

## МОДУЛИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НЕОДНОРОДНО НАПРЯЖЕННОГО МОНОКРИСТАЛЛА $\text{FeVO}_3$

М.З. ШАРИПОВ,<sup>1</sup> Д.Р. ДЖУРАЕВ,<sup>1</sup> В.Ю. СОКОЛОВ,<sup>2</sup> М. КУРБАНОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Бухарский Государственный университет

(Бухара 200118, Узбекистан; e-mail: m. z. sharipov@rambler.ru)

<sup>2</sup>Национальный университет РУз

(Ташкент 100174, Узбекистан)

УДК 538.1: 548  
©2010

С помощью низкосимметричных механических напряжений индуцирована дополнительная пространственно неоднородная магнитная анизотропия в базисной плоскости монокристалла  $\text{FeVO}_3$ . Магнитооптическим методом исследовано влияние неоднородной магнитной анизотропии на магнитное состояние этого легкоплоскостного слабого ферромагнетика. Обнаружено, что при намагничивании неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  в базисной плоскости вблизи некоторого выделенного направления происходит переход кристалла из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние, которое может быть представлено в виде статичной спиновой волны, в которой локальный вектор ферромагнетизма, оставаясь в базисной плоскости, осциллирует около направления средней намагниченности кристалла.

### 1. Введение

Борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ) – легкоплоскостный слабый ферромагнетик с температурой Нееля  $T_N \approx 350$  К – практически единственный из известных в настоящее время магнитоупорядоченных при комнатной температуре кристаллов, прозрачных в видимой области спектра. Ниже  $T_N$  в  $\text{FeVO}_3$  реализуется устойчивая доменная структура (ДС), которая, благодаря оптической прозрачности кристалла, легко визуализируется магнитооптическими методами [1–5]. Последнее делает  $\text{FeVO}_3$  удобным модельным объектом для визуальных исследований магнитной структуры и процесса намагничивания этого класса магнетиков.

Относительно недавно в работах [2, 3] сообщалось о наблюдении в  $\text{FeVO}_3$  ориентационного фазового перехода из состояния с однородной намагниченностью в пространственно модулированное магнитное состояние, возникающее при введении в состав кристалла небольшого количества диамагнитных ионов Mg. Предложенная в [2, 3] модель реализующейся при этом модулированной магнитной структуры (ММС) кристалла  $\text{FeVO}_3\text{:Mg}$  предполагает наличие

в его базисной плоскости вблизи примесей дополнительной магнитной анизотропии, связанной с локальными упругими деформациями кристаллической решетки, вызванными различием ионных радиусов примесных и матричных атомов. Иными словами, в работах [2, 3] предполагалось, что в плоскости легкого намагничивания  $\text{FeVO}_3\text{:Mg}$  существует индуцированная механическими напряжениями пространственно неоднородная магнитная анизотропия, вклад которой в термодинамический потенциал кристалла делает (при наложении внешнего магнитного поля) энергетически выгодным состояние с длиннопериодической модуляцией магнитного порядка.

В целях проверки предложенной в [2, 3] модели возникновения ММС в этом классе магнетиков нами были выполнены исследования влияния неоднородных механических напряжений на магнитную структуру  $\text{FeVO}_3$ , результаты которых приведены ниже.

### 2. Образцы и методика эксперимента

В эксперименте использовался номинально чистый (беспримесный) монокристалл  $\text{FeVO}_3$  в виде плоскопараллельной пластинки толщиной  $\sim 50$  мкм с поперечными размерами  $\sim 3$  мм. Развитые грани кристалла совпадали с базисной плоскостью (с плоскостью легкого намагничивания) и имели форму близкую к правильному шестиугольнику. Для создания в кристалле механических напряжений исследуемый образец приклеивался (клей БФ-2) четырьмя своими углами (см. рис. 1) к медной шайбе (толщиной  $\sim 0,5$  мм) так, чтобы его центр совпадал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась на хладопроводе азотного оптического криостата. При понижении температуры ниже комнатной происходит деформация шайбы (ее диаметр уменьшается), которая передается образцу, вызывая в нем упругие напряжения. Согласно результатам,

полученным в работе [4], в этом случае происходит сжатие кристалла в базисной плоскости вдоль радиусов шайбы.

На рис. 1 показано направление сил, сжимающих кристалл, и распределение продольных (“сжимающих”) компонент тензора напряжений, возникающих в центральной области “приклеенного” образца. Как видно из рис. 1, сжимающие силы создают в образце поле упругих напряжений, неоднородное в его плоскости. Эти напряжения наводят в базисной плоскости  $\text{FeVO}_3$  дополнительную пространственно неоднородную магнитную анизотропию, характеризующуюся константой  $K_A \propto \Lambda \sigma(x, y)$  (где  $\Lambda$  – константа магнитострикции,  $\sigma(x, y) = f(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$  – эффективное плоскостное напряжение в точке на базисной плоскости с координатами  $x, y$  и азимутом оси  $\Theta_A(x, y)$ ). Поскольку ненапряженный  $\text{FeVO}_3$  в магнитном отношении практически изотропен в базисной плоскости (при  $T = 77$  К эффективное поле внутривоскостной гексагональной анизотропии  $H_a < 1$  Э и уменьшается с ростом  $T$  [6]), можно ожидать, что анизотропия, наведенная напряжениями, будет играть заметную роль в процессе намагничивания “приклеенного” образца.

Изучение влияния неоднородных механических напряжений на магнитное состояние  $\text{FeVO}_3$  проводилось магнитооптическим методом, аналогичным описанному в работе [5]: с помощью поляризационного микроскопа визуально наблюдалась эволюция ДС образца, вызванная возникающими в кристалле напряжениями, а также изменениями величины и направления внешнего магнитного поля, прикладываемого в базисной плоскости кристалла. Наблюдение ДС осуществлялось “на просвет” в области длин волн  $\lambda \sim 0,5$  мкм (в окне оптической прозрачности  $\text{FeVO}_3$ ) при нормальном падении света на плоскость образца. Система намагничивания, состоящая из двух пар скрещенных катушек Гельмгольца, позволяла создавать в области образца однородное магнитное поле напряженностью  $H < 70$  Э и ориентировать вектор  $\mathbf{H}$  вдоль любого направления в плоскости кристалла с погрешностью  $\sim \pm 1^\circ$  при  $|\mathbf{H}| = \text{const}$ .

### 3. Экспериментальные результаты

Как следует из рис. 2,а, при комнатной температуре исследуемый образец имел типичную для свободных от механических напряжений достаточно тонких кристаллов  $\text{FeVO}_3$  регулярную двухслойную 180-ти градусную ДС [1–4], визуализирующуюся в виде прямоугольных полос с четко очерченными границами. По мере охлаждения образца его ДС, оставаясь

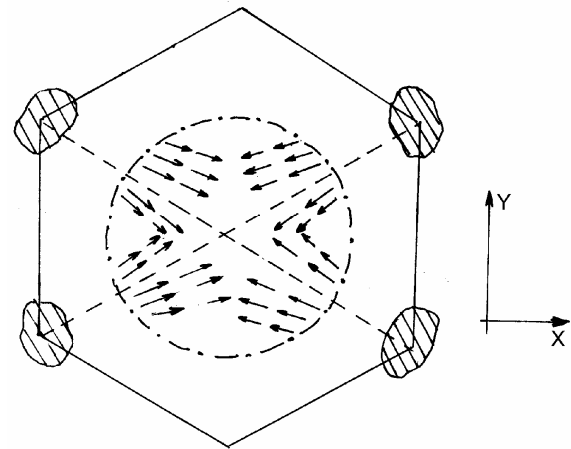


Рис. 1. Схематическое изображение исследованного кристалла. Заштрихованные области – капли клея, которыми кристалл прикреплен к медной шайбе. Пунктир – направления сжимающих кристалл сил, штрих-пунктирная окружность – контур отверстия шайбы. Стрелки – “сжимающие” компоненты тензора напряжений (длина стрелок пропорциональна величине локальной сжимающей силы)

двухслойной, существенно изменялась: ниже  $T \sim 200$  К постепенно домены приобретали форму сложных, различающихся площадью фигур. В качестве примера на рис. 2,б показан типичный вид ДС “приклеенного” образца, наблюдаемой в нулевом магнитном поле при  $T = 80$  К. В области достаточно высоких температур процесс технического намагничивания “приклеенного” кристалла происходил обычным образом: вне зависимости от ориентации  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости площади доменов, векторы ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  в которых составляют острые углы с  $\mathbf{H}$ , росли за счет соседних доменов с менее выгодной ориентацией  $\mathbf{m}$  до тех пор, пока на изображении кристалла не оставалось (в поле  $H \sim 7 - 10$  Э) доменных границ (рис. 2,с)<sup>1</sup>, т.е. его намагниченность не достигала насыщения. Дальнейшее увеличение напряженности поля (вплоть до максимально достижимой в эксперименте) не приводило к каким-либо заметным изменениям получаемых изображений образца.

Однако ниже  $T \approx 125$  К при намагничивании образца вблизи направления оси X (ориентация осей лабораторной системы координат показана на рис. 1) при достижении полем величины  $H_c \approx 10$  Э домены в базисной плоскости пропадали, а затем с ростом  $H$

<sup>1</sup> Некоторая неоднородность окраски, наблюдаемая на изображении образца, приведенном на рис. 2,с, вероятно, связана с дупреломлением, наведенным в напряженном образце деформациями кристаллической решетки.

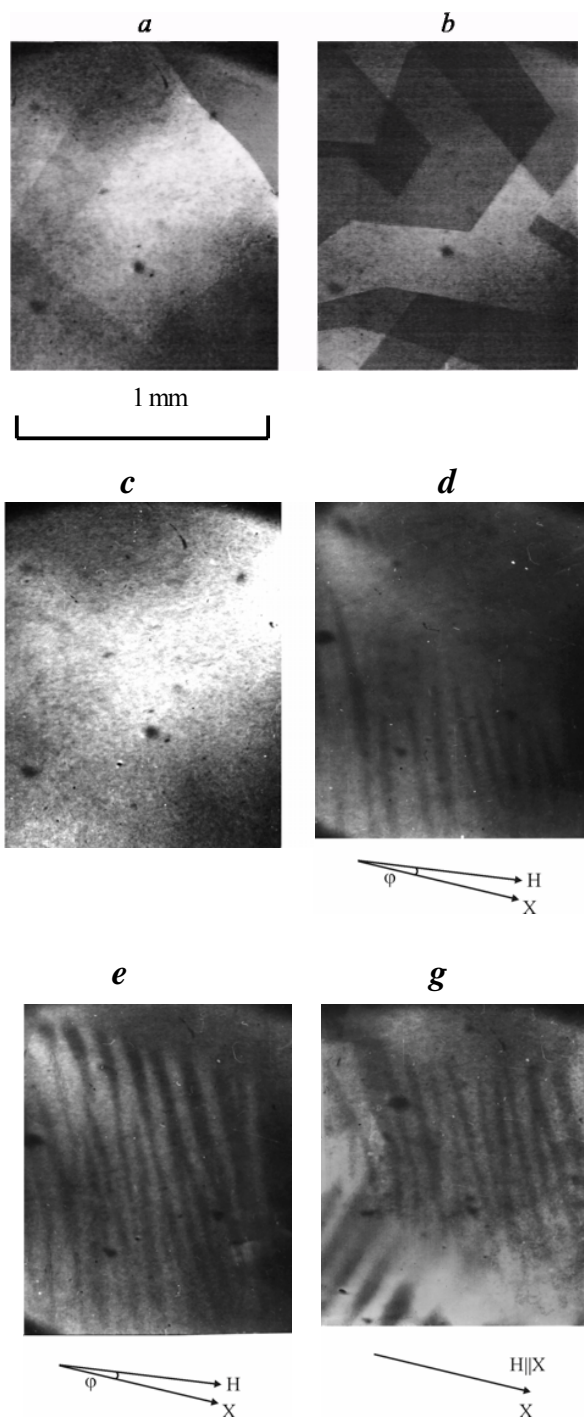


Рис. 2. Изображения “приклеенного”  $\text{FeVO}_3$ , полученные в поляризованном свете при  $T = 290 \text{ K}$  (a) и при  $T = 80 \text{ K}$  (b-g) при разной напряженности и ориентации магнитного поля в базисной плоскости кристалла: a, b –  $H = 0$ ; c –  $H = 10 \text{ Э}$ ; d –  $H = 12 \text{ Э}$ ; e-g –  $H = 13 \text{ Э}$ . Стрелки указывают направления оси X и вектора  $\mathbf{H}$ ,  $\varphi \approx 10^\circ$  – угол между осью X и направлением намагничивания

на изображении образца появлялись квазипериодические системы чередующихся “светлых” и “темных” полос. Причем при отклонении  $\mathbf{H}$  от этого выделенного в базисной плоскости “приклеенного” кристалла направления на угол  $-5 \leq \phi \leq +5^\circ$  можно было наблюдать одновременно две (возникающие в разных доменных слоях) системы полос, а при  $5 \leq |\phi| \leq 10^\circ$  – только ту из них, для которой угол между вектором  $\mathbf{H}$  и средним направлением полос был наибольшим (рис. 2, d-g). Отметим, что манипуляции напряженностью поля и его ориентацией в базисной плоскости не приводили к появлению аналогичных полос на изображениях этого же образца в отсутствии в нем напряжений во всей исследуемой области температур (в этих экспериментах образец размещался в специальной оправке, сводящей к минимуму влияние на образец температурных деформаций металлических частей криостата [7]). Отметим также, что при визуальном наблюдении за процессом намагничивания монокристалла  $\text{FeVO}_3$ , подвергнутого однородному сжатию в базисной плоскости [1], возникновения полос, аналогичных обсуждаемым, не наблюдалось.

Экспериментально было установлено, что при нормальном падении света на плоскость напряжённого образца максимальный контраст изображения систем полос наблюдался, когда ось пропускания анализатора была слегка отклонена от “скрещенного” положения с осью пропускания поляризатора (изображения полос, представленные на рис. 2, d-g, получены при угле между осями поляризатора и анализатора  $\Delta \approx 95^\circ$ ). Причем при синхронном повороте поляризатора и анализатора вокруг направления распространения света на угол  $\sim 20 - 25^\circ$  (в зависимости от величины  $H$ ) можно было получить инверсное изображение полос, т.е. при таком повороте поляризатора и анализатора “светлые” полосы становились “темными”, а “темные” – “светлыми”.<sup>2</sup>

Возникающие системы полос существовали в некотором зависящем от температуры интервале полей  $\Delta H$  (величины  $\Delta H$  для каждой системы полос несколько различаются между собой) и с ростом  $H$  исчезали путем постепенного ухудшения контраста между соседними “светлыми” и “темными” полосами. Как видно из рис. 2, d-g, среднее направление полос составляет с осью X угол  $\sim \pm 60^\circ$ , который, согла-

<sup>2</sup> К сожалению (видимо из-за упоминавшегося выше влияния на поляризацию света двупреломления, наводимого в плоскости кристалла напряжениями), контраст получаемых при этом изображений полос, показанных на рис. 2, d-g, был значительно хуже контраста, поэтому эти изображения здесь не приводятся.

сно наблюдениям, практически не изменялся во всей области полей и температур существования полос.

Выяснилось, что хотя пространственные периоды  $D$  (средние расстояния между “светлыми” и “темными” полосами) двух систем полос заметно различаются (рис. 2, *d-g*), тем не менее, зависимости  $D$  от  $T$  и  $H$  для обеих систем полос схожи: период  $D$  практически не зависит от  $T$ , но монотонно изменяется при изменении величины  $H$ , причем при перемагничивании кристалла не наблюдалось заметного гистерезиса значений  $D$ . Изменение  $D$  происходило путем одновременного уменьшения (увеличения) ширины “светлых” и “темных” полос, т.е. с ростом (с уменьшением)  $H$  наблюдался рост (уменьшение) числа полос на единицу площади поверхности образца. На рис. 3 проиллюстрировано изменение в магнитном поле периода системы полос, показанной на рис. 2, *d, e*.

#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

При интерпретации полученных результатов учтем, что сжатие  $\text{FeVO}_3$  в базисной плоскости не приводит к выходу вектора  $\mathbf{m}$  из плоскости образца [1], следовательно, основными магнитооптическими эффектами при нормальном падении света на плоскость исследуемого кристалла будут магнитное линейное двупреломление и магнитный линейный дихроизм (МЛД). Из результатов измерений, выполненных в работе [3], следует, что в выбранной геометрии эксперимента в спектральной области  $\lambda \sim 0,5$  мкм вклад магнитного линейного двупреломления в интенсивность света, формирующего изображения кристалла, незначителен, следовательно, контраст наблюдаемых систем полос, в основном, возникает за счет различия величины МЛД в соседних участках образца в направлении, перпендикулярном направлению полос. Как уже отмечалось, наилучший контраст полос наблюдался в слегка “расскращенной” геометрии осей пропускания поляризатора и анализатора. В этом случае интенсивность света, прошедшего систему поляризатор – образец – анализатор в точке на плоскости образца с координатами  $x$  и  $y$ , можно представить так:

$$I(x, y) = I_0 \cos^2[\Delta + \alpha(x, y)] \approx \approx I_0 [1 + \cos 2\Delta - 2\alpha(x, y) \sin 2\Delta]/2, \quad (1)$$

где  $I_0$  – интенсивность света на выходе из образца,  $\Delta = \pi/2 + \delta$  – угол между осями пропускания поляризатора и анализатора ( $\delta \ll \pi/2$ ),  $\alpha(x, y)$  – угол

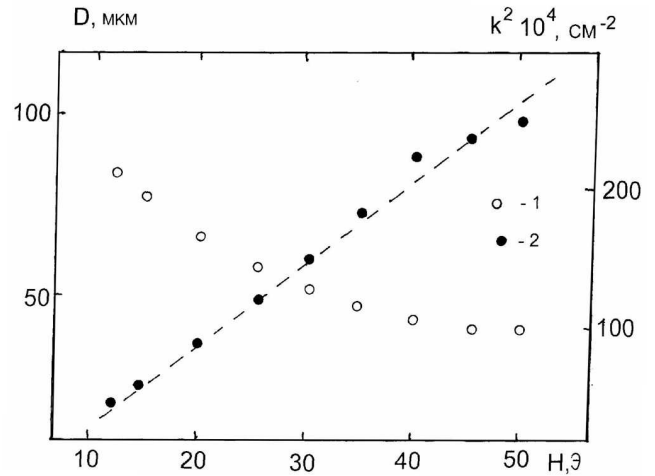


Рис. 3. Полевые зависимости пространственного периода системы полос (1), и квадрата модуля волнового вектора модулированной магнитной структуры (2), полученные при ориентации вектора  $\mathbf{H}$  под углом  $10^\circ$  к оси  $X$  ( $T = 80$  К). Штриховая линия – зависимость  $k^2 \propto H - \text{const}$

поворота плоскости поляризации света за счет МЛД в образце.

На основании (1) контраст изображения системы полос в направлении, перпендикулярном среднему направлению полос, определяется как:

$$\Delta I = I(r_1) - I(r_2) = I_0 \sin 2\Delta [\alpha(r_2) - \alpha(r_1)], \quad (2)$$

где  $\alpha(r_1)$  и  $\alpha(r_2)$  величина МЛД в точках  $r_1$  и  $r_2$  (ось  $r$  лежит в плоскости образца и перпендикулярна среднему направлению полос).

Известно [8], что МЛД в  $\text{FeVO}_3$  определяется плоскостной компонентой вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$ , где  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  – подрешеточные магнитные моменты (соответственно  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$ ,  $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$ ). Учитывая зависимость величины МЛД от ориентации вектора  $\mathbf{l}$  относительно плоскости поляризации падающего на кристалл света [8], выражение (2) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \Delta I &= \alpha I_0 \sin 2\Delta \{ \sin 2[\vartheta - \beta(r_2)] - \sin 2[\vartheta - \beta(r_1)] \} = \\ &= 2\alpha I_0 \sin 2\Delta \sin[\beta(r_2) - \beta(r_1)] \cos 2\{\vartheta - [\beta(r_1) - \beta(r_2)]/2\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\alpha$  – максимальное магнитооптическое вращение плоскости поляризации прошедшего кристалл света (по нашим данным  $\alpha \approx 0,5^\circ$ ),  $\vartheta$  – угол между осью

пропускания поляризатора и осью  $r$ ;  $\beta(r_1)$  и  $\beta(r_2)$  – азимуты (относительно той же оси) локального вектора  $\mathbf{l}$  в точках  $r_1$  и  $r_2$ .

Если под  $r_1$  и  $r_2$  понимать координаты центров соседних “светлой” и “темной” полос, то из (3) вытекает, что максимальный контраст изображения системы полос будет наблюдаться при условии  $\vartheta = [\beta(r_1) - \beta(r_2)]/2$ . Следовательно, при синхронном повороте поляризатора и анализатора вокруг направления распространения света (при  $\Delta = \text{const}$ ) на угол  $[\beta(r_2) - \beta(r_1)]/2$ , должно возникать инверсное изображение полос, что и наблюдалось экспериментально. Очевидно, что разность углов двух положений поляризатора, при которых наблюдается максимальный контраст прямого и инверсного изображения полос, будет в точности равна разности азимута вектора  $\mathbf{l}$  в центрах соседних полос.

Таким образом, можно сделать вывод, что системы полос, возникающие на изображениях неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$ , обуславливаются вариациями азимутального угла локального вектора  $\mathbf{l}$  в базисной плоскости кристалла вдоль оси  $r$ . Отсутствие резких границ между “светлыми” и “темными” полосами, а также их периодичность, позволяют на основании (3) описать пространственное распределение азимута вектора  $\mathbf{m}$  в плоскости “приклеенного” образца при  $T < 125$  К в области полей существования систем полос периодической функцией типа:

$$\beta = \beta_0 \cos kr + \gamma,$$

где  $k = 2\pi/D$  – модуль волнового вектора системы полос ( $\mathbf{k}$  – параллелен оси  $r$ ),  $\gamma \approx \pm 30^\circ$  – угол между осью  $X$  и направлением вектора  $\mathbf{k}$ ,  $\beta_0$  – амплитуда отклонения  $\mathbf{m}$  от направления  $\mathbf{k}$ ; причем в соответствии с наблюдаемым при росте магнитного поля уменьшением периода системы полос и ухудшением контраста между “светлыми” и “темными” полосами следует положить  $k$  и  $\beta_0$  функциями  $H$ . На рис. 3 представлена зависимость  $k^2(H)$  для системы полос, изображения которой приведены на рис. 2, *d, e*.

Проведенное рассмотрение показывает, что при ориентации  $\mathbf{H}$  вблизи выделенного направления в базисной плоскости неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  (вблизи биссектрисы меньшего из углов между направлениями сжимающих кристалл сил) в процессе доворота вектора средней намагниченности образца к направлению  $\mathbf{H}$  поле  $H \geq H_c$  индуцирует переход кристалла из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние. Реализующаяся модулированная магнитная фаза представляется

в виде статичной поперечной спиновой волны, линейно поляризованной в базисной плоскости кристалла, в которой азимут вектора слабого ферромагнетизма осциллирует около направления средней намагниченности. Аналогичную (за исключением отличия угла между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$ ) структуру имеет неколлинеарная магнитная фаза кристалла  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  [2, 3].

Из выполненного в [2] теоретического рассмотрения перехода легкоплоскостного слабого ферромагнетика из однородного магнитного состояния в модулированное, в частности, следует, что полевая зависимость волнового вектора модуляции магнитного порядка представляется как:

$$k = \sqrt{A + BH},$$

где  $A$  и  $B$  – некоторые феноменологические константы. Именно такая зависимость  $k(H)$  для систем полос, возникающих на изображении исследованного образца, наблюдается экспериментально (рис. 3). Учитывая ориентацию полос в плоскости “приклеенного” образца (рис. 2, *c-g*), можно сделать вывод, что векторы  $\mathbf{k}$  наблюдаемых ММС приблизительно коллинеарны одному из двух направлений сжимающих кристалл сил. Следовательно, в отличие от ММС, реализующихся во внешнем поле  $H$  в  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  [2,3], симметрия волновых векторов которых отражает гексагональную симметрию кристалла в базисной плоскости, исследованная магнитная сверхструктура отражает симметрию возникающих в кристалле напряжений.

## 5. Заключение

Таким образом, несмотря на некоторые отличия в деталях между модулированными магнитными фазами неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  и кристалла  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ , в целом, выполненные исследования подтверждают модель возникновения ММС легкоплоскостных слабых ферромагнетиков, предложенную в [2, 3].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта ФА-Ф2-Ф104+Ф105 АН РУз по фундаментальным научным исследованиям.

1. G.V. Scott, J. Phys. D: Appl. Phys. **7**, 1574 (1974).
2. Б.Ю. Соколов, ЖЭТФ **126**, Вып. 2 (8), 472 (2004).
3. Б.Ю. Соколов, ФТТ **47**, Вып. 10, 1818 (2005).
4. Б.Ю. Соколов, ЖТФ **76**, Вып. 5, 56 (2006).
5. С.Р. Бойдедаев, Д.Р. Джураев, Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов, Опт. и спектр. **104**, № 3, 518 (2008).

6. Х.Г. Богданов, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.И. Медведев, М.И. Куркин, *ЖЭТФ* **95**, Вып. 2, 613 (1989).
7. Б.Ю. Соколов, *ФТТ* **47**, Вып. 9, 1644 (2005).
8. Ю.М. Федоров, О.В. Воротынова, А.А. Лексиков, *ФТТ* **31**, Вып.5, 192 (1989).

Получено 01.07.09

МОДУЛЬОВАНА МАГНІТНА СТРУКТУРА  
НЕОДНОРІДНО НАПРУЖЕНОГО  
МОНОКРИСТАЛА FeBO<sub>3</sub>

*М.З. Шаріпов, Д.Р. Джурсаєв, Б.Ю. Соколов, М. Курбанов*

Резюме

За допомогою низькосиметричних механічних напружень індукована додаткова просторово неоднорідна магнітна анізотропія в базисній площині монокристала FeBO<sub>3</sub>. Магнітооптичним методом досліджено вплив неоднорідної магнітної анізотропії на магнітний стан цього легкоплощинного слабкого ферромагнетика. Виявлено, що при намагнічуванні неоднорідно напруженого FeBO<sub>3</sub> у базисній площині поблизу деякого виділеного напрямку відбувається перехід кристала із однорідного в просторово модульований магнітний стан, що може бути представлений у вигляді статичної спінової хвилі, в якій локальний вектор

ктор феромагнетизму, залишаючись в базисній площині, осцилює поблизу напрямку середньої намагніченості кристала.

MODULATED MAGNETIC STRUCTURE  
OF AN INHOMOGENEOUSLY STRESSED  
SINGLE CRYSTAL FeBO<sub>3</sub>

*M.Z. Sharipov, D.R. Dzhusraev<sup>1</sup>, B.Yu. Sokolov<sup>2</sup>, M. Kurbanov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Bukhara State University  
(Bukhara 200118; Uzbekistan),  
<sup>2</sup>Ulugbek National University of Uzbekistan  
(Tashkent 100174; Uzbekistan)

S u m m a r y

With the help of low-symmetry mechanical stresses, we induced an additional spatially inhomogeneous anisotropy in the basal plane of a single crystal FeBO<sub>3</sub>. By the magneto-optical method, we study the effect of an inhomogeneous magnetic anisotropy on the magnetic state of this easy-plane weak ferromagnetic. It is established that, at the magnetization of inhomogeneously stressed FeBO<sub>3</sub> in the basal plane near some separated direction, the crystal transits from the homogeneous state into a spatially modulated magnetic state. The latter can be represented in the form of a static spin wave, in which a local vector of ferromagnetism oscillates near the direction of the mean magnetization of a crystal, by remaining in the basal plane.