

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ МАГНИТООДНООСНОЙ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Ю. А. Сирюк ^{a*}, А. В. Безус ^{a**}, Р. А. Капшук ^a, В. В. Кононеко ^b

^a Донецкий национальный университет
283001, Донецк, Украина

^b Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина
83114, Донецк, Украина

Поступила в редакцию 27 июля 2020 г.,
после переработки 10 ноября 2020 г.
Принята к публикации 22 ноября 2020 г.

Экспериментально изучены спонтанные и индуцируемые магнитным полем фазовые переходы в жесткой решетке полосовой доменной структуры одноосной феррит-гранатовой пленки. Показано, что температурный и полевой интервалы устойчивости решетки полосовых доменов зависят от структуры доменных границ и магнитостатической энергии. Проведено сравнение особенностей решетки полосовых доменов и решетки цилиндрических магнитных доменов при изменении температуры и магнитного поля.

DOI: 10.31857/S004445102103010X

1. ВВЕДЕНИЕ

Доменные структуры магнетиков в течение многих лет являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, вызванных интересами как прикладной науки, так и фундаментальной. Основы теории доменных структур (ДС) ферромагнетиков были заложены работой Ландау и Лифшица [1], в которой авторы показали, что возникновению ДС в кристалле соответствует уменьшение общей энергии образца за счет уменьшения энергии магнитного дипольного взаимодействия, и установили связь размеров доменов с геометрическими и магнитными параметрами образца.

Особое место среди магнетиков занимают эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов, большое разнообразие ДС которых обусловлено как физическими свойствами материала пленки, так и воздействием магнитных полей и температуры. Пленки ферритов-гранатов привлекают внимание исследователей, во-первых, из-за оптической прозрачности и, во-вторых, из-за высокой чувствительности ДС к

воздействию внешних факторов: магнитных полей, температуры, механических напряжений, лазерного излучения и т. д.

Первые систематические исследования ДС в тонких пленках, помещенных во внешнее магнитное поле, были выполнены Коем и Энцом [2]. В этой работе показано, что под действием внешнего магнитного поля полосовая ДС становится неустойчивой и домены, в которых намагниченность направлена против поля, распадаются на «капли» круговой формы.

Эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов обладают малым количеством дефектов, поэтому являются уникальным объектом для изучения динамических свойств ДС [3–5]. После того как Бобек предложил использовать цилиндрические магнитные домены (ЦМД) в устройствах вычислительной техники для записи и хранения информации [6], начался этап бурных исследований ДС разных материалов — носителей ЦМД. Впоследствии выяснилось, что чисто одноосная анизотропия, обеспечивая статическую устойчивость ЦМД, оказалась неспособной поддерживать динамическую устойчивость доменных границ при больших скоростях движения доменов, что ограничивало скорость записи информации. ЦМД-устройства утратили свою актуальность.

* E-mail: juliasiryuk@gmail.com

** E-mail: a.bezus@donnu.ru

Тем не менее интерес к исследованию пленок ферритов-гранатов остался устойчивым до настоящего времени. Это объясняется тем, что степень проявления различных эффектов в таких пленках гораздо выше, чем у объемных монокристаллов того же свойства. В результате появились работы по изучению спонтанных и индуцируемых магнитным полем фазовых переходов в пленках ферритов-гранатов [7–11]. В работах [7, 8] определено положение границ устойчивости для основных типов доменов: для простой полосовой ДС, для полосовой ДС с периодическими изгибными поверхностными искажениями профиля доменных границ и для гексагональных решеток ЦМД. В работе [9] изучены фазовые переходы между монопериодическими и синфазными биопериодическими ДС. В работах [10, 11] исследовано поведение динамической магнитной восприимчивости квазиодноосных пленок феррита-граната при спонтанных фазовых переходах в окрестности точки Кюри. Экспериментально исследовано влияние монопериодических и биопериодических полей подмагничивания на процессы зарождения ДС. В работах [12, 13] теоретически и экспериментально изучены спин-переориентационные фазовые переходы, построена теория динамической спиновой переориентации в антиферромагнетике под действием фемтосекундного лазерного импульса. Показано, что даже слабый разогрев спиновой подсистемы может существенно усилить эффект переориентации. В пленках с разной величиной одноосной анизотропии изучены особенности доменных границ при спиновой переориентации первого и второго рода [14, 15].

В работе [16] изучены свойства эпитаксиальных пленок феррита-граната с ориентацией (210). Показано, что в таких пленках проявляется магнитоэлектрический эффект. В случае одноосных феррит-гранатовых пленок действие внешних магнитных полей в первую очередь сказывается на структуре доменных границ.

В научной литературе появилось большое число работ, в которых изучаются нелинейные процессы, наблюдающиеся в пленках ферритов-гранатов, проводится анализ возникновения блоховских доменных стенок. В работе [17] рассмотрены экспериментальные исследования индуцированного доменными стенками магнитоэлектричества.

Из перечня приведенных работ видно, что исследователей интересуют фазовые переходы в ДС и поведение доменных границ при изменении температуры и внешних магнитных полей.

В последнее время свойства полосовых ДС и решеток ЦМД используют при создании устройств транспортировки магнитомаркированных микробиологических частиц [18, 19].

В большинстве исследований ДС была получена из размагниченного состояния. Чаще всего такая ДС не является равновесной. Она находится в метастабильном состоянии. Нами разработан способ получения ДС путем действия монополярным импульсным магнитным полем H_{imp} , перпендикулярным плоскости пленки. Поскольку ДС является термодинамической системой, импульсным полем создается такое количество доменов, при котором энергия структуры является минимальной. Такая ДС является равновесной при сохранении условий формирования [20, 21].

Мы изучаем ДС в пленках, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевом гранате. В этих пленках ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки и коллинеарна кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$ (что проверялось на рентгеновской установке), т. е. это пленки с перпендикулярной анизотропией.

В эпитаксиальных пленках с осью легкого намагничивания, перпендикулярной развитой поверхности пленки, доменная граница Блоха наблюдается в широком температурном интервале вплоть до температуры Нееля. И только при приближении к точке компенсации, где растут константа кубической анизотропии и характеристическая длина пленки, доменная граница Блоха переходит в доменную границу Нееля. Если в пленке формировать ДС импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, то создается доменная граница, имеющая сложную структуру. В границе создается большое число поворотов спинов двух направлений (полярностей): как левовинтовых, так и правовинтовых. Линия, разделяющая два участка стенки Блоха с различными полярностями, проходит вертикально через пленку, и такую структуру назвали вертикальной линией Блоха. Лучше всего изучена структура доменных границ в ЦМД-материалах [22]. Число линий Блоха в ЦМД должно быть четным, т. е. в стенке ЦМД могут находиться только пары линий Блоха. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сближаться до интервала $s = \pi d/2N$, где d — диаметр ЦМД, N — число оборотов спинов, s — расстояние между вертикальными линиями Блоха. Для ЦМД диаметром 4–13 мкм получено максимальное значение $N = 90$, что соответствует 180 вертикальным линиям Блоха [22].

Решетки ЦМД, сформированные под действием монополярного импульсного магнитного поля, имеют сложную доменную границу. Они более устойчивы при изменении температуры или магнитного поля смещения по сравнению с решетками, полученными иным путем, например, из размагниченного состояния. Такие решетки мы называли жесткими.

В наших работах [23–25] изучены спонтанные фазовые переходы в ДС феррит-гранатовой пленки в широком температурном интервале от точки магнитной компенсации до температуры Нееля. Показано, что при изменении температуры или магнитного поля фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в решетке ЦМД, а температурные интервалы устойчивости решетки ЦМД зависят от структуры доменных границ.

В настоящее время перед нами стоит задача исследовать возможность транспортировки магнитомаркированных биологических частиц как жесткими решетками полосовой ДС, так и жесткими решетками ЦМД. Экспериментальных исследований по влиянию температуры и магнитного поля на свойства решетки полосовой ДС было проведено мало, поскольку, во-первых, не было практического интереса к таким исследованиям, а во-вторых, из-за экспериментальных трудностей. Полосовая ДС является неустойчивой структурой, подвергается изгибным деформациям. Что касается жесткой решетки полосовой ДС, то ее свойства в широком температурном интервале не исследованы.

Теоретические исследования полосовой ДС проведены в работе [26]. В ней определено влияние внешнего магнитного поля на полосовую ДС и вычислена плотность энергии этой структуры:

$$W = 2\pi M_s^2 \left\{ 1 - \frac{4}{\pi z} \left[2\nu_0 \operatorname{arctg} \frac{1}{\nu_0} + \nu_0^2 \ln \nu_0 - \frac{\nu_0^2 - 1}{2} \ln(\nu_0^2 + 1) - \pi \frac{1}{h} \right] - \frac{H}{2\pi M_s} \left(1 - 2 \frac{x_s}{z} \right) \right\}, \quad (1)$$

где $x_s = d_s/h$, d_s — ширина полосового домена, в котором вектор намагниченности ориентирован противоположно направлению поля, $z = P/h$, P — период полосовой ДС, h — толщина пленки, $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения,

$$\nu_0 = \frac{z}{\pi} \cos \frac{\pi}{2} \left(1 - 2 \frac{x_s}{z} \right).$$

Выражение (1) справедливо при $z \geq 1$.

Из выражения для плотности энергии полосовой ДС видно, что при постоянной температуре плотность энергии зависит от периода этой структуры,

т. е. чем больше период, тем больше плотность энергии.

В работе [27] экспериментально изучены фазовые переходы из полосовой ДС в волновую ДС при изменении температуры. В работе [28] вычислено магнитостатическое давление решетки полосовых доменов и развита термодинамическая теория, позволяющая описать спонтанные фазовые переходы в полосовой ДС. Но в работах [26–28] не учитывалась роль доменных границ в фазовых переходах ДС. Доменные границы, благодаря своей структуре, очень чувствительны к изменению температуры или магнитного поля.

Цель настоящей работы — изучить влияние температуры и магнитного поля на решетку жестких полосовых доменов, на домены и доменные границы.

Актуальность этой работы в том, что исследования, проведенные в ней, могут быть использованы при создании устройств транспортировки магнитомаркированных микробиологических частиц. Эти устройства можно использовать для сортировки при разных температурах химических частиц по их размерам.

2. СПОНТАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕШЕТКЕ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕНОВ

В работе исследовалась пленка состава $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке. Ориентация оси легкого намагничивания пленки перпендикулярна развитой поверхности образца и коллинеарна кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$, т. е. это пленка с перпендикулярной анизотропией. Характеристики пленки: температура Нееля $T_N = 437$ К, температура магнитной компенсации $T_c = 120$ К, толщина пленки $h = 8.4$ мкм. Пленка имеет при комнатной температуре фактор качества $Q > 5$. При такой величине фактора качества в доменной границе под действием импульсного магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, создаются вертикальные блоховские линии [22]. Благодаря магнитооптическому эффекту Фарадея наблюдается ДС.

Для измерения поля коллапса на пленку действуют полем смещения ($H > 0$). Под действием поля ширина полосового домена с антипараллельной полю намагниченностью уменьшается, и при достижении критической величины поля, равной полю кол-

лапса H_c полосовой ДС, полосовой домен исчезает. Диаметр d ЦМД при воздействии поля $H > 0$ уменьшается, и при $d = 3$ мкм (для пленок толщиной 4–10 мкм) решетка ЦМД коллапсирует. Это происходит при поле коллапса H_c решетки ЦМД. При коллапсе равновесной решетки ЦМД исчезает каждый центральный домен гексагональной упаковки. При дальнейшем увеличении поля коллапсируют и ЦМД. Соотношение между величинами полей коллапса ДС: поле H_c полосовой ДС меньше поля H_c решетки ЦМД, которое, в свою очередь, меньше поля H_c ЦМД.

Температура Нееля T_N определяется визуально: несколько раз определяется температура, при которой исчезает ДС. Кроме того, T_N можно уточнить, экстраполируя кривую $H_c(T)$ на ось температур. Период P полосовой ДС определяется визуально с помощью мерной шкалы. Толщина пленки h измеряется методом оптической интерференции.

Наиболее распространенный метод определения характеристической длины пленки l был получен путем минимизации энергии полосовой ДС в неравновесном состоянии по толщине пленки [29]:

$$\frac{l}{h} = \frac{(P/h)^2}{\pi^3} \times \left\{ \sum_n \frac{1}{n^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi n h}{P}\right) \left(1 + \frac{2\pi n h}{P}\right) \right] \right\}, \quad (2)$$

где n — нечетные числа. Величина намагниченности насыщения $4\pi M_s$ определяется из соотношения, полученного в работе [30]:

$$\frac{H_c}{4\pi M_s} = 1 + \frac{3l}{4h} - \left(\frac{3l}{h}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Поверхностная плотность энергии доменных границ $\sigma = 4\pi M_s^2 l$.

Погрешности вычислений величин l , $4\pi M_s$ и σ зависят от погрешности измерений P , H_c и h .

При погрешности измерений $\Delta P = \pm 0.7$ мкм, $\Delta H_c = \pm 4$ Э и $\Delta h = \pm 0.4$ мкм погрешности измеряемых величин составляют $\Delta l = \pm 0.1$ мкм, $\Delta 4\pi M_s = \pm 4 \cdot 10^{-4}$ Тл и $\Delta \sigma = \pm 5 \cdot 10^{-3}$ Дж/м².

Пленка имеет сильную одноосную анизотропию, вследствие чего в широком температурном интервале при $T > T_c$ наблюдается осевая фаза, т.е. создаются ЦМД. Особенности жесткой полосовой ДС при изменении магнитного поля или температуры мы исследуем таким же образом, как исследовали в этой же пленке особенности жесткой решетки ЦМД [23]. Решетка полосовой ДС формируется монополярным импульсным магнитным полем,

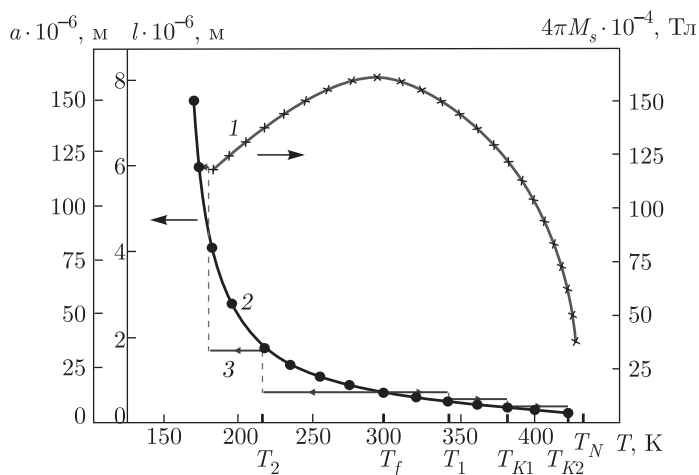


Рис. 1. Температурные зависимости параметров пленки: 1 — намагниченности насыщения $4\pi M_s$; 2 — характеристической длины l ; 3 — периода решетки ЦМД; T_f — температура формирования равновесной решетки ЦМД; T_1 – T_2 — температурный интервал устойчивости неравновесной решетки ЦМД; T_{K1} , T_{K2} — температуры фазовых переходов, где $T_{K2} = 0.98T_N$

перпендикулярным плоскости пленки, в отсутствие поля смещения. Частота и длительность импульса подбираются экспериментально. Затем поле выключается. Действием импульсного магнитного поля в пленке с перпендикулярной анизотропией создается такое количество доменов, при котором магнитостатическая энергия ДС пленки оказывается минимальной. Такая решетка полосовой ДС является равновесной при температуре формирования [25]. В эксперименте в качестве критерия равновесности применяются два фактора: 1) решетка сохраняется неограниченное время при температуре формирования; 2) ее можно вновь создать с теми же параметрами (шириной домена и периодом решетки). На рис. 1 приведены температурные зависимости магнитных характеристик пленки (намагниченности насыщения $4\pi M_s$ и характеристической длины l), а также периода неравновесной решетки ЦМД. Это дает возможность сравнить особенности решетки полосовой ДС и решетки ЦМД и выявить в них подобию и различия. На рис. 2 приведены температурные зависимости поля коллапса ЦМД и периода полосовой ДС.

2.1. Формирование равновесной решетки полосовой доменной структуры

При формировании равновесной решетки полосовых доменов необходимо выбрать величину напряженности импульсного магнитного поля, по-

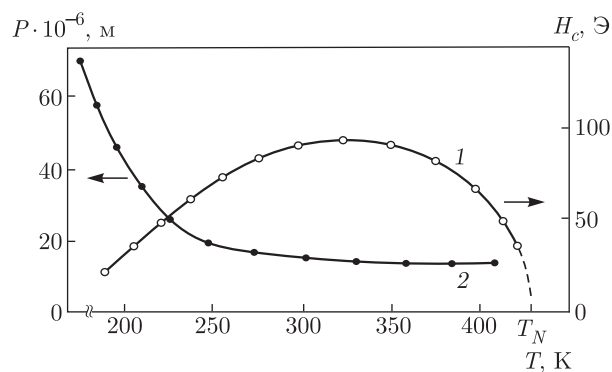


Рис. 2. Температурные зависимости поля коллапса ЦМД (1) и периода полосовой ДС (2)

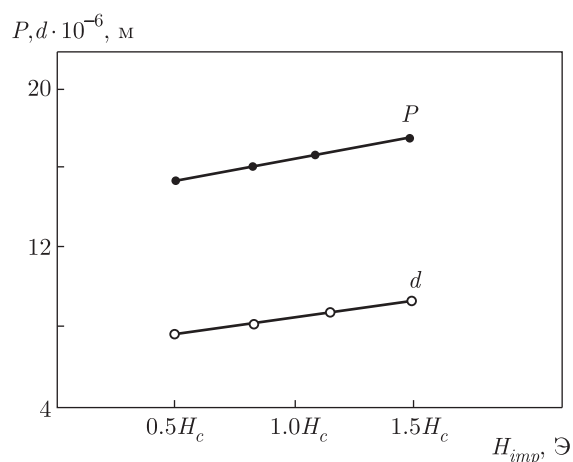


Рис. 3. Зависимости периода решетки P и ширины домена d от напряженности импульсного магнитного поля, формирующего ДС при $T = 300 \text{ K}$

сколькo с увеличением напряженности поля увеличивается и период решетки (рис. 3). Для начала применим поле, равное $0.5H_c$, где H_c — поле коллапса ЦМД при данной температуре (см. рис. 2 и рис. 4a). Формируя ДС при разных температурах, получаем температурную зависимость периода равновесной решетки полосовых доменов. Она подобна температурной зависимости характеристической длины пленки (см. рис. 1, кривая 2 и рис. 5, кривая 1). Решетка полосовой ДС формируется в широком температурном интервале от $T_{K2} = 0.98T_N$ до T_2 (рис. 5, кривая 1). При $T \geq 0.98T_N$ равновесная ДС не формируется [23], при этой температуре в ДС наблюдается простая блоховская стенка [25]. Вблизи T_2 период равновесной полосовой ДС значительно больше толщины пленки (рис. 5, кривая 1), а следовательно, увеличивается ширина доменной границы. Поэтому блоховская доменная граница пе-

реходит в более выгодное энергетическое состояние, т. е. в границу Нееля.

Как было уже сказано, при формировании решетки полосовых доменов с увеличением напряженности импульсного поля увеличивается период решетки полосовых доменов (рис. 3). Таким образом, увеличивая напряженность импульсного поля, мы можем получить температурные зависимости целого ряда равновесных решеток полосовой ДС с разными периодами. Но существует предельная величина напряженности импульсного поля, при которой еще можно создать решетку полосовой ДС: $H = 1.5H_c$ (рис. 3, рис. 4б). При этой напряженности мы получаем при 300 K решетку полосовой ДС с периодом $P = 1.75 \text{ мкм}$ (см. рис. 4б и рис. 5, точка L). Это неустойчивая полосовая ДС, которая существует только в присутствии импульсного магнитного поля. После выключения поля она переходит в равновесную волновую ДС (рис. 4в, рис. 5). В некотором роде этот процесс перехода из полосовой в волновую ДС можно назвать индуцированным фазовым переходом первого рода. Поскольку в этом случае решетку полосовых доменов мы создавали импульсным полем большой напряженности, ДС получила большую энергию, в ее доменной границе создано большое количество вертикальных линий Блоха [22]. ДС является термодинамической системой, поэтому она переходит в энергетически более выгодное состояние с меньшей энергией, т. е. происходит фазовый переход из полосовой ДС в волновую. Поскольку этот переход происходит без изменения температуры, т. е. не изменяется ни намагниченность насыщения, ни характеристическая длина пленки, период ДС и количество вертикальных линий Блоха в доменной границе сохраняются. Вертикальные блоховские линии плотно распределяются в синусоидальной границе волновой ДС подобно размещению вертикальных линий Блоха в круглых границах ЦМД [22].

Повторяя процесс формирования волновой ДС из полосовой ДС при разных температурах, получаем температурную зависимость периода равновесной волновой ДС (рис. 5, кривая 2). При $T > 300 \text{ K}$ волновая ДС формируется до $T_{K2} = 0.98T_N$. При температурах $T < 300 \text{ K}$ формирование волновой ДС происходит иначе. В интервале температур 270–250 K период ДС, длина волны и амплитуда волновой ДС увеличиваются, т. е. система переходит в более энергетически выгодное состояние, так как энергия волновой ДС уменьшается с увеличением длины волны и амплитуды [28] (рис. 6, 7). В работе [28] приведены теоретические кривые зависимости плот-

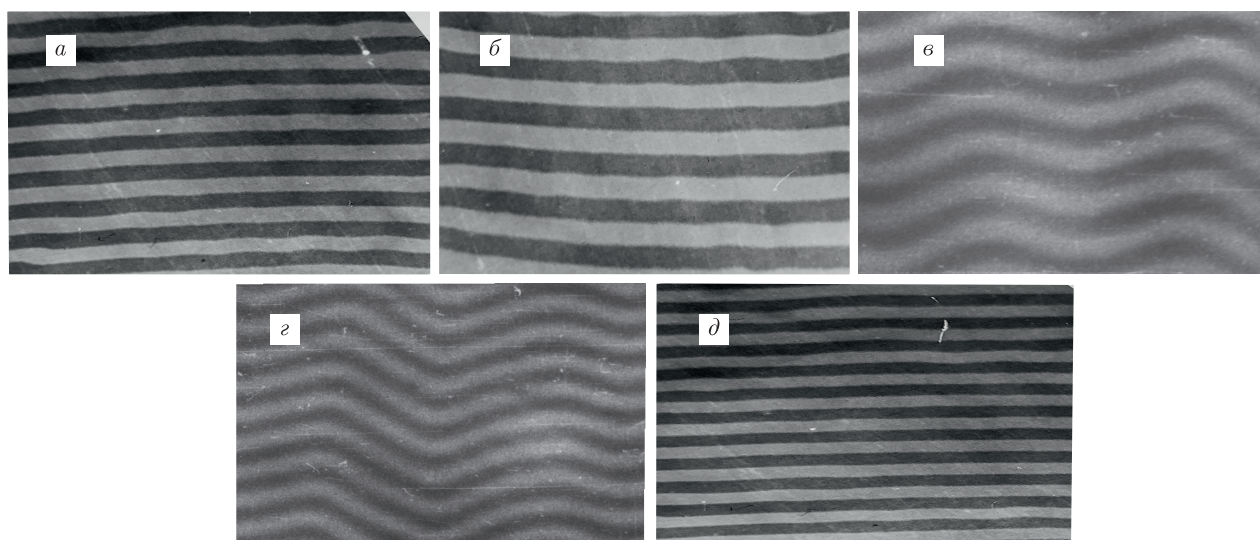


Рис. 4. Виды доменных структур пленки при $T = 300$ К: а – решетка полосовой ДС, сформированная импульсным полем $H = 0.5H_c$; б – решетка полосовой ДС, сформированная полем $H = 1.5H_c$; в – волновая ДС после выключения импульсного поля; г – решетка полосовой ДС при $T_{K2} = 0.98T_N$

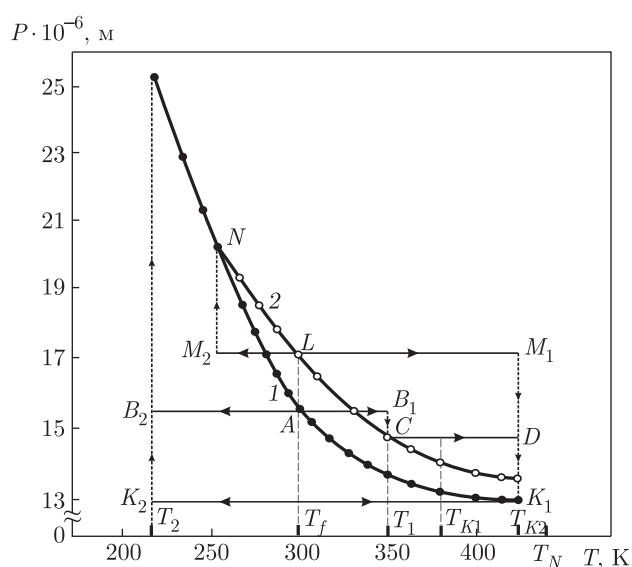


Рис. 5. Температурные зависимости периодов ДС: 1 – равновесная решетка полосовых доменов; 2 – равновесная волновая ДС. T_f – температура формирования решетки полосовой ДС; T_1 , T_2 , T_{K1} , T_{K2} – температуры фазовых переходов

ности энергии волновой ДС от периода структуры, длины волны и амплитуды при 300 К. В нашем случае $P/h = 2-3$ при 300 К (рис. 6, 7).

Поскольку с понижением температуры период ДС и ширина доменной границы увеличиваются, число вертикальных линий Блоха в доменной гра-

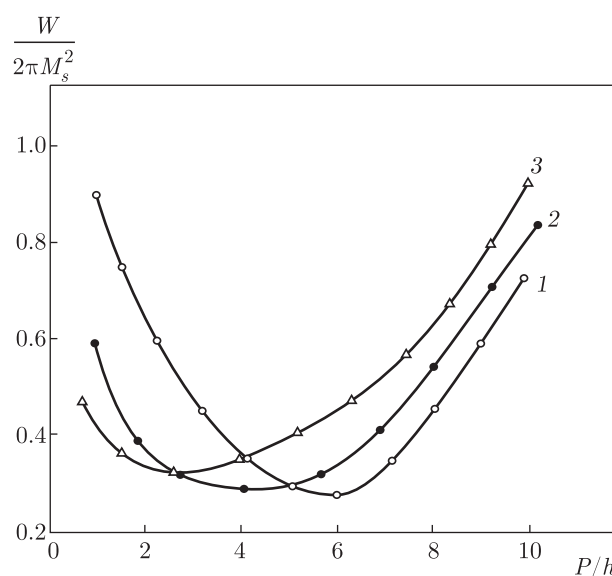


Рис. 6. Зависимость плотности энергии волновой ДС от периода структуры для различных значений λ/h (λ – длина волновой ДС): 1 – $\lambda/h = 4$; 2 – $\lambda/h = 8$; 3 – $\lambda/h = 16$ ($l/h = 0.1$, $A/h = 2.0$) при 300 К [28]

нице уменьшается путем раскручивания, и при $T = 250$ К формируется полосовая ДС с доменной границей Нееля.

Таким образом, изменяя величину напряженности импульсного магнитного поля при отсутствии внешнего магнитного поля смещения, можно создать целый ряд равновесных жестких решеток по-

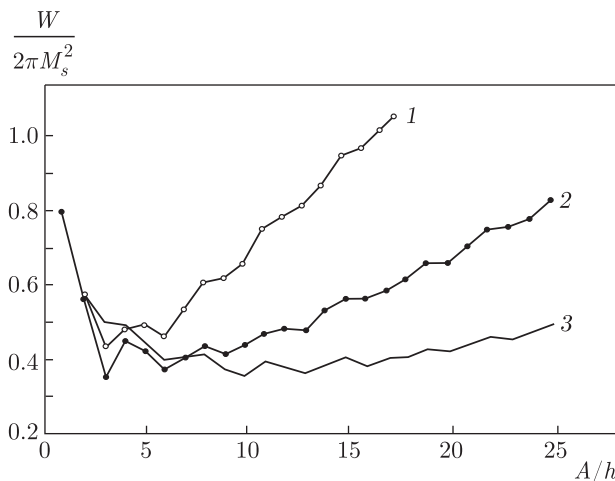


Рис. 7. Плотности энергии размагниченной волновой ДС как функция амплитуды A изгиба доменной границы для различных λ/h : 1 — $\lambda/h = 4$; 2 — $\lambda/h = 8$; 3 — $\lambda/h = 16$ ($l/h = 0.1$, $P/h = 7.0$) при 300 К [28]

лосовой ДС с разными периодами. Это отличает решетку равновесной полосовой ДС от равновесной решетки ЦМД. Гексагональную решетку ЦМД можно создать таким образом только одну и с вполне определенными параметрами [23]. Такое различие объясняется разной геометрией двух сравниваемых ДС.

2.2. Температурные устойчивости решеток полосовых и волновых доменных структур

Рассмотрим решетку полосовой ДС, сформированную импульсным магнитным полем напряженностью $H = 0.5H_c$ при $T_f = 300$ К (см. рис. 4а и рис. 5, точка А). Это равновесная решетка при температуре формирования. Если изменять температуру пленки, то решетка полосовой ДС₁ (см. ниже разд. 2.3) сохраняется в широком температурном интервале T_1 – T_2 , хотя является уже неравновесной (рис. 5 отрезок B_1B_2). При T_1 происходит фазовый переход первого рода из полосовой ДС₁ в волновую ДС₁ с уменьшением периода (см. рис. 4з, рис. 5, отрезок B_1C). При этом происходит фазовый переход первого рода и в доменной границе. С уменьшением ширины домена ($d = P/2$) уменьшается и ширина доменной границы, поэтому число вертикальных блоховских линий уменьшается путем аннигиляции. Общая энергия ДС уменьшается. Неравновесная решетка полосовых доменов перешла в равновесную решетку волновой ДС₁. При дальнейшем нагревании пленки период волновой ДС₁ сохраняется до T_{K2} , но вид ДС, начиная с T_{K1} , изменяется: увеличиваются длина волны и амплитуда. При

этом уменьшается энергия волновой ДС (см. рис. 6, 7), а количество вертикальных линий Блоха уменьшается путем аннигиляции. В доменной границе и в волновой ДС происходят фазовые переходы второго рода в интервале температур T_{K1} – T_{K2} . На приведенном выше рис. 1 (кривая 3) видно, что температурный интервал T_{K1} – T_{K2} совпадает с областью температур, в которой происходит фазовый переход первого рода в решетке ЦМД. Но в решетке ЦМД фазовый переход происходит при определенной температуре, а в волновой ДС фазовый переход растянут по температуре. Это можно объяснить и тем, что в доменной границе волновой ДС нет ограничения, связанного с длиной доменной границы, какой есть в ЦМД. Кроме того, волновая ДС характеризуется еще большей неустойчивостью, чем даже полосовая ДС. Все это связано с геометрией ДС.

При T_{K2} в доменной границе происходит фазовый переход первого рода в простую блоховскую границу. Волновая ДС переходит скачком в решетку полосовых доменов ДС₂ (см. рис. 4д и рис. 5, отрезок DK_1). Это фазовый переход первого рода. При этом период полосовой ДС₂ соответствует периоду равновесной полосовой ДС при T_{K2} .

При охлаждении пленки до T_2 вертикальные блоховские линии в доменной границе решетки полосовой ДС₁ исчезают путем раскручивания, и блоховская доменная граница переходит в доменную границу Нееля. Это фазовый переход первого рода в доменной границе. При этом решетка полосовой ДС₁ скачком переходит в новую полосовую ДС с большим периодом, т. е. в решетке происходит фазовый переход первого рода.

Решетка полосовой ДС₂, полученная при $T_{K2} = 0.98T_N$, сохраняется в широком температурном интервале T_{K2} – T_2 (см. рис. 5, отрезок K_1K_2). Эта решетка имеет минимальный период, максимальную плотность и простую блоховскую границу. Из всех решеток полосовой структуры решетка полосовой ДС₂ наиболее устойчива и сохраняется в максимальном температурном интервале. При этом наблюдаются одинаковые особенности решетки полосовой ДС₂ и решетки ЦМД, полученной при $T = 0.98T_N$: максимальная плотность упаковки, минимальный период и простая блоховская граница.

Если увеличить температуру формирования T_f полосовой ДС, то увеличивается и температура фазового перехода из полосовой в волновую ДС (рис. 8, отрезки AB , A_1B_1). Нетрудно видеть, что с увеличением температуры формирования уменьшается период полосовой ДС и число вертикальных линий Блоха в ее доменной границе.

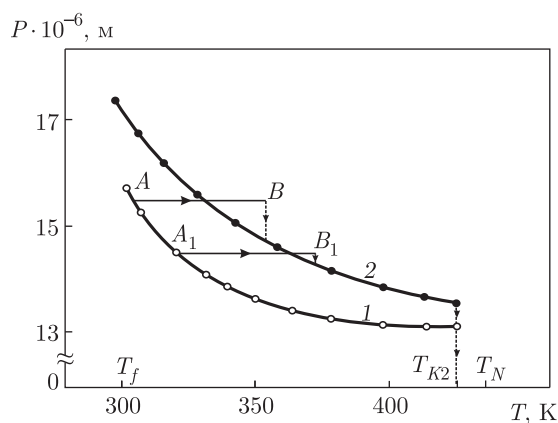


Рис. 8. Температурные зависимости параметров ДС: 1 – равновесная решетка полосовых доменов; 2 – равновесная волновая ДС. Зависимость температуры фазового перехода из полосовой в волновую ДС от температуры формирования решетки полосовой ДС

Из приведенных результатов эксперимента видно, что температурный интервал устойчивости решетки полосовой ДС увеличивается с уменьшением периода и уменьшением количества вертикальных блоховских линий в доменной границе.

При анализе полученных результатов следует учесть, что при формировании ДС количество вертикальных блоховских линий в доменной границе зависит от величины напряженности импульсного магнитного поля и намагненности насыщения пленки при данной температуре, а их плотность зависит от длины доменной границы. Если в решетке ЦМД длина доменной границы ограничена диаметров ЦМД, то в полосовой ДС такого ограничения нет. Длина полосовых доменов практически безгранична. Мы гипотетически можем считать, что количество вертикальных блоховских линий можно создать большое, но и здесь есть ограничение: ширина домена. При большой ширине домена, а следовательно, большой ширине доменной границы количество вертикальных блоховских линий должно уменьшаться путем раскручивания. Но для этого нужна энергия. Если нет изменения внешних параметров (температуры, а следовательно, и намагненности), то при большом количестве вертикальных блоховских линий в доменной границе происходит фазовый переход первого рода. Полосовая ДС переходит в волновую ДС, магнитостатическая энергия которой меньше, чем у полосовой ДС, а вертикальные блоховские линии плотно размещаются по изгибам синусоидальной границы волновой ДС.

Таким образом, из экспериментальных результатов видно, что механизм формирования равновесных решеток полосовой и волновой ДС и механизм спонтанных фазовых переходов обусловлены структурой доменных границ и зависимостью магнитостатической энергии ДС от ее периода. Что касается особенностей решетки полосовой ДС и решетки ЦМД, то в их подобии и различиях значительную роль играет геометрия ДС.

2.3. Влияние внешнего магнитного поля на температурную устойчивость решеток полосовой доменной структуры

В работе рассматривается влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость двух видов жестких решеток полосовой ДС. Первая – полосовая ДС₁ – формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, в отсутствие поля смещения; вторая – полосовая ДС₂ – формируется импульсным полем в присутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается. Величина напряженности импульсного поля равна $H = 0.5H_c$. Обе решетки являются равновесными, но при наложении поля смещения полосовая ДС₁ оказывается неравновесной, а полосовая ДС₂, формируемая при разных полях смещения, является равновесной [23].

Под действием импульсного магнитного поля создаются жесткие доменные границы с большим количеством вертикальных блоховских линий. В жестких доменах имеются две силы (сила отталкивания вертикальных блоховских линий и магнитостатическая сила), которые уравниваются сжимающими силами поверхностного натяжения стенки Блоха. Стенка Блоха и поле смещения дают статически устойчивый домен.

При $T = 300$ К и $H = 0$ создана решетка полосовой ДС₁. При формировании полосовой ДС₁ импульсное поле создает такое количество доменов, при котором общая энергия решетки оказывается минимальной. Плотность упаковки такой решетки $y = d/P = 0.5$, где d – ширина домена. При наложении поля смещения к магнитостатической энергии решетки добавляется зеемановская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена, что приводит к изменению ширины домена. Но эти энергии не могут изменить количество доменов, поэтому период P_1 решетки полосовой ДС₁ остается постоянным при наложении поля смещения. Таким образом, с увеличением поля ширина домена d_1 с антипараллельной полю намагненностью уменьшает-

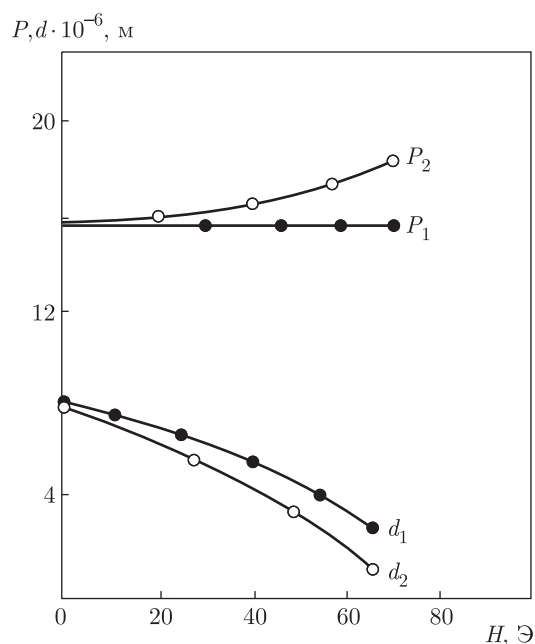


Рис. 9. Полевые зависимости периода P полосовой ДС и ширины d домена: P_1, d_1 — неравновесной полосовой ДС₁; P_2, d_2 — равновесной полосовой ДС₂ при 300 К

ся, период полосовой ДС₁ остается постоянным, а плотность решетки уменьшается (рис. 9).

На формирование решетки полосовой ДС₂ в присутствии поля смещения влияние оказывает баланс двух энергий — зеемановской и магнитостатической. С увеличением поля смещения вклад зеемановской энергии в общую энергию решетки растет. Поэтому при формировании равновесной полосовой ДС₂ (с минимумом общей энергии) импульсное поле создает меньшее количество доменов, что приводит к увеличению периода решетки P_2 . Полевые зависимости ширины домена d_2 и периода P_2 решетки полосовой ДС₂ представлены на рис. 9. На рис. 9 видно, что при увеличении магнитного поля смещения в неравновесной решетке полосовой ДС₁ период остается постоянным, а ширина домена с антипараллельной полю намагниченностью уменьшается. В равновесной решетке полосовой ДС₂ при увеличении поля смещения период увеличивается, а ширина домена уменьшается. Такие же изменения происходят при увеличении магнитного поля смещения в подобных решетках ЦМД. При увеличении поля в неравновесной решетке ЦМД₁ период остается постоянным, а диаметр ЦМД уменьшается. В равновесной решетке ЦМД₂ с увеличением поля период увеличивается, диаметр ЦМД уменьшается [23]. Схожее влияние поля смещения на решетки ЦМД и решетки полосо-

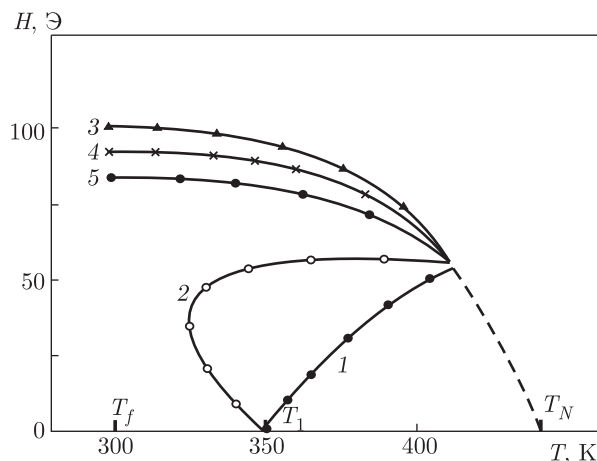


Рис. 10. Влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость решеток полосовой ДС: 1 — неравновесной полосовой ДС₁; 2 — равновесной полосовой ДС₂ и температурные зависимости поля коллапса: 3 — H_c ЦМД, 4 — H_c решетки ЦМД, 5 — H_c полосового домена

вой ДС обусловлено одинаковым влиянием магнитостатической и зеемановской энергий.

С увеличением температуры пленки решетка полосовой ДС₁, сформированная при нулевом поле смещения, сохраняется в интервале температур T_f – T_1 . При T_1 происходит фазовый переход первого рода из полосовой ДС₁ в волновую ДС₁ с уменьшением периода доменной структуры (см. рис. 4а,г и рис. 10). При увеличении поля смещения температурный интервал устойчивости решетки полосовой ДС₁ увеличивается (рис. 10, кривая 1). Максимальный интервал устойчивости решетки полосовой ДС₁ наблюдается при поле смещения $H = 50$ Э. При этом поле решетка сохраняется до температурного коллапса.

Полевая зависимость температурной устойчивости полосовой ДС₂, формируемой в присутствии поля смещения, представлена на рис. 10 (кривая 2). Видно, что при поле смещения $0 < H < 0.5H_c$ температурный интервал устойчивости решетки уменьшается. При небольших полях, в которых формируется решетка полосовых доменов, нарушается баланс между магнитостатической и зеемановской энергиями. Решетка оказывается неустойчивой, и происходит фазовый переход первого рода из полосовой ДС₂ в волновую ДС₂ при температурах, меньших T_1 . С увеличением поля до $H \geq 50$ Э действие зеемановской энергии увеличивается и температурный интервал устойчивости решетки полосовых доменов растет вплоть до температуры коллапса.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально изучено влияние температуры и магнитного поля смещения на жесткую решетку полосовых доменов и на доменные границы.

Трудности, связанные с экспериментальными исследованиями свойств жесткой решетки полосовых доменов, обусловлены неустойчивостью полосовой ДС при влиянии внешних факторов. Поэтому при исследовании проводится сравнительная характеристика особенностей решетки полосовой ДС и решетки ЦМД. Наблюдаемые различия в их свойствах объясняются разной геометрией ДС.

Равновесная решетка полосовых доменов формируется монополярным импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, при отсутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается. Обнаружено, что период решетки полосовой ДС зависит от величины напряженности импульсного поля. Получен целый ряд равновесных решеток полосовой ДС, сформированных при $T = 300$ К импульсным магнитным полем напряженностью $0.5H_c \leq H \leq 1.5H_c$. Решетка, сформированная полем напряженностью $H = 1.5H_c$, имеет максимальный период и является неустойчивой. При выключении поля она переходит в равновесную волновую структуру, т.е. происходит индуцированный полем фазовый переход первого рода.

Получены температурные зависимости параметров равновесных решеток полосовой и волновой ДС. Гипотетически можно предположить, что, подобно происходящему в жесткой решетке ЦМД [23], при изменении температуры в доменной границе полосовых доменов происходит фазовый переход первого рода, который вызывает спонтанный фазовый переход первого рода в жесткой решетке полосовых доменов.

Механизмы фазовых переходов в доменной границе при нагревании и охлаждении пленки имеют существенные различия. Число вертикальных блоховских линий в доменной границе уменьшается при нагревании путем аннигиляции, а решетка полосовой ДС переходит в волновую ДС. При охлаждении число вертикальных блоховских линий доменной границы уменьшается путем раскручивания, а решетка полосовых доменов переходит в новую решетку полосовых доменов с большим периодом и доменной границей Нееля.

При $T = 0.98T_N$ происходит фазовый переход первого рода волновой ДС в решетку полосовой ДС с минимальным периодом, максимальной плотностью упаковки и простой блоховской границей. Из

всех решеток полосовой ДС эта решетка наиболее устойчива и сохраняется в максимальном температурном интервале.

Изучено влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость двух видов решеток полосовых доменов: полосовая ДС₁ формируется импульсным магнитным полем при отсутствии поля смещения; полосовая ДС₂ формируется импульсным магнитным полем в присутствии поля смещения. При формировании обе решетки являются равновесными. Но при наложении поля первая решетка является неравновесной, вторая, формируемая в присутствии поля смещения, является равновесной. При постоянной температуре формирования магнитное поле смещения оказывает разное влияние на параметры этих решеток, что сказывается и на их температурной устойчивости.

В первом случае магнитное поле оказывает влияние на уже сформированную с определенным числом доменов решетку. Поле уменьшает ширину домена с антипараллельной магнитному полю намагниченностью и не изменяет периода решетки. Стенка Блоха и магнитное поле дают статически устойчивый домен, что приводит к увеличению температурной устойчивости решетки полосовых доменов. Во втором случае магнитное поле смещения участвует в формировании решетки полосовых доменов. Баланс магнитостатической и зеемановской энергий приводит к уменьшению числа доменов в решетке, т.е. к увеличению периода и уменьшению ширины домена с антипараллельной полю намагниченностью. Температурный интервал устойчивости этой решетки зависит от соотношения магнитостатической и зеемановской энергий. При магнитном поле смещения величиной $H \geq 0.5H_c$ (H_c — поле коллапса ЦМД) в доменной границе обеих решеток происходит резкое уменьшение количества вертикальных блоховских линий путем аннигиляции. В результате обе решетки достигают максимального температурного интервала устойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
2. C. Koev and U. Enz, *Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960).
3. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).

4. В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика*, Энергоиздат, Москва (1990).
5. А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*, Мир, Москва (1983).
6. А. Н. Bobek, *Bell System Techn. J.* **46**, 1901 (1967).
7. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, *ЖЭТФ* **111**, 293 (1997).
8. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева, *ЖЭТФ* **114**, 2089 (1998).
9. Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева, *ЖЭТФ* **134**, 282 (2008).
10. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *ЖЭТФ* **125**, 1317 (2004).
11. Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *ЖЭТФ* **140**, 516 (2011).
12. Е. Г. Галкина, И. Ю. Михайлов, Б. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 792 (2011).
13. А. М. Калашникова, В. В. Павлов, А. V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, P. B. Писарев, *ФНТ* **38**, 1088 (2012).
14. Я. И. Грановский, А. А. Леонов, Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, *Изв. РАН, сер. физ.* **70**, 956 (2006).
15. Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, А. В. Безус, *ФНТ* **37**, 150 (2011).
16. Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязов, М. П. Темирязева, *ЖЭТФ* **147**, 793 (2015).
17. A. I. Popov, Z. V. Gareeva, A. K. Zvezdin, T. T. Gareev, A. S. Sergeev, and A. P. Pyatakov, *Ferroelectrics* **509**, 32 (2017).
18. P. Tierno, A. Soba, T. H. Johansen, and F. Sagues, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 214102 (2008).
19. P. Tierno, F. Sagues, T. H. Johansen, and T. M. Fischer, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **11**, 9615 (2009).
20. А.С. 1341681 СССР, *Способ формирования решетки цилиндрических магнитных доменов в магнитоодноосной пленке*. Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, Г. С. Ярош (СССР), № 4066126; заявл. 05.05.86, опубл. 17.11.87, бюлл. № 36.
21. А.С. 1461259 СССР, *Способ формирования равновесной решетки цилиндрических магнитных доменов*. В. А. Заблоцкий Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, Г. С. Ярош (СССР), № 4240061; заявл. 09.03.87 (не публ. в откр. печати).
22. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
23. Ю. А. Сирюк, А. В. Безус, Е. Д. Бондарь, В. В. Кононенко, *ФТТ* **61**, 1250 (2019).
24. Ю. А. Сирюк, А. В. Безус, Е. Д. Бондарь, В. В. Смирнов, в *Сб. трудов XX Международного междисциплинарного симпозиума (ОМА-20)*, Ростов-на-Дону (2017), с. 209.
25. Ю. А. Сирюк, А. В. Безус, *ФТТ* **55**, 547 (2013).
26. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, *ФТТ* **22**, 680 (1980).
27. В. А. Заблоцкий, К. В. Ламонова, Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, *Физика и техника высоких давлений* **6**, 34 (1996).
28. В. А. Заблоцкий, Автореф. дисс. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук: 01.04.11 магнетизм, Донецк (1995).
29. R. W. Shaw, D. E. Hill, R. M. Sandfort, and J. W. Moody, *J. Appl. Phys.* **44**, 2346 (1973).
30. H. Callen and R. M. Josephs, *J. Appl. Phys.* **45**, 1977 (1971).