

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 ~ 80 мкм и поперечные размеры $\sim 2 \times 2$ мм².

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-

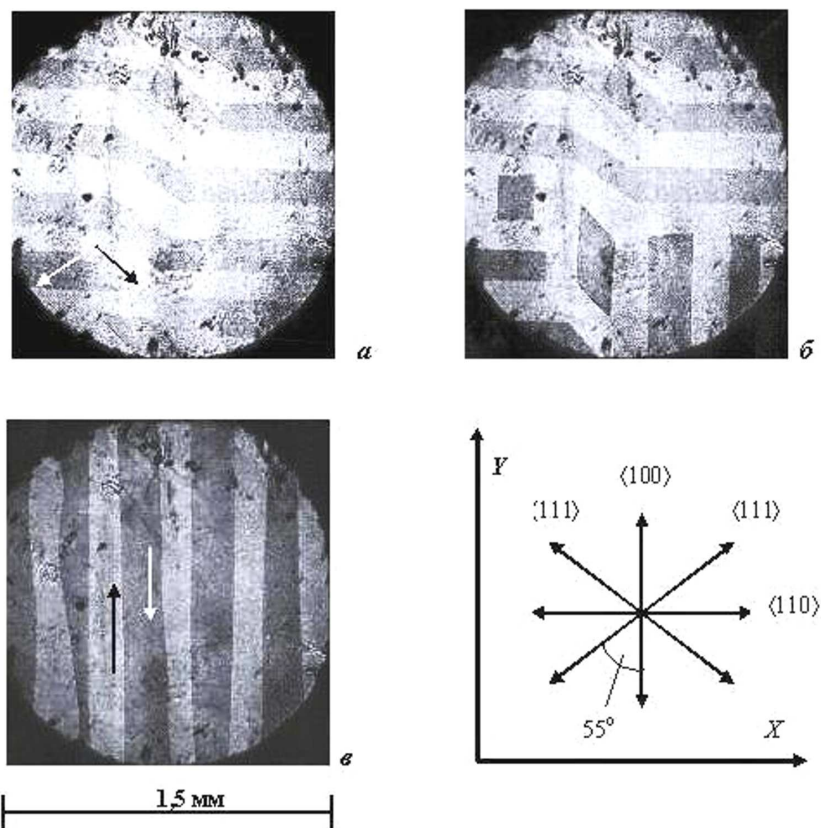


Рис. 1. Изображения доменной структуры исследованного образца граната $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$, полученные в нулевом магнитном поле при разной температуре: *a* – 290, *б* – 129, *в* – 120 К. Образец повернут вокруг осей *X* и *Y* относительно фокальной плоскости микроскопа на углы $\approx 15^\circ$. 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° -ми и 70° -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.¹

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 $\alpha(H)$ (α – угол фарадеевского вращения) и магнитооптической восприимчивости $\partial\alpha/\partial H$. Измерения величин α 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°) в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой 25 Гц. Экспериментально измерялась величина отношения $\Delta I/I$, где ΔI 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 ΔI линейно зависит от α [7], а поскольку при намагничивании образца угол α 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.

¹ 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 Φ_{111} , а при $K_1 \geq 0$ – вдоль осей $\langle 100 \rangle$ – магнитная фаза Φ_{100} . Как видно из приведенных соотношений, имеется область значений констант K_1 и K_2 (в некотором интервале температур), в которой фазы Φ_{111} и Φ_{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 Φ_{100} . Согласно принятой в [3, 4] модели эти участки ДГ являются “зародышами” фазы Φ_{100} , и при переориентации направления легкой оси

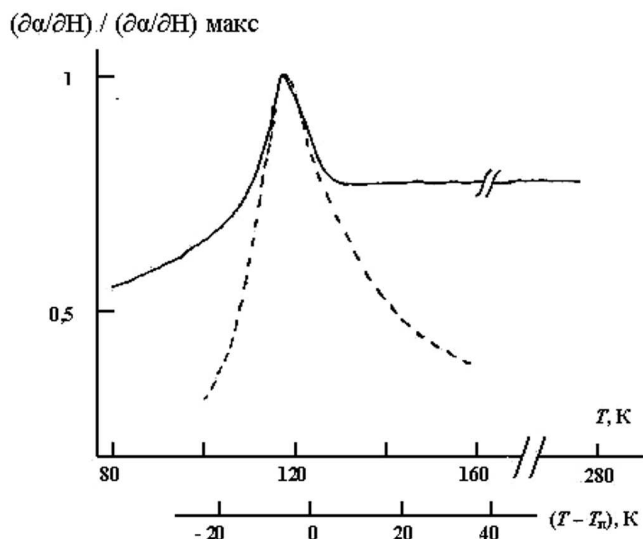


Рис. 2. Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости образца, нормированной на свое максимальное значение. Сплошная линия – эксперимент ($\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$), пунктирная линия (нижняя температурная шкала) – расчет по формуле (3). Образец ориентирован в фокальной 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 Φ_{111} должны исчезнуть, и только после этого – должны возникать домены фазы Φ_{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 Φ_{100} (рис. 1,в).² При этом внутри интервала ΔT (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 ~ 1 К) интервале ΔT , 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 ΔT , в которых наблюдается заметное изменение ДС, находятся в удовлетворительном согласии с рассчитанными в [4] температурными интервалами сосуществования фаз Φ_{111} и Φ_{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 ~ 75 процентов от значе-

² 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.³

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-

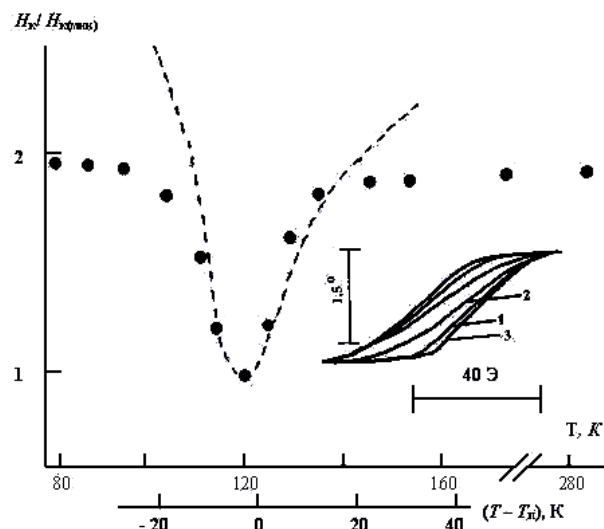


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы образца, нормированной на свое минимальное значение. Точки – эксперимент, пунктирная линия (нижняя температурная шкала) – расчет по формуле (2). На вставке: осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея, наблюдаемые при разной температуре: 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-

³ 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],⁴ 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 ~ 5 К ниже рассчитанной по формуле (1), и на ~ 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 $\text{Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

⁴ 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.⁵ 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 Φ_{111} и Φ_{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.

⁵ 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 ОРІЕНТАЦІЙНОГО
 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.