

05,11

Особенности спонтанной переориентации магнитного момента в тонкой монокристаллической пластинке феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$

© Л.Н. Ниязов, Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
Ташкент, Узбекистан

E-mail: bsoptic@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 7 февраля 2012 г.)

Выполнены экспериментальные исследования эффекта Фарадея, рассеяния света и изменения доменной структуры монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$, вырезанной параллельно кристаллографической плоскости (110), в температурной области спонтанного магнитного ориентационного фазового перехода. Установлено, что процесс перестройки доменной структуры исследованного образца при ориентационном фазовом переходе сопровождается заметным температурным гистерезисом. На основе результатов визуального наблюдения доменной структуры, а также температурных зависимостей эффекта Фарадея и рассеяния света предложена модель спонтанной переориентации вектора магнитного момента кристалла, в которой предпочтение отдается спин-волновому механизму зародышеобразования доменов равновесных магнитных фаз.

1. Введение

Относительно недавно в [1,2] было показано, что положением доменных границ (ДГ) в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) можно управлять с помощью неоднородного электрического поля. Результаты, полученные в [1,2], открывают перспективу разработки на основе РЗФГ материалов для элементной базы приборов магнитной микроэлектроники нового поколения. В связи с этим представляют интерес исследования влияния электрического поля на доменную структуру (ДС) РЗФГ в области магнитных ориентационных фазовых переходов (ОФП), где ДС теряет устойчивость, а подвижность ДГ и многие определяющиеся ДС актуальные для практических приложений свойства РЗФГ (магнитная восприимчивость, коэрцитивная сила и т.п.) резко меняются [3]. Однако, несмотря на то что теория перестройки ДС кубического ферримагнетика при ОФП существует уже более 30 лет [3], до сих пор экспериментально этот вопрос остается малоизученным.

В [4] были представлены результаты визуальных исследований ДС тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$, вырезанной параллельно кристаллографической плоскости (110), в температурной области спонтанного ОФП. Из них следует, что наблюдаемое поведение ДС исследованного кристалла при изменении температуры не вполне соответствует существующей теории. В частности, при переориентации легкой оси намагничивания от кристаллографического направления $\langle 111 \rangle$ к направлению $\langle 100 \rangle$ и обратно эволюция ДС пластинки $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ происходит с заметным температурным гистерезисом, тогда как, согласно теории, изложенной в [3], в многодоменном кристалле процесс перестройки ДС должен протекать обра-

тимо. Обнаруженное несоответствие между существующей теорией и данными прямых визуальных наблюдений стимулировало проведение дополнительных исследований динамики переориентации направления спонтанного магнитного момента \mathbf{M} в кристалле $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ и связанных с этим ОФП изменений его ДС. Результаты таких исследований представлены в настоящей работе.

2. Методика эксперимента и образцы

Согласно приведенной в [3] фазовой $x-T$ -диаграмме, описывающей магнитное состояние системы $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, вблизи комнатной температуры осями легкого намагничивания этих РЗФГ являются кристаллографические направления типа $\langle 111 \rangle$ (магнитная фаза Φ_{111}); при понижении температуры легкие оси переориентируются к кристаллографическим направлениям типа $\langle 100 \rangle$ (магнитная фаза Φ_{100}). ОФП $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$ приводит к изменению направления вектора \mathbf{M} в кристалле и, как следствие, к перестройке его доменной конфигурации.

Исходя из этого для исследований был выбран один из образцов феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$, на которых проводились эксперименты в [4], с наиболее „правильной“ с точки зрения теории ДС. Образец представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной $\sim 80 \mu m$ с поперечными размерами $\sim 2 mm$, развитые поверхности которой были параллельны кристаллографической плоскости (110). Вблизи комнатной температуры ДС образца формируют домены „коттоновского“ типа со 110° и 70° ДГ, в которых векторы \mathbf{M} лежат в плоскости образца (в плоскости (110)) и ориентированы вдоль направлений $\langle 111 \rangle$; после переориентации легкой оси в области низких температур в образце реализуется

180° ДС с ориентацией \mathbf{M} в доменах в плоскости образца вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (подробнее см. [4]).

Экспериментально исследовалось поведение ДС образца, а также изменение рассеяния света и величины спонтанного эффекта Фарадея (ЭФ) в зависимости от температуры. Все исследования проводились в температурной области 85–290 К; скорость изменения температуры при охлаждении (нагреве) образца составляла ~ 0.3 К/с. Основное внимание уделялось температурному интервалу $115 \leq T \leq 105$ К (включающему температуру ОФП $T_c \approx 110$ К), где, как было установлено в [4], происходит наиболее существенное изменение ДС кристалла.

Примечательная особенность ОФП $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$ заключается в том, что, хотя спонтанная переориентация направлений легких осей в кристалле происходит как фазовый переход первого рода, существует некоторая область температур вблизи T_c , где фазы Φ_{111} и Φ_{100} теряют устойчивость [3]. Существенно, что установленный в [4] интервал температур, в котором наблюдается заметное изменение ДС исследуемого образца, находится в удовлетворительном согласии с температурной областью сосуществования фаз Φ_{111} и Φ_{100} , следующей из магнитной фазовой диаграммы феррита-граната $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Визуальные наблюдения ДС проводились с помощью поляризационного микроскопа по магнитооптической методике, описанной в [4]: домены наблюдались „на просвет“, контраст изображения ДС возникал в результате разного знака ЭФ в соседних доменах. Поскольку вектор \mathbf{M} в доменах исследуемого образца лежит в его плоскости, для наблюдения ДС (а так же при исследовании ЭФ) образец ориентировался так, чтобы угол падения света на его плоскость составлял $\sim 15^\circ$ (ось, вокруг которой поворачивался образец, выбиралась с учетом ориентации \mathbf{M} в реализующейся ДС); такая геометрия эксперимента обеспечивала существование проекции вектора \mathbf{M} на направление распространяющегося света, определяющей ЭФ (подробнее см. [4]).

Исследования температурных зависимостей ЭФ и рассеяния света были выполнены в спектральной области максимальной оптической прозрачности кристалла с использованием излучения He–Ne лазера ЛГ-126 с длиной волны $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$. В этих экспериментах зондирующий свет фокусировался на поверхности образца в пятно с диаметром $\sim 50 \mu\text{m}$, меньшим поперечных размеров доменов. Прошедшее сквозь образец лазерное излучение падало на фотоприемник (ФЭУ-62), расположенный за образцом на расстоянии 0.6 м, перед фотокатодом которого устанавливалась диафрагма с диаметром отверстия 1 мм, ограничивающая достигающий фотоприемника свет пучком квазипараксиальных лучей. Поскольку для света с $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ образец практически прозрачен, интенсивность рассеяния определялась по уменьшению попадающего на фотоприемник светового потока. Для измерения угла фарадеевского вращения φ использовалась оптическая схема с непрерывно вращающимся анализатором [5].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Основные этапы эволюции ДС исследованного образца в температурной области ОФП $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$ иллюстрирует рис. 1 (там же показана ориентация главных кристаллографических направлений в плоскости образца и осей лабораторной системы координат).

При охлаждении образца от комнатной температуры до $T \approx 116$ К его ДС практически не изменялась (рис. 1, *a*). Так же как и в [4], заметная перестройка ДС наблюдалась в интервале $115 < T < 105$ К (рис. 1 *b, c*). При понижении T от 115 до 105 К сначала контрастность изображений соседних доменов уменьшалась вплоть до того, что в некоторой области образца изображение доменов пропадало, а на месте старых доменов возникали новые домены с ДГ, параллельными направлению $\langle 100 \rangle$ (визуально изображение новых доменов появляется как „из тумана“). По мере понижения температуры количество новых доменов увеличивалось, причем ширина новых доменов практически не менялась, а их длина росла, в результате чего при ≈ 105 К новые домены „прорастали“ на всю наблюдаемую площадь образца. Ниже $T = 105$ К четкость изображения ДС восстанавливалась (рис. 1, *d*), а ее вид оставался без заметных изменений вплоть до минимально достижимой в эксперименте температуры $T = 85$ К.

При повышении температуры от $T = 85$ К эволюция ДС образца происходила в обратном порядке: домены фазы Φ_{111} постепенно занимали место доменов фазы Φ_{100} в том же температурном интервале ($\Delta T \approx 10$ К), однако сами температуры начала и конца перестройки ДС были сдвинуты выше примерно на 5 К относительно значений, полученных при охлаждении образца.

Как показал эксперимент, поворот образца на 180° вокруг нормали к его плоскости не приводил к существенному изменению описанной картины эволюции ДС, а положение участков на поверхности образца, в которых перестройка ДС начиналась в первую очередь, не менялось. Это означает, что наблюдаемая неоднородность переориентации \mathbf{M} , сосуществование доменов обеих магнитных фаз, а также температурный гистерезис перестройки ДС не связаны с градиентом температуры по площади образца.

Динамику переориентации вектора \mathbf{M} при переориентации оси легкого намагничивания иллюстрирует рис. 2, на котором представлены температурные зависимости „локального“ спонтанного ЭФ в образце, полученные при фокусировке лазерного излучения на его поверхности в центре существующих доменов (положение сфокусированного лазерного луча на поверхности образца отмечено темным кружком на рис. 1 *e*). Из рис. 2 следует, что в процессе нагрева-охлаждения образца в температурной области ОФП $\Phi_{111} \leftrightarrow \Phi_{100}$ угол фарадеевского вращения φ изменяется скачкообразно; в частности, в процессе охлаждения образца при $T \approx 112$ К угол φ скачком обращается в нуль. С учетом геомет-

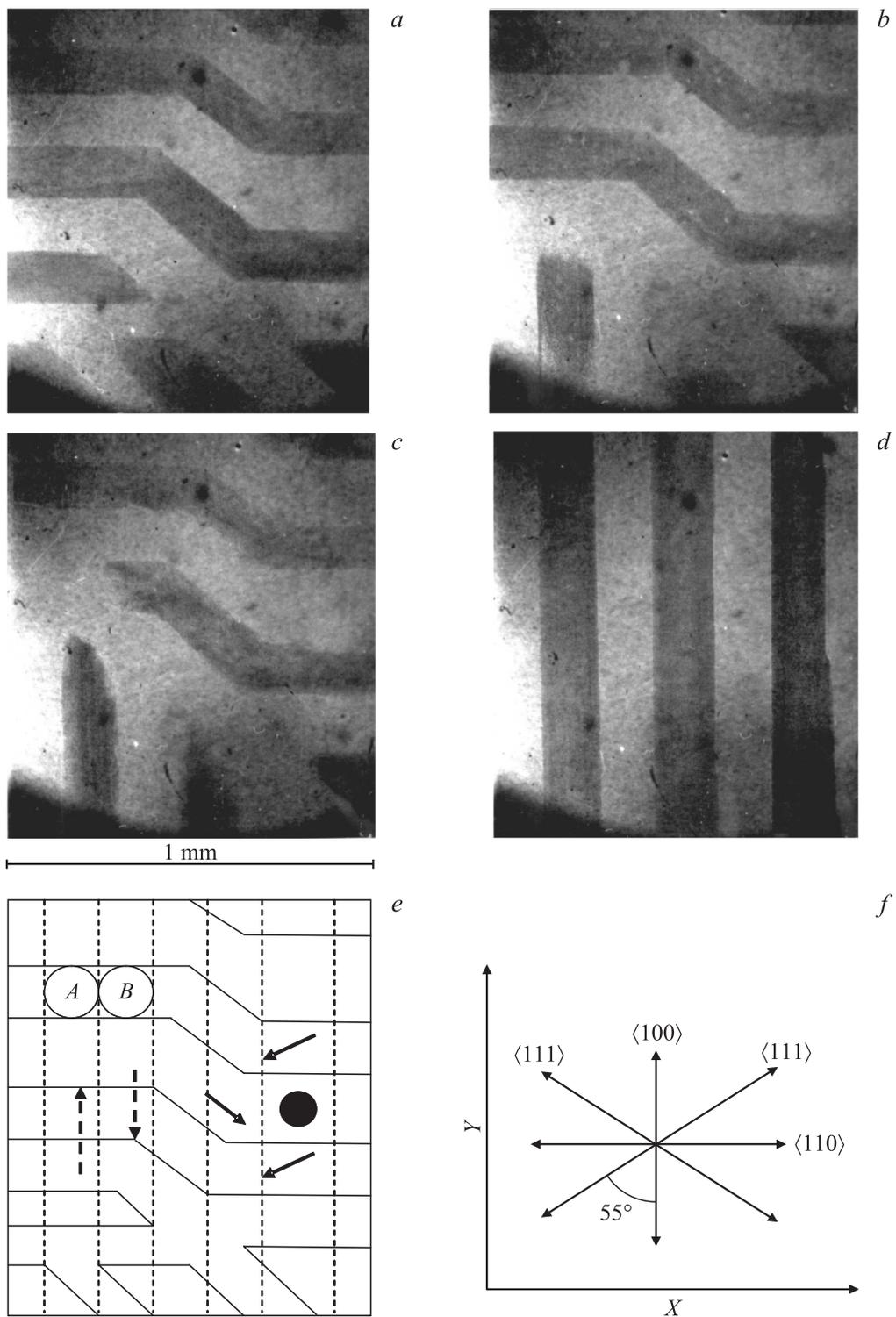


Рис. 1. Изображения доменной структуры образца, полученные при температуре: 116 (a), 114 (b), 112 (c) и 104 К (d) (образец одновременно повернут вокруг осей X и Y лабораторной системы координат на угол $\sim 15^\circ$). e — схематическое изображение реализующихся равновесных доменных конфигураций образца: сплошными линиями и стрелками показаны соответственно доменные границы и направления спонтанного магнитного момента в доменах фазы Φ_{111} , штриховыми пунктирными линиями и стрелками — то же для фазы Φ_{100} ; темный кружок — положение сфокусированного лазерного луча на поверхности образца при исследованиях эффекта Фарадея и рассеяния света; A и B — участки образца, на которых при переориентации легкой оси векторы локального спонтанного магнитного момента разворачиваются в противоположные стороны. f — ориентация главных кристаллографических направлений в плоскости образца и осей лабораторной системы координат (плоскость XY — фокальная плоскость микроскопа).

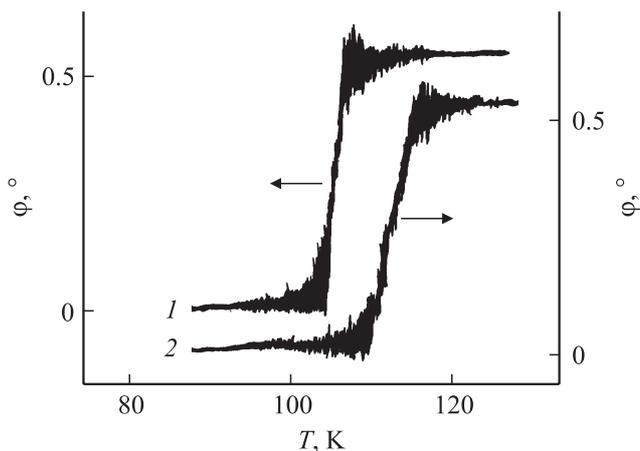


Рис. 2. Температурные зависимости спонтанного эффекта Фарадея в исследованном образце, полученные в процессе его охлаждения (1) и нагрева (2). Образец повернут вокруг оси Y на угол $\sim 15^\circ$ относительно плоскости XU лабораторной системы координат (положение сфокусированного лазерного луча на поверхности образца отмечено темный кружком на рис. 1, e).

рии эксперимента (образец повернут вокруг оси Y на угол $\sim 15^\circ$) последнее означает, что в данной точке образца ниже 112 К вектор \mathbf{M} не выходит из плоскости (110) и ориентирован вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Следовательно, температура скачка угла ϕ определяет температуру ОФП в области образца, через которую распространялся свет: низкотемпературный скачок — T_c перехода $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$, высокотемпературный скачок — T_c перехода $\Phi_{100} \rightarrow \Phi_{111}$, причем (с учетом температурного гистерезиса ЭФ и вида зависимости $\phi(T)$) данные переходы являются переходами первого рода. Как видно из рис. 2, вблизи T_c резко увеличивается амплитуда шумов на кривых $\phi(T)$. Вероятно, этим объясняется наблюдаемое ухудшение четкости изображения доменов в температурной области перестройки ДС образца (рис. 1, b, c).

Таким образом, основываясь на результатах выполненных исследований, а также результатах, полученных ранее в [4], можно заключить, что наблюдаемая картина изменения ДС тонкой пластинки $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ при переориентации оси легкого намагничивания в целом согласуется с существующей термодинамической теорией ОФП в РЗФГ. Вместе с тем, как уже указывалось, используемая в [3] модель перестройки ДС кубического кристалла не объясняет отмеченного выше температурного гистерезиса, сопровождающего процесс эволюции ДС исследованного образца вблизи T_c .

В модели, рассмотренной в [3], считается, что в ДГ реализующихся доменных конфигураций кристалла всегда имеются участки, в которых вектор \mathbf{M} параллелен легким осям различных равновесных магнитных фаз. Эти участки ДГ являются зародышами новой (по отношению к устойчивой при данной T) магнитной

фазы, поэтому при переориентации направления легкой оси домены новой фазы „вырастают“ из ДГ старой фазы; следовательно, изменения ДС кристалла при ОФП в процессе нагрева-охлаждения должны протекать без гистерезиса.

Если исходить из этой модели, необходимо предположить, что границы между доменами исследуемого образца неелевского типа (\mathbf{M} в ДГ вращается в плоскости образца). Однако известно, что в тонких монокристаллических пластинках феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$, вырезанных (как и в нашем случае) параллельно кристаллографической плоскости (110), реализуются ДГ блоховского типа (\mathbf{M} в ДГ вращается в плоскости, перпендикулярной плоскости пластинки) [6,7], т.е. в этом случае в ДГ нет участков, в которых вектор \mathbf{M} параллелен направлениям $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, лежащим в плоскости образца. Кроме того, как видно из рис. 1, перестройка ДС образца происходит без каких-либо искривлений ДГ или значительного изменения периода существующей ДС (что должно наблюдаться в случае роста доменов новой магнитной фазы из участков ДГ старой фазы), при этом зародыши новых доменов сразу возникают в виде однородно намагниченных областей с поперечными размерами, сравнимыми с шириной доменов равновесной доменной конфигурации. Следовательно, используемая в [3] модель перестройки ДС РЗФГ при ОФП не соответствует ситуации, реализующейся в тонкой пластинке $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$, и для объяснения наблюдаемого поведения ДС исследованного образца в окрестности T_c необходимо искать иные механизмы зародышеобразования новой магнитной фазы.¹

Экспериментально было обнаружено, что перестройка ДС образца сопровождается заметным рассеянием света. На рис. 3 показаны температурные зависимости интенсивности I прошедшего через образец параксиального пучка света с $\lambda = 1.15 \mu m$ (положение сфокусированного лазерного луча на поверхности образца то же, при котором проводились исследования ЭФ), из которых видно, что на фоне незначительного монотонного роста прозрачности образца при понижении температуры² в температурной области сосуществования фаз Φ_{111} и Φ_{100} на кривых $I(T)$ наблюдаются провалы (в максимуме провала величина I уменьшается примерно на 10%). Очевидно, что появление провалов на зависимости $I(T)$ вызвано уменьшением падающего на фотоприемник света за счет его рассеяния на возникающих при ОФП нестационарных во времени (случайных) пространственно неоднородных флуктуациях показателя

¹ Уточним, что изложенная в [3] теория ОФП в полной мере относится к объемным однородным монокристаллам РЗФГ, т.е. к кристаллам, имеющим трехмерную ДС (очевидно, что в ДГ трехмерной ДС кубического кристалла всегда существуют такие участки, где направление вектора \mathbf{M} близко к направлению одной из возможных легких осей). Именно на таких образцах были проведены многочисленные экспериментальные исследования, подтверждающие основные выводы этой теории.

² При понижении температуры от 295 до 85 К прозрачность образца для света с $\lambda = 1.15 \mu m$ увеличивалась примерно на 10%.

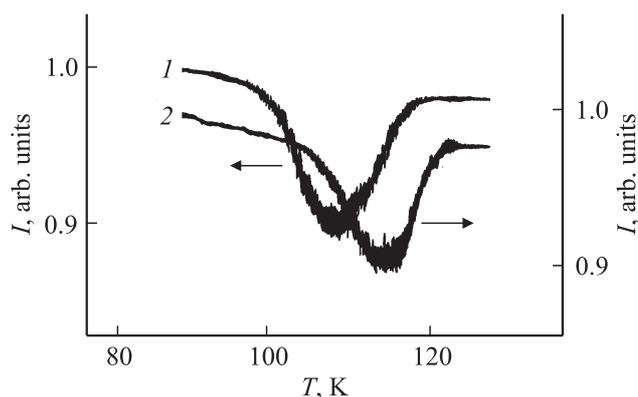


Рис. 3. Температурные зависимости интенсивности прошедшего образец света, полученные в процессе его охлаждения (1) и нагрева (2). Ориентация образца и положение сфокусированного лазерного луча на его поверхности те же, что на рис. 2.

преломления образца [8]. С этими же флуктуациями показателя преломления можно связать увеличение шумов фарадеевского вращения вблизи T_c (рис. 2).

Как видно из рис. 1, *e*, в температурной области ОФП при развороте к новой оси легкого намагничивания вектор \mathbf{M} „выбирает“ одно из двух (при переходе $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$) либо одно из четырех (при переходе $\Phi_{100} \rightarrow \Phi_{111}$) возможных направлений. При этом по своему характеру разворот \mathbf{M} к новой легкой оси неоднороден по длине домена: так, например, при переходе $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$ в области *A* вектор \mathbf{M} разворачивается по направлению часовой стрелки, а в области *B* — против него (рис. 1, *e*), т. е. вблизи T_c развиваются неоднородные флуктуации направления вектора \mathbf{M} в образце. Причем, поскольку при $T \rightarrow T_c$ ориентирующее действие магнитоанізотропного взаимодействия уменьшается (эффективная константа магнитокристаллической анизотропии $K_{\text{eff}} \rightarrow 0$ [3]), вблизи T_c амплитуда флуктуаций направления \mathbf{M} должна достигать максимального значения.³ Известно, что оптическая индикатриса кубического кристалла зависит от ориентации \mathbf{M} относительно кристаллографических осей [10]. Если считать, что случайные изменения локального показателя преломления в объеме образца связаны с неоднородными флуктуациями азимута вектора \mathbf{M} ,⁴ то следует ожидать корреляции температуры максимума рассеяния распространяющегося сквозь образец света с T_c . Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что температуры пиков провалов на зависимостях $I(T)$ действительно совпадают (в пределах ошибки эксперимента ~ 1 К) с температурами ОФП $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$ и $\Phi_{100} \rightarrow \Phi_{111}$, определенными по кривым $\varphi(T)$. Исходя

³ Рост амплитуды коротковолновых (неоднородных) флуктуаций направления \mathbf{M} в температурной области потери устойчивости магнитных фаз при $T \rightarrow T_c$, в частности, следует из спин-волновой теории ОФП в слабом ферромагнетике, развитой в [9].

⁴ По имеющимся данным [10] при $T < 150$ К спонтанная намагниченность $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ практически не зависит от температуры, поэтому влиянием на показатель преломления исследованного кристалла изменения величины \mathbf{M} в температурной области ОФП можно пренебречь.

из изложенного выше, при интерпретации результатов визуальных наблюдений перестройки ДС образца будем предполагать, что именно пространственно неоднородные флуктуации ориентации \mathbf{M} в кристалле вблизи T_c определяют ее поведение при ОФП.

Учтем, что в реальном кристалле $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ всегда существует некоторый разброс концентраций ионов Tb по объему, что, согласно магнитной фазовой $x-T$ -диаграмме системы $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, приводит к пространственным вариациям температуры T_c . Как уже отмечалось, при $T \rightarrow T_c$ амплитуда, а следовательно, и энергия флуктуаций направления \mathbf{M} растут. Очевидно, что если энергия этих флуктуаций становится сравнимой с энергией ДГ, то в той области кристалла, где это условие выполняется, положение границы между соседними доменами становится неопределенным: ДГ „размывается“ и пропадает (формально при $K_{\text{eff}} \rightarrow 0$ ширина ДГ $\delta \propto (J/K_{\text{eff}})^{1/2} \rightarrow \infty$, где J — обменная константа). Именно такое поведение ДГ образца визуально наблюдается в процессе формирования доменов новой магнитной фазы (рис. 1, *b, c*). Это означает, что предполагаемый в [4] механизм температурного гистерезиса перестройки ДС образца за счет пиннинга ДГ на дефектах его кристаллической решетки существенной роли вблизи T_c не играет.

Из результатов, полученных в [11] на кристаллах с химическим составом, близким к составу исследуемого образца, следует, что при отклонении значения T от T_c величина константы K_{eff} резко увеличивается, в результате чего возникновение зародышей магнитоупорядоченной фазы становится энергетически выгодным, поскольку это уменьшает вклад энергии магнитной анизотропии в полную энергию кристалла. Вместе с тем возникновение зародышей увеличивает энергию кристалла на величину энергии ДГ. Поэтому зародыш устойчивой магнитоупорядоченной фазы должен иметь (для компенсации проигрыша в энергии кристалла за счет образования ДГ) достаточно большой объем, что согласуется с результатами наблюдений (рис. 1, *b, c*). Вероятно, с задержкой образования зародышей и связан наблюдаемый температурный гистерезис перестройки ДС исследованного образца.

4. Заключение

Таким образом, предложенная модель перестройки ДС кристалла в температурной области ОФП позволяет непротиворечиво описать (на качественном уровне) всю совокупность полученных экспериментальных результатов. Следовательно, можно заключить, что неоднородные флуктуации играют существенную роль в процессе спонтанной переориентации вектора \mathbf{M} в исследованной пластинке феррита-граната $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Известно, что при определенной ситуации локальные флуктуации направления \mathbf{M} в кристалле могут создать условия зарождения новой магнитной фазы (так называемый спин-волновой механизм зародышеобразования) [12].

Проведенный выше анализ эволюции ДС исследованного образца позволяет сделать выбор в пользу этого механизма зародышеобразования.

Список литературы

- [1] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ **86**, 2, 124 (2007).
- [2] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Ryatakov, A.K. Zvezdin. Appl. Phys. Lett. **93**, 182 510 (2008).
- [3] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
- [4] Б.Ю. Соколов. ФТТ **53**, 8, 1505 (2011).
- [5] С.Ш. Гольдштейн, К.М. Мукимов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. ПТЭ, 6, 113 (1992).
- [6] J. Basterfield. J. Appl. Phys. **39**, 12, 5521 (1968).
- [7] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **65**, 1(7), 377 (1973).
- [8] А. Исимару. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Мир, М. (1981). Т. 2. 317 с.
- [9] Ю.М. Колесников, А.А. Нерсесян, Г.А. Харадзе. ФТТ **17**, 3, 715 (1975).
- [10] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов, Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [11] В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, В.А. Клочан, Н.М. Ковтун, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян. ЖЭТФ **70**, 4, 1363 (1976).
- [12] Д.Д. Мишин. Магнитные материалы. Высш. шк., М. (1991). 384 с.