 31.** Н. Н. Кирюхин, Ф. В. Лисовский, ФТТ **10**, 709 (1968).
- 32.** Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, в сб. *Сборник трудов XXI Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах»*, Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва (2009), с. 519.
- 33.** В. В. Тарасенко, ФТТ **22**, 504 (1980).
- 34.** A. Hubert, A. P. Malozemoff, and J. C. De Luca, J. Appl. Phys. **45**, 3562 (1974).
- 35.** И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ **86**, 1473 (1984).
- 36.** И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, ЖЭТФ **125**, 1317 (2004).
- 37.** Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева, ЖЭТФ **134**, 282 (2008).
- 38.** И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. В. Тарасенко, Е. С. Чижик, в сб. *Тезисы докладов X Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»*, ИФ АН ЛатвССР, Рига (1986), с. 134.
- 39.** И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. С. Чижик, ФТТ **28**, 3752 (1986).
- 40.** И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ **100**, 205 (1991).
- 41.** Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ **67**, 701 (1998).
- 42.** Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, ЖЭТФ **114**, 2089 (1998).