

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ТЕРБИЙ-ИТТРИЕВОМ ФЕРРИТЕ–ГРАНАТЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Д.Р. ДЖУРАЕВ, Л.Н. НИЯЗОВ, К.С. САИДОВ, Б.Ю. СОКОЛОВ

УДК 538.1:548  
©2012

Бухарский государственный университет  
(Бухара 205018, Узбекистан; e-mail: djuraev2002@mail.ru)

Магнитооптическим методом исследована перестройка доменной структуры и процесс технического намагничивания монокристалла  $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$  в температурной области спонтанного ориентационного фазового перехода (ОФП). Установлено, что ОФП растянут в некотором температурном интервале, в котором наблюдается сосуществование доменов низкотемпературной и высокотемпературной магнитных фаз. Выявлены аномалии температурных зависимостей коэрцитивной силы и магнитооптической восприимчивости кристалла, связанные с перестройкой его доменной структуры при спиновой переориентации. Интерпретация полученных экспериментальных результатов выполнена в рамках теории ОФП в кубическом кристалле. Показано, что существующая теория адекватно описывает эволюцию доменной структуры граната  $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$  при спонтанной переориентации оси легкого намагничивания.

практических приложений магнитные характеристики РЗФГ (начальная восприимчивость, коэрцитивная сила, скорость перемагничивания и т. п.) в значительной степени определяются реализующейся доменной структурой (ДС) [5]. Хотя теория перестройки ДС кубического кристалла при ОФП была предложена в [3, 4] уже более тридцати лет назад, насколько нам известно, прямых экспериментальных исследований этого процесса в РЗФГ до настоящего времени не проводилось. В связи с этим были выполнены визуальные наблюдения эволюции ДС и исследования процесса намагничивания граната  $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$  в температурной области его спиновой переориентации, результаты которых приведены ниже.

## 1. Введение

Редкоземельные ферриты – гранаты (РЗФГ) – традиционный объект исследований физики магнитных фазовых переходов типа порядок-порядок [1]. В последнее время интерес к подобного рода исследованиям стимулируется перспективой создания на основе РЗФГ материалов для элементной базы приборов спиновой электроники нового поколения [2]. Известно, что при понижении температуры от комнатной до  $T = T_n$  ( $T_n$  – температура спиновой переориентации) в РЗФГ системы  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  происходит переориентация легкой оси намагничивания от кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$  к направлениям типа  $\langle 100 \rangle$  [3, 4]. Теория этого спонтанного ориентационного фазового перехода (ОФП), развитая в [3], хорошо описывает имеющиеся результаты экспериментальных исследований магнитных свойств системы  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  вблизи  $T_n$ , полученные в достаточно сильном магнитном поле  $H$ , обеспечивающем монодоменное состояние кристалла [3, 4]. Вместе с тем очевидно, что многие актуальные для

## 2. Образцы и методика эксперимента

Для исследований использовали монокристалл граната  $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ , выращенный методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве, из которого вырезали тонкие плоскопараллельные пластинки так, чтобы их развитые поверхности были параллельны кристаллографической плоскости  $(110)$ . После механической шлифовки поверхности образцов подвергались (для удаления нарушенного механической обработкой приповерхностного слоя) химическому травлению ортофосфорной кислотой. Приготовленные для экспериментов образцы имели толщину  $\sim 80$  мкм и поперечные размеры  $\sim 2 \times 2$  мм<sup>2</sup>.

Из результатов теоретического рассмотрения магнитной структуры РЗФГ системы  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  следует, что в области температур порядка комнатной устойчивыми направлениями спонтанного магнитного момента  $M$  в кристалле являются направления  $\langle 111 \rangle$  [3, 4]. Следовательно, при выбранной кристаллографической ориентации образцов имеются четыре направления, лежащие в плоскости образца, и четыре направления, образующие с плоскостью образца углы  $\pm 55^\circ$ , вдоль которых может ориентиро-

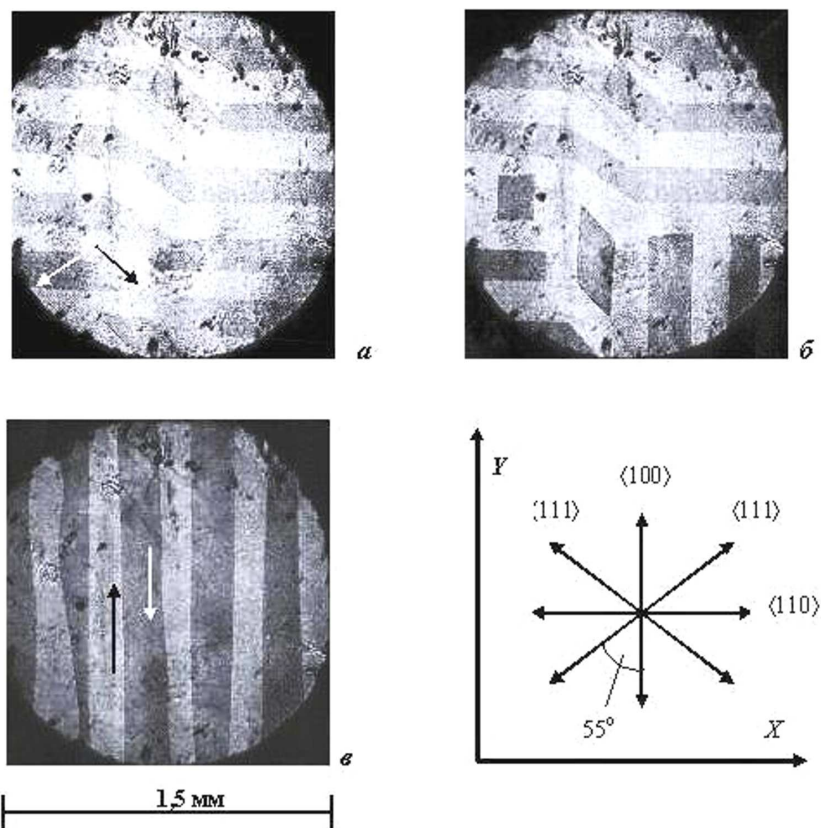


Рис. 1. Изображения доменной структуры исследованного образца граната  $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ , полученные в нулевом магнитном поле при разной температуре: *a* – 290, *б* – 129, *в* – 120 К. Образец повернут вокруг осей *X* и *Y* относительно фокальной плоскости микроскопа на углы  $\approx 15^\circ$ . Стрелки указывают направление спонтанного магнитного момента в соседних доменах. На вставке: ориентация главных кристаллографических направлений в плоскости образца и осей лабораторной системы координат (ось *Z* – направление падающего на кристалл света)

ваться  $\mathbf{M}$  при комнатной температуре. Однако согласно общим физическим представлениям, вследствие значительно меньшей величины размагничивающего фактора в плоскости тонкой пластины по сравнению с таковым в перпендикулярном к ее плоскости направлении, энергетически наиболее выгодной является ДС, состоящая из областей, намагниченных в плоскости пластины. Исходя из этого, следует ожидать, что в области высоких температур ДС исследуемых образцов должна состоять из доменов, в которых вектор  $\mathbf{M}$  лежит в их плоскости, со  $110^\circ$ -ми и  $70^\circ$ -ми доменными границами (ДГ) “неелевского” типа (ориентация осей лабораторной системы координат и направления основных кристаллографических осей в плоскости образца показаны на рис. 1). Тем не менее, как показали наблюдения, такая ДС существовала при  $T = 290$  К не всегда: у части образцов реализовалась несквозная нерегулярная ДС, содержащая как участки, в которых вектор  $\mathbf{M}$  лежал в пло-

скости образца, так и участки, в которых вектор  $\mathbf{M}$  был перпендикулярен (или почти перпендикулярен) его плоскости. Известно, что нерегулярная ДС указывает на наличие в кристалле неоднородных механических напряжений (ростовых и/или наведенных механической обработкой) [6]. Поэтому для экспериментов отбирались свободные от механических напряжений образцы, имеющие наиболее “правильную” с точки зрения теории доменную конфигурацию.

Визуализация ДС выполнялась с использованием стандартной магнитооптической методики: домены наблюдались “на просвет” при помощи поляризационного микроскопа; контраст получаемых изображений ДС обуславливался в основном разным знаком фарадеевского вращения в соседних доменах. Поскольку в отобранных образцах вектор  $\mathbf{M}$  лежит в их плоскости, для визуализации ДС образцы ориентировались так, чтобы угол падения составлял  $\approx 15^\circ$  (образец поворачивался вокруг оси, перпендикулярной средне-

му направлению намагниченности), что обеспечивало существование компоненты  $\mathbf{M}$  вдоль направления распространяющегося в кристалле света, определяющей эффект Фарадея.<sup>1</sup>

В экспериментах использовался длиннофокусный объектив; общее увеличение микроскопа составляло  $40\times$ . Получаемые изображения ДС фиксировались цифровой фотокамерой, состыкованной с компьютером.

Кроме визуального наблюдения ДС  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и ее эволюции при изменении температуры исследовались температурные зависимости двух характеристик кристалла, непосредственно связанных с его ДС: полевой зависимости эффекта Фарадея  $\alpha(H)$  ( $\alpha$  – угол фарадеевского вращения) и магнитооптической восприимчивости  $\partial\alpha/\partial H$ . Измерения величин  $\alpha$  и  $\partial\alpha/\partial H$  проводились при той же ориентации образца, при которой выполнялись визуальные наблюдения его ДС, по обычной интенсивностной методике (угол между осями поляризатора и анализатора составлял  $45^\circ$ ) в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой 25 Гц. Экспериментально измерялась величина отношения  $\Delta I/I$ , где  $\Delta I$  и  $I$  – соответственно переменная и постоянная составляющие светового потока, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор. Для измеряемых в эксперименте углов  $\alpha \leq 1^\circ$  с хорошей точностью величина  $\Delta I$  линейно зависит от  $\alpha$  [7], а поскольку при намагничивании образца угол  $\alpha$  пропорционален величине намагниченности, очевидно, что зависимость  $\alpha(H) \propto \Delta I(H)/I$  отражает ход кривой технического намагничивания, а зависимость  $\partial\alpha/\partial H(T) \propto \frac{1}{I} \frac{\partial \Delta I}{\partial H}(T)$  – соответствует температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости. Для намагничивания образца использовалась пара катушек Гельмгольца, ось которых лежала в плоскости образца. При исследованиях зависимости  $\alpha(H)$  амплитуда магнитного поля составляла 40, а зависимости  $\partial\alpha/\partial H(T) = 0,2$  Э (в обоих случаях вектор  $\mathbf{H}$  ориентировался параллельно поверхности образца).

Все исследования проводили в температурном интервале 85–290 К, скорость изменения температуры при нагреве (охлаждении) образца составляла  $\approx 0,3$  К/с.

<sup>1</sup> При такой ориентации плоскость образца отклоняется от фокальной плоскости микроскопа, поэтому угол наклона образца ограничивался глубиной оптической резкости микроскопа.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Согласно теории ОФП, развитой в [3, 4], ориентация легкой оси намагничивания в гранатах  $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  определяется соотношением между величинами первой  $K_1$  и второй  $K_2$  констант кубической магнитной анизотропии, имеющих разную температурную зависимость. При  $K_1 \leq -K_2/3$  (область температур, близких к комнатной) устойчивой является ориентация  $\mathbf{M}$  вдоль осей  $\langle 111 \rangle$  – магнитная фаза  $\Phi_{111}$ , а при  $K_1 \geq 0$  – вдоль осей  $\langle 100 \rangle$  – магнитная фаза  $\Phi_{100}$ . Как видно из приведенных соотношений, имеется область значений констант  $K_1$  и  $K_2$  (в некотором интервале температур), в которой фазы  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$  сосуществуют (знак равенства в этих соотношениях соответствует точкам потери устойчивости фазы с определенной ориентацией  $\mathbf{M}$ ).

При понижении температуры от комнатной константа  $K_1$  меняет знак и при условии

$$9K_1 + K_2 = 0 \quad (1)$$

легкая ось скачком переориентируется от направления  $\langle 111 \rangle$  к направлению  $\langle 100 \rangle$ . В соответствии с расчетами, выполненными в [1, 4] на основе экспериментально полученных зависимостей  $K_1(T)$  и  $K_2(T)$ , для  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  температура, при которой выполняется условие (1),  $T_n \approx 130$  К.

На рис. 1,а приведено изображение ДС одного из отобранных образцов, наблюдаемой при  $T = 290$  К в нулевом магнитном поле. Стрелками показано направление вектора  $\mathbf{M}$  в доменах, которое определялось по реакции ДС на внешнее магнитное поле: при намагничивании образца в плоскости площади доменов, в которых направление вектора  $\mathbf{M}$  составляло с вектором  $\mathbf{H}$  острый угол, росли за счет доменов с менее выгодной ориентацией  $\mathbf{M}$ . При этом при поворотах образца вокруг оси  $Y$  на угол  $\pm 15^\circ$  (как это и должно быть при  $\mathbf{M}$ , лежащем в плоскости образца) темные домены становились светлыми, а светлые – темными при неизменном контрасте между соседними доменами.

На основании рис. 1,а можно заключить, что в образце реализуется доменная конфигурация, полностью соответствующая теоретическим представлениям. Следовательно, в ДГ наблюдаемой ДС имеются участки, в которых вектор  $\mathbf{M}$  параллелен легкой оси фазы  $\Phi_{100}$ . Согласно принятой в [3, 4] модели эти участки ДГ являются “зародышами” фазы  $\Phi_{100}$ , и при переориентации направления легкой оси

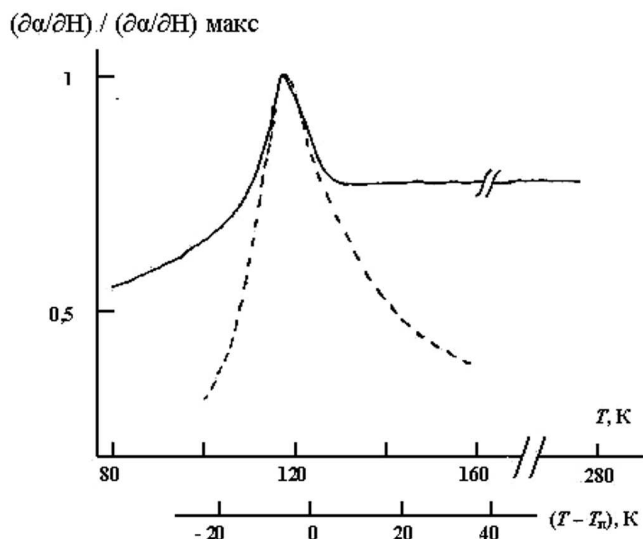


Рис. 2. Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости образца, нормированной на свое максимальное значение. Сплошная линия – эксперимент ( $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ ), пунктирная линия (нижняя температурная шкала) – расчет по формуле (3). Образец ориентирован в фокальной плоскости микроскопа так же, как и при исследованиях доменной структуры

домены новой фазы “вырастают” из ДГ старой фазы, т.е. ДС в области ОФП  $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$  существует в кристалле всегда. Однако возможен и другой сценарий перестройки ДС. Если считать, что ширина ДГ  $\delta \propto (A/K_{\text{эфф}})^{1/2}$ , где  $A$  – обменная константа,  $K_{\text{эфф}}$  – константа эффективной магнитной анизотропии [8], то при условии (1)  $K_{\text{эфф}} \rightarrow 0$ , а  $\delta \rightarrow \infty$ . В этом случае перестройка ДС должна происходить за счет роста ширины ДГ, т.е. в некотором температурном интервале вблизи  $T_{\text{п}}$  домены фазы  $\Phi_{111}$  должны исчезнуть, и только после этого – должны возникать домены фазы  $\Phi_{100}$ .

Как показали прямые визуальные наблюдения, хотя ДС исследованного образца заметно эволюционировала в области низких температур, однако домены существовали во всем интервале  $85 \leq T \leq 290$  К. При охлаждении от  $T = 290$  К ДС практически не изменялась вплоть до  $T \approx 132$  К; ниже этой температуры в некоторой области образца на месте доменов высокотемпературной фазы скачком возникали домены низкотемпературной магнитной фазы с ориентацией вектора  $\mathbf{M}$  вдоль оси  $\langle 100 \rangle$  (рис. 1,б), которые по мере понижения температуры плавно “прорастали” на всю площадь образца. Перестройка ДС образца происходила в температурном интервале  $\Delta T \approx 12$  К (в этом температурном интервале сосуществуют домены ста-

рой и новой фаз), после чего на изображении образца оставались только домены фазы  $\Phi_{100}$  (рис. 1,в).<sup>2</sup> При этом внутри интервала  $\Delta T$  (так же, как и в области  $T > 132$  К) период ДС практически не зависел от  $T$ , и лишь незначительно уменьшался (примерно на 15) при понижении температуры до  $T = 85$  К, что с точки зрения существующей теории ДС “коттоновского” типа выглядит неожиданным. Действительно, согласно [8], период “коттоновской” ДС  $D \propto (A/K_{\text{эфф}})^{1/2}$ , откуда при использовании данных по температурной зависимости константы  $K_{\text{эфф}}$  (см. рис. 2, 3) следует более резкое уменьшение периода ДС в низкотемпературной области по сравнению с результатами выполненных визуальных наблюдений.

При повышении температуры от  $T = 85$  К перестройка ДС образца происходила в обратном порядке: домены высокотемпературной фазы постепенно занимали место доменов низкотемпературной фазы в том же (в пределах ошибки эксперимента  $\sim 1$  К) интервале  $\Delta T$ , однако сами температуры начала и конца перестройки ДС были сдвинуты выше примерно на 5 К относительно значений соответствующих температур, полученных при охлаждении образца. В то же время, согласно теории, развитой в [3, 4], в многодоменном кристалле перестройка ДС в области перехода  $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$  должна протекать обратимым образом.

За исключением температурного гистерезиса, описанное поведение ДС качественно согласуется со следствиями теории ОФП, отмеченными в начале этого раздела статьи, а температурная область и интервал  $\Delta T$ , в которых наблюдается заметное изменение ДС, находятся в удовлетворительном согласии с рассчитанными в [4] температурными интервалами сосуществования фаз  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$ .

На рис. 2 приведена температурная зависимость величины магнитооптической восприимчивости исследуемого образца, нормированной на свое максимальное значение  $(\delta\alpha/\delta H)_{\text{макс}}$ , полученная при ориентации  $\mathbf{H}$  в его плоскости вдоль направления  $\langle 111 \rangle$  (экспериментально измеренное значение  $(\delta\alpha/\delta H)_{\text{макс}} = \delta\alpha/\delta H(T = 125 \text{ К}) = 0,025$  градус/Э). Видно, что при высоких  $T$  отношение  $(\delta\alpha/\delta H)/(\delta\alpha/\delta H)_{\text{макс}}$  практически не зависит от температуры до  $T \approx 132$  К, ниже которой начинает расти, достигая максимума при  $T \approx 125$  К, после чего резко уменьшается, составляя при  $T = 85$  К  $\sim 75$  процентов от значе-

<sup>2</sup> Очевидно, что температуры начала и конца перестройки ДС образца являются температурами потери устойчивости соответствующих магнитных фаз.

ния  $(\delta\alpha/\delta H)/(\delta\alpha/\delta H)_{\text{макс}}$  при комнатной температуре. Отметим, что аномалия зависимости  $\delta\alpha/\delta H(T)$  вблизи  $T = 125$  К более выражена по сравнению с аналогичной особенностью высокочастотной магнитной восприимчивости граната  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , наблюдаемой на объемном образце в [3], а спад кривой  $\delta\alpha/\delta H(T)$  при  $T < 125$  К – менее резкий.

На рис. 3 показана температурная зависимость коэрцитивной силы этого же образца, нормированной на свое минимальное значение  $H_{\text{к(мин)}} = H_{\text{к}}(T = 125 \text{ К}) = 4,2$  Э. Там же приведены полевые зависимости эффекта Фарадея, измеренные при  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  в температурной области  $T \leq 160$  К (выше  $T = 160$  К вид кривой  $\alpha(H)$  в пределах экспериментальной ошибки не зависит от  $T$ ). Из приведенных на рис. 3 графиков, в частности, следует, что при  $T = 125$  К наклон кривой  $\alpha(H)$  относительно горизонтальной оси и коэрцитивная сила  $H_{\text{к}}$  минимальны.<sup>3</sup>

Примечательно, что выполненные исследования показали отсутствие (в отличие от результатов визуальных наблюдений перестройки ДС) температурного гистерезиса зависимостей  $\delta\alpha/\delta H(T)$  и  $H_{\text{к}}(T)$ , а температуры максимума на зависимости  $\delta\alpha/\delta H(T)$  и минимума на зависимости  $H_{\text{к}}(T)$  одинаковы. Для объяснения отмеченного несоответствия между поведением ДС и величин  $H_{\text{к}}$  и  $\delta\alpha/\delta H$  необходимо учесть, что при спонтанной переориентации легкой оси происходят существенные смещения ДГ, которые в реальном кристалле сопровождаются эффектом пиннинга на дислокациях и других объемных дефектах кристаллической решетки. Естественно, что для преодоления пиннинга ДГ и разрушения связанных с ним метастабильных доменных конфигураций необходима некоторая энергия. Вблизи ОФП при  $H = 0$  – это дополнительная по сравнению с идеальным кристаллом энергия магнитокристаллической анизотропии, поэтому эволюция ДС исследованного образца происходит с температурным гистерезисом. Можно предположить, что переменное магнитное поле достаточной напряженности срывает ДГ с центров пиннинга, разрушая тем самым метастабильные доменные конфигурации, что приводит к отсутствию температурного гистерезиса зависимостей  $\delta\alpha/\delta H(T)$  и  $H_{\text{к}}(T)$ . Как показали визуальные наблюдения, проведенные на этом же образце в переменном магнитном поле с амплитудой  $0,2$  Э ( $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ ), гистерезис темпе-

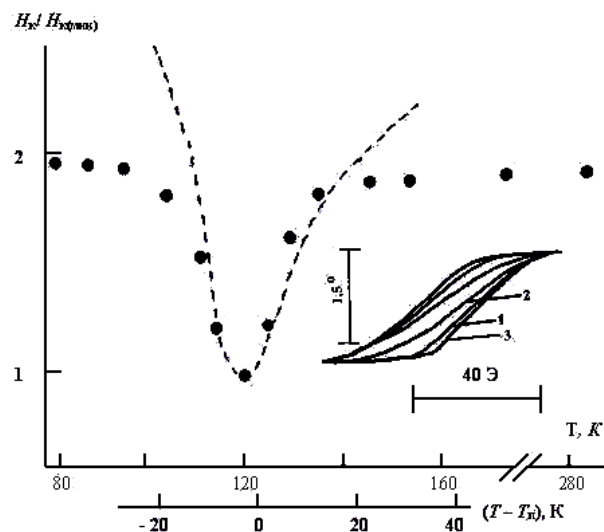


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы образца, нормированной на свое минимальное значение. Точки – эксперимент, пунктирная линия (нижняя температурная шкала) – расчет по формуле (2). На вставке: осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея, наблюдаемые при разной температуре: 1 – 160, 2 – 125, 3 – 85 К. Ориентация образца и направление магнитного поля те же, при которых была исследована зависимость  $\delta\alpha/\delta H(T)$

ратур начала и конца перестройки его ДС действительно уменьшался до уровня ошибки в определении  $T$ , связанной с инерционностью процесса нагрева-охлаждения образца. Вероятно, с пиннингом ДГ также связано и отмеченное выше менее значительное по сравнению с ожидаемым уменьшение периода ДС исследованного образца при понижении температуры.

Известно, что в общем случае вид кривой технического намагничивания многодоменного кристалла определяется двумя процессами – смещением ДГ и вращением  $\mathbf{M}$ . В области спиновой переориентации, где ДС становится неустойчивой, а магнитная анизотропия уменьшается, внешнее поле  $H$  должно вызывать наиболее интенсивное смещение ДГ и наиболее быстрый разворот вектора  $\mathbf{M}$  в сторону  $\mathbf{H}$ . Очевидно, что магнитные свойства кристалла вблизи  $T_{\text{п}}$  будут зависеть от того, какой из этих процессов является доминирующим. Это важно знать как с точки зрения перспективы технического использования материала, так и для выбора адекватной теоретической модели ОФП.

Поскольку в настоящее время не существует законченной теории смещения ДГ под действием  $H$ , количественные оценки влияния этого процесса на магни-

<sup>3</sup> Некоторая асимметрия формы наблюдаемых петель гистерезиса, вероятно, связана с четным по отношению к направлению вектора  $\mathbf{M}$  вкладом в интенсивность падающего на анализатор света, обусловленным магнитным линейным двулучепреломлением кристалла.

тные характеристики кристалла затруднены (в частности, из-за того, что для этого необходимы сведения о таких трудноконтролируемых параметрах, как сила пининга ДГ, объемная плотность центров пининга и т.п.). Однако, как видно из рис. 3, в температурной области ОФП петля гистерезиса сужается (уменьшается коэрцитивная сила  $H_k$ ), а зависимость  $\alpha(H)$  вдали от насыщения приближается к линейной. Такая безгистерезисная кривая намагничивания характерна для процесса вращения  $\mathbf{M}$  [6]. Поэтому можно заключить, что вблизи точки спиновой переориентации магнитные свойства исследованного образца определяются, в основном, поворотом вектора  $\mathbf{M}$  к направлению намагничивания. В этом случае (см., например, [6]) коэрцитивная сила

$$H_k \propto \frac{K_{\text{эфф}}}{M}, \quad (2)$$

а магнитооптическая восприимчивость

$$\frac{\delta\alpha}{\delta H} \propto \frac{M^2}{K_{\text{эфф}}}, \quad (3)$$

где  $K_{\text{эфф}} = |K_2|/3 - K_1$  для  $T > T_{\text{п}}$  и  $K_{\text{эфф}} = K_1$  для  $T < T_{\text{п}}$  [3].

Зависимости  $\delta\alpha/\delta H(T)/\delta\alpha/(\delta H)_{\text{макс}}$  и  $H_k(T)/H_{k(\text{мин})}$ , рассчитанные по формулам (3) и (2) с использованием температурных зависимостей констант  $K_1$  и  $K_2$ , приведенных в [1, 4],<sup>4</sup> показаны на рис. 2, 3. Из сравнения рассчитанных и экспериментально полученных кривых видно, что формулы (2) и (3) удовлетворительно описывают температурные зависимости коэрцитивной силы и магнитооптической восприимчивости исследованного образца в температурной области перестройки его ДС.

Из соотношений (2), (3) следует, что в точке ОФП, где  $K_{\text{эфф}}$  минимальна, величина  $\delta\alpha/\delta H$  должна пройти через максимум, а величина  $K_k$  – через минимум, что наблюдается экспериментально при  $T = 125$  К (см. рис. 2, 3). Это означает, что  $T = 125$  К – температура фазового перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  в исследованном образце, которая оказывается на  $\sim 5$  К ниже рассчитанной по формуле (1), и на  $\sim 10$  К ниже значений  $T_{\text{п}}$ , определенных в [3, 4] из результатов экспериментальных исследований высокочастотной магнитной восприимчивости и ядерного магнитного резонанса объемного кристалла граната  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

<sup>4</sup> При этом считалось, что в приведенном на графиках интервале температур  $M = \text{const}$ .

Очевидно, что в реальных кристаллах  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  достаточно больших размеров всегда имеются те или иные механические напряжения (связанные, например, с неоднородностью их химического состава, характерной для многокомпонентных РЗФГ [5]). Поэтому можно утверждать, что поведение магнитных свойств объемных кристаллов (на которых проводились исследования в [1, 3, 4]) в области ОФП определяется не только зависимостями  $K_1(T)$  и  $K_2(T)$ , но и температурной зависимостью константы анизотропии, обусловленной механическими напряжениями кристаллической решетки.<sup>5</sup> Вероятно это и является причиной отличия полученного нами значения температуры перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  в  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  от определенного в [3, 4].

#### 4. Заключение

Проведенные исследования показали, что существующая теория ОФП адекватно описывает перестройку ДС, возникающую в ориентированной в кристаллографической плоскости (110) плоскопараллельной пластинке граната  $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при фазовом переходе  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$ . Температурный интервал, в котором происходит заметное изменение ДС, находится в удовлетворительном согласии с температурной областью сосуществования фаз  $\Phi_{111}$  и  $\Phi_{100}$ , рассчитанной в [4] на основе фазовой диаграммы, описывающей магнитное состояние этого граната. Эволюция ДС в процессе спонтанной спиновой переориентации происходит с температурным гистерезисом, связанным с пинингом ДГ на дефектах кристаллической решетки, не учитываемым в теории ОФП, развитой в [3, 4]. Наблюдаемое “размытие” перехода  $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$  вызвано сосуществованием в некотором интервале температур доменов низкотемпературной и высокотемпературной магнитных фаз. Исследованные зависимости  $H_k(T)$  и  $\delta\alpha/\delta H(T)$  обнаруживают аномалии в температурной области спонтанной переориентации оси легкого намагничивания, характер которых качественно согласуется с предсказаниями существующей теории ОФП в РЗФГ.

Работа частично поддержана грантом ФА-Ф2-Ф104+Ф105 АН РУз.

<sup>5</sup> Как указывалось в предыдущем разделе, нерегулярная ДС, наблюдаемая у части образцов, указывает на наличие в них механических напряжений, что подтверждает данное заключение.

1. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (Наука, Москва, 1979).
2. А.К. Звездин, А.П. Пятаков, УФН **179**, 897 (2009).
3. К.П. Белов, А.К. Звездин, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, Б.В. Миль, А.А. Мухин, А.П. Перов, ЖЭТФ **68**, 1189 (1975).
4. В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, В.А. Клочан, Н.М. Ковтун, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, ЖЭТФ **70**, 1363 (1976).
5. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).
6. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма* (Мир, Москва, 1987).
7. М.М. Червинский, С.Ф. Глаголев, В.Б. Архангельский, *Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок* (Энергоатомиздат, Ленинград, 1990).
8. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Р.Дж. Эллиот, Э.М. Эпштейн, ФТТ **44**, 1064 (2002).

Получено 22.04.11

ДОСЛІДЖЕННЯ СПОНТАННОГО ОРІЄНТАЦІЙНОГО  
 ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ У ТЕРБІЙ-ІТРИЄВОМУ  
 ФЕРИТИ-ГРАНАТІ МАГНІТООПТИЧНИМ  
 МЕТОДОМ

*Д.Р. Джурасев, Л.Н. Ниязов, К.С. Саїдов, Б.Ю. Соколов*

Резюме

Магнітооптичним методом досліджено перебудову доменної структури і процес технічного намагнічування монокристала  $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$  у температурній області спонтанного орієнтаційного фазового переходу (ОФП). Встановлено, що ОФП

розтягнуто у деякому температурному інтервалі, в якому спостерігається співіснування доменів низькотемпературної та високотемпературної магнітних фаз. Виявлено аномалії температурних залежностей коерцитивної сили і магнітооптичної сприйнятливості кристала, зв'язані з перебудовою його доменної структури при спіновій переорієнтації. Інтерпретація отриманих експериментальних результатів виконана в рамках теорії ОФП у кубічному кристалі. Показано, що існуюча теорія адекватно описує еволюцію доменної структури гранату при спонтанній переорієнтації осі легкого намагнічування.

INVESTIGATION OF THE SPONTANEOUS SPIN-FLIP  
 PHASE TRANSITION IN TERBIUM-YTTRIUM  
 IRON-GARNET BY THE MAGNETOOPTIC  
 METHOD

*D.R. Djuraev, L.N. Niyazov, K.S. Saidov, B.Yu. Sokolov*

Bukhara State University

(Bukhara 205018, Uzbekistan; e-mail: djuraev2002@mail.ru)

S u m m a r y

The domain structure transformation and the technical magnetization of a  $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$  single crystal have been studied by the magneto-optic method in the temperature region of a spontaneous spin-flip phase transition (SFPT). It has been found that the SFPT occurs in a finite temperature interval, where the low- and high-temperature magnetic phase domains coexist. We have observed the anomalies of the temperature dependences of the coercive force and the magneto-optic susceptibility of the crystal related to a transformation of its domain structure under the spin-flip. The experimental results obtained are interpreted within the framework of the SFPT theory for a cubic crystal. It has been demonstrated that the existing theory describes consistently the evolution of the  $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$  garnet domain structure under the spontaneous reorientation of the easy magnetization axis.