

## Аномалии внутреннего трения ферримагнитной шпинели $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ в различных структурных состояниях

© В.М. Аржавитин, Н.Н. Ефимова\*, М.Б. Устименкова\*, В.А. Финкель

Харьковский физико-технический институт,  
61108 Харьков, Украина

\* Харьковский национальный университет,  
61077 Харьков, Украина

E-mail: rybka@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 27 марта 2001 г.)

Приведены результаты высокотемпературных ( $20 \leq T \leq 800^\circ\text{C}$ ) релаксационных и магнитных исследований образцов феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , находящихся в различных структурных состояниях. Обнаружены аномалии внутреннего трения, обусловленные протеканием ферримагнитного и структурного (типа упорядочения) фазовых переходов второго рода и колебаниями стенок ферримагнитных и антифазных доменов. Показано, что 1:3-упорядочение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Li}^+$  в октаэдрической подрешетке шпинели приводит к понижению температуры Кюри, изменению характера температурной зависимости низкополевой намагниченности и сужению температурного диапазона протекания структурного фазового перехода, а также к существенному ослаблению диссипативных процессов, связанных с колебаниями стенок ферримагнитных доменов в поле упругих напряжений.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технического центра (грант STCU N 2266).

Литиевый феррит  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , по-видимому, можно считать простейшим представителем класса обращенных ферритов-шпинелей: его кристаллическая решетка содержит только один сорт магнитоактивных ионов ( $\text{Fe}^{3+}$ ), а катионное распределение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Li}^+$  между тетраэдрической (A) и октаэдрической (B) подрешетками имеет следующий вид:  $\text{Fe}^{3+}[\text{Li}_{0.5}^+\text{Fe}_{1.5}^{3+}]_B\text{O}_4^{2-}$ ; этот феррит обладает наиболее высокой температурой Кюри среди всех известных шпинелей ( $T_c \geq 600^\circ\text{C}$ ). Магнитные свойства  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  изучены достаточно хорошо, хотя данные относительно величины  $T_c$  и характера температурной зависимости низкополевой намагниченности противоречивы (см., например, [1–5]). Известно также, что в B-подрешетке  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  при температурах  $T_{1:3} \leq 750^\circ\text{C}$  протекает процесс атомного 1:3-упорядочения, в результате которого три иона  $\text{Fe}^{3+}$  и один ион  $\text{Li}^+$  закономерно располагаются вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$ , т.е. в результате фазового перехода типа упорядочения пространственная группа  $O_h^7-Fd\bar{3}m$  понижается до  $O^7-P4_13$  [4].<sup>1</sup>

Насколько нам известно, релаксационные свойства  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  ранее не изучались. Между тем в силу ряда причин исследования литиевого феррита с различной степенью атомного упорядочения методом внутреннего трения (ВТ) представляют принципиальный интерес.

Во-первых, с одной стороны, результаты многочисленных релаксационных экспериментов на металлических и диэлектрических ферро-, антиферро- и ферримагнетиках показывают, что метод ВТ чувствителен к магнитным превращениям в очень широком диапазоне частот, с другой стороны, классическая теория Ландау–Халатникова [8] предсказывает появление аномалий по-

глощения только высокочастотных (мегагерцевого диапазона) звуковых колебаний при релаксации параметра порядка в окрестности фазового перехода второго рода; при низких же частотах ( $1-10^2$  Hz) аномалии поглощения звука при магнитных фазовых переходах, казалось бы, наблюдаться не должны.

Во-вторых, как уже упоминалось, в этом феррите реализуется довольно своеобразный вид ионного упорядочения (1:3-упорядочение в B-подрешетке), и совершенно неясно, чувствителен ли метод низкочастотного ВТ к такого рода структурным фазовым переходам.

В-третьих, метод ВТ чувствителен к процессам эволюции доменной структуры [9], а в исследуемом многоосном ферримагнетике должны сосуществовать два вида доменов: магнитные и структурные (антифазные домены [7]); характер диссипативных процессов в подобных ситуациях, насколько нам известно, ранее не рассматривался.

В связи с этим целью настоящей работы является изучение в широком температурном интервале низкочастотного ВТ образцов феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , находящихся в упорядоченном и неупорядоченном состояниях. Очевидно, следует исходить из того, что изучение только особенностей поведения ВТ  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  едва ли окажется достаточно информативным при анализе эффектов, связанных с протеканием двух видов (магнитного и структурного) фазовых переходов, а также с эволюцией и (возможно) взаимодействием двух видов доменных структур. По этой причине в программе исследований, реализованной в настоящей работе, наряду с измерениями низкочастотного ВТ при  $20-800^\circ\text{C}$  было предусмотрено также проведение прецизионных магнитных измерений в том же интервале температур.

<sup>1</sup> При таком превращении, очевидно, должно происходить и удвоение периода кристаллической решетки [6,7].

## 1. Образцы и методика экспериментов

В качестве объектов для исследования релаксационных и магнитных свойств были использованы поликристаллические образцы, полученные по стандартной керамической технологии (см., например, [2]): смесь исходных компонентов — порошков  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  марки ЧДА, соответствующая стехиометрическому составу феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , подвергалась мокрому помолу и последующему предварительному отжигу при  $\sim 1000^\circ\text{C}$  в течение 5 h. Из полученной ферритовой шихты, измельченной в процессе вторичного мокрого помола, были спрессованы образцы для релаксационных и магнитных измерений (прямоугольные параллелепипеды с характерными размерами  $2 \times 2 \times 25 \text{ mm}$  для измерений ВТ и  $2 \times 2 \times 8 \text{ mm}$  для магнитных измерений), которые затем спекались при  $\sim 1250^\circ\text{C}$  в воздушной атмосфере в течение 5 h. Рентгенофазовый анализ показал практически полную однофазность синтезированных образцов.

Для получения образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , находящихся в упорядоченном (т.е. с 1:3-сверхструктурой в октаэдрической подрешетке) и в неупорядоченном состояниях, были использованы различные режимы охлаждения до комнатной температуры: медленное охлаждение с печью или закалка на воздухе от температуры спекания. Выбор режимов термообработки основывался на результатах рентгеноструктурного анализа: на дифрактограммах медленно охлажденных образцов присутствовали сверхструктурные рефлексы (110), (210), (211) и др., тогда как на дифрактограммах закаленных образцов наблюдались только рефлексы, характерные для пространственной группы  $O_h^7-Fd\bar{3}m$ , что указывает на отсутствие 1:3-упорядочения ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Li}^+$  в В-подрешетке. Циклическое изменение режимов термообработки позволяло получать упорядоченное и неупорядоченное состояния на одном и том же образце.

Измерения параметров ВТ — логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  и резонансной частоты колебаний  $\nu$  (частота колебаний связана с "эффективным" модулем упругости  $E$  как  $\nu^2 \sim E$ ) — при температурах  $20\text{--}800^\circ\text{C}$  проводились по схеме прямого маятника на изгибных колебаниях в диапазоне частот 57–68 Hz при относительной деформации  $\varepsilon \sim 10^{-6}$  на специально сконструированной установке [10]. Как правило, измерения проводились при нагреве образцов.

Намагниченность (политермы  $\sigma_H(T)$  и изотермы  $\sigma_T(H)$ ) измеряли индукционным методом, используя в качестве индикатора сигнала микроверметр Ф-190; при этом сигнал от магнитного поля был скомпенсирован с помощью дополнительной (компенсационной) катушки. Чувствительность установки составляла  $\sim 10^{-3} \text{ G} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ . Относительная ошибка измерений намагниченности ( $\Delta\sigma$ ) не превышала  $\sim 2\%$ .

## 2. Результаты и их обсуждение

Спектры ВТ  $Q^{-1}(T)$ , полученные при нагреве образцов феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , находящихся в различных структурных состояниях, представлены на рис. 1. На кривых  $Q^{-1}(T)$  наблюдается ряд аномалий (пиков). Машинная обработка спектров ВТ позволяет аппроксимировать последние как совокупность четырех лоренцианов (*a*, *b*, *c* и *d*) на фоне экспоненциальных зависимостей  $Q^{-1}(T)$ . В качестве иллюстрации на том же рисунке показано разделение спектра  $Q^{-1}(T)$  для неупорядоченного образца.

Как видно из рис. 1, между спектрами ВТ неупорядоченных (закаленных) и упорядоченных (медленно охлажденных) образцов наблюдается ряд отличий. Отметим основные черты эволюции кривых  $Q^{-1}(T)$  при переходе от внеупорядоченной шпинели к шпинели с 1:3-упорядочением ионов  $\text{Fe}^+$  и  $\text{Li}^+$ : 1) наиболее высокотемпературный пик (*d*) заметно усиливается и незначительно сдвигается в область низких температур; 2) пик *c* заметно ослабевает, несколько сдвигаясь при этом в область низких температур; 3) пик *b* сужается и также сдвигается в сторону низких температур; 4) пик *a* размывается и становится практически неотделимым от фона ВТ.

На кривых  $\nu(T)$  удалось надежно выделить только два слабых пика, соответствующих по температуре пикам *b* и *d* на кривых  $Q^{-1}(T)$ .

Результаты измерений температурных зависимостей намагниченности (политермы  $\sigma_H(T)$  в магнитном поле  $H = 18 \text{ Oe}$  при  $20\text{--}650^\circ\text{C}$ ) исследуемых образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  представлены на рис. 2. Кривые  $\sigma_H(T)$ , полученные в полях  $3 \leq H \leq 48 \text{ Oe}$ , имеют сходный характер. Отметим сразу же, что зависимости  $\sigma_H(T)$  для образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , по существу, аналогичны температурным зависимостям начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$ , так как в довольно широком интервале магнитных

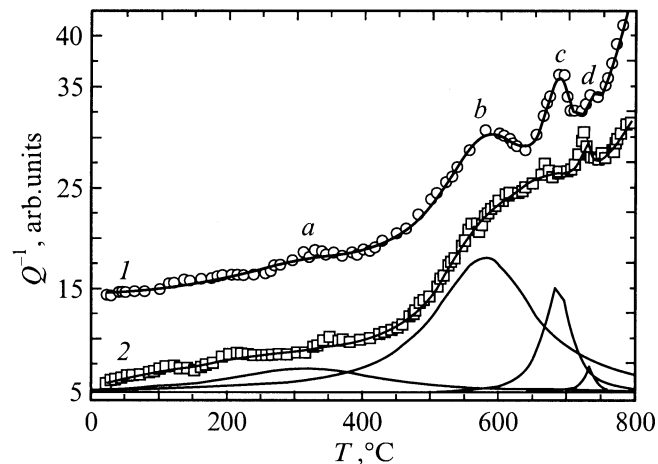
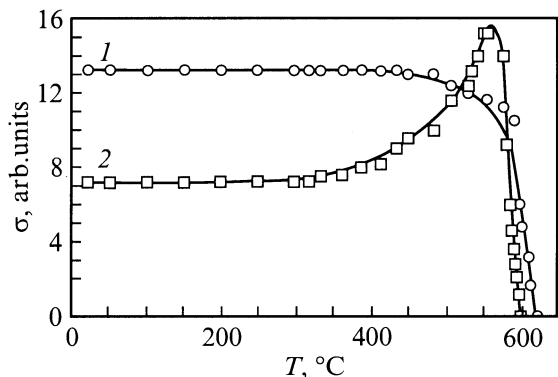
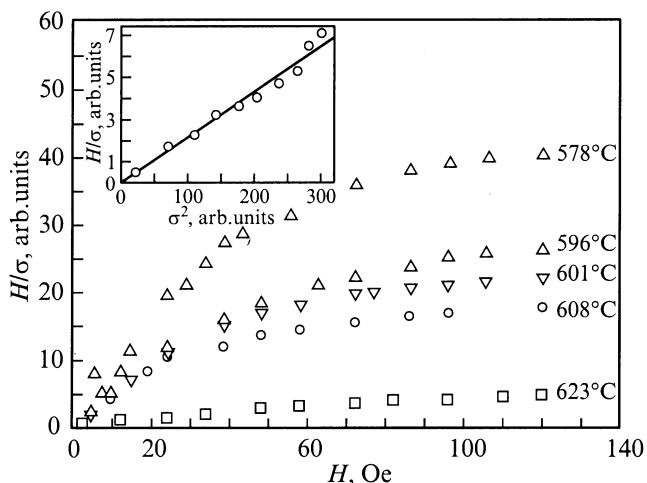


Рис. 1. Температурная зависимость логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  неупорядоченного (1) и упорядоченного (2) образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  при  $20\text{--}800^\circ\text{C}$ .



**Рис. 2.** Температурная зависимость относительной намагниченности неупорядоченного (1) и упорядоченного (2) образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  в поле  $H = 18 \text{ Oe}$  при 20–650°C.



**Рис. 3.** Изотермы намагниченности закаленного образца  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  вблизи  $T_c$ . На вставке — зависимость  $\frac{H}{\sigma}(\sigma^2)$  закаленного образца  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  при  $T = 608^\circ\text{C}$ .

полей изотермы намагниченности  $\sigma_T(H)$  (рис. 3) имеют почти линейный ход и полностью обратимы (гистерезис отсутствует). Это позволяет считать температуру, при которой величина  $\sigma_H(T)$  обращается в нуль, точкой Кюри измеряемого образца. Оценка значений  $T_c$  на основании измерений  $\sigma_H(T)$  дает для неупорядоченных образцов  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$   $T_c \sim 610^\circ\text{C}$ , для образцов с 1:3-упорядочением в В-подрешетке  $T_c \sim 595^\circ\text{C}$ . Эти значения  $T_c$  близки к положению пиков  $b$  на кривых  $Q^{-1}(T)$  (рис. 1), а также  $\nu(T)$ .

Уточненные значения  $T_c$  исследуемых образцов получали из измерений изотерм намагниченности  $\sigma_T(H)$  в окрестности этих температур (рис. 3).

Как известно, в соответствии с теорией фазовых переходов второго рода Ландау вблизи точки Кюри уравнение состояния ферро(ферри)магнетика имеет вид [8]

$$\alpha\sigma + \beta\sigma^3 = H, \quad (1)$$

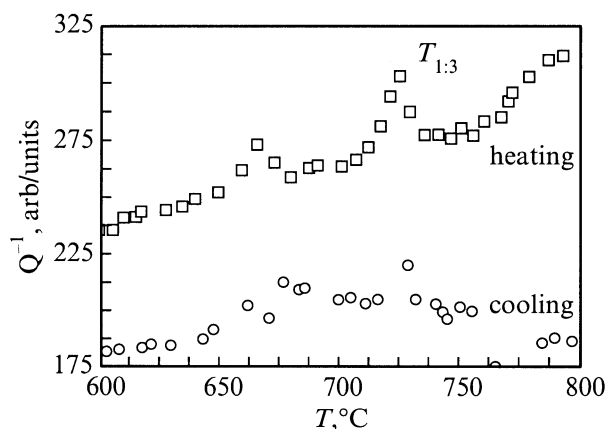
где  $\alpha(T)$  и  $\beta(T)$  — термодинамические коэффициенты.

Уравнение (1) линеаризуется в координатах Белова–Арротта ( $\frac{H}{\sigma} - \sigma^2$ ). В этих координатах на вставке к рис. 3 представлены данные, полученные для неупорядоченного образца. Как видно, при  $T_c = 608 \pm 2^\circ\text{C}$  прямая  $\frac{H}{\sigma}(\sigma^2)$  проходит через нуль. Значение температуры Кюри образца феррита с 1:3-упорядочением, определенное по методу Белова–Арротта, составляет  $595 \pm 2^\circ\text{C}$ .

Таким образом, совокупность результатов релаксационных и магнитных измерений позволяет однозначно решить вопрос о природе наблюдаемых аномалий  $b$  на температурных зависимостях параметров ВТ феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ .

Вместе с тем, как уже отмечалось, появление особенностей в температурных зависимостях низкочастотного ВТ при магнитных фазовых переходах второго рода, казалось бы, противоречит представлениям теории Ландау–Халатникова [8]. Надо полагать, что наблюдаемые аномалии в зависимостях  $Q^{-1}(T)$  вблизи  $T_c$  обусловлены не непосредственно релаксацией параметра порядка в окрестности точки фазового перехода, а сопутствующим эффектом появления вблизи  $T_c$  значительных магнито-стрикционных деформаций кристаллической решетки — вторых производных от термодинамического потенциала. Так, аномалии ВТ вблизи  $T_c$  в случае редкоземельного ферромагнетика гадолия [11], у которого подобные деформации достигают  $10^{-3}$  [12,13], обнаруживали даже на частоте 1 Hz.

Не вызывает сомнений и природа наиболее высокотемпературного релаксационного эффекта (пик  $d$  на зависимостях  $Q^{-3}(T)$  и  $\nu(T)$ ), связанного с фазовым переходом при атомном упорядочении ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Li}^+$  в октаэдрической подрешетке  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ . В работе получены веские доказательства того, что превращение в  $T_{1:3}$  является фазовым переходом второго рода: вблизи  $T_{1:3}$  появляются характерные особенности поведения  $Q^{-1}$  и  $\nu$  типа  $\lambda$ -аномалий Ландау (см. рис. 1), а на кривых  $Q^{-1}(T)$  отсутствует гистерезис температуры фазового перехода при нагреве и охлаждении образцов (рис. 4).



**Рис. 4.** Температурная зависимость логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  образца  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  при охлаждении и нагреве в интервале 600–800°C.

Особенностям ВТ, обусловленным протеканием магнитного и структурного фазовых переходов в  $T_c$  и  $T_{1:3}$ , со стороны низких температур предшествует появление аномалий на кривых  $Q^{-1}(T)$  (пики  $a$  и  $c$  на рис. 1). Можно предположить, что наблюдаемые релаксационные эффекты объясняются поглощением низкочастотного звука в результате резонансных колебаний стенок магнитных и структурных доменов в поле упругих напряжений. Очевидно, что появление пика  $c$  ВТ при  $T < T_{1:3}$  может быть связано с диссипативными процессами на границах антифазных доменов, возникающих диффузионным путем в процессе структурного фазового перехода типа упорядочения [6,14]. В пользу подобного предположения свидетельствует то обстоятельство, что для упорядоченных образцов пик  $c$  на кривых  $Q^{-1}(T)$  острее, но существенно меньше по интенсивности, чем в случае неупорядоченных образцов, для которых 1:3-сверхструктура формируется в процессе нагрева (рис. 1, 4).

Отметим, что аномалии ВТ в звуковом диапазоне частот, обусловленные колебаниями стенок ферритмагнитных доменов, наблюдались и ранее для других ферритов-шпинелей (см., например, [8,15]). Кроме того, традиционно обсуждаемый при изучении ВТ в магнетиках механизм, связанный с магнитоупругим гистерезисом (см., например, [16]) в данном случае "не работает": из результатов измерений намагниченности  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  при  $T \leq T_c$  следует, что как для упорядоченного, так и для неупорядоченного образца кривые  $\sigma_T(H)$  обратимы (рис. 3). Это неудивительно, так как энергия кристаллографической магнитной анизотропии литиевого феррита сравнительно мала, поскольку она обусловлена спин-орбитальным взаимодействием ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в  $S$ -состоянии, появляющимся лишь в высоких порядках теории возмущений [17]. Попутно отметим, что эффект наличия или отсутствия 1:3-упорядочения должен влиять на энергию одноионной анизотропии. Это хорошо подтверждается результатами настоящей работы и следует из отличия хода кривых  $\sigma_n(T) \sim \chi_0(T)$ : в упорядоченном состоянии при  $T \rightarrow T_c$  наблюдается эффект Гопкинсона — появление асимметричного максимума на кривой  $\sigma_n(T)$  (кривая 2 на рис. 2). Как известно [17], появление максимума на кривых температурной зависимости магнитной восприимчивости

$$\chi(T) = \frac{\sigma_s^2(T)}{K(T)} \quad (2)$$

обусловлено тем, что спонтанная намагниченность  $\sigma_s$  убывает при  $T \rightarrow T_c$  медленнее, чем константа анизотропии  $K$ . Ход же кривой  $\sigma_n(T)$  для неупорядоченного образца (кривая 1 на рис. 2) типичен для магнитомягких материалов с преобладающей анизотропией формы [18].

Таким образом, очевидно, что наблюдаемая аномалия обусловлена чисто релаксационными потерями, связанными с обратимыми колебаниями доменных границ.

Как видно из рис. 1, пик  $a$  ВТ при  $\sim 310^\circ\text{C}$ , обусловленный затуханием низкочастотного звука на границах

ферритмагнитных доменов в  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , явно выраженный в случае неупорядоченного образца, практически отсутствует для образца с 1:3-упорядочением ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Li}^+$ . Появление такого эффекта, по нашему мнению, можно объяснить существенными отличиями в микроструктуре упорядоченного и неупорядоченного образцов исследуемого феррита. Действительно, в упорядоченном образце зерна поликристаллического агрегата при  $T \leq T_{1:3}$  разбиты на большое число антифазных доменов, границы между которыми образуются в результате сдвига соседних доменов на половину периода решетки. Эти границы и служат достаточно эффективными стопорами для движения стенок ферритмагнитных доменов. В неупорядоченном образце, в котором формирование 1:3-сверхструктуры подавляется путем быстрой закалки, подобный механизм пиннинга доменных границ отсутствует и стопорами для движения доменов могут служить лишь границы зерен. Естественно, что в последнем случае диссипативные процессы, связанные с колебаниями доменных стенок, усиливаются.

Обнаруженный при магнитных и релаксационных измерениях эффект сдвига  $T_c$  в сторону высоких температур при наличии разупорядочения в  $B$ -подрешетке феррита  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  вполне закономерен. Известно, что в рамках обменной модели ферро(ферри)магнетизма зависимость температуры Кюри от степени ближнего порядка  $\alpha$  для наиболее важного случая, когда существует только обменный интеграл для пар атомов-носителей магнитного момента ("магнитных атомов"), имеет вид [19]

$$T_c(\alpha) = \frac{W}{k} \left[ \ln \frac{(N-1)(c_F + \alpha c_D) + 1}{(N-1)(c_F + \alpha c_D) - 1} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где  $W$  — энергия обменного взаимодействия между двумя магнитными атомами,  $k$  — постоянная Больцмана,  $N$  — координационное число,<sup>2</sup>  $c_F$  — концентрация магнитных атомов,  $c_D$  — концентрация немагнитных атомов.

Хотя непосредственно воспользоваться уравнением (3) при рассмотрении достаточно сложной картины обменного взаимодействия в двухподрешеточном феррите не представляется возможным, качественно из этого уравнения следует, что повышение степени атомного порядка  $\alpha$ , т.е. в данном случае уменьшение числа соседних магнитных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , должно приводить к понижению  $T_c$ , а понижение  $\alpha$  — к повышению  $T_c$ , что и наблюдается в магнитных и релаксационных экспериментах.

Таким образом, на основании результатов температурных измерений параметров ВТ в нулевом магнитном поле — логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  и резонансной частоты колебаний  $\nu$ , а также политерм и изотерм намагниченности упорядоченных и неупорядоченных образцов литиевого феррита можно сделать ряд выводов, относящихся в целом к проблеме связи

<sup>2</sup> Очевидно, что существенны только значения  $\alpha$  и  $N$  для первой координационной сферы ( $\alpha_1$  и  $N_1$ ).

релаксационных свойств со структурой и магнетизмом ферритов.

1) При температурах Кюри ( $T_c$ ) и структурного фазового перехода типа 1:3-упорядочения в октаэдрической подрешетке ( $T_{1:3}$ ) имеют место аномалии низкочастотного ВТ, которые наблюдаются для образцов, исходно отличающихся по степени атомного упорядочения.

2) Температура структурного фазового перехода в  $T_{1:3}$  практически не зависит от направления изменения температуры и степени атомного упорядочения.

3) Понижение степени структурного упорядочения в одной из подрешеток феррита приводит к повышению  $T_c$  и изменению энергии одноионной кристаллографической магнитной анизотропии.

4) Ниже  $T_{1:3}$  обнаружены особенности ВТ, связанные с колебаниями стенок структурных (антифазных) доменов в поле упругих напряжений.

5) При  $T < T_c$  в случае неупорядоченных образцов наблюдается появление релаксационного пика ВТ, обусловленного колебаниями стенок ферримагнитных доменов в поле упругих напряжений; наличие антифазных доменов в случае упорядоченных образцов приводит к подавлению пика.

Результаты настоящей работы носят в известной степени качественный характер: хотя изучались ВТ и магнитные свойства образцов конкретного ферримагнетика — феррита лития  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$  с исходной различной степенью атомного упорядочения, состояние объектов исследования могло существенно изменяться уже в процессе релаксационных или магнитных измерений. Об этом свидетельствует в первую очередь появление слабых сверхструктурных рефлексов на рентгенограммах закаленных образцов после высокотемпературных измерений.

## Список литературы

- [1] E.W. Gorter, J.A. Schulkes. Phys. Rev. **90**, 487 (1953).
- [2] Н.Н. Ефимова, Ю.А. Мамалуй. УФЖ **20**, 7, 1199 (1975).
- [3] Ш.Ш. Башкиров, Р.А. Исхаков, А.Б. Либерман, В.И. Синявский, Ю.А. Мамалуй, Н.Н. Ефимова. УФЖ **21**, 4, 543 (1976); ФТТ **18**, 9, 2565 (1976).
- [4] Д.И. Волков, В.И. Чечерников. Научные доклады высшей школы. Физ.-мат. науки **2**, 210 (1958).
- [5] P.V. Braun. Nature **170**, 1123 (1952).
- [6] Е.М. Лифшиц. ЖЭТФ **11**, 255 (1941).
- [7] А.К. Хачатурян. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. Наука, М. (1974). 332 с.
- [8] Л.Д. Дандау, И.М. Халатников. ДАН СССР **96**, 469 (1954).
- [9] К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. Наука, М. (1987). 160 с.; Магнитные превращения. Наука, М. (1959). 260 с.
- [10] В.М. Аржавитин, В.Н. Головин, Г.Ф. Тихинский, В.А. Финкель, Б.И. Шаповал. СФХТ **2**, 153 (1989).
- [11] С.К. Burdett. Phil. Mag. **18**, 745 (1968).
- [12] И.К. Камиллов, Х.К. Алиев. УФН **140**, 4, 639 (1983).
- [13] В.А. Финкель. Структура редкоземельных металлов. Металлургия, М. (1978). 128 с.

- [14] Я.С. Уманский, Ю.А. Скаков. Физика металлов. Атомное строение металлов и сплавов. Атомиздат, М. (1978). 352 с.
- [15] Г.И. Катаев, А.Ф. Попков, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **88**, 1427 (1985).
- [16] Г. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. ИЛ, М. (1962). 584 с.
- [17] M.I. Darby, D.E. Isaak. IEEE Trans. Magn. **Mag-10**, 259 (1974).
- [18] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [19] H. Sato, A. Arrott, R. Kikuchi. J. Phys. Chem. Sol. **10**, 19 (1959).