

05

Особенности процесса технического намагничивания феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи температуры магнитной компенсации

© Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
100174 Ташкент, Узбекистан
e-mail: bsoptic@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 3 октября 2012 г. В окончательной редакции 23 января 2013 г.)

Магнитооптическим методом исследованы доменная структура и процесс технического намагничивания тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области в окрестности точки магнитной компенсации этого ферримагнетика $T_c \approx 250$ К. Обнаружено, что при переходе температуры через точку компенсации доменная структура в исследованном кристалле не исчезает и оказывает существенное влияние на полевую и температурную зависимости эффекта Фарадея. Показано, что экспериментально установленные закономерности технического намагничивания $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c не описываются в полной мере существующей термодинамической теорией доменной структуры. Выявленные особенности доменной структуры и процесса намагничивания $Tb_3Fe_5O_{12}$ связываются с переходом магнитной структуры кристалла в неколлинеарную фазу.

Введение

Большинство редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) характеризуется так называемой точкой компенсации — температурой T_c (ниже температуры Кюри), при которой их спонтанный магнитный момент M_s обращается в нуль. Известно, что вблизи T_c многие физические свойства (теплоемкость, модуль Юнга, частота ферромагнитного резонанса и т.д.) этих ферримагнетиков резко меняются [1]. В подавляющем большинстве посвященных данному вопросу экспериментальных и теоретических работ исследовалось поведение РЗФГ в окрестности точки компенсации в условиях однородной намагниченности кристалла (в однодоменном состоянии образца) [1]. Однако в слабом магнитном поле, когда в кристалле существует доменная структура (ДС), изменение физических свойств РЗФГ при $T \rightarrow T_c$ может существенно усложниться. Очевидно, что область слабых магнитных полей наиболее актуальна с точки зрения практического использования РЗФГ. Вместе с тем влияние ДС на их физические свойства при переходе температуры через точку компенсации все еще остается малоизученным. В последние годы интерес к подобного рода исследованиям стимулируется перспективой разработки на основе РЗФГ материалов для элементной базы приборов спиновой электроники нового поколения, принцип работы которых основан на изменении ДС материала под действием неоднородного электрического поля [2].

В этой связи были проведены экспериментальные исследования ДС и процесса технического намагничивания монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области в окрестности точки магнитной компенсации ($T_c = 248.6$ К [3]), результаты которых приведены ниже.

Методика эксперимента и образцы

Известно, что процесс технического намагничивания магнетика в значительной степени определяется реализующейся в нем ДС. В $Tb_3Fe_5O_{12}$ осями легкого намагничивания являются кристаллографические направления типа $\langle 111 \rangle$ [1], т.е. в кристалле имеются четыре оси легкого намагничивания, вдоль которых может ориентироваться вектор M_s : три легкие оси образуют ребра тетраэдра, наклоненные под углом $\approx 22^\circ$ к кристаллографической плоскости (111) , а четвертая ось (ось $[111]$) является высотой этого тетраэдра. Такая многоосность кристалла существенно усложняет вид его ДС. Чтобы упростить ситуацию, в наших экспериментах использовался образец монокристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$ в виде плоскопараллельной пластинки толщиной $\approx 100 \mu m$, вырезанной так, чтобы ось $[111]$ составляла с нормалью к ее плоскости угол $\approx 10^\circ$, а одна из осей $\langle 111 \rangle$ имела меньший наклон к плоскости образца по сравнению с двумя другими (ошибка кристаллографической ориентации образца $\sim \pm 2^\circ$). Предполагалось, что в этом случае из-за разницы в величине размагничивающего фактора вдоль различных направлений в плоскопараллельной пластинке векторы M_s в доменах выстраиваются вдоль той из осей $\langle 111 \rangle$, которая составляет наименьший угол с плоскостью образца. Поэтому в сориентированном таким образом образце должна существовать обычная полосовая 180° -ная ДС (с доменными границами (ДГ), параллельными проекции выделенной легкой оси на плоскость образца), изменения которой под действием внешнего поля H и температуры могут быть достаточно легко интерпретированы.

Процесс технического намагничивания исследуемого образца изучался магнитооптическим методом, основанным на эффекте Фарадея (ЭФ): были исследованы ДС, температурная и полевая зависимости ЭФ. Для

намагничивания образца использовалось магнитное поле $H < 60$ Ое, ориентированное в его плоскости, создаваемое при помощи пары катушек Гельмгольца. В качестве источника света во всех экспериментах применялась галогеновая лампа накаливания. Основное внимание в выполненных исследованиях уделялось температурной области 200–295 К, включающей T_c кристалла.

Следуя [1], ниже будем исходить из двухподрешеточной модели РЗФГ: одну магнитную подрешетку кристалла образуют ионы железа, вторую — РЗ-ионы, спонтанный магнитный момент $\mathbf{M}_s = \mathbf{M}_{Fe} + \mathbf{M}_R$ (\mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R — соответственно спонтанные магнитные моменты железной и РЗ-подрешеток), в коллинеарной магнитной фазе кристалла векторы \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R антипараллельны; во внешнем магнитном поле, направленном вдоль легкой оси, при $T = T_c$ векторы \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R разворачиваются на 180° . В рамках этой модели при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный ЭФ в $Tb_3Fe_5O_{12}$ может быть представлен в виде [4]

$$\varphi = \pm(aM_{Fe} \cos \theta_1 + bM_R \cos \theta_2)l. \quad (1)$$

Здесь a и b — зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты, θ_1, θ_2 — углы, образованные векторами \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R с нормалью к плоскости образца (в условиях наших экспериментов углы $\theta_1, \theta_2 \approx \pm 80^\circ$), l — толщина образца, знак плюс перед скобкой относится к области температур выше, а знак минус — к области температур ниже T_c . Очевидно, что при наличии в образце 180° -ной ДС при засветке его площади, значительно превышающей площадь отдельного домена, ЭФ будет определяться так

$$\Phi = \varphi(S_+ - S_-)/S, \quad (2)$$

где S — засвеченная площадь образца, S_+ и S_- — площади доменов с противоположной ориентацией вектора \mathbf{M}_s . Следовательно, вид зависимостей $\Phi(T)$ и $\Phi(H)$ отражает динамику изменения ДС при изменении температуры и напряженности внешнего магнитного поля.

Как видно из (1), (2), вблизи T_c (при $M_{Fe} \approx M_R$) ЭФ в нуль не обращается, и только в самой точке компенсации (вследствие смены знака фарадеевского вращения за счет разворота векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R на 180°) угол $\varphi = 0$. Это обстоятельство делает магнитооптический метод более предпочтительным для изучения процесса технического намагничивания при $T \approx T_c$ по сравнению с магнитными методами, в которых измеряется непосредственно намагниченность или магнитная восприимчивость материала.

ДС образца визуализировалась с помощью поляризационного микроскопа: домены наблюдались „на просвет“ при нормальном падении света на плоскость образца; контраст изображений ДС возникал за счет разного знака угла поворота плоскости поляризации проходящего сквозь соседние домены света (подробнее см. [5]). Измерения угла фарадеевского вращения Φ проводились методом непрерывно вращающегося анализатора [6].

Полевые зависимости $\Phi(H)$ (петли гистерезиса ЭФ) были получены по стандартной интенсивностной методике в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой 25 Hz. В этих экспериментах при развертке магнитного поля измерялась величина отношения $\Delta I/I$, где ΔI и I — соответственно переменная и постоянная составляющие интенсивности света, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор при ориентации осей пропускания поляризатора и анализатора под углом 45° друг к другу. В этом случае (с учетом незначительной величины измеряемых углов Φ) $2\Phi = \Delta I/I$ [7].

Экспериментальные результаты

Как показали наблюдения, во всем исследованном интервале температур 85–295 К (за исключением узкой температурной области вблизи T_c) при $H = 0$ ДС образца образовывали домены в виде светлых (визуально — красного цвета) и темных квазипрямоугольных полос примерно равной ширины с четкими границами. При этом внешнее магнитное поле, параллельное среднему направлению ДГ, сильно влияло на ширину доменов, переводя образец при некотором зависящем от T значении H в однородное (однодоменное) состояние, в то время как поле, ориентированное в плоскости образца перпендикулярно к ДГ, практически не изменяло ширину доменов вплоть до максимальной используемой в эксперименте напряженности $H = 60$ Ое. Такое поведение ДС очевидно означает, что векторы \mathbf{M}_s в соседних доменах антипараллельны друг другу и ориентированы вдоль ДГ, т. е. в образце в соответствии с ожиданиями реализуется полосовая 180° -ная ДС.

При подходе температуры к точке компенсации ширина доменов и период ДС монотонно увеличиваются. Однако в температурном интервале шириной примерно $T_c \pm 10$ К при $T \rightarrow T_c$ наблюдается изменение формы части существующих доменов: на фоне „светлых“ („темных“) доменов „темные“ („светлые“) домены существуют в виде тонких клиньев, длина и ширина которых изменяется при изменении T . При этом меняются цветовые оттенки наблюдаемых доменов.

Кроме этого, было установлено, что температурные изменения ДС сопровождаются температурным гистерезисом (превышающим ошибку экспериментального определения температуры ~ 0.5 К): хотя общий характер изменения ДС при нагреве–охлаждении образца качественно не отличается, ширина существующих при заданной T доменов зависит от того, охлаждался образец от комнатной температуры или, наоборот, нагревался от минимально достижимой в эксперименте $T = 85$ К. В качестве примера на рис. 1 приведен ряд фотографий, полученных при $H = 0$ в процессе нагрева образца от $T = 85$ К (скорость нагрева ~ 0.2 К/с), иллюстрирующих общий характер изменения его ДС в зависимости от температуры.¹

¹ Перестройка ДС образца при изменении температуры происходит путем перескоков ДГ из одного метастабильного положения в другое.

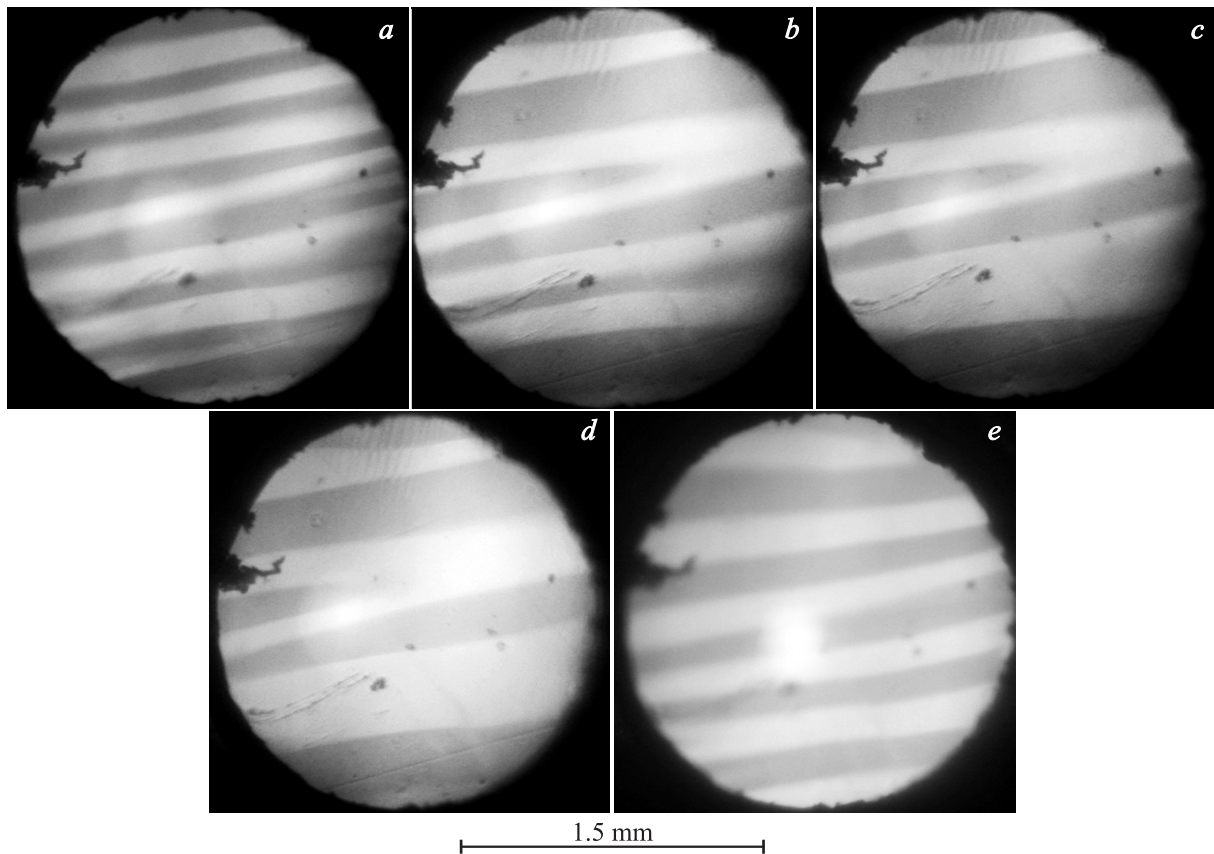


Рис. 1. Изображения доменной структуры образца, полученные при разной температуре в процессе его отогрева: 225 (a), 241 (b), 250 (c), 255 (d) и 295 К (e).

На рис. 2 представлены графики температурной зависимости ЭФ, полученные при различных значениях магнитного поля, ориентированного вдоль среднего направления ДГ. Из рис. 2, в частности, видно, что полученные кривые $\Phi(T)$ характеризуются заметным температурным гистерезисом, причем интервал $(T_1 - T_2)$, где T_1 и T_2 — соответственно температуры, при которых ЭФ обращается в нуль при нагреве и охлаждении образца, уменьшается с ростом H .

Как уже отмечалось, однодоменное состояние образца можно было наблюдать под действием внешнего поля H , имеющего проекцию на направление ДГ. Так, в поле, ориентированном в плоскости образца вдоль направления ДГ, во всей интересующей нас области $200 \leq T \leq 295$ К однодоменное состояние образца реализуется при $H > 30$ Ое. В этих условиях намагничивания кривые $\Phi(T)$ практически не различаются между собой и имеют обычный, следующий из (1), (2) вид со сменой знака ЭФ вблизи T_c^2 (рис. 2, a).

Более сложной оказывается форма кривых $\Phi(T)$ в области $H < 30$ Ое: зависимость $\Phi(T)$ не симметрична относительно T_c ; изменение величины ЭФ сопровожда-

² В интересующем нас температурном интервале с хорошим приближением можно считать, что величины M_{Fe} и M_R линейно зависят от T [8], чем и определяется наблюдаемая при $H > 30$ Ое линейная температурная зависимость угла Φ справа и слева от T_c .

ется скачками Баркгаузена; размах кривой $\Phi(T)$ увеличивается с ростом H , при этом максимальная величина угла Φ приближается к величине, соответствующей условию магнитного насыщения; в отличие от кривых $\Phi(T)$, полученных при $H > 30$ Ое, из которых следует, что переворот векторов M_{Fe} и M_R происходит скачком одновременно во всем объеме образца, в более слабых магнитных полях процесс переориентации M_{Fe} и M_R происходит в некотором температурном интервале. Очевидно, что при $H < 30$ Ое вид зависимости $\Phi(T)$ определяется реализующейся в образце ДС. Так, уменьшение величины ЭФ на краях исследованного интервала температур связано с разбиением образца на домены разной площади с противоположно ориентированной проекцией вектора M_s в соседних доменах на направление распространяющегося света; прямолинейные горизонтальные участки кривой $\Phi(T)$, наблюдаемые при $H > 4$ Ое в некоторых температурных интервалах справа и слева от T_c , указывают на возникновение в этих интервалах температуры однодоменного состояния образца, а ход кривой $\Phi(T)$ в полях $H < 4$ Ое в температурной области смены знака ЭФ отражает визуально наблюдаемый сложный характер изменения ДС при $T \approx T_c$. Отметим, что близкие к представленным на рис. 2 температурные зависимости ЭФ наблюдались в слабых магнитных полях в окрестности T_c в $Dy_3Fe_5O_{12}$ [9].

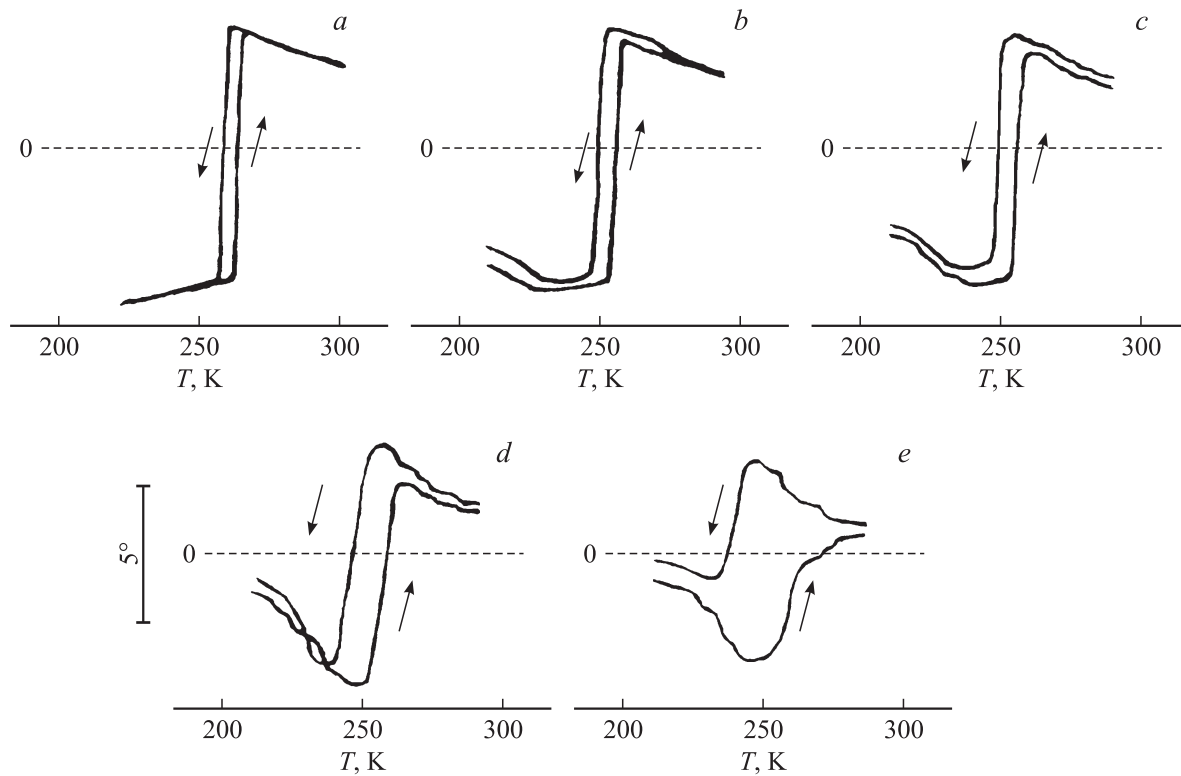


Рис. 2. Температурные зависимости эффекта Фарадея, полученные при разных значениях магнитного поля: 30 (a), 20 (b), 10 (c), 4 (d) и 2 Ое (e) (вектор \mathbf{H} параллелен среднему направлению доменных границ). Стрелками показано направление изменения температуры.

На рис. 3 представлен ряд осциллограмм петель магнитного гистерезиса ЭФ, полученных при нагреве образца при ориентации вектора \mathbf{H} вдоль среднего направления ДГ при различной температуре, из которых видно, что при $T \rightarrow T_c$ ширина петли гистерезиса растет, однако в непосредственной близости к T_c петля гистерезиса практически скачком схлопывается, превращаясь в горизонтальную прямую. „Схлопнутая“ петля гистерезиса ЭФ наблюдается в температурном интервале 245–247 К при охлаждении образца и в интервале 248–250 К при его нагреве. Таким образом, за исключением этих температурных интервалов используемое в эксперименте переменное магнитное поле амплитудой $H = 60$ Ое создает условие полного перемагничивания образца во всей интересующей нас области температур. Это позволило на основе полученных петель гистерезиса определить температурную зависимость коэрцитивной силы образца вблизи T_c , которая приведена на рис. 4.

Обсуждение экспериментальных результатов

Наличие локальных максимумов на кривых $\Phi(T)$ (полученных при $H < 30$ Ое) справа и слева от T_c (рис. 2) означает, что при $T \rightarrow T_c$ величина смещения ДГ под действием H возрастает, а напряженность поля, при котором ЭФ выходит на насыщение (образец переходит в однодоменное состояние), уменьшается. Это выглядит

неожиданным, поскольку давление $P = M_s H$, оказываемое магнитным полем на ДГ, уменьшается при $M_s \rightarrow 0$.

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов обратимся к существующей теории полосовой 180°-ной ДС „коттоновского“ типа (вектор \mathbf{M}_s в доменах лежит в плоскости образца), развитой в [10], согласно которой относительное изменение ширины доменов под действием магнитного поля, направленного вдоль легкой оси намагничивания, определяется так

$$\frac{d}{W} \approx \frac{\gamma H}{M_s}, \quad (3)$$

где d — ширина домена с ориентацией вектора \mathbf{M}_s вдоль \mathbf{H} , W — период ДС при $H = 0$, γ — константа, определяемая геометрическими размерами образца, при этом поле, при котором достигается состояние магнитного насыщения $d/W = 1$ (однодоменное состояние образца)

$$H^* = \frac{4L_y M_s}{L_z} \ln \frac{2M_s^2 L_y}{\varepsilon}, \quad (4)$$

где L_y — толщина образца, L_z — ширина образца вдоль направления ДГ, $\varepsilon \sim \sum_{i=1}^2 M_i^2 (\alpha_i \beta_i)^{1/2}$ — плотность энергии ДГ (α_i и β_i — не зависящие от T параметры неоднородного обмена и анизотропии соответственно, нижние индексы указывают принадлежность к одной из двух магнитных подрешеток РЗФГ).

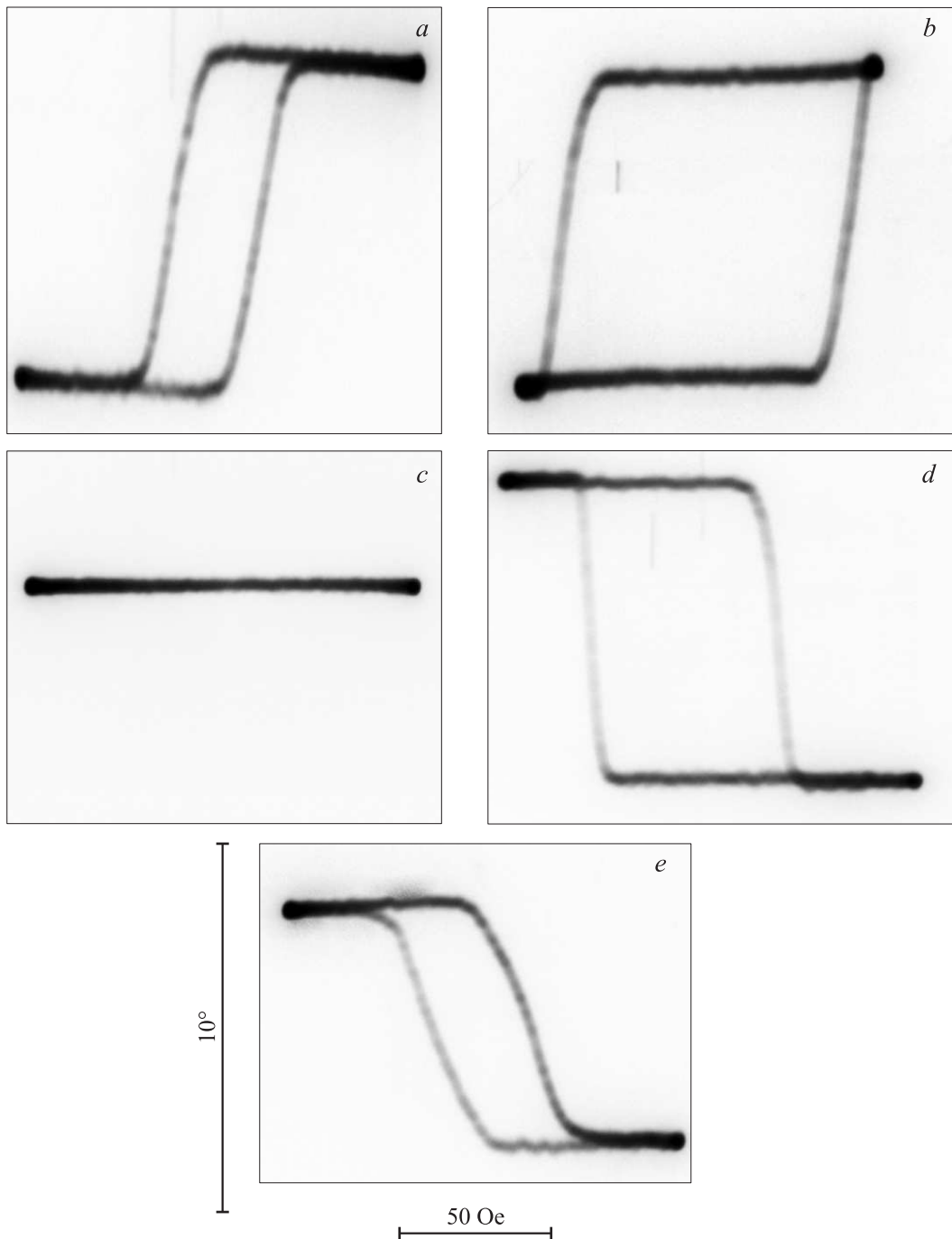


Рис. 3. Осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея в исследованном образце, полученные при разной температуре: 200 (a), 241 (b), 249 (c), 268 (d) и 280 К (e) (вектор \mathbf{H} параллелен среднему направлению доменных границ).

Из (3), (4) видно, что при $M_s \rightarrow 0$ величина отношения d/W растет, а поле H^* — уменьшается (учитывая относительно слабое изменение величины ϵ в рассматриваемой области температур), что согласуется, по крайней мере, на качественном уровне с отмеченными выше результатами наблюдений (рис. 1, 2). В то же время из соотношений (3) и (4) следует, что при $T = T_c$ (при $M_{Fe} = M_R$) $d \rightarrow \infty$, а $H^* \rightarrow 0$, т.е. при $H = 0$ при переходе температуры через точку магнитной компенса-

ции ДС образца должна исчезнуть,³ что противоречит результатам наших экспериментов.

Известно, что в слабом магнитном поле намагничивание магнетика определяется двумя основными механизмами — смещением ДГ и вращением вектора \mathbf{M}_s . Обычно считается, что при $T \approx T_c$ ДС не играет суще-

³ К отсутствию доменов при $T \approx T_c$ при $H = 0$ приводит также теория „фарадеевской“ ДС тонкой ферромагнитной пластинки, предложенная в [11,12].

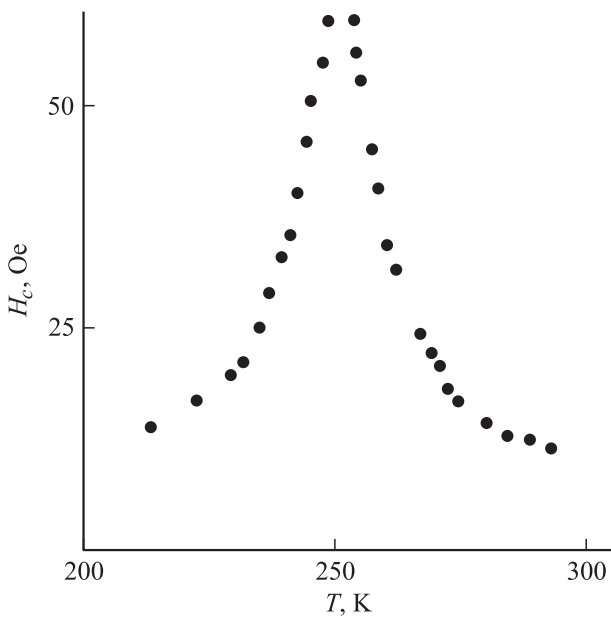


Рис. 4. Температурная зависимость коэрцитивной силы исследованного образца.

ственной роли в процессе технического намагничивания РЗФГ: намагничивание или перемагничивание кристалла осуществляется за счет однородного вращения \mathbf{M}_s (см., например, [13]). В этом случае коэрцитивная сила соответствует полю, при котором состояние с вектором \mathbf{M}_s , направленным против \mathbf{H} , становится неустойчивым и при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ определяется как [13]

$$H_c = \frac{4K}{3M_s}, \quad (5)$$

где K — константа магнитной анизотропии.

Величины K и M_s для $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в интересующей нас температурной области хорошо известны, что позволяет сравнить вытекающую из (5) зависимость $H_c(T)$ с результатами, приведенными на рис. 4. Так, например, при $T = 260 \text{ K}$ $M_s \approx 47 \text{ G}$ [3,8], $K \approx 8500 \text{ erg/cm}^3$ [14]. Подставляя эти значения в (5), получим $H_c \approx 240 \text{ Oe}$, что примерно в 7 раз превышает величину коэрцитивной силы образца, наблюдаемую при $T = 260 \text{ K}$ экспериментально (рис. 4), причем при $T \rightarrow T_c$ это различие между результатами эксперимента и расчета по (5) (с использованием данных по температурной зависимости K [14] и M_s [3,8]) еще больше увеличивается. Очевидно, что существенное превышение рассчитанных значений H_c над данными измерений означает, что модель однородного вращения \mathbf{M}_s не соответствует экспериментальной ситуации. Следовательно, в нашем случае поле зародышеобразования доменов новой магнитной фазы оказывается значительно меньше поля анизотропии, и процесс технического намагничивания исследованного образца в низкочастотном магнитном поле в окрестности точки магнитной компенсации в основном определяется смещением ДГ. Последнее означает, что наблюдаемое

постепенное изменение формы петли гистерезиса ЭФ от „классической“ к прямоугольной (рис. 3) обусловлено ростом скорости смещения ДГ под действием H при $T \rightarrow T_c$.

Скорость стационарного движения ДГ при ориентации \mathbf{H} вдоль оси легкого намагничивания $v = \mu(H - H_c)$ при $H > H_c$ и $v = 0$ при $H < H_c$, где μ — подвижность ДГ [15], что позволяет объяснить существование „схлопнутой“ петли гистерезиса ЭФ, наблюдаемой вблизи T_c (рис. 3, c), превышением коэрцитивной силы над амплитудой намагничивающего поля. Что же касается роста скорости v при $T \rightarrow T_c$, то следует заметить, что в настоящее время не существует законченной теории движения ДГ в РЗФГ во внешнем магнитном поле, а имеются лишь приближенные расчеты подвижности ДГ для ряда частных моделей, которые, как правило, существенно отличаются от величины μ , измеряемой экспериментально (см., например, [16]). Поэтому полученные в нашей работе результаты, в частности, могут представлять интерес в плане решения данной проблемы.

Заключение

Выполненные исследования показали, что вблизи T_c ДС в кристалле $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ не исчезает (результаты более подробных исследований изменения ДС $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при $T \rightarrow T_c$ будут опубликованы отдельно) и оказывает существенное влияние на процесс его технического намагничивания, при этом известные нам теории не позволяют адекватно описать всю совокупность полученных экспериментальных результатов.

На наш взгляд это несоответствие между экспериментом и теорией связано с тем, что существующие теоретические модели рассматривают РЗФГ вблизи точки компенсации как коллинеарные ферромагнетики. В этом случае (если считать, что реализующаяся ДС определяется балансом между энергией ДГ ε и выигрышем в магнитостатической энергии образца $E_M \sim M_s^2$) вблизи точки компенсации (при $M_s \rightarrow 0$) магнитостатическая энергия $E_M \approx 0$, а ε остается конечной, что делает существование ДС невыгодным с энергетической точки зрения. Именно такая термодинамическая модель лежит в основе теории ДС, развитой в [10–12]. В то же время, согласно фазовой H – T -диаграмме, описывающей магнитное состояние РЗФГ, приведенной в [1], вблизи T_c состояние кристалла со строго антипараллельной ориентацией векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R становится неустойчивым, и кристалл переходит в магнитную фазу, в которой угол между \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R отличается от 180° (на возникновение неколлинеарной магнитной фазы исследованного кристалла при $T \approx T_c$ косвенно указывает наблюдаемое изменение цвета доменов в узкой температурной области, включающей температуру компенсации). Существование магнитной структуры со скошенными векторами \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R приводит к тому, что в точке магнитной компенсации $M_s \neq 0$ и магнитостатическая

энергия образца конечных размеров не обращается в нуль, вследствие чего ДС становится энергетически выгодной, чем, вероятно, и объясняются результаты наших наблюдений.

Список литературы

- [1] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.
- [2] Звездин А.К., Пятаков А.П. // УФН. 2009. Т. 179. № 8. С. 897–904.
- [3] *Физические величины*: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [4] Харченко Н.Ф., Еременко В.В., Гнатченко С.Л., Белый Л.И., Кабанов Э.М. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 3. С. 1073–1090.
- [5] Соколов Б.Ю. // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 8. С. 1505–1511.
- [6] Гольдштейн С.Ш., Мукимов К.М., Сигал Г.П., Соколов Б.Ю. // ПТЭ. 1992. № 6. С. 113–117.
- [7] Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Архангельский В.Б. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 208 с.
- [8] Guilot M., Le Gall H. // J. Physique. 1977. Vol. 38. P. 871–875.
- [9] Лисовский Ф.В., Шаповалов В.И. // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 10. С. 3042–3045.
- [10] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Элиот Р.Д., Эштейн Э.М. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 6. С. 1064–1069.
- [11] Барьяхтар В.Г., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 8. С. 3511–3513.
- [12] Богданов А.Н., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 3. С. 680–687.
- [13] Горанский Б.П., Звездин А.К. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 2 (8). С. 547–550.
- [14] Белов К.П., Гапеев А.К., Левитин Р.З., Маркосян А.С., Попов Ю.Ф. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 1. С. 241–248.
- [15] Рандишкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 319 с.
- [16] Волков В.В., Боков В.А. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 2. С. 193–221.