

# НИЗКОЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАНС ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ $Tb_3Fe_5O_{12}$ ВБЛИЗИ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

*Б. Ю. Соколов\*, М. З. Шарипов*

*Национальный университет Узбекистана им. Улугбека  
700174, Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 8 ноября 2012 г.

В низкочастотном магнитном поле магнитооптическим методом исследована динамика колебательного движения доменных границ в феррите-гранате  $Tb_3Fe_5O_{12}$  в температурной области 200–295 К, включающей точку магнитной компенсации этого ферримагнетика  $T_c \approx 249$  К. Обнаружено, что температурная зависимость амплитуды колебаний доменных границ в исследованном кристалле вблизи  $T_c$  носит резонансный характер. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов предложена теоретическая модель магнитного резонанса доменных границ, согласно которой при приближении температуры к точке компенсации масса доменных границ стремится к бесконечности, а частота резонанса стремится к нулю.

DOI: 10.7868/S0044451013050091

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что многие редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ) характеризуются точкой магнитной компенсации — температурой  $T_c$ , при которой спонтанные магнитные моменты железной и РЗ-подрешеток взаимно компенсируются и результирующий магнитный момент  $M_s$  этих ферримагнетиков обращается в нуль. При переходе температуры через точку компенсации различные физические свойства РЗФГ (теплоемкость, модуль Юнга, фарадеевское вращение и т. д.) существенно меняются [1]. В подавляющем большинстве посвященных данному вопросу работ исследования свойств РЗФГ в окрестности  $T_c$  были выполнены в условиях магнитного насыщения кристалла (в монодоменном состоянии образца) [1]. Это вызвано отчасти тем, что согласно некоторым теоретическим представлениям, доменная структура (ДС) в кристаллах РЗФГ при  $T \rightarrow T_c$  исчезает (см., например, [2, 3]) и, следовательно, вблизи  $T_c$  не оказывает влияния на их физические свойства. Однако в работе [4] на примере тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната  $Tb_3Fe_5O_{12}$  показано, что при  $T \approx T_c$

устойчивая ДС сохраняется во внешнем магнитном поле напряженностью до  $H \approx 3\text{--}5$  Э.

Очевидно, что область слабых магнитных полей наиболее актуальна в плане практического использования РЗФГ: именно реализующейся ДС и подвижностью доменных границ (ДГ) определяются процесс технического намагничивания и такие практически важные магнитные характеристики материала, как начальная восприимчивость, коэрцитивная сила, остаточная намагниченность. В последние годы интерес к ДГ и их подвижности в РЗФГ стимулируется перспективой создания на основе этих магнитных диэлектриков материалов для элементной базы приборов спиновой электроники нового поколения, принцип функционирования которых основан на флексомагнитоэлектрическом эффекте [5]. В этой связи были проведены исследования колебательного движения ДГ в переменном магнитном поле в феррите-гранате  $Tb_3Fe_5O_{12}$  в температурной области в окрестности его точки компенсации ( $T_c \approx 249$  К [6]), результаты которых приведены ниже.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

Для экспериментов использовался тот же образец монокристалла  $Tb_3Fe_5O_{12}$ , на котором были вы-

\*E-mail: bsoptic@rambler.ru

полнены исследования в работе [4]: образец имел форму плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами примерно  $2 \times 3 \text{ мм}^2$  толщиной около 100 мкм, вырезанной так, чтобы ее развитые поверхности составляли угол примерно  $10^\circ$  с кристаллографической плоскостью (111). Такая ориентация кристалла позволила получить образец с наиболее простой с точки зрения интерпретации экспериментальных результатов полосовой 180-градусной ДС «котоновского» типа (подробнее см. работу [4]). В качестве примера на рис. 1 показан ряд изображений ДС исследованного образца, полученных при  $H = 0$  в процессе его отогрева от минимально достижимой в эксперименте  $T = 85 \text{ К}$ .

Исследования динамики колебаний ДГ образца под действием низкочастотного магнитного поля проводились магнитооптическим методом, основанным на эффекте Фарадея (ЭФ). В рамках двух-подрешеточной модели РЗФГ при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный ЭФ в  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  может быть представлен в виде [7]

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

Здесь  $a$  и  $b$  — зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты,  $M_{\text{Fe}}$  и  $M_{\text{R}}$  — соответственно спонтанные магнитные моменты железной и РЗ-подрешеток (в коллинеарной магнитной фазе кристалла векторы  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{R}}$  антипараллельны друг другу),  $\theta_1, \theta_2$  — углы, образованные векторами  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{R}}$  с нормалью к плоскости образца (в нашем случае в отдельном домене образца  $\theta_1, \theta_2 \approx \pm 80^\circ$ ),  $l$  — 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-градусной ДС при засветке его площади, значительно превышающей площадь отдельного домена, ЭФ будет определяться так:

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

где  $S$  — засвеченная площадь образца,  $S_+$  и  $S_-$  — площади доменов с противоположной ориентацией вектора  $\mathbf{M}_s$ ,  $x$  — среднее смещение ДГ под действием  $H$  относительно положения равновесия.

Как следует из формул (1), (2), вблизи  $T_c$  (при  $M_{\text{Fe}} \approx M_{\text{R}}$ ) ЭФ в нуль не обращается и только в самой точке компенсации (вследствие смены знака фарадеевского вращения за счет разворота векторов  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{R}}$  на  $180^\circ$ )  $\varphi = 0$ . Это обстоятельство делает магнитооптический метод более предпочтительным для изучения динамики ДГ при  $T \rightarrow T_c$  по

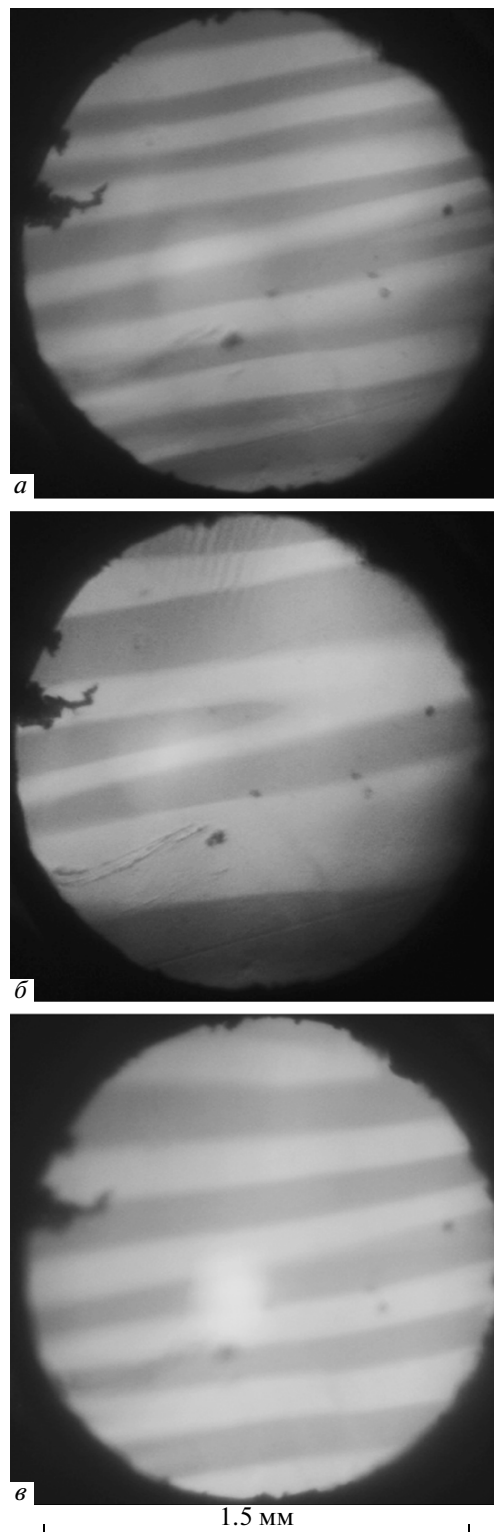


Рис. 1. Изображения доменной структуры образца, полученные при температуре 200 К (а), 250 К (б) и 295 К (в)

сравнению с магнитными методами, в которых измеряется непосредственно намагниченность или магнитная восприимчивость материала.

Экспериментально исследовалась температурная зависимость  $\Phi$  в области  $200 \text{ K} \leq T \leq 295 \text{ K}$ , включающей точку компенсации  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Для увеличения проекции вектора  $\mathbf{M}_s$  на направление распространения света (т.е. увеличения  $\varphi$ ) образец поворачивался вокруг оси, перпендикулярной среднему направлению ДГ, так чтобы угол падения света на его плоскость составлял примерно  $15^\circ$ . Измерения угла  $\Phi$  проводились по стандартной интенсивностной методике в переменном магнитном поле амплитудой  $H_0 = 0.2\text{--}0.3 \text{ Э}$ , изменяющемся по гармоническому закону с частотой  $\nu = 25\text{--}75 \text{ Гц}$ . В экспериментах измерялась величина отношения  $\Delta I/I$ , где  $\Delta I$  и  $I$  — соответственно переменная и постоянная составляющие интенсивности света, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор при ориентации осей пропускания поляризатора и анализатора под углом  $45^\circ$  друг к другу. В этом случае (с учетом незначительной величины измеряемых углов  $\Phi$ )  $2\Phi = \Delta I/I$  [8]. Величина переменной составляющей электрического сигнала, вырабатываемого фотоприемником, измерялась селективным вольтметром, не чувствительным к изменению знака и фазы сигнала (см. ниже). Переменное магнитное поле создавалось при помощи пары катушек Гельмгольца и ориентировалось в плоскости образца вдоль среднего направления ДГ. В качестве источника света применялась галогеновая лампа накаливания.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны температурные зависимости угла  $|\Phi|$ , полученные при нагреве образца от  $T = 85 \text{ K}$  в переменном магнитном поле, изменяющемся с частотой 25 и 75 Гц. Как видно на рис. 2, при  $T \rightarrow T_c$  сначала величина  $|\Phi|$  растет, достигая некоторого максимального значения, после чего резко падает практически до нуля; причем значение  $\Phi \approx 0$  наблюдается в достаточно широком (примерно 10 K) интервале температур. Ширина этого интервала температур, а также величина  $\Phi$  в максимумах в пределах точности эксперимента не зависят от частоты используемого магнитного поля, однако положение максимумов на оси абсцисс смещается в сторону от  $T_c$  с ростом  $\nu$ . При охлаждении образца от комнатной температуры вид эксперименталь-

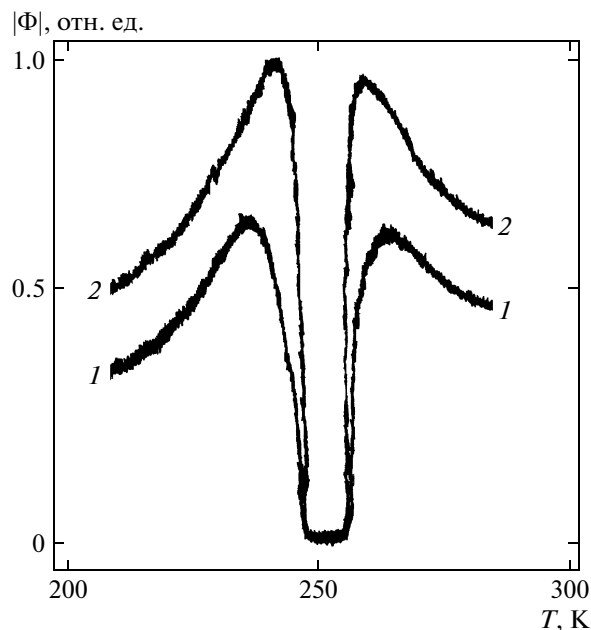


Рис. 2. Температурные зависимости эффекта Фарадея в исследованном образце: 1 —  $\nu = 75 \text{ Гц}$ ,  $H_0 = 0.2 \text{ Э}$ ; 2 —  $\nu = 25 \text{ Гц}$ ,  $H_0 = 0.3 \text{ Э}$ . Скорость изменения температуры —  $0.2 \text{ K/c}$

ных кривых  $|\Phi(T)|$  аналогичен представленным на рис. 2 за исключением того, что положение максимумов и температурного интервала, в котором  $\Phi \approx 0$ , сдвинуто в сторону низких температур примерно на 5 K. Отмеченный температурный гистерезис зависимости  $|\Phi|(T)$  обусловлен необратимостью изменения ДС образца в процессе нагрев–охлаждение (см. [4]).

Поскольку в интересующей нас температурной области величина спонтанного  $\Phi$  линейно зависит от температуры и изменяется примерно в 1.5 раза [4], наличие локальных максимумов на кривой  $|\Phi|(T)$  справа и слева от  $T_c$  означает, что при  $T \rightarrow T_c$  в некотором интервале температур величина смещения ДГ под действием поля возрастает (см. формулу (2)), что выглядит неожиданным, так как спонтанный магнитный момент  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при приближении температуры к точке компенсации уменьшается приблизительно по линейному закону [6] и, следовательно, давление  $P = M_s H$ , оказываемое магнитным полем на ДГ, также монотонно уменьшается при  $T \rightarrow T_c$ .

Для интерпретации полученных результатов обратимся к существующей феноменологической теории движения ДГ во внешнем поле  $H$ . Отсутствие скачков Баркгаузена на полученных кривых  $|\Phi|(T)$  означает, что смещение ДГ под действием

используемых в эксперименте магнитных полей происходит обратимо, т.е. ДГ совершают гармонические колебания около своего положения равновесия. Поэтому, следуя работе [9], для описания колебательного движения ДГ в магнитном поле, изменяющемся по закону  $H = H_0 \cos \omega t$  ( $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота,  $t$  — время), воспользуемся уравнением

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{dx}{dt}\alpha + kx = 2M_s H_0 \cos \omega t, \quad (3)$$

где  $m$  — масса единицы поверхности ДГ,  $\alpha$  — параметр вязкого трения (коэффициент затухания);  $k$  — постоянная возвращающей силы (коэффициент упругости); вектор  $\mathbf{H}$  параллелен направлению границ.

В установившемся режиме вынужденных колебаний ДГ решение уравнения (3) в стандартных обозначениях имеет вид

$$x = X_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2]^{-1/2} \cos(\omega t - \delta), \quad (4)$$

где  $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$  — собственная частота колебаний ДГ,  $2\beta = \alpha/m$ ,  $X_0 = 2M_s H_0/m$ ,  $\delta = \arctg 2\omega\beta/(\omega_0^2 - \omega^2)$  — начальная фаза колебаний. Из формулы (4), в частности, следует, что при  $\omega = (\omega_0^2 - 2\beta^2)^{1/2}$  (условие резонанса колебаний) амплитуда смещения ДГ под действием  $H$  достигает максимума  $x_{max} = X_0/2\omega_0\beta$  (при  $\beta \ll 1$ ).

Отметим, что в реальном кристалле ДГ закреплены на центрах пиннинга (дислокации, скопления примесей и другие объемные дефекты кристаллической решетки), а обратимые смещения ДГ в слабом переменном магнитном поле представляют собой колебания удаленных от центров пиннинга относительно свободных участков границы: под действием внешнего поля эти участки смещаются в направлении, перпендикулярном вектору  $\mathbf{H}$ , выгибая плоскость ДГ. Поэтому при рассмотрении колебательного движения ДГ около положения равновесия под  $x$  в формуле (4) следует понимать среднюю величину прогиба плоскости ДГ.

В случае 180-градусной ДГ блоховского типа ее масса (масса Деринга)  $m = 1/2\pi\Delta\gamma^2$ , где  $\Delta$  — ширина ДГ,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение [9]. Для РЗФГ величина гиромангнитного отношения определяется формулой Киттеля [10]

$$\gamma = \gamma_{Fe} M_s / M_{Fe}, \quad (5)$$

где  $\gamma_{Fe}$  — гиромангнитное отношение для ионов  $Fe^{3+}$ . С учетом соотношения (5) массу ДГ можно представить как

$$m = M_{Fe}^2 / 2\pi\Delta(\gamma_{Fe} M_s)^2, \quad (6)$$

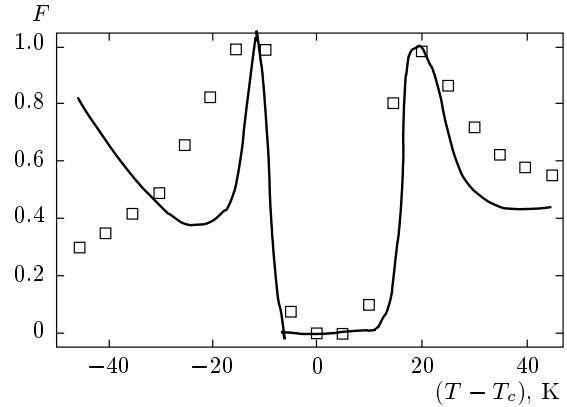


Рис. 3. Температурная зависимость величины  $F$ . Точки — эксперимент, сплошная линия — результат подгонки функции (7) к экспериментальным точкам

что позволяет, используя равенство (4), привести уравнение (2) к виду, удобному для компьютерной обработки<sup>1)</sup>:

$$F(T) = \left[ \frac{\Phi/\varphi}{(\Phi/\varphi)_{max}} \right]^2 = \left( \frac{x}{x_{max}} \right)^2 = \frac{M_s^2}{M_{Fe}^2} \left( A + B \frac{M_{Fe}^2}{M_s^2} + C \frac{M_{Fe}^4}{M_s^4} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $(\Phi/\varphi)_{max}$  — максимальное значение функции  $\Phi/\varphi(T)$ ,  $A = (k^2 + \alpha^2 \omega^2)/2\pi\alpha^2 k \Delta \gamma_{Fe}^2$ ,  $B = 2(\omega/2\pi\Delta\gamma_{Fe}^2)^2$ ,  $C = \omega^4/8\pi^3\alpha^2 k \Delta^3 \gamma_{Fe}^6$ .

На рис. 3 рассчитанная по формуле (7) зависимость  $[x(T)/x_{max}]^2$  сравнивается с экспериментальной зависимостью  $F(T)$ , полученной на основе температурной зависимости  $\Phi/\varphi$  в  $Tb_3Fe_5O_{12}$  ( $\nu = 75$  Гц), представленной на рис. 2 (при построении экспериментальной кривой  $F(T)$  в качестве  $T_c$  принята точка, соответствующая середине интервала температур, где  $\Phi \approx 0$ ). Расчеты по формуле (7) были выполнены методом наименьших квадратов с использованием данных по зависимостям  $M_{Fe}(T)$ ,  $M_s(T)$  из работы [6] и зависимости  $\varphi(T)$  из работы [4]. Поскольку изменения величины  $M_s$  исследованного кристалла во всей интересующей нас температурной области трудно описать аналитически (см. [6]), расчеты зависимости  $F(T)$  были проведены в два этапа. Сначала с помощью стандартной программы поиска функции правдоподобия осуществлялась подгонка функции (7) к экспериментальной зависимости  $F(M_s/M_{Fe})$  и находились значения

<sup>1)</sup> В формуле (7) не учитывается изменение  $\delta$  при изменении  $T$ , поскольку, как уже отмечалось, используемый метод измерения угла  $\Phi$  не чувствителен к фазе сигнала.

параметров  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , обеспечивающие минимум отклонения рассчитанной кривой от экспериментальных точек. Затем рассчитанная кривая  $F(M_s/M_{Fe})$  оцифровывалась и каждому значению  $M_s/M_{Fe}$  автоматически ставилась в соответствие температура, после чего с помощью дополнительной компьютерной программы оцифрованная кривая  $F(M_s/M_{Fe})$  без изменения масштаба по оси ординат трансформировалась (методом интерполяции) в плавную кривую  $F(T)$ .

Из приведенных на рис. 3 графиков следует, что рассчитанная зависимость  $[x(T)/x_{max}]^2$  отражает основные черты изменения угла  $|\Phi|$  при изменении температуры: имеются два локальных максимума величины  $[x/x_{max}]^2$  справа и слева от  $T_c$ , положение которых относительно оси абсцисс коррелирует с экспериментальными данными; существует температурный интервал в непосредственной близости к  $T_c$ , где  $x \approx 0$ , причем ширина этого интервала близка к наблюдаемой в эксперименте. Что же касается отличия хода кривой  $[x(T)/x_{max}]^2$  от экспериментальных точек (особенно в области низких температур), то следует учесть следующее: во-первых, всегда существует некоторый разброс параметров, характеризующих взаимодействие отдельных ДГ с кристаллической решеткой, поэтому в реальном кристалле величина  $F$  определяется суммой слагаемых вида (7), каждое из которых несколько отличается значениями коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , что будет приводить к размытию максимумов на кривой  $\Phi(T)$ ; во-вторых, величины параметров  $k$ ,  $\alpha$  и  $\Delta$  меняются с температурой, что не учитывалось при расчете<sup>2)</sup>.

Таким образом, можно заключить что, несмотря на ряд оговорок и приближений, упрощающих реальную ситуацию, используемая модель движения ДГ достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты. Это означает, что наблюдаемое немонотонное изменение  $\Phi$  в  $Tb_3Fe_5O_{12}$  в окрестности точки компенсации (рис. 2) определяется резонансным поведением величины смещения ДГ из положения равновесия под действием переменного магнитного поля. Следовательно, в нашем эксперименте с помощью магнитооптического метода исследуется явление низкочастотного магнитного резонанса колебаний ДГ. По имеющимся данным собственные частоты колебаний ДГ в РЗФГ при ком-

натной температуре равны примерно  $10^5$  Гц [11], однако из выражения (6) следует, что вблизи  $T_c$  (при  $M_s \rightarrow 0$ )  $m \rightarrow \infty$  и, следовательно, собственная частота колебаний ДГ  $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$  стремится к нулю, т. е. при приближении температуры к точке компенсации резонансные частоты поля  $H = H_0 \cos \omega t$  существенно сдвигаются в низкочастотную область.

Переписав условие резонанса в виде

$$\omega^2 = \frac{k}{m} - \frac{\alpha^2}{2m^2} = 2k\pi\Delta \left( \frac{\gamma_{Fe} M_s}{M_{Fe}} \right)^2 - 2(\alpha\pi\Delta)^2 \left( \frac{\gamma_{Fe}^2 M_s}{M_{Fe}} \right)^4,$$

получим  $M_s^* \approx M_{Fe}\omega/\gamma_{Fe}(\pi\Delta k)^{1/2}$  — значение  $M_s$ , при котором кривая  $x(T)/x_{max}$  достигает максимума. Отсюда следует, что с ростом  $\omega$  максимумы кривой  $x(T)/x_{max}$  смещаются вправо и влево от  $T_c$ , что согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 2). Любопытно, что в отличие от колоколообразной формы классических кривых магнитных резонансов, следующая из формулы (7) зависимость  $x(T)/x_{max}$  помимо уже отмечавшегося достаточно протяженного «нулевого» участка имеет «крылья», где величина смещения ДГ растет при удалении от точки резонанса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
2. В. Г. Барьяхтар, Д. А. Яблонский, ФТТ **16**, 3511 (1974).
3. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, ФТТ **22**, 680 (1980).
4. Б. Ю. Соколов, М. Д. Талабов, М. З. Шарипов, ФТТ **55**, 278 (2013).
5. А. К. Звездин, А. П. Пятаков, УФН **179**, 897 (2009).
6. M. Guilot, H. Le Gall, J. de Phys. **38**, 871 (1977).
7. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, С. Л. Гнатченко и др., ЖЭТФ **68**, 1073 (1975).
8. М. М. Червинский, С. Ф. Глаголев, В. Б. Архангельский, *Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок*, Энергоатомиздат, Ленинград (1990).
9. В. В. Волков, В. А. Боков, ФТТ **50**, 193 (2008).
10. В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика*, Энергоатомиздат, Москва (1990).
11. В. С. Горнаков, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко и др., ЖЭТФ **90**, 2090 (1986).

<sup>2)</sup> Заметим, что в настоящее время не существует законченной микроскопической теории подвижности ДГ в РЗФГ [9], поэтому определить явный вид зависимостей  $k(T)$  и  $\alpha(T)$ , а также сделать более детальный анализ причин расхождения рассчитанной кривой  $[x(T)/x_{max}]^2$  с данными измерений не представляется возможным.