

УДК 538.245

## СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В КРИСТАЛЛАХ—ПЛАСТИНАХ (111) ФЕРРИТА-ГРАНАТА В ОБЛАСТИ КОМПЕНСАЦИИ И СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

*Г. С. Кандаурова, Л. А. Памятных*

Исследована доменная структура кристаллов—пластин (111) феррита-граната с орторомбической анизотропией в области нескольких последовательных спин-переориентационных переходов, протекающих по разные стороны от температуры магнитной компенсации  $T_k$ . Выявлена кардинальная и несимметричная относительно  $T_k$  перестройка доменной структуры, сопровождающаяся изменением кристаллографической ориентации и градусности доменных границ. Замечена внутри доменов неоднородность намагниченности в виде «волны» и (или) упорядоченной «ряби». Визуально обнаружено изменение внутренней структуры доменных границ при фазовых переходах. Установлены особенности процессов намагничивания при разных типах доменных границ. Построены соответствующие опыту модели доменной структуры, включая структуру доменных границ.

1. В кристаллах—пластинах ферритов-гранатов (или эпитаксиальных пленках) в зависимости от соотношения констант, характеризующих естественную многоосную кристаллографическую анизотропию и наведенную при выращивании кристаллов одноосную анизотропию, реализуются различные типы доменных структур (ДС) [1–4]. Наиболее резкие изменения магнитной анизотропии и соответственно ДС имеют место при фазовых переходах. В [5, 6] сообщались результаты первых наблюдений ДС кристаллов ферритов-гранатов в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП). В [7] исследования ДС при СПФП проведены на пленках ферритов-гранатов.

Кроме области СПФП, существенные изменения ДС ферритов-гранатов наблюдаются в окрестности температуры магнитной компенсации  $T_k$  [5, 8]. Наиболее интересная ситуация возникает тогда, когда области СПФП и компенсации близки или совпадают [9]. В [10] приведены результаты подробных исследований ДС пластин (111) кристаллов  $(\text{CdTbEr})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$  в интервале температур, захватывающем области компенсации и спиновой переориентации, и в магнитных полях различной величины и ориентации.

В данной работе основное внимание обращено на изменение структуры доменных границ (ДГ) при ориентационных переходах, сопровождающихся изменением ориентации намагниченности от осей  $\langle 111 \rangle$  до  $\langle 211 \rangle$ .

2. Образцы — пластины-(111) — вырезались из кристалла  $\text{Cd}_{0.98}\text{Tb}_{0.69}\text{Er}_{1.33}\text{Fe}_{4.8}\text{Al}_{0.2}\text{O}_{12}$  и имели толщину 50–100 мкм. Выявлялась ДС с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Для идентификации магнитных фаз использовалась методика цветового контраста [1]. Температура варьировалась в пределах 160–400 К. Магнитное поле напряженностью до 500 Э прикладывалось как параллельно  $H_{||}$ , так и перпендикулярно  $H_{\perp}$  плоскости образцов. Для получения при различных температурах ДС, близких к равновесным, образцы подвергались «магнитной тряске» переменным полем (частотой 50 Гц) с убывающей до нуля амплитудой, направленным по нормали к пластинам. Полученные результаты ил-

люстрируются на примере образца толщиной 60 мкм, для которого  $T_c$  попадает в интервал спиновой переориентации  $\Delta T_{сн}$ .

3. В исходном состоянии при 300 К (рис. 1, *a*) образец имеет псевдооднососную ДС [2], причем полосовые домены выстроены вдоль оси  $[0\bar{1}1]$ . Полярные диаграммы полей насыщения  $H_s$  показывают, что легкой осью намагничивания в плоскости является ось  $[211]$ . Кроме основных доменов с намагниченностью  $J_s$ , ориентированной по нормали (фазы  $\Phi_{[111]}$  и  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ ), имеются поверхностные замыкающие домены (фазы  $\Phi_{[\bar{1}11]}$  и  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ ). В цветной картине ДС видны желтые и зеленые домены с красным ореолом.

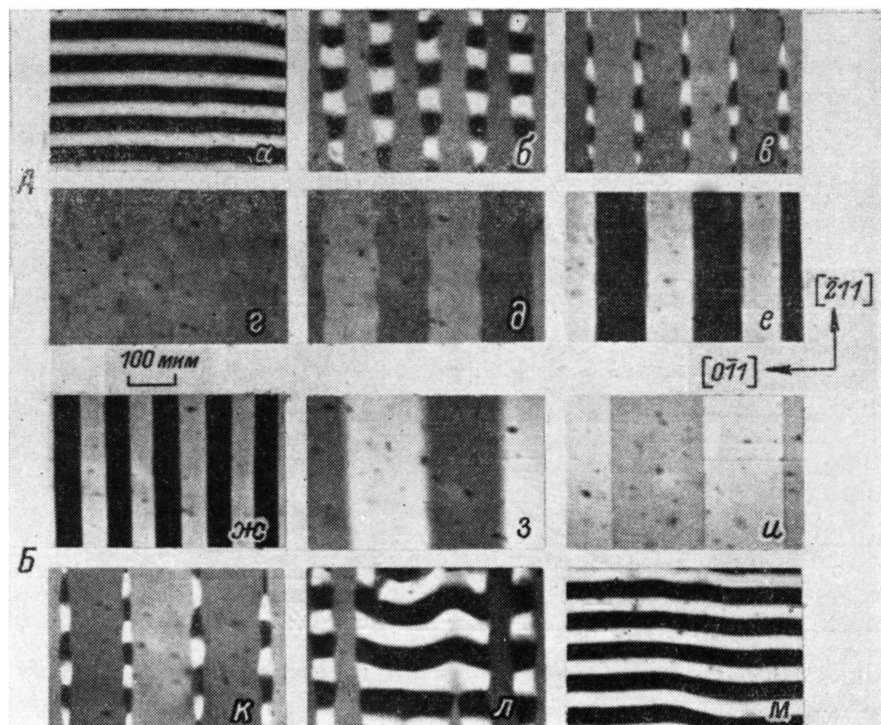


Рис. 1. Доменные структуры, наблюдавшиеся в пластине-(111) феррита-граната  $(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$  без магнитной «тряски» (серия А) при  $T=292$  (*a*), 272 (*б*), 262 (*в*), 223 (*г*), 204 (*д*), 184 К (*е*) и после магнитной «тряски» (серия В) при 160 (*ж*), 180 (*з*), 229 (*и*), 264 (*к*), 278 (*л*), 295 К (*м*).

Серия фотографий А на рис. 1, *a—e* показывает перестройку ДС при постепенном понижении температуры. Из-за сильного температурного гистерезиса ДС структуры, представленные в этой серии, являются неравновесными. Видно, как замыкающие домены трансформируются в новую систему полосовых доменов магнитных фаз  $\Phi_{[\bar{1}11]}$  и  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$  (красные и темно-красные домены). Эти домены ориентированы вдоль оси  $[211]$ . При некоторой температуре (рис. 1, *б*) примерно одинаковый объем занимают «новая» и «старая» ДС, причем домены последней следует назвать уже макродоменами, поскольку они подразделены на более мелкие домены фаз  $\Phi_{[111]}$ ,  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ ,  $\Phi_{[\bar{1}11]}$ ,  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ . Граница макродомена представляет теперь сложную ДГ, состоящую из 109- и 71-градусных чередующихся сегментов. При дальнейшем понижении температуры до 250—220 К макродомены сужались настолько, что переходили в цепочки ромбовидных мелких доменов (рис. 1, *в*), далее — в тонкие доменные прослойки (*г*), а затем в новые доменные границы (*д*). Параллельно уменьшался контраст между основными полосовыми доменами. Из чередующихся красных и темно-красных они все становились светло-красными. Тогда ДГ на рис. 1, *г* пред-

ставляют собой 180-градусные широкие границы, подобные тем, которые наблюдались и исследовались в работах [11-13]. Дальнейшее охлаждение до 200—180 К приводило снова к появлению и усилению контраста между доменами (рис. 1, *д*, *е*). Домены становились красными и темно-красными (*д*), а затем желтыми и зелеными (*е*). Это свидетельствовало о постепенном вращении намагниченности в доменах и приближении  $J_s$  к нормали. Если при 200—180 К (рис. 1, *д*, *е*) еще заметна неоднородность в доменных стенках, то при 170—140 К границы не разрешаются в оптический микроскоп. Вследствие метастабильности ДС период структуры в состояниях на рис. 1, *б—е* остается неизменным.

4. Изменение ДС при повышении  $T$  от 160 К и до комнатной температуры показано на рис. 1, *Б*. Эта серия картин отличается от первой (рис. 1,

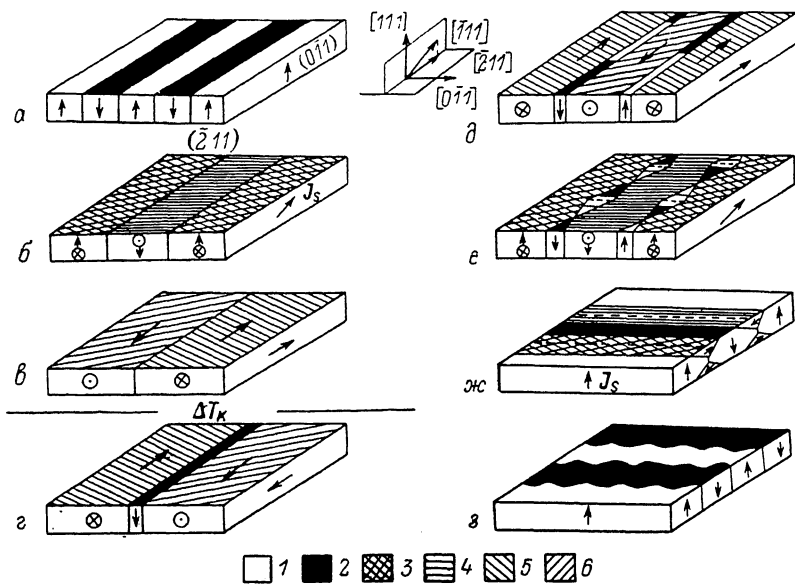


Рис. 2. Модели ДС.

Условные обозначения магнитных фаз: 1 —  $\Phi_{[111]}$ , 2 —  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ , 3 —  $\Phi_{[\bar{1}11]}$ , 4 —  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ , 5 —  $\Phi_{[211]}$ , 6 —  $\Phi_{[2\bar{1}\bar{1}]}$ .

А) тем, что при выбранных температурах ДС фотографировалась после магнитной «тряски» образца. Это дает некоторые основания называть ДС на рис. 1, *Б* равновесными. Их схематические модели представлены на рис. 2.

Как следует из наблюдений ДС, нагрев образца наряду с увеличением периода полосовой ДС (рис. 1, *ж*, *з*) приводит к постепенному уменьшению и исчезновению контраста между доменами и изменению их окраски: зеленые и желтые домены постепенно становятся темно-красными и красными и затем, с ростом  $T$ , светло-красными, что указывает на постепенное вращение  $J_s$  в доменах. Эти результаты, так же как и картины на рис. 1, *з—е*, можно объяснить наличием спонтанного СПФП 2-го рода

$$\Phi_{[111], [1\bar{1}\bar{1}]} \leftrightarrow \Phi_{[\bar{1}11], [1\bar{1}\bar{1}]} \leftrightarrow \Phi_{[211], [2\bar{1}\bar{1}]}.$$

При этом ориентация ДГ сохраняется, значит, ДГ остаются 180-градусными; ширина доменных стенок в оптический микроскоп не разрешается. Модели ДС (рис. 1, *Б*, *ж—и*) приведены на соответствующих рис. 2, *а—в*.

В интервале температур  $\Delta T_k \approx 195 \div 207$  К наблюдается однодоменное состояние в окрестности  $T_k \approx 201$  К. При дальнейшем повышении  $T$  выше 210 К вновь формируются полосовые домены, ориентированные вдоль оси

[211]. Судя по малому контрасту между полосовыми доменами,  $J_s$  в них практически лежит в плоскости образца вдоль направлений  $[2\bar{1}1]$  и  $[2\bar{1}\bar{1}]$ . Эти домены разделены однородными по ширине и окраске доменными границами шириной до 2 мкм (рис. 3, а). Модель такой полосовой ДС приведена на рис. 2, г. Затем в широких ДГ появляются разнополярные блоки (рис. 1, и; 3, б и модель на рис. 2, д). При последующем росте  $T$  до 250 К граница превращается в доменную прослойку в виде системы ромбов (рис. 1, к; 3, в) из совокупности магнитных фаз  $\Phi_{[111]}$  и  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$  (желтой и зеленой окраски). Одновременно с этим наблюдается увеличение магнитооптического контраста между полосовыми доменами, обусловленное выходом намагниченности из плоскости образца. Упрощенная модель этой

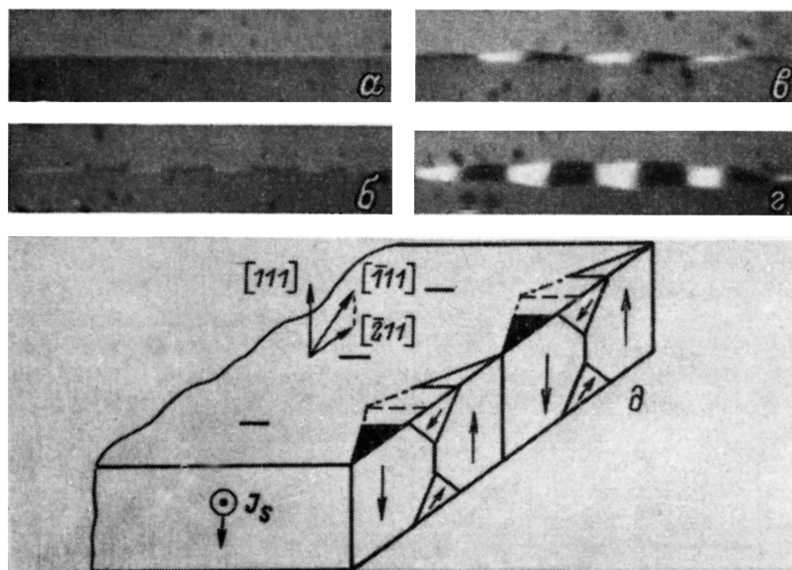


Рис. 3. Изменение структуры ДГ в области СПФП (а—г) и модель цепочки ромбов (д).

ДС приведена на рис. 2, е; 3, д. Согласно модели в основных полосовых доменах векторы  $J_s$  параллельны осям  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  и  $[1\bar{1}\bar{1}]$ , в ромбах  $J_s \parallel [111]$  и  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ , а в замыкающих доменах  $J_s \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  и  $[1\bar{1}\bar{1}]$ . Причем детальные наблюдения показывают, что верхушки ромбов представляют собой пересечение двух скрученных поверхностей, образующих с поверхностью пластины угол, отличный от  $90^\circ$ . С повышением температуры доменные прослойки увеличиваются в объеме (рис. 3, г) и переходят в макродомены (рис. 1, л). При  $T \geq 295$  К весь образец содержит только новую полосовую ДС (рис. 1, м) из желтых и зеленых доменов фаз  $\Phi_{[111]}$  и  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$  с красным ореолом (фазы  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ ,  $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ ). Это псевдоодноосная ДС, модель которой дана на рис. 2, ж. Здесь  $180^\circ$ -градусные ДГ направлены вдоль  $[0\bar{1}\bar{1}]$ .

При последующем повышении температуры объем замыкающих доменов уменьшается, что отчетливо видно по уменьшению ширины ореола. Одновременно с этим наблюдается появление волнистости у ДГ. При  $T > 380$  К в образце остаются только две магнитные фазы  $\Phi_{[111]}$  и  $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$  (рис. 2, з). Перестройка ДС, происходящая в кристалле выше области магнитной компенсации, может рассматриваться как СПФП 1-го рода:  $\Phi_{(211)} \rightleftharpoons \Phi_{(111)}$ , причем основную роль здесь играет изменение внутренней структуры ДГ.

5. Следует отметить такую особенность ДС. В начале и в конце СПФП 2-го рода в кристалле наблюдается неоднородность намагниченности, которая накладывается на ДС и сосуществует с ней в определенном температурном диапазоне. Например, на рис. 1, г видно изменение оптического контраста от темного к светлому вдоль каждого домена, что обусловлено

изменением нормальной компоненты  $J_s$ . Это крупномасштабная неоднородность типа «волны» намагниченности. В соседних полосовых доменах формируются разнополярные «волны»  $J_s$ . При изменении температуры размытая граница между светлой и темной областями внутри полосового домена смещается вдоль домена. При тщательных наблюдениях можно было заметить, что на основную полосовую ДС накладывается регулярная микрополосовая структура<sup>1</sup> («рябь»  $J_s$ ), ширина полос в которой составляет  $\leq 5$  мкм, причем полоски ориентированы под углом  $\sim 10^\circ$  к ДГ основных доменов. Рябь  $J_s$  наиболее четко проявляется при температурах формирования в основных полосовых доменах волны  $J_s$ , когда векторы  $J_s$  в доменах в среднем располагаются в плоскости образца. По мере выхода  $J_s$  из плоскости пластины и повышения контраста между полосовыми доменами рябь  $J_s$  исчезает. В неравновесном случае (рис. 1, А) область существования ряби и волны  $J_s$  составляет  $\sim 80$  К, тогда как в случае равновесных структур этот интервал менее 5 К. На возможность возникновения магнитных неоднородностей в области спиновой переориентации в кубических кристаллах ферритов-гранатов с наведенной одноосной анизотропией указывалось в теоретической работе [14].

6. Совокупность фотографий ДС на рис. 3, а—г демонстрирует последовательное изменение структуры ДГ с изменением температуры. А именно с увеличением температуры со стороны низких температур имеет место переход от, по-видимому, обычных блоховских ДГ к аномально широким сначала однородным, а затем блочным ДГ, которые в свою очередь трансформируются в доменные прослойки в виде ромбов. Такое изменение структуры ДГ с изменением температуры можно трактовать как фазовые переходы в самой ДГ. По-видимому, спин-ориентационным переходам в доменах предшествуют фазовые переходы, связанные с перестройкой внутренней структуры ДГ. Ранее о фазовых переходах в ДГ судили по косвенным данным [15–17]. В настоящей работе перестройку внутренней структуры ДГ удалось наблюдать визуально.

Структура ДГ в области СПФП в кубических ферритах-гранатах с наведенной одноосной анизотропией рассматривалась в теоретических работах [14, 18]. В [14] предсказывалось появление в области СПФП в структуре 180-градусных ДГ «перетяжек», которые являются зародышами образования новых ДГ с другой топологией. Описанная выше перестройка структуры ДГ (рис. 3, а—г) в области СПФП, по-видимому, может рассматриваться как экспериментальное подтверждение теории.

Каскад последовательно происходящих смыкающихся друг с другом СПФП ( $\Phi_{(111)} \rightleftharpoons \Phi_{(1\bar{1}1)} \rightleftharpoons \Phi_{(211)}$ ) сопровождается изменением как градусности ДГ, так и кристаллографической ориентации плоскости доменных стенок. В состояниях, приведенных на рис. 2, а—в, в кристалле существуют 180-градусные ДГ, плоскость которых параллельна  $(0\bar{1}1)$ . Особенностью состояний кристалла на рис. 2, г, д является то, что 180-градусный поворот векторов  $J_s$  совершается в аномально широкой ДГ, которую можно рассматривать как доменную прослойку с 90-градусными границами. Плоскость этих 90° стенок также совпадает с  $(0\bar{1}1)$ . В случае доменной прослойки в виде системы ромбов (рис. 2, е) в кристалле имеются участки 71, 109 и 180° ДГ. В псевдоодноосном состоянии образца (рис. 2, ж) существуют 71-, 109-, 180-градусные доменные стенки, причем плоскость 180° ДГ параллельна  $(211)$ , а плоскости 71 и 109° ДГ наклонены к поверхности образца под углом  $\sim 35^\circ$ . В одноосном состоянии кристалла (рис. 2, з) формируются только 180-градусные ДГ, плоскость которых параллельна  $(211)$ .

Надо ожидать, что имевшие место при СПФП многократные изменения градусности ДГ и их кристаллографической ориентации должны привести к сложной температурной зависимости граничной энергии. В частности, изменение структуры ДГ при переходе через  $T_A$  может приводить к ано-

<sup>1</sup> В слабом магнитном поле  $H_\perp$  микрополосовая структура исчезала.

малли в температурной зависимости граничной энергии, не предусмотренной до сих пор теоретически.

7. Изменение внутренней структуры ДГ нашло отражение в характере процессов намагничивания кристалла в поле  $H_{\perp}$ . Для  $T < \Delta T_k$  намагничивание в поле  $H_{\perp}$  осуществляется в состоянии рис. 2, а путем смещения ДГ, а в состояниях рис. 2, б, в — путем смещения ДГ и последующего вращения векторов  $J_s$  к полю. При  $T > \Delta T_k$  в состояниях с аномально широкими однородно намагниченными (рис. 2, г) или блочными ДГ (рис. 2, д) процесс намагничивания необычен: появившиеся сначала из ДГ зародыши индуцируют затем формирование зародышей по всей поверхности доменов. На рис. 4 показана перестройка ДС в поле  $H_{\perp}$  при  $T = 239 \text{ K} > \Delta T_k$ , когда в кристалле формируются полосовые домены маг-

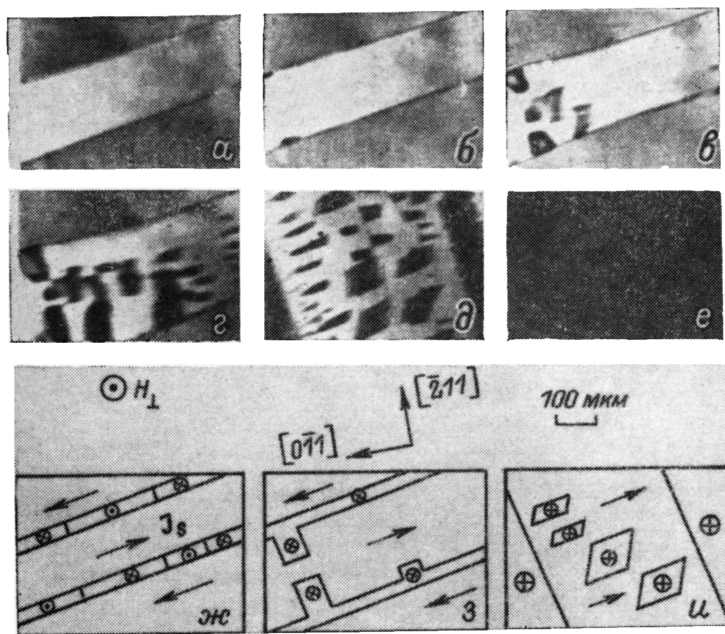


Рис. 4. Изменение ДС при  $T = 239 \text{ K}$  в поле  $H_{\perp} = 0$  (а), 16 (б), 26 (в), 33 (г), 100 (д), 160 Э (е).

ж—и — схемы-расшировки ДС (а, в, д).

нитных фаз  $\Phi_{[211]}$ ,  $\Phi_{[3\bar{1}1]}$ ; соответствующее изменение в распределении векторов  $J_s$  схематично показано на рис. 4, ж—и. В размагниченном состоянии полосовые домены разделены блочными ДГ (рис. 4, а, ж). При включении и увеличении напряженности магнитного поля  $H_{\perp} \parallel [1\bar{1}1]$  до 15 Э ширина полосовых доменов остается неизменной, однако наблюдается перераспределение блоков в ДГ. А именно объем сегментов с намагниченностью, ориентированной по полю, увеличивается за счет участков ДГ с противоположным направлением  $J_s$ . В поле  $H_{\perp} = 16 \text{ Э}$  некоторые участки ДГ утолщаются и таким образом формируется новая фаза  $\Phi_{[1\bar{1}1]}$  (рис. 4, б—г). Дальнейший процесс намагничивания осуществляется путем роста объема фазы  $\Phi_{[1\bar{1}1]}$  (рис. 4, д, е).

Для состояния кристалла с доменными прослойками (рис. 2, е) был свойствен кооперативный характер изменения ДС в магнитном поле, когда зародышем новой ДС выступает сама доменная прослойка. Так, в поле  $H_{\perp}$  ромбы являются готовыми зародышами псевдоодноосной ДС в целом. При включении  $H_{\perp}$  наблюдаются резкое возрастание размера ромбовидной прослойки и ее непрерывная трансформация в новую псевдоодноосную ДС, которая далее в поле  $H_{\perp}$  изменяется согласно [2]. Намагничивание кристалла в состояниях рис. 2, ж, з носит традиционный характер.

8. Наблюдавшаяся перестройка ДС с температурой не может быть связана только с температурным ходом намагниченности насыщения кристалла. Необходимо учитывать зависимости от температуры констант одноосной перпендикулярной и орторомбической анизотропии. Судя по анизотропии планарных полей насыщения, с уменьшением температуры возрастает одноосная анизотропия в плоскости образца с осью, параллельной оси [211].<sup>2</sup> Изменение соотношения компонент орторомбической и перпендикулярной одноосной анизотропии, очевидно, могло вызвать изменение внутренней структуры ДГ.

Экспериментально установленные в области  $T_k$  различия в поведении доменов, структуре ДГ и в механизмах как процессов намагничивания так и спиновой переориентации по разные стороны от  $T_k$  скорее всего отражают несимметричную относительно  $T_k$  температурную зависимость компонент магнитной анизотропии кристалла.

Факт наложения интервалов магнитной компенсации  $\Delta T_k$  и спиновой переориентации  $\Delta T_{сп}$  можно было бы связать с анизотропией спонтанной намагниченности эрбиевой подрешетки по аналогии с [9]. Однако на образцах ферритов-гранатов того же состава, что и исследованный, в [5, 20] было установлено, что  $\Delta T_k$  и  $\Delta T_{сп}$  не совпадают, а разнесены по температурной шкале. Поэтому вероятнее всего совпадение интервалов компенсации и спиновой переориентации связано с температурным ходом констант эффективной магнитной анизотропии.

Авторы выражают благодарность А. Г. Титовой за кристаллы, представленные для исследований, Л. Ю. Киселевой за помощь в работе и П. Е. Маркину за рентгенографическую аттестацию образцов.

#### Список литературы

- [1] Кандаурова Г. С., Иванов Ю. В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 2. С. 666—677.
- [2] Кандаурова Г. С. // ДАН СССР. 1978. Т. 243. № 5. С. 1165—1167.
- [3] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А., Фихтнер Р. Э. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 6. С. 1202—1204.
- [4] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А., Фихтнер Р. Э. // Деп. в ВИНТИ. 1984. № 7780—84. 25 с.
- [5] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А., Кочнева Н. П., Титова А. Г. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 2. С. 612—615.
- [6] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А. // Тез. докл. XIV Всес. конф. по физике магнитных явлений. Харьков, 1979. С. 241.
- [7] Беляева А. И., Антонов А. В., Егизарян Г. С., Юрьев В. П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 6. С. 1621—1628; 1982. Т. 24. № 7. С. 2191—2200.
- [8] Craik D. J. // Contemp. Phys. 1970. V. 11. N 1. P. 65—97.
- [9] Беляева А. И., Юрьев В. П., Потакова В. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3. С. 1104—1114.
- [10] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А. // Деп. в ВИНТИ. 1987. № 3590-В 87. 71 с.
- [11] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6 (12). С. 2291—2304.
- [12] Никитенко В. И., Дедух Л. М., Горнаков В. С., Кабанов Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 6. С. 402—404.
- [13] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1505—1515.
- [14] Вахитов Р. М., Сабитов Р. М., Фарзудинов М. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1852—1856.
- [15] Залесский А. В., Саввинов А. М., Желудев И. С., Иващенко А. Н. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 4. С. 1449—1459.
- [16] Богданов А. Н., Галушко В. А., Телпа В. Т., Яблонский Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 11. С. 453—455.
- [17] Богданов А. Н., Телпа В. Т., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 5. С. 1738—1747.
- [18] Сабитов Р. М., Вахитов Р. М. // Тез. докл. X Всес. школы-семинара «Новые магнитные материалы для микроэлектроники». Рига, 1986. С. 144—145.
- [19] Козлов В. И., Журавлев С. В., Гальмукова Н. Л. // Там же. С. 32—33.
- [20] Памятных Л. А. // Новые магнитные материалы для микроэлектроники. Ашхабад, 1982. С. 56—61.

Уральский государственный  
университет им. А. М. Горького  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
14 февраля 1989 г.

<sup>2</sup> Методом ФМР в [19] было установлено возрастание ромбической анизотропии в пленках ферритов-гранатов на основе ЖИГ в интервале 300—77 К.