

Фазовые переходы в ЦМД-структурах при спиновой переориентации в феррит-гранатовых пленках

© А.В. Безус, А.А. Леонов, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк

Донецкий национальный университет,
83055 Донецк, Украина

E-mail: coyote@skif.net

(Поступила в Редакцию 6 мая 2003 г.)

На одноосной пленке феррита-граната $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с точкой компенсации 12 К экспериментально исследовано поведение гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов в области изменения анизотропии от оси легкого намагничивания к плоскости легкого намагничивания. Показано, что спиновая переориентация происходит в интервале температур 185–160 К, в котором наблюдается сосуществование угловых фаз Φ_{\perp} или $\bar{\Phi}_{\perp}$ и осевой фазы $\Phi_{\langle 111 \rangle}$. При 172 К, когда процентное соотношение угловой и осевой фаз одинаково, происходит скачок параметров решетки цилиндрических магнитных доменов и ширины доменной границы. При $T < 160$ К имеется лишь плоскостная фаза.

1. Введение

В одноосных пленках ферритов-гранатов при изменении температуры наблюдаются спин-переориентационные фазовые переходы (СПФП), сопровождающиеся изменением ориентации вектора намагниченности от оси $\langle 111 \rangle$, перпендикулярной плоскости пленки. При СПФП происходит перестройка доменной структуры (ДС) пленки. В [1,2] исследования ДС при СПФП проведены на тонкой феррит-гранатовой пленке визуально с помощью магнитооптического эффекта Фарадея, параметры ДС типа „серпантин“ определялись методом магнитооптической дифракции. Обнаружено, что переориентация намагниченности в доменах ведет к скачкообразному увеличению периода ДС, СПФП от анизотропии типа „легкая ось“ к анизотропии типа „легкая плоскость“ осуществляется безгистерезисно, но сопровождается в интервале температур около 3 К сосуществованием двух фаз.

Кроме области СПФП существенные изменения ДС пленок ферритов-гранатов наблюдаются в окрестности температуры магнитной компенсации (T_C). Наиболее интересная ситуация имеет место в том случае, когда температура СПФП и T_C близки или совпадают. В [3,4] приведены результаты исследований ДС в интервале температур, захватывающем области T_C и СПФП, как в отсутствие внешнего магнитного поля (спонтанные переходы), так и в магнитных полях различной величины (индуцированные переходы). В [3] ДС изучалась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея с идентификацией фаз методом цветового контраста. В [4] при изучении ДС обнаружено, что для $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ температура СПФП первого рода между фазами с ориентациями намагниченности вдоль $\langle 111 \rangle$ и вдоль $\langle 100 \rangle$ совпадает с T_C . В [3] для замещенного эрбиевого граната также установлено, что интервалы магнитной компенсации и спиновой переориентации накладываются друг на друга.

2. Результаты эксперимента

В данной работе поставлена задача экспериментально исследовать поведение гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) при изменении температуры пленки в области СП вблизи T_C . Исследование проводилось на одноосной пленке феррита-граната $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, в которой можно было сформировать решетку ЦМД. Пленка выращена методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевом гранате с плоскостью $\langle 100 \rangle$. Толщина пленки $h = 8.2 \mu\text{m}$, фактор качества $q > 1$ и $4\pi M_S = 160 \text{ G}$ при комнатной температуре. Ось $\langle 111 \rangle$ перпендикулярна плоскости пленки. Решетка ЦМД сформировалась монополярным импульсным магнитным полем с частотой 400 Hz и амплитудой 60 Oe при отсутствии поля смещения, затем поле выключалось [5]. Спиновая переориентация в пленке происходила в области температур 185–160 К при точке компенсации $T_C = 120 \text{ K}$. ДС наблюдалась с помощью эффекта Фарадея. Цветовая регистрация СПФП проводилась визуально.

Существуют два способа изучения характеристик решетки ЦМД. В первом случае решетку формируют при различных температурах. При этом получают графики $a(T)$ и $d(T)$, которые являются непрерывными функциями температуры, где a — период решетки, d — диаметр ЦМД [6]. Такие решетки являются равновесными при температуре формирования, т. е. их параметры отвечают минимуму энергии. Параметр $y = \frac{d}{a} = 0.74$ остается постоянным на всем температурном интервале, где может существовать равновесная решетка [7]. Иной характер зависимостей $a(T)$ и $d(T)$ будет наблюдаться, если решетку ЦМД формировать при некоторой фиксированной температуре, а затем изменять температуру пленки. При этом решетка сохраняется в некотором температурном интервале, затем происходит спонтанный фазовый переход (ФП) к решетке с новыми параметрами, соответствующими равновесной решетке при температуре

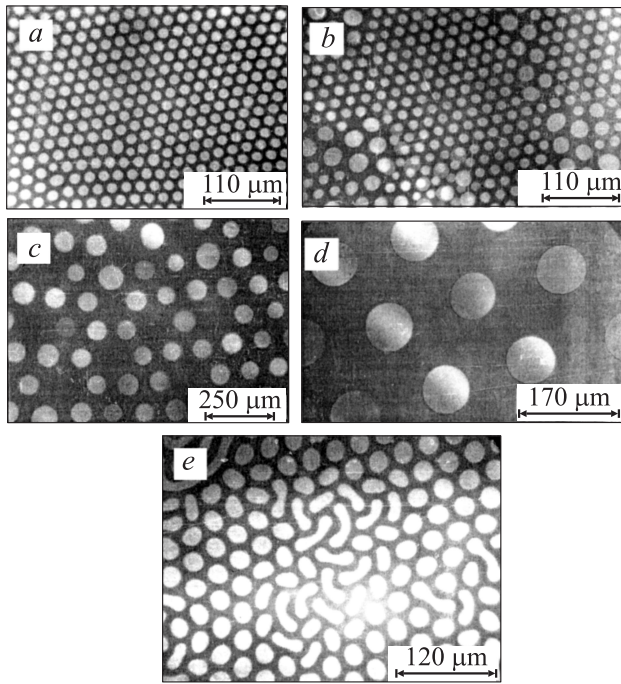


Рис. 1. Доменная структура пленки $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ при температурах 300 (*a*), 215 (*b*), 172 (*c, d*) и 205 К (*e*).

перехода [6,8]. Такой способ использовался в настоящей работе.

Рассмотрим подробно ФП в решетке ЦМД, вызванные изменением температуры, при охлаждении пленки. Решетка была сформирована при $T = 300$ К (рис. 1, *a*). При этом в пленке наблюдались две коллинеарные магнитные фазы, векторы намагниченности которых перпендикулярны плоскости пленки: $\Phi_1 \langle 111 \rangle$ — оранжевого цвета ЦМД, $\Phi_2 \langle \bar{1}\bar{1}\bar{1} \rangle$ — коричневое поле. Решетка с $a = 18 \mu\text{m}$ сохранялась до 215 К, т.е. величина параметра a оставалась постоянной. Затем происходил ФП к новой решетке с большим параметром, при этом одни ЦМД сжимались и исчезали, а другие увеличивались в диаметре и занимали места соседних (рис. 1, *b*). После воздействия импульсным полем формировалась равновесная решетка ЦМД с большим параметром $a = 25 \mu\text{m}$ и меньшим числом ЦМД. Магнитные фазы Φ_1 и Φ_2 сохранялись. При 185 К некоторые участки поля изменяли цвет с коричневого на зеленый, а некоторые ЦМД — с оранжевого на белый, что свидетельствовало о начале процесса спиновой переориентации и появлении двух новых фаз, векторы намагниченности которых направлены под углом к плоскости пленки: Φ_3 — белый цвет ЦМД, Φ_4 — зеленое поле. При 172 К решетка ЦМД коллапсировала (рис. 1, *c*). Импульсным полем вновь создавалась решетка с параметром $a = 118 \mu\text{m}$ (рис. 1, *d*) и широкой очень контрастной доменной границей (ДГ). При этом скачком изменялся размер ЦМД: диаметр вырос в 3 раза по сравнению с его величиной при 185 К; в этом случае $y = 0.45$ (решетка не равновесная). Также

скачком изменялась ширина ДГ: она выросла в 5 раз по сравнению с ее величиной при 185 К. Наблюдалось наличие всех четырех фаз, причем площадь Φ_3 и Φ_4 равна площади Φ_1 и Φ_2 (рис. 2). При понижении температуры соотношение площадей изменялось в пользу фаз Φ_3 и Φ_4 : зеленая компонента все больше заполняла поле, вытесняя коричневый цвет, практически все ЦМД стали белыми. При $T_2 = 160$ К на ярко-зеленом поле наблюдались большого размера изолированные ЦМД ярко-белого цвета с резко выраженной широкой темной ДГ, т.е. присутствовали только две угловые фазы Φ_3 и Φ_4 . При 158 К ЦМД становились неустойчивыми и постоянно дрейфовали с изменением формы. При этом ширина ДГ на разных участках домена оказывалась различной. При дальнейшем понижении температуры контрастность ухудшалась вследствие уменьшения фарадеевского вращения, и при 150 К практически ничего не было видно. Это может свидетельствовать о появлении плоскостной анизотропии, т.е. о наличии только магнитной фазы Φ_5 .

В процессе нагревания пленки при 155 К появился огромного размера полосовой домен неопределенного белесого цвета. В результате действия импульсного поля при 160 К образовались неустойчивые изолированные ЦМД белого цвета на зеленом фоне, т.е. появились фазы Φ_3 и Φ_4 , при этом наблюдалось незначительное присутствие оранжевого и коричневого цветов (фазы Φ_1 и Φ_2). При нагревании пленки до 172 К ЦМД теряли свою форму, превращаясь в страйпы. Импульсным полем при 172 К формировалась решетка ЦМД с меньшим параметром $a = 166 \mu\text{m}$ и узкими ДГ. При дальнейшем нагревании пленки можно было наблюдать, как на некоторых белых ЦМД появлялся местами оранжевый цвет, а зеленое поле участками приобретало коричневый цвет, т.е. увеличивалась площадь фаз Φ_1 и Φ_2 . При 185 К практически не наблюдались белый и зеленый цвета, т.е. угловые фазы Φ_3 и Φ_4 исчезли, ЦМД при этом теряли свою форму, решетка ЦМД разрушалась. При 185 К импульсным полем формировалась новая решетка с меньшим параметром $a = 120 \mu\text{m}$, в которой присутствовали только коллинеарные фазы Φ_1 и Φ_2 (оранжевые ЦМД и коричневое поле); она сохранялась

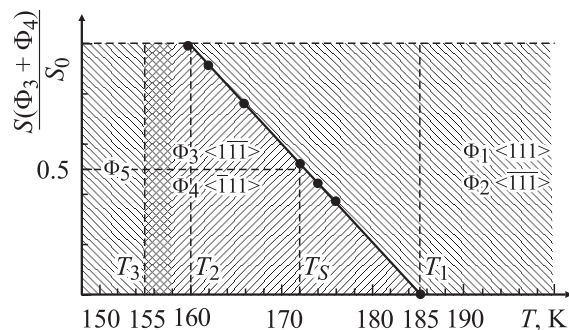


Рис. 2. Зависимость соотношения между площадями, занимаемыми доменными фазами, от температуры.

до 205 К. Затем решетка распалась на разделенные страйпами блоки новой решетки ЦМД, с меньшим параметром $a = 40 \mu\text{m}$, соответствующим равновесной решетке при данной температуре (рис. 1, e). При этом ФП сохранялось общее число доменов. Под действием импульсного поля решетка с меньшим параметром занимала всю видимую область пленки. При удалении от T_C наблюдалось несколько ФП такого вида.

3. Обсуждение результатов

Для объяснения приведенных экспериментальных результатов рассмотрим изменение ориентации вектора намагниченности как СПФП между однородными состояниями в безграничном идеальном кристалле. В выражении для свободной энергии неограниченного кристалла в нулевом поле входит только энергия магнитной анизотропии. Плотность энергии анизотропии в системе координат, где x, y, z совпадают с кристаллографическими осями $\langle 1\bar{1}0 \rangle, \langle 11\bar{2} \rangle, \langle 111 \rangle$ соответственно, имеет вид [9,10]

$$F_A = K_u \sin^2 \theta + K_1 \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta - \frac{\sqrt{2}}{3} \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\varphi \right), \quad (1)$$

где θ, φ — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности, K_u — постоянная одноосной анизотропии, K_1 — постоянная кубической анизотропии.

Дальнейшие рассуждения будут проводиться для безразмерного параметра $v = \frac{K_u}{K_1}$, с учетом которого формула (1) запишется в виде

$$f = \frac{F_A}{K_1} = v \sin^2 \theta + \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta - \frac{\sqrt{2}}{3} \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\varphi \right). \quad (2)$$

Минимизируя (2) по θ и φ , получаем систему уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} = 0, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0, \quad (3b)$$

из которой следует, что возможны только такие магнитные фазы (θ, φ) :

$$1) \theta = 0; \quad (4a)$$

$$2) \theta = \pi/2, \quad \varphi = 0; \quad (4b)$$

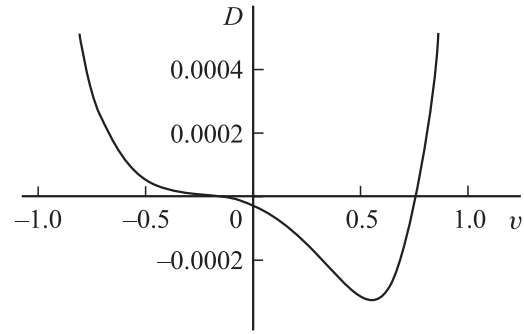


Рис. 3. График зависимости дискриминанта кубического уравнения (5) от параметра v .

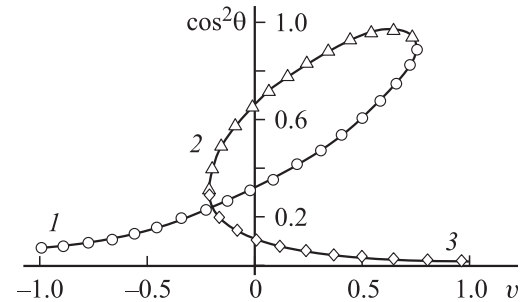


Рис. 4. Графическое построение зависимости корней кубического уравнения (5) от параметра v . 1 — y_1 , 2 — y_2 , 3 — y_3 .

3) магнитные фазы, для которых $\varphi = \pi/6$, а угол θ определяется из решения кубического уравнения

$$y^3 + y^2 \left(\frac{-14(2v + 1) - 16}{27} \right) + y \left(\frac{(2v + 1)^2 + 2}{9} \right) - \frac{2}{81} = 0, \quad (5)$$

где $y = \cos^2 \theta$.

Зависимость дискриминанта D данного кубического уравнения от v показана на рис. 3. Видно, что для $v > 0.76$ и $v < -0.22$ дискриминант $D > 0$, и кубическое уравнение имеет лишь одно действительное решение. Однако на промежутке $v \in (-0.22, 0.76)$ существуют сразу три действительных корня уравнения (5), которые здесь в общем виде приводиться не будут из-за их сложной записи, однако на рис. 4 показана их зависимость от v . Ясно, что эти корни описывают угловые фазы при $0 < \theta < \pi/2$.

Для каждого из полученных направлений вектора намагниченности (4a), (4b), (5) минимумы свободной энергии реализуются при определенных значениях параметра v , т.е. при определенных соотношениях между постоянными анизотропии. Следующим этапом на пути построения фазовой диаграммы является выявление областей устойчивости соответствующих магнитных фаз. Условие устойчивости для функции двух

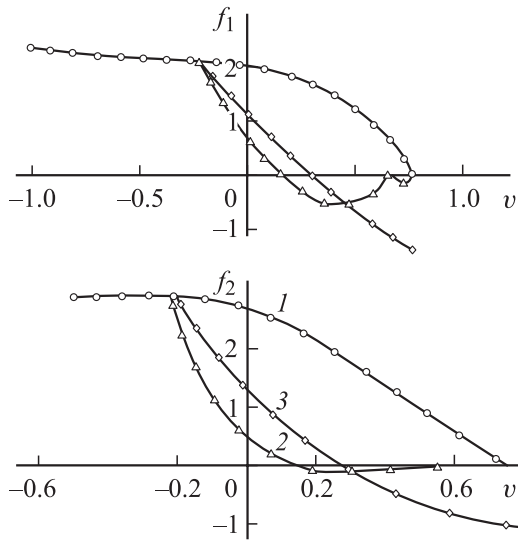


Рис. 5. Зависимости $f_1(v)$ (8a) и $f_2(v)$ (8b) для решений кубического уравнения (5). Обозначения те же, что на рис. 4.

переменных $f(\theta, \varphi)$ имеет вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} > 0, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 f}{\partial \theta \partial \varphi} > 0. \quad (6b)$$

Обращение в нуль (с последующей сменой знака) одного из этих выражений есть условие потери устойчивости. Оно определяет критическую линию на плоскости K_u, K_1 , которая может быть линией фазового перехода второго рода или линией потери устойчивости метастабильной фазы.

Итак, использование условий (6a) и (6b) для решений (4a), (4b), (5) дает следующие результаты.

1) Для $\theta = 0$ условие устойчивости этой фазы определяется неравенством

$$-2 + 3v < 0 \quad (7)$$

или, что то же самое, соотношением

$$-2K_1 + 3K_u < 0. \quad (7a)$$

2) Для $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ условие (6b) не удовлетворяется, т.е. данная магнитная фаза не является экстремумом функции (2).

3) Для корней кубического уравнения (5) y_1, y_2, y_3 область устойчивости можно определить графически при построении зависимостей

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} = f_1(v), \quad (8a)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 f}{\partial \theta \partial \varphi} = f_2(v), \quad (8b)$$

как это показано на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что магнитные фазы y_1, y_2, y_3 устойчивы при $v < 0.76, -0.22 < v < 0.15, -0.22 < v < 0.28$ соответственно, или, что то же самое, при

$$K_u < 0.76K_1 \quad \text{для } y_1, \quad (9a)$$

$$-0.22 < K_u < 0.15K_1 \quad \text{для } y_2, \quad (9b)$$

$$-0.22 < K_u < 0.28K_1 \quad \text{для } y_3. \quad (9c)$$

Построение графика зависимости (2) при различных решениях (θ, φ) может помочь как в понимании происходящих процессов, так и в нахождении линий ФП, для определения которых сравнивают между собой величины свободной энергии магнитных фаз с различной ориентацией вектора намагниченности (рис. 6). Видно, что при $v < 0.76$ наименьшей энергией обладает фаза y_1 , а при $v > 0.76$ существует только фаза „легкая ось“. Заметим, что на рисунке изображены лишь те участки кривых, которые отвечают минимуму энергии (2).

С помощью данных рис. 6 и условий (7a), (9a)–(9c) можно построить фазовую диаграмму в координатах K_u, K_1 (рис. 7).

Анализ фазовой диаграммы показывает, что переориентация вектора намагниченности от состояния с легкой осью к угловому состоянию y_1 является ФП

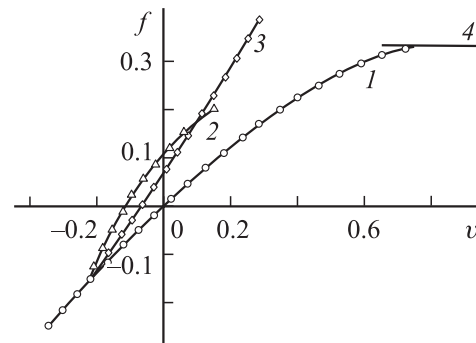


Рис. 6. Зависимость энергии анизотропии (2) от параметра v для полученных решений. Обозначения те же, что на рис. 4. 4 — состояние с легкой осью.

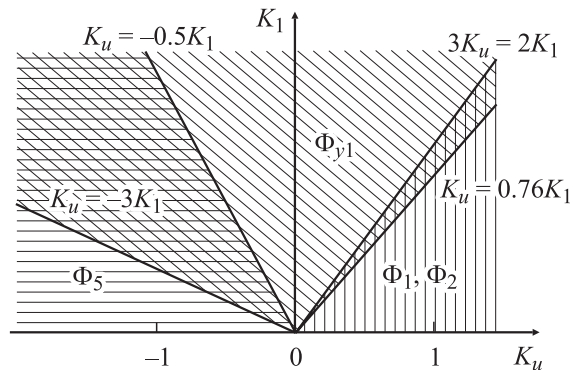


Рис. 7. Области существования фазы „легкая плоскость“ Φ_5 (горизонтальная штриховка), угловой фазы Φ_{y_1} (наклонная штриховка) и фаз „легкая ось“ Φ_1, Φ_2 (вертикальная штриховка).

первого рода, что следует из существования областей метастабильных состояний, т.е. перекрытия областей стабильности соответствующих фаз. Фаза y_1 при $v = -3$ переходит в состояние с легкой плоскостью ($\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/6$). Если эти значения углов подставить в (6а), (6б), то получаем условие устойчивости такой фазы

$$v < -\frac{1}{2}, \quad (10a)$$

или, что то же самое,

$$K_u < -\frac{1}{2} K_1. \quad (10b)$$

Значит, переход от угловой фазы y_1 в легкую плоскость ($\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/6$) будет ФП первого рода. Это можно объяснить следующим образом. При больших углах θ , близких к $\pi/2$, более выгодной становится фаза „легкая плоскость“ с $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/6$.

Из анализа данных рис. 6 ясно, что если приложить магнитное поле, то можно сделать более выгодной ту или иную угловую магнитную фазу. При этом необходимо рассматривать участки изменения значения v , где соответствующие угловые фазы устойчивы.

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы.

Переход из состояния с легкой осью в состояние с легкой плоскостью будет идти по пути с $\varphi = \pi/6$. В плоскости это совпадает с направлением $\langle 211 \rangle$. Состояние с легкой плоскостью получаем при $v = -1/2$. Легкая плоскость появляется как фаза, отвечающая постепенному изменению угла θ в угловой фазе y_1 . При значениях θ , близких к $\pi/2$, более выгодной становится фаза $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/6$. Во время этого процесса намагниченность лежит в плоскости, содержащей $\langle 111 \rangle$ и $\langle \bar{2}11 \rangle$, и проходит через направления $\langle 11w \rangle$.

Используем полученные результаты для объяснения экспериментов по изменению ДС в феррит-гранатовых пленках с температурой. При комнатной температуре в пленке имеется лишь фаза типа „легкая ось“ Φ_1 с ориентацией намагниченности вдоль $\langle 111 \rangle$. Уменьшение температуры ($v = K_u/K_1$ уменьшается) приводит к тому, что при $v = 0.66$ в результате СПФП первого рода появляется угловая фаза y_1 (Φ_3 и Φ_4). При $v = -0.5$ вследствие ФП первого рода угловая фаза y_1 переходит в плоскостную фазу Φ_5 .

4. Заключение

Обобщить полученные результаты можно следующим образом. В области температур выше T_1 (рис. 2) существуют две магнитные коллинеарные фазы $\Phi_1 \langle 111 \rangle$ и $\Phi_2 \langle \bar{1}\bar{1}\bar{1} \rangle$. Это область, где формируется гексагональная решетка ЦМД с параметром равновесия $u = 0.74$ и узкими блоховскими ДГ. Решетка остается стабильной в определенном температурном интервале. При достижении одной границы интервала стабильности в случае

приближения к T_c происходит ФП к равновесной решетке ЦМД с большими параметрами, сопровождающийся коллапсом части доменов. На другом конце интервала стабильности при удалении от T_c происходит ФП от решетки ЦМД к двухфазной структуре, состоящей из блоков новой решетки ЦМД и областей страйп-доменов, при сохранении общего числа доменов. При качественном различии оба ФП в решетке происходят спонтанно, скачком при изменении температуры на 2–3 градуса. При этом наблюдается гистерезис: температура распада решетки ЦМД при нагревании и охлаждении пленки не совпадает, как и характер этого распада.

В области температур $T_1 - T_2$ (рис. 2) сосуществуют четыре магнитные фазы: коллинеарные $\Phi_1 \langle 111 \rangle$, $\Phi_2 \langle \bar{1}\bar{1}\bar{1} \rangle$ и угловые Φ_3 , Φ_4 . При температуре СПФП $T_S = 172$ К процентное соотношение фаз одинаково. При этом вследствие изменения параметров a и d происходит скачок фазового объема в решетке ЦМД. Параметр равновесия решетки u изменяется от 0.74 до 0.45. В области температур $T_1 - T_S$ ширина ДГ медленно растет. При T_S наблюдается резкий скачок ширины ДГ: блоховская ДГ переходит в ДГ неелевского типа. При наличии только угловых фаз Φ_3 и Φ_4 (температура T_2) решетка ЦМД не формируется: наблюдаются изолированные ЦМД.

Список литературы

- [1] А.И. Беляева, А.В. Антонов, В.П. Юрьев. ФТТ **22**, 6, 1621 (1980).
- [2] А.И. Беляева, А.В. Антонов, Г.С. Егиязарян, В.П. Юрьев. ФТТ **24**, 7, 2191 (1982).
- [3] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных. ФТТ **31**, 8, 132 (1989).
- [4] А.И. Беляева, В.П. Юрьев, В.А. Потакова. ЖЭТФ **83**, 3 (9), 1104 (1982).
- [5] Е.Ф. Ходосов, А.О. Хребтов, Ю.А. Сирюк. Письма в ЖТФ **8**, 6, 363 (1982).
- [6] В.Г. Барьяхтар, Э.А. Завадский, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк. ФТТ **26**, 8, 2381 (1984).
- [7] В.А. Заблоцкий, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк. УФЖ **33**, 3, 403 (1988).
- [8] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк, Е.Ф. Ходосов. УФЖ **30**, 1, 103 (1985).
- [9] A. Hubert, R. Schaffer. Magnetic domains. Springer, Berlin (1998).
- [10] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979).