

УДК 538.1: 548

## Структура неоднородной магнитной фазы монокристалла $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$

С. Р. Бойдедаев, Д. Р. Джураев, Б. Ю. Соколов, Ш. Ш. Файзиев

*Исследованы полевая, температурная, ориентационная и координатная зависимости магнитного линейного двулучепреломления в монокристалле  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ . Полученные экспериментальные результаты позволили уточнить и конкретизировать структуру, а также выявить особенности технического намагничивания модулированной магнитной фазы этого слабого ферромагнетика. Показано, что используемая модель модулированной магнитной структуры кристалла вполне адекватно описывает экспериментальную ситуацию.*

PACS: 75.30.Kz; 75.60.Ch

*Ключевые слова:* слабый ферромагнетизм, модулированная магнитная структура, магнитное линейное двулучепреломление.

### Введение

Известно, что в магнитоупорядоченных средах при определенных условиях энергетически выгодно состояние с пространственной модуляцией параметра магнитного порядка. К настоящему времени модулированные магнитные структуры (ММС) обнаружены у большого числа кристаллов с различным типом магнитного упорядочения, и основные механизмы, приводящие к модуляции магнитного порядка, считаются известными: в магнитных диэлектриках — это взаимодействие Дзялошинского—Мория или конкуренция обменных взаимодействий разного знака между ближайшими атомными соседями и следующими за ними [1]. В последние годы пристальное внимание

исследователей привлекли ММС антиферромагнитных диэлектриков в связи с перспективой использования этих материалов (в частности, мультиферроиков) в качестве активной среды в элементной базе функциональных элементов спиновой электроники [2]. При этом выяснилось, что многие свойства ММС этого класса магнетиков (например, зависимость периода и глубины модуляции азимута локального вектора антиферромагнетизма от внешнего магнитного поля, температуры, давления и т. д.) не всегда могут быть описаны в рамках теории, основанной на указанных выше механизмах возникновения пространственной неоднородности магнитного порядка, и требуют дальнейшего изучения.

Относительно недавно сообщалось [3] об исследованиях фазового перехода из однородного магнитного состояния в модулированное в диэлектрических легкоплоскостных антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом — в борате железа и гематите, допированных небольшим количеством диамагнитных примесей (в кристаллах  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  и  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ ).

ММС в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  и  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$  возникала во внешнем магнитном поле  $H$ , ориентированном в легкой плоскости (в плоскости (111)) кристаллов в

Бойдедаев Собиржон Рахимович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник.

Джураев Даврон Рахманович, канд. физ.-мат. наук, доцент.

Соколов Борис Юрьевич, д-р физ.-мат. наук, профессор.

Файзиев Шахобиддин Шавкатович, аспирант.

Национальный университет Узбекистана.

Узбекистан, 100174, г. Ташкент, Вузгородок, НУУз, физический факультет.

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

Статья поступила в редакцию 5 мая 2009 г.

направлениях, перпендикулярных осям  $C_2$ , и как показали выполненные в [3] исследования, характеризовалась рядом особенностей. Так, период ММС  $D$  этих слабых ферромагнетиков уменьшался с ростом  $H$ , тогда как из существующей теории магнитных фазовых переходов вытекает противоположная зависимость  $D(H)$  [1]. Очевидно, что для поиска адекватных эксперименту теоретических моделей важно знать структуру неоднородной магнитной фазы кристалла. Ниже представлены результаты экспериментальных исследований пространственного распределения параметра магнитного порядка в ММС, реализующейся в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ .

### Методика эксперимента и образцы

При интерпретации полученных экспериментальных результатов [3] предполагалось, что ММС имеет вид статичной поперечной спиновой волны, линейно поляризованной в плоскости (111), в которой при смещении вдоль направления намагничивания (при  $\mathbf{H} \perp C_2$ ) локальный антиферромагнитный момент  $\mathbf{I}$  осциллирует около оси  $C_2$ . Поскольку магнитооптическая анизотропия антиферромагнетиков существенно зависит от ориентации вектора  $\mathbf{I}$  в кристалле [4], в настоящей работе для экспериментального определения структуры неоднородной магнитной фазы исследовалась зависимость магнитного линейного двулучепреломления (МЛД) в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  от пространственных координат в плоскости (111).

Согласно [5], в борате железа при распространении света вдоль оптической оси — оси  $C_3$  (в направлении нормали к плоскости (111)) величина МЛД в точке на плоскости (111) с координатами  $(x, y)$  может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \Phi &= \varphi(x, y) \sin 2[\theta - \beta(x, y)]; & (1) \\ \varphi(x, y) &= \varphi_0(a^2 + b^2)^{1/2}; \\ \varphi_0 &= 2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})d/\lambda \sim |\mathbf{I}|^2; \\ a &= d^{-1} \int_0^d \cos 2\beta(x, y, z) dz; \\ b &= d^{-1} \int_0^d \sin 2\beta(x, y, z) dz, \end{aligned}$$

где  $\beta$  — угол между направлением проекции вектора  $\mathbf{I}$  на плоскость (111) и осью  $Y$  лабораторной системы координат (для определенности примем  $Y \parallel C_2$ , рис. 1);

$\theta$  — азимут плоскости поляризации падающего на кристалл света относительно той же оси;

$n_{\parallel}$ ,  $n_{\perp}$  — показатели преломления для света с длиной волны  $\lambda$ , линейно поляризованного соответственно вдоль и поперек

направления плоскостной компоненты вектора  $\mathbf{I}$ ;

$d$  — толщина кристалла вдоль оси  $Z$  ( $Z \parallel C_3$ ) (параметры  $a$  и  $b$  учитывают возможную неоднородность угла  $\beta$  по толщине).

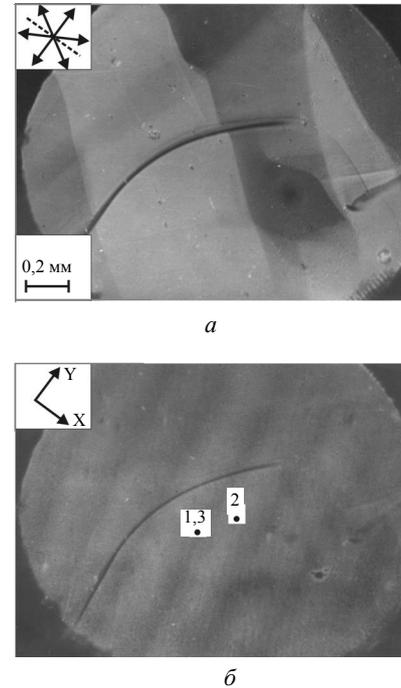


Рис. 1. Изображения образца, полученные в поляризованном свете при  $T = 80 \text{ K}$ :

$a$  —  $H = 0$ ;  $b$  —  $H = 6 \text{ Э} (\mathbf{H} \perp \mathbf{Y})$ .

На вставках:  $a$  —  $\leftrightarrow$  — направления осей  $C_2$ ; - - - - — направление намагничивания;  $b$  —  $\rightarrow$  — ориентация осей лабораторной системы координат; точки 1—3 — положения сфокусированного лазерного луча, при которых были получены ориентационные зависимости МЛД-1, 2, 3

Как видно из (1), при фиксированных  $x$  и  $y$  зависимость  $\Phi(\theta)$  представляется гармонической функцией, начальная фаза  $\beta$  и амплитуда  $\varphi$  которой характеризуют, соответственно, направление и модуль антиферромагнитного момента в данной точке плоскости (111). Следовательно, из результатов исследований координатной зависимости МЛД на основании (1) можно судить о пространственной ориентации вектора  $\mathbf{I}$  в кристалле.

В экспериментах использовался тот же образец монокристалла  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  (содержание  $\text{Mg} \sim 0,1 \text{ мас. \%}$ ), на котором были выполнены исследования ММС в [3]. Образец имел форму плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами  $\sim 3 \text{ мм}$ , толщиной  $\approx 60 \text{ мкм}$ , развитая плоскость которой совпадала с плоскостью (111). Магнитное состояние образца контролировалось магнитооптическим методом, описанным в работах [3, 6]: с помощью поляризационного микроскопа визуально наблюдалась эволюция доменной структуры кристалла, происходящая при изменении температуры, а также величины и направле-

ния **H**; наблюдения проводились "на просвет" в окне оптической прозрачности FeVO<sub>3</sub>:Mg.

Исследования МЛД были выполнены в интервале температур  $80 \leq T \leq 290$  К в постоянном магнитном поле напряженностью  $H \leq 30$  Э (во всех экспериментах вектор **H** лежал в плоскости (111) кристалла) при нормальном падении света на плоскость образца. Для минимизации влияния магнитного линейного дихроизма на результаты измерений эксперименты проводили в спектральной области максимальной оптической прозрачности бората железа на длине волны  $\lambda \approx 0,514$  мкм излучения аргонового лазера. Величину МЛД определяли с помощью фазового компенсатора (пластинки  $\lambda/4$ ) по традиционной методике, использующей модуляцию азимута плоскости поляризации падающего на фотоприемник света [7]. Чувствительность экспериментальной установки по углу  $\Phi$  составляла  $\sim 0,001^\circ$ , относительная ошибка измерений  $\sim 5\%$ .

При исследованиях ориентационной и координатной зависимостей МЛД лазерное излучение с помощью микроскопа фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром  $\sim 15$  мкм. Учитывая, что пространственный период магнитной неоднородности FeVO<sub>3</sub>:Mg  $\sim 100$  мкм [3], при этих условиях эксперимента можно рассматривать исследуемый участок поверхности кристалла как точечный, полагая в пределах площади светового пятна  $\beta(x, y) \approx \text{const}$ . Криостат имел возможность двухкоординатного перемещения в фокальной плоскости микроскопа, что позволяло проводить измерения МЛД в заданной точке на плоскости образца.

### Экспериментальные результаты

Для реализации ММС в FeVO<sub>3</sub>:Mg были воспроизведены условия ее существования, установленные в [3]: образец охлаждался до  $T < T_c \approx 135$  К и намагничивался при ориентации  $\mathbf{H} \perp C_2$ . На рис. 1 а, б приведены изображения образца, полученные при  $T = 80$  К при наблюдении в поляризационный микроскоп при  $H = 0$  и 6 Э, соответственно. В размагниченном состоянии образец имеет обычную 180-градусную доменную структуру с ориентацией доменных границ вблизи направления одной из осей  $C_2$  (см. рис. 1, а). При намагничивании образца в направлении, перпендикулярном оси  $C_2$ , сначала при  $H \approx 5$  Э изображения доменов пропадают (кристалл монодоменизируется), а с ростом  $H$  на изображении образца появляется квазипериодическая система различающихся контрастом полос (см. рис. 1, б), которая связывалась в [3] с переходом кристалла в ММС. Возникающая система полос существует в некотором зависящем от  $T$  ин-

тервале намагничивающего поля  $\Delta H$  (интервал  $\Delta H$  уменьшается при  $T \rightarrow T_c$ ) и исчезает при достижении полем критического значения  $H_c$  (при  $T = 80$  К  $H_c \approx 17$  Э). Период системы полос  $D$  (среднее расстояние между двумя соседними светлыми или темными полосами) меняется при изменении  $T$  и  $H$  скачкообразным путем в зависимости от числа наблюдаемых полос на регистрируемой длине, что на графиках зависимостей  $D(H)$  и  $D(T)$ , представленных на рис. 2, 3, показано в виде ступенек (близкие к этим зависимостям  $D(H)$  и  $D(T)$  были получены в [3]).

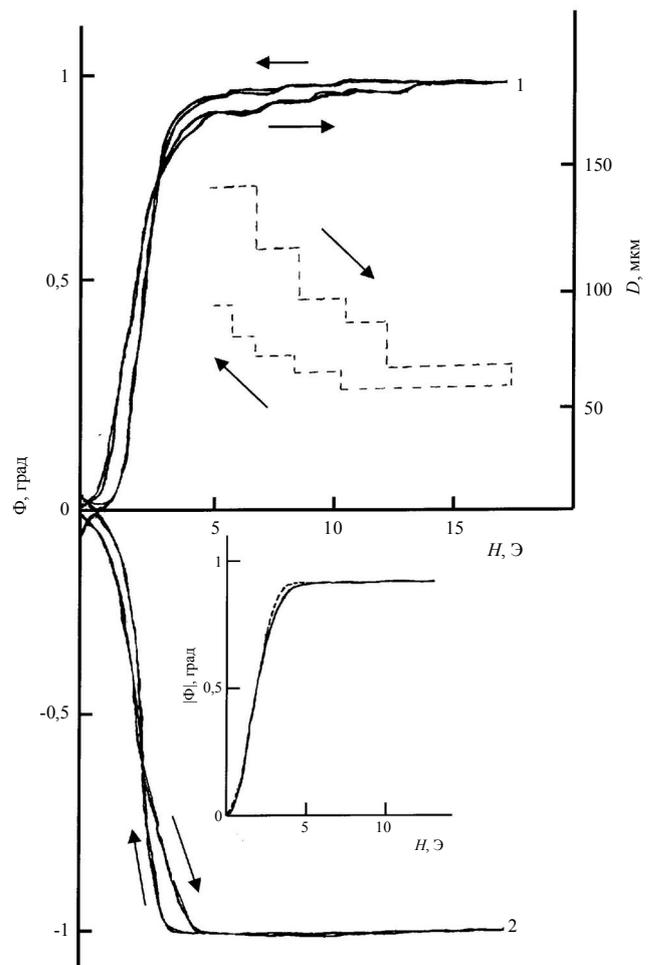


Рис. 2. Полевые зависимости МЛД в FeVO<sub>3</sub>:Mg ( $T = 80$  К, время развертки магнитного поля  $\sim 1$  мин) при ориентации:

1 —  $\mathbf{H} \perp C_2$ ; 2 —  $\mathbf{H} \parallel C_2$ ;

--- — пространственного периода системы светлых и темных полос;  $\rightarrow$  — направление развертки магнитного поля.

На вставке: при  $T = 150$  К: — —  $\mathbf{H} \perp C_2$ ; - - - -  $\mathbf{H} \parallel C_2$

Проведенные исследования показали, что в температурной области выше температуры перехода кристалла в ММС (при  $T > T_c$ ) вид зависимостей  $\Phi(H)$  и  $\Phi(T)$  практически не менялся при изменении направления вектора **H** в плоскости (111). В то же время при  $T < T_c$  зависимости  $\Phi(H)$  и  $\Phi(T)$ , наблюдаемые при разной ориентации намагничи-

вающего поля, заметно различались. В качестве примера на рис. 2 показаны "интегральные" (т. е. измеренные при засветке всей поверхности образца) полевые зависимости МЛД исследованного кристалла, полученные при азимуте поляризатора  $\theta = 45^\circ$  при температурах 80 и 150 К в зависимости от ориентации вектора  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $C_2 \parallel \mathbf{Y}$  и вдоль перпендикулярного этой оси направления. Из сравнения графиков видно, что при  $T = 150$  К кривые  $\Phi(H)$  различаются слабо, а при  $T = 80$  К вид зависимости  $\Phi(H)$  изменяется при переориентации  $\mathbf{H}$ . Особенно заметно различие получаемых при  $T = 80$  К кривых  $\Phi(H)$  становится в достаточно сильном магнитном поле: из рис. 2 следует, что в отличие от ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$ , при которой при  $H > 5$  Э в пределах ошибки эксперимента  $\Phi = \text{const}$ , при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$  при выходе на насыщение зависимость  $\Phi(H)$  имеет немонотонный (скачкообразный) вид (чтобы показать неслучайный характер скачков при  $\mathbf{H} \perp C_2$ , приведены две последовательные записи кривых  $\Phi(H)$  при  $T = 80$  К). При сравнении графиков отчетливо видна корреляция положения скачков на кривой  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$  и ступенек на зависимости  $D(H)$  (см. рис. 2).

На рис. 3 показаны температурные зависимости "интегрального" МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ , полученные при двух значениях магнитного поля ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ):  $H_1 = 6$  Э — поле, в котором существует ММС, и  $H_2 = 30$  Э — в этом поле намагниченность кристалла заведомо однородна (см. рис. 2) и лежит в легкой плоскости вдоль вектора  $\mathbf{H}$  и, следовательно,  $\perp \mathbf{H}$  (т. е.  $\mathbf{I} \parallel C_2 \parallel \mathbf{Y}$ ). Видно, что в то время как при  $H = 30$  Э при изменении  $T$  величина МЛД изменяется примерно как  $I^2(T)$  (температурная зависимость спонтанной намагниченности  $\text{FeVO}_3$  исследована в работе [8]), в насыщающих полях аналогичные зависимости  $\Phi(T)$  наблюдаются и при других ориентациях  $\mathbf{H}$  в плоскости (111), при  $H = 6$  Э в области температур  $80 \leq T \leq 135$  К  $\Phi(T) \approx \text{const}$ .

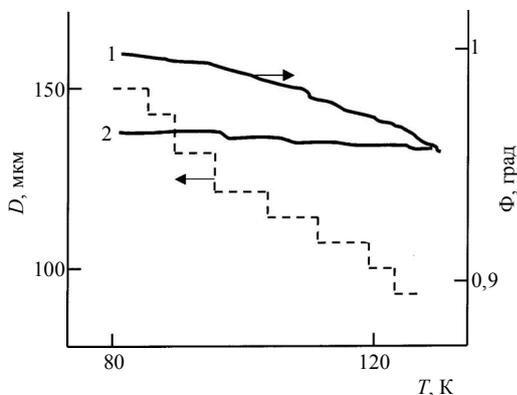


Рис. 3. Температурные зависимости МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ) при:

1 —  $H = 30$  Э; 2 —  $H = 6$  Э; ---- — температурная зависимость пространственного периода системы светлых и темных полос при  $H = 6$  Э

На рис. 4 представлены "локальные" (свет сфокусирован в разных точках поверхности образца) зависимости МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  от ориентации плоскости поляризации падающего на кристалл света, измеренные при  $T = 80$  К при значениях магнитного поля 6 и 30 Э ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ). Из рис. 4 следует, что как в однородном, так и в модулированном магнитном состоянии кристалла экспериментальные зависимости  $\Phi(\theta)$  хорошо описываются гармоническими функциями от  $2\theta$ , амплитуда которых практически не зависит от напряженности поля. Последнее, очевидно, означает, что в ММС намагниченность кристалла однородна по его толщине (т. е.  $\beta(z) = \text{const}$ ), причем вектор  $\mathbf{I}$  (так же, как и в однородной магнитной фазе) не выходит из базисной плоскости. Согласно (1) в этом случае экстремальные значения  $\Phi = \pm \phi_0$  на зависимостях  $\Phi(\theta)$  в точке  $(x, y)$  будут иметь место при  $\theta = \beta \pm 45^\circ$ . Это условие позволяет непосредственно из приведенных на рис. 4 графиков найти угол  $\beta$ , т. е. определить азимут вектора  $\mathbf{I}$  относительно оси  $Y$  в заданных точках поверхности образца. Поскольку при измерениях МЛД точки на поверхности кристалла были выбраны в центре визуально наблюдаемых в микроскоп соседних полос различного контраста (см. рис. 1, б), можно заключить, что в ММС  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  амплитуда угла отклонения вектора  $\mathbf{I}$  от направления оси  $Y$  в поле  $H = 6$  Э составляет  $\approx 10^\circ$ .

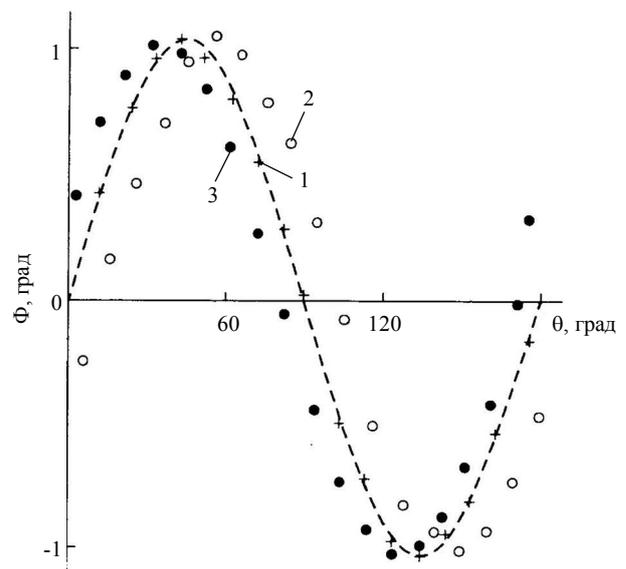
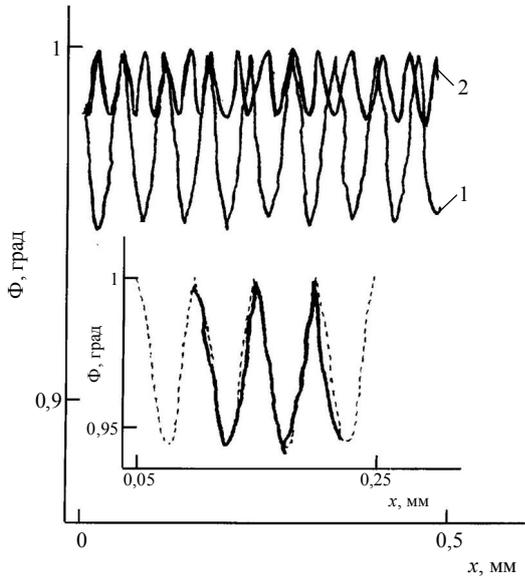


Рис. 4. МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  в зависимости от азимута плоскости поляризации падающего на кристалл света ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ,  $T = 80$  К) при:

1 —  $H = 30$  Э; 2, 3 —  $H = 6$  Э; ---- — зависимость  $\Phi \sim \sin 2\theta$

На рис. 5 приведены координатные зависимости МЛД, полученные при  $T = 80$  К при сканировании сфокусированным лазерным лучом поверхности исследуемого образца вдоль направления  $\mathbf{H}$

при значениях поля 6 и 15 Э ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ,  $\theta = 45^\circ$ ). (Сканирование поверхности кристалла в перпендикулярном  $\mathbf{H}$  направлении показало, что  $\Phi(y) \approx \text{const}$ ). Зависимости  $\Phi(x)$  имеют осциллирующий характер, причем средний период модуляции величины МЛД оказывается в два раза меньше пространственного периода наблюдаемых при этих значениях поля систем полос (см. рис. 2).



**Рис. 5. Координатные зависимости МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ , полученные при сканировании сфокусированным лазерным лучом поверхности кристалла вдоль направления вектора  $\mathbf{H}$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ,  $T = 80 \text{ K}$ ) при:**  
 1 —  $H = 6 \text{ Э}$ ; 2 —  $H = 15 \text{ Э}$ .  
 На вставке ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{Y}$ ,  $H = 6 \text{ Э}$ ,  $T = 80 \text{ K}$ ): — — — эксперимент; - - - - - расчет с использованием формул (1) и (2)

**Обсуждение экспериментальных результатов**

Из результатов выполненного в работе [3] теоретического рассмотрения фазового перехода кристалла из однородного магнитного состояния в пространственно модулированное следует, что угол отклонения локального вектора  $\mathbf{I}$  от оси  $C_2$  в ММС определяется как

$$\beta(x) = [(A - 8\pi^4 \gamma/D^4)/3B]^{1/2} \sin 2\pi x/D = \beta_0 \sin 2\pi x/D, \tag{2}$$

где  $A, B, \gamma$  — независимые от  $H$  константы;  
 $x$  — текущая координата вдоль направления вектора  $\mathbf{H} \perp C_2$ .

Рассчитанная по формуле (1) координатная зависимость МЛД при  $\theta = 45^\circ$  с использованием зависимости угла  $\beta$  в формуле (2) и экспериментально полученных при  $T = 80 \text{ K}$  и  $H = 6 \text{ Э}$  значений  $\beta_0 = 10^\circ$ ,  $\varphi = 1^\circ$ ,  $D = 150 \text{ мкм}$ , показана на рис. 5, откуда видно достаточно хорошее согласие эксперимента и теории. Последнее позволяет связать наблюдаемое с ростом поля уменьшение модуля-

ции величины МЛД с уменьшением угла  $\beta_0$  при  $H \rightarrow H_c$  (по нашим оценкам, сделанным на основе формул (1), (2) и экспериментальной кривой  $\Phi(x)$  при  $H = 15 \text{ Э}$  угол  $\beta_0 \approx 6^\circ$ ) (см. рис. 5).

При анализе полевой и температурной зависимостей МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  учтем, что в модулированной магнитной фазе, где направление вектора  $\mathbf{I}$  изменяется от точки к точке в плоскости образца, в выбранной геометрии эксперимента измеряемая "интегральная" величина  $\Phi$  определяется средним по площади сечения лазерного луча значением  $\varphi$ , которое при  $\theta = 45^\circ$  и зависимости угла  $\beta(x)$  в виде (2) представляется так

$$\begin{aligned} \varphi &\propto \frac{l^2 r}{r} \int_0^r \cos(2\beta_0 \sin 2\pi x/D) dx = \frac{l^2}{r} \times \\ &\times \int_0^r [J_0(2\beta_0) + 2 \sum_{k=1}^n J_{2k}(2\beta_0) \cos 4\pi kx/D] dx \approx \tag{3} \\ &\approx l^2 [J_0(2\beta_0) + J_2(2\beta_0)D \sin(4\pi r/D)/2\pi r], \end{aligned}$$

где  $r$  — линейный размер образца в направлении  $\mathbf{H}$  в сечении лазерного луча;  
 $J_0(2\beta_0)$  и  $J_2(2\beta_0)$  — функции Бесселя, соответственно, нулевого и второго порядков [9].

Поскольку для экспериментально найденных значений угла  $\beta_0$  величина  $J_0(2\beta_0) \gg J_2(2\beta_0)$  (например, при  $\beta_0 = 10^\circ$   $J_0(0,35) \approx 0,96$ ;  $J_2(0,35) \approx 0,01$  [9]), а период модуляции  $D \ll r$  ( $r \approx 2 \text{ мм}$  — диаметр лазерного луча), из (3) следует, что в модулированной магнитной фазе кристалла полевая и температурная зависимости МЛД целиком определяются зависимостью первого слагаемого от  $H$  и  $T$ . Из (2) видно, что в случае скачкообразного изменения периода модуляции угол  $\beta_0$  также будет меняться скачкообразно. С учетом (3) это означает, что скачки, наблюдаемые на зависимости  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  (см. рис. 2), обусловлены скачкообразным изменением в магнитном поле величины  $\beta_0$  (предполагается, что  $l(H) = \text{const}$ ). Согласно приведенным на рис. 2 экспериментальным результатам, с ростом  $H$  период ММС кристалла уменьшается, причем при одном и том же значении  $H$  величина  $D$  оказывается различной в зависимости от того, измерена она при росте поля от нуля или при уменьшении напряженности поля от максимума, поэтому в соответствии с (2) и (3) при увеличении  $H$  скачки на кривой  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  уменьшаются и на обратном ходе намагничивания оказываются менее заметными (см. рис. 2).

Что же касается температурной зависимости МЛД в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ , то из структуры формулы (3) видно, что в однородной магнитной фазе ( $\beta_0 = 0$ ,  $J_0 = 1$ ) зависимость  $\Phi(T)$  определяется зависимостью  $l^2$  от  $T$ , а в модулированной — температурной зависимостью произведения  $l^2 J_0(2\beta_0)$ . Поскольку в

температурном интервале  $80 \leq T \leq 135$  К с ростом  $T$  значение функции  $J_0(2\beta_0)$  увеличивается примерно на 5 %, а величина  $l^2$  — уменьшается примерно в той же пропорции [8], конкуренция этих тенденций и определяет наблюдаемое поведение  $\Phi(T)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  (см. рис. 3). Из сравнения графиков зависимостей  $D(H)$  и  $D(T)$  следует, что скачки на кривой  $D(T)$  менее выраженные по сравнению со скачками изменения величины  $D$  с полем (см. рис. 2, 3). Согласно (2) последнее означает, что изменение угла  $\beta_0$  с температурой будет также более плавным, чем изменение величины  $\beta_0$  при изменении  $H$ . Этим, вероятно, и объясняется отсутствие скачков на зависимости  $\Phi(T)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  [9].

### Заключение

С помощью исследований координатной, полевой, температурной и ориентационной зависимостей МЛД в  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  определена структура модулированной магнитной фазы этого слабого ферромагнетика, реализующейся в процессе его намагничивания в плоскости (111). Полученные результаты подтвердили сделанное в [3] предположение о структуре неоднородного магнитного состояния исследованного кристалла: в ММС вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  не выходит из плоскости (111), а его азимут осциллирует около оси  $C_2$  при смещении вдоль направления прикладываемого магнитного поля. Амплитуда осцилляций ази-

мута вектора  $\mathbf{l}$  уменьшается при росте  $H$  (и/или  $T$ ) скачкообразно, что, в частности, определяет экспериментально наблюдаемый немонотонный ход полевой зависимости МЛД в модулированной магнитной фазе исследованного кристалла. Показано, что выявленные закономерности изменения основных параметров ММС (зависимости пространственного периода и угла модуляции вектора  $\mathbf{l}$  от  $T$  и  $H$ ) позволяют непротиворечиво описать наблюдаемые особенности процесса технического намагничивания кристалла  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  в модулированном магнитном состоянии.

### Литература

1. Изюмов Ю. А. // УФН. 1984. Т. 144. №. 3. С. 439.
2. Звездин А. К., Пятаков А. П. // Там же. 2004. Т. 174. №. 4. С. 465.
3. Соколов Б. Ю. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. №. 2(8). С. 472
4. Смоленский Г. А., Писарев Р. В., Синий И. Г. // УФН. 1975. Т. 116. №. 2. С. 231.
5. Федоров Ю. М., Ворothyнова О. В., Лексиков А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. №. 5. С. 192
6. Бойдедаев С. Р., Джураев Д. Р., Соколов Б. Ю., Шарипов М. З. // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. №. 4. С. 670.
7. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Архангельский В. Б. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок. — Л.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Кадомцева А. М., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф., Селезнев В. Н. // ФТТ. 1972. Т. 26. №. 1. С. 214.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1978.

## Structure of the inhomogeneous magnetic phase of an $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ single crystal

S. R. Boidedaev, D. R. Dzuraev, B. Yu. Sokolov, Sh. Sh. Faiziev

National University of Uzbekistan, Physical Faculty, Vyzgorodok, Tashkent, 100174, Uzbekistan  
E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

*The magnetic linear birefringence of an  $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$  single crystal is investigated as a function of the temperature, the magnetic field strength, the magnetic field orientation, and the coordinates. The results obtained allow to concretize the structure as well as to reveal the peculiarities of the mechanical magnetization of the modulated magnetic phase of this weak ferromagnet. It is shown that, the proposal model of the modulated magnetic structure of the crystal let us the adequate description of the experimental situation.*

PACS: 75.30.Kz; 75.60.Ch

*Keywords:* weak ferromagnetism, modulated magnetic structure, magnetic linear birefringence.

Bibliography — 9 references.

Received 5 May 2009