

Ориентационный фазовый переход в модулированное магнитное состояние в слабом ферромагнетике $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
700174 Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 24 ноября 2004 г.)

Магнитооптическим методом исследован переход из однородного в модулированное магнитное состояние в легкоплоскостном слабом ферромагнетике $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$. Показано, что в области температур $T < 135$ К наложение внешнего магнитного поля в базисной плоскости кристалла приводит к возбуждению модуляции его магнитного параметра порядка, проявляющейся в периодическом отклонении локального вектора ферромагнетизма от направления намагничивания. Исследованы условия существования модулированной магнитной сверхструктуры в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ и ее преимущественная ориентация в базисной плоскости кристалла. Получена магнитная фазовая H – T -диаграмма, устанавливающая границы между однородным и неоднородным магнитным состоянием этого слабого ферромагнетика. Изучено поведение периода модуляции и азимутального угла, задающего направление локального вектора ферромагнетизма в структуре, в зависимости от температуры и напряженности магнитного поля. Обсуждение полученных результатов проведено в рамках теории магнитной ряби с привлечением модели анизотропных магнитных центров, возникающих в кристалле при его допировании ионами магния.

Длиннопериодические модулированные магнитные структуры (ММС) — достаточно распространенный тип магнитного упорядочения в твердом теле. Основные механизмы возникновения ММС в настоящее время считаются известными. В магнитоупорядоченных диэлектриках это либо обменные взаимодействия разных знаков между ближайшими и следующими за ближайшими атомными соседями, либо взаимодействие Дзялошинского–Мория [1]. Относительно недавно в [2] сообщалось об ориентационном фазовом переходе из однородного магнитного состояния в модулированное в легкоплоскостном антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом — борате железа, содержащем примесь диамагнитных ионов магния ($\text{FeVO}_3:\text{Mg}$). При этом ММС возникала при наложении внешнего магнитного поля \mathbf{H} вдоль трех выделенных направлений в базисной плоскости исследованного кристалла. Индуцированная магнитным полем ММС в этом классе магнетиков наблюдалась впервые и, как показали выполненные исследования, имела ряд особенностей. В частности, ее возникновение нельзя объяснить упомянутыми выше механизмами. Так, если предположить, что за модуляцию параметра порядка в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ ответственна конкуренция обменных взаимодействий в ближайших координационных сферах, модуль волнового вектора структуры \mathbf{k} должен определяться соотношением [3]

$$(ak)^2 \approx (J_1 - \xi J_2)/J_1,$$

где $J_{1,2}$ — соответственно обменные интегралы между ближайшими и следующими за ближайшими атомными соседями, ξ — число порядка единицы, $a \approx 5 \text{ \AA}$ [4] — постоянная решетки кристалла FeVO_3 в базисной плоскости. Поскольку период обнаруженной ММС $d = 2\pi/k \sim 100 \mu\text{m}$, относительная точность

компенсации конкурирующих взаимодействий должна быть $\sim 10^{-9}$, что представляется маловероятным. Взаимодействие Дзялошинского–Мория не накладывает ограничений на период модуляции магнитного параметра порядка среды, однако в этом случае с ростом поля H , приложенного в плоскости вращения магнитных моментов, величина k должна уменьшаться [1], тогда как экспериментально наблюдается обратная зависимость $k(H)$.

Нетривиальность механизма, приводящего к модуляции магнитного параметра порядка в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$, стимулировала дальнейшие исследования ММС в этом слабом ферромагнетике. Их результаты представлены далее.

1. Образцы и методика эксперимента

Для исследований использовался тот же образец монокристалла $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ (развитая плоскость образца совпадает с базисной, толщина $\approx 60 \mu\text{m}$, поперечные размеры $\sim 3 \text{ mm}$, содержание $\text{Mg} \sim 0.1 \text{ wt.}\%$), на котором были выполнены эксперименты в [2]. Исследования ММС проводились в области оптической прозрачности кристалла при помощи поляризационного микроскопа по методике, описанной в [2]: при нормальном падении света на плоскость образца магнитооптическим методом визуализировалась эволюция его доменной структуры (ДС), происходящая при изменении магнитного поля (во всех экспериментах вектор \mathbf{H} лежит в базисной плоскости кристалла) и температуры. По сравнению с [2] экспериментальная установка была доукомплектована видеокамерой, состыкованной с компьютером. Поскольку ДС бората железа чувствительна к механическим напряжениям кристалла [5,6], образец устанавливался в криостате в специальной оправе, позволяющей свести к

минимуму влияние на него температурных деформаций металлических частей хладопровода (результаты исследований влияния неоднородных механических напряжений на магнитное состояние FeBO_3 будут опубликованы отдельно).

При изучении структуры модулированного магнитного состояния (т.е. пространственного распределения магнитного параметра порядка) в легкоплоскостном слабом ферромагнетике магнитооптическим методом необходимо установить взаимосвязь между интенсивностью света, прошедшего через систему поляризатор–образец–анализатор, и ориентацией вектора ферромагнетизма \mathbf{m} (или антиферромагнетизма \mathbf{l}) в базисной плоскости кристалла. Учитывая, что в области максимальной оптической прозрачности (для длин волн $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$) при распространении света вдоль оси C_3 (оптической оси) основными магнитооптическими эффектами в борате железа являются магнитный линейный дихроизм и эффект Фарадея [7], интенсивность света на выходе системы поляризатор–образец–анализатор можно представить в виде [2]

$$I = I_0 [\cos^2(\varphi - \psi) + A(\delta) \cos \varphi + B \cos 3(\varphi + \varphi_0) + C \sin 2(\varphi - \varphi_1)], \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на образец, φ , ψ — соответственно азимуты осей пропускания поляризатора и анализатора относительно оси X лабораторной системы координат (направление света совпадает с осью Z); φ — азимут вектора \mathbf{m} относительно той же оси в плоскости, перпендикулярной оси Z (при этом считается, что $\mathbf{m}(Z) = \text{const}$), $A(\delta)$, B — магнитооптические коэффициенты, характеризующие вращение плоскости поляризации света в образце за счет эффекта Фарадея, а C — за счет магнитного линейного дихроизма, φ_0 — угол между направлением оси X и осью C_2 кристалла, $\varphi_1 = \varphi/2 + \psi/2$. В типичных условиях эксперимента, обеспечивающих максимальный контраст изображения магнитной неоднородности образца (см. далее), $\varphi - \psi = \pi/2 + \Delta$, где $\Delta \approx 3^\circ$.

В (1) учтено, что в эксперименте образец может быть наклонен относительно оси X на небольшой угол δ , поэтому в $I(\varphi)$ содержатся как вклад от эффекта Фарадея, обусловленного периодическим выходом \mathbf{m} из базисной плоскости кристалла, достигающим максимума при $\mathbf{m} \parallel C_2$ [7] (третье слагаемое), так и вклад от фарадеевского вращения, возникающего за счет появления при наклоне образца проекции вектора \mathbf{m} на направление распространения света (второе слагаемое). При точном совпадении направления распространения света с оптической осью кристалла $A(\delta = 0) = 0$.

Как показали измерения, в насыщающих полях ($H > 30 \text{ Oe}$ [2]) формула (1) хорошо описывает ориентационную зависимость магнитооптического сигнала I . На рис. 1 приведена типичная экспериментальная кривая $I(\varphi)$, полученная при развороте вектора \mathbf{H} на угол

360° в базисной плоскости $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ при $T = 80 \text{ K}$ и $\delta \sim 1^\circ$, откуда методом наименьших квадратов извлекались амплитуды присутствующих в (1) гармоники и определялась ориентация осей C_2 . Найденные на основе приведенных на рис. 1 результатов величины магнитооптических коэффициентов соотносятся между собой как $A(\delta \sim 1^\circ) : C : B \approx 5 : 6 : 1$. Таким образом, анализируя локальные характеристики светового потока на выходе из образца, на основе (1) можно судить о пространственных вариациях магнитного параметра порядка в $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$, считая угол φ функцией пространственных координат.

Кроме визуального наблюдения эволюции ДС образцов в эксперименте исследовались петли гистерезиса магнитооптического сигнала $I(H)$, наблюдаемые при квазистатическом режиме намагничивания, а также температурная зависимость магнитооптической восприимчивости dI/dH , измеряемая в переменном магнитном поле с амплитудой $\sim 0.1 \text{ Oe}$ и частотой перемагничивания от 25 до 100 Hz. При этих исследованиях образец устанавливался так, чтобы угол падения света на плоскость образца составлял $\sim 10^\circ$, а ось пропускания поляризатора ориентировалась вдоль направления \mathbf{H} (вектор \mathbf{H} не выходит из плоскости образца и лежит в плоскости падения). Как следует из (1), в

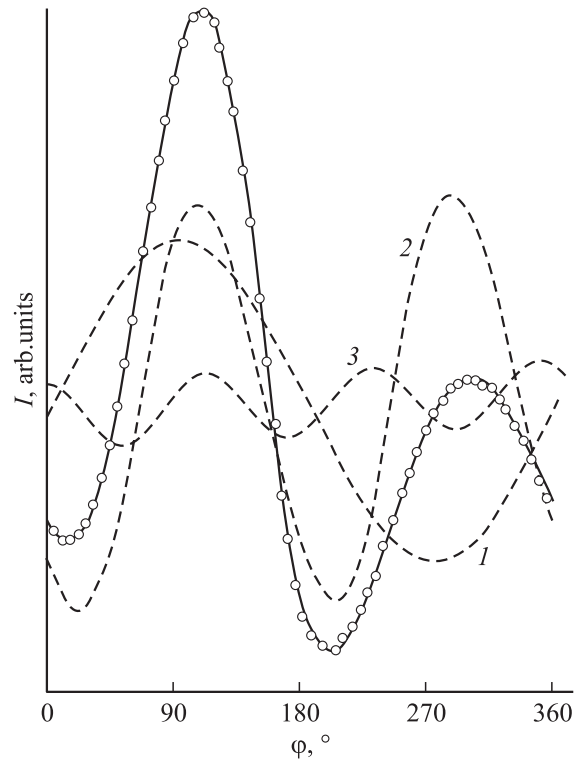


Рис. 1. Зависимость магнитооптического сигнала I от ориентации магнитного поля в базисной плоскости кристалла $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$. $T = 80 \text{ K}$, $H = 100 \text{ Oe}$. Точки — эксперимент, сплошная линия — результат подгонки с использованием формулы (1). 1–3 — соответственно первая, вторая и третья гармоники сигнала.

этом случае (с учетом найденного соотношения между магнитооптическими коэффициентами) магнитооптический сигнал I практически целиком определяется слагаемым A , т.е. эффектом Фарадея, возникающим за счет наличия проекции вектора \mathbf{m} на направление распространения света. Следовательно можно считать, что полученные при этих условиях зависимости $I(H) \approx A(H)$ и $dI/dH(T) \approx dA/dH(T)$ отражают ход соответствующих зависимостей $M(H)$ и $dM/dH(T)$ (M — магнитный момент образца).

2. Экспериментальные результаты

При комнатной температуре исследований образец имел типичную для свободных от механических напряжений тонких кристаллических пластинок бората железа (см. например, [5,6]) двухслойную ДС с ориентацией доменных границ в плоскости образца в направлениях, близких к направлениям осей C_2 . При понижении температуры до $T \approx 150$ К происходила перестройка ДС образца: практически скачком из двухслойной она превращалась в сквозную, которая уже не изменялась вплоть до минимально достижимой в эксперименте $T = 80$ К (рис. 2, *a, b*). Нам неизвестны какие-либо исследования эволюции ДС бората железа при изменении температуры, но, согласно нашим наблюдениям, ДС номинально

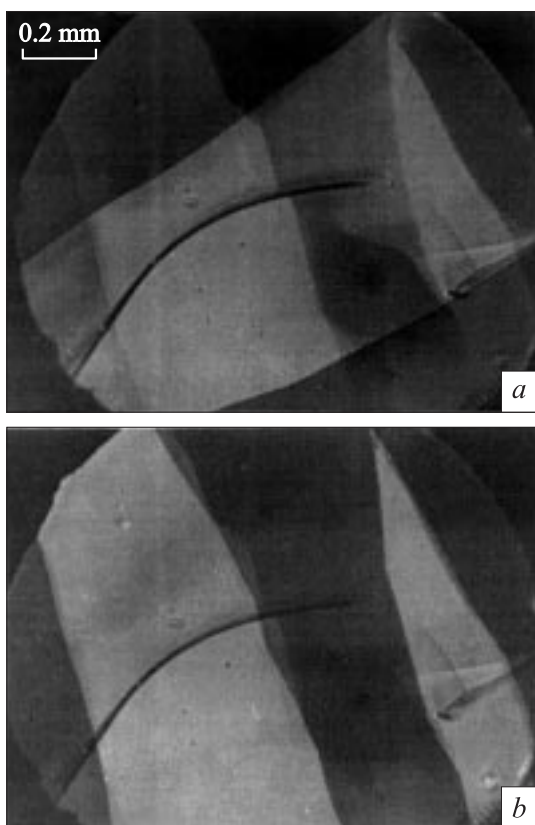


Рис. 2. Изображения доменной структуры $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$, полученные при температуре 290 (*a*) и 80 К (*b*).

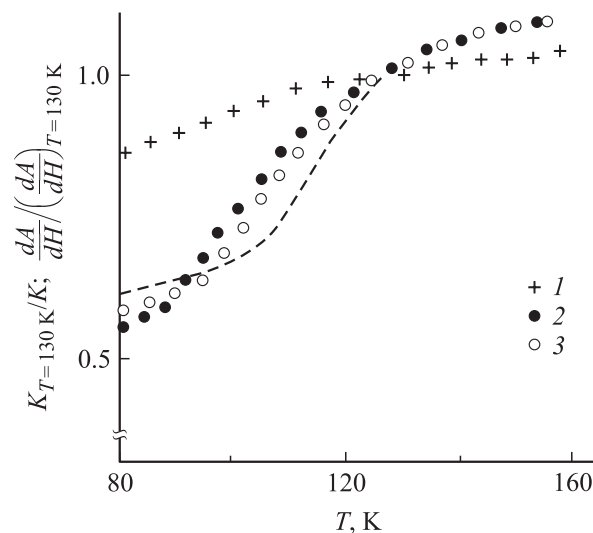


Рис. 3. Температурная зависимость магнитооптической восприимчивости, нормированной к своему значению при $T = 130$ К, номинально чистого (1) и допированного магнием (2, 3) кристаллов. Частота переменного поля равна 25 (1, 3) и 95 Гц (2). Штриховая кривая — рассчитанная по формуле (5) температурная зависимость величины K^{-1} , нормированной на свое значение при $T = 130$ К.

чистого (беспримесного) кристалла FeBO_3 практически не зависела от T . Кроме того, было установлено, что в области низких температур зависимости магнитооптической восприимчивости $dA/dH(T)$ номинально чистого и содержащего примесь магния кристаллов заметно различались (рис. 3).

Процесс технического намагничивания исследованного образца $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ происходил обычным образом: с ростом поля площадь доменов, в которых вектор \mathbf{m} составляет острый угол с вектором \mathbf{H} , увеличивалась за счет доменов с противоположной ориентацией \mathbf{m} до тех пор, пока кристалл не переходил в монодоменное (однородное) состояние. Однако ниже $T_k \sim 135$ К при наложении магнитного поля в плоскости образца в направлениях, перпендикулярных осям C_2 , кристалл сначала монодоменизируется, а затем при увеличении поля на изображении образца появляются полосы с нечеткими границами, различающиеся контрастом магнитооптического изображения (рис. 4, *a-c*). Причем в отличие от обычных доменных границ при изменении внешнего магнитного поля не происходило плавного смещения границ полос относительно друг друга, однако с ростом (понижением) поля число полос скачкообразно увеличивалось (уменьшалось). Наблюдаемая структура полос существовала в некотором зависящем от T интервале полей ΔH и исчезала при постепенном уменьшении магнитооптического контраста между светлыми и темными полосами. При этом условия возбуждения и существования структуры для разных направлений несколько отличались: различались интервалы ΔH [2], а также значения T_k (примерно на ± 3 К).

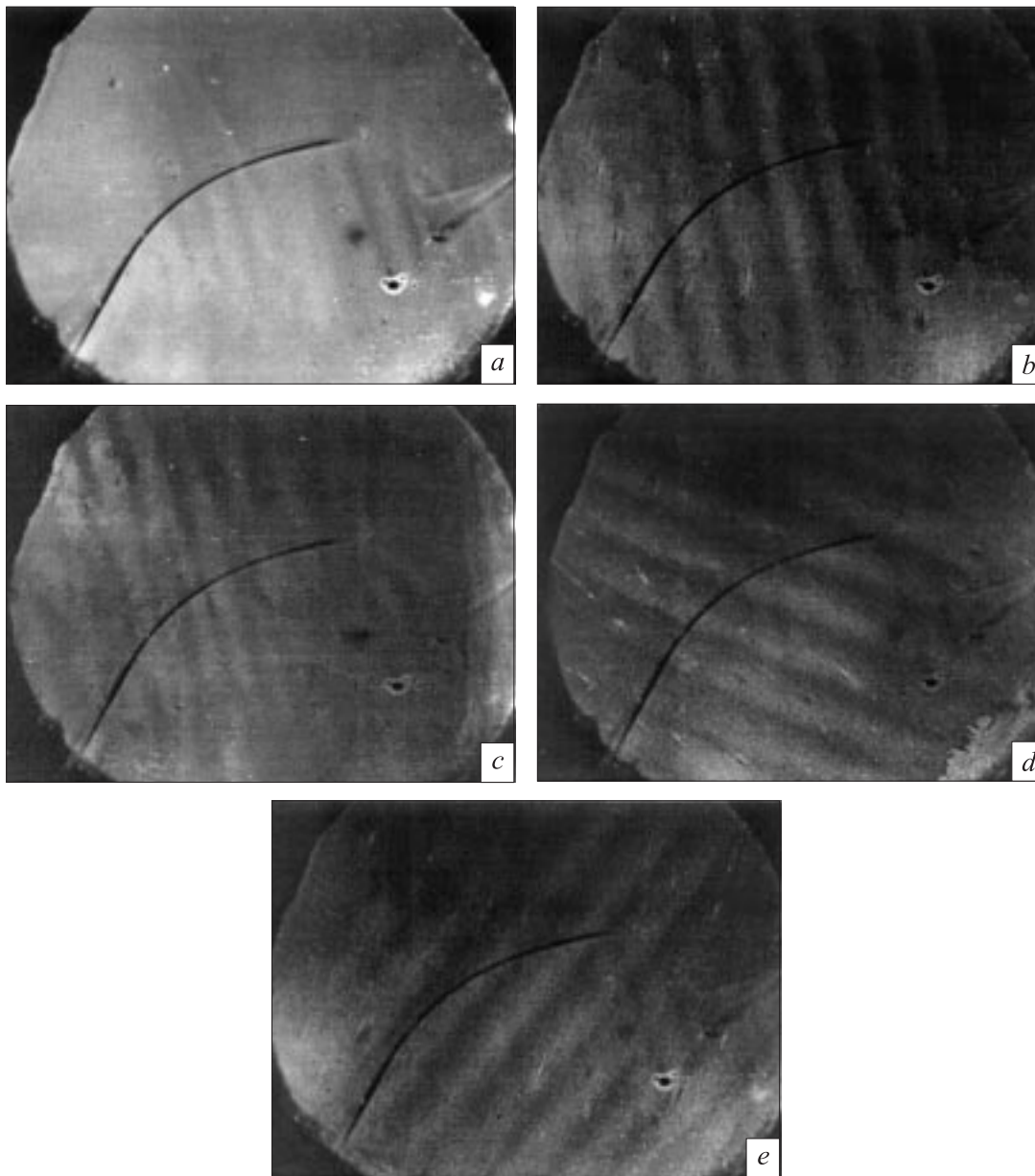


Рис. 4. Изображения исследованного кристалла, полученные в поляризованном свете при различной напряженности и ориентации поля. H, Oe : a — 4.5, b — 5, c — 10, d, e — 6 ($T = 80$ К, вектор \mathbf{H} лежит в базисной плоскости и перпендикулярен направлению полос структуры).

При отклонении вектора \mathbf{H} от указанных направлений на угол $< 10^\circ$ полосы структуры видоизменяются: меняется их пространственный период, они смещаются, но их направление (совпадающее с направлением одной из осей C_2) и контраст изображения сохраняются. Дальнейшее отклонение поля от этих направлений приводит к скачкообразному исчезновению структуры. На рис. 4, $b-e$ в качестве примера приводится изображение возникающей системы полос, наблюдаемое в поляризованном свете при $T = 80$ К.

Здесь необходимо уточнить, что, поскольку в размагниченном состоянии образец имеет 180° ДС [5,6], вклад от линейного дихроизма (слагаемого C в (1)) в I от

соседних доменов одинаков, поэтому изображения ДС, представленные на рис. 2, были получены в основном за счет эффекта Фарадея (слагаемое A в (1)). При этом образец поворачивался вокруг лежащей в его плоскости горизонтальной оси на угол $\sim 10^\circ$ (при углах отклонения направления распространения света от оптической оси кристалла $> 10^\circ$ существенным становится вклад в I от естественного двулучепреломления, что ухудшает контраст получаемых изображений ДС). В то же время наиболее четко системы полос (рис. 4) наблюдались при нормальном падении света на плоскость образца.

Появление системы полос сопровождается аномалиями петель гистерезиса магнитооптического сигнала.

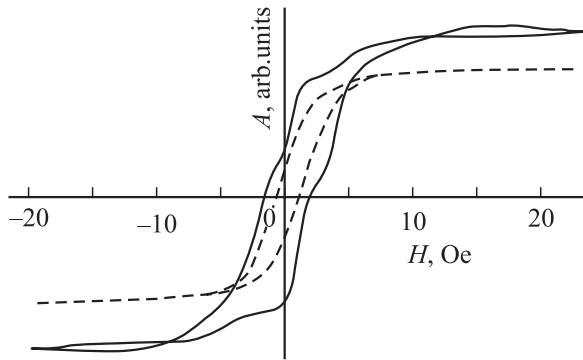


Рис. 5. Полевые зависимости магнитооптического сигнала, полученные при $T = 80$ (сплошная) и 140 К (штриховая линия). $\mathbf{H} \perp C_2$, время развертки поля ~ 15 с.

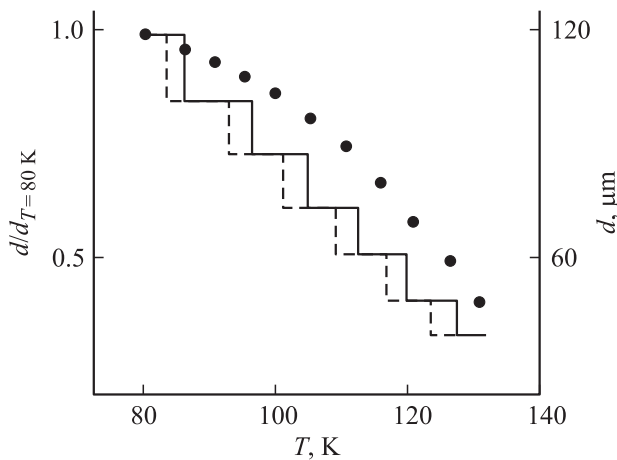


Рис. 6. Температурная зависимость среднего пространственного периода системы полос, полученная при нагреве (сплошная) и охлаждении (штриховая линия) образца. $H = 6$ Ое. $\mathbf{H} \perp C_2$. Точки — температурная зависимость отношения $d/d_{T=80\text{ К}}$, рассчитанная при $H = 6$ Ое по формуле (3).

ла $A(H)$. Как видно из рис. 5, кривая $A(H)$, полученная при $T = 80$ К, в отличие от аналогичной кривой, наблюдаемой при $T = 140$ К, имеет (помимо заметно большей коэрцитивности) гистерезис значений A в области $5 < H < 20$ Ое, а также излом вблизи $H = 0$.

Средний пространственный период d возникающей системы полос уменьшается с ростом H и увеличивается при понижении температуры. Изменение величины d в зависимости от H и T происходит скачкообразно за счет скачкообразного изменения расстояния между соседними полосами вследствие изменения числа полос на регистрируемой длине (зависимость $d(H)$ приведена в [2], а зависимость $d(T)$ показана на рис. 6). Характерно, что зависимости $d(T)$, полученные при нагреве и охлаждении образца, различаются слабо, в то время как зависимость $d(H)$ (см. [2]) имеет заметный гистерезис (при обратном ходе намагничивания средний период структуры оказывается меньше периода, наблюдаемого при увеличении H от нуля).

Возникновение квазипериодической системы полос, различающихся по контрасту магнитооптического изображения, связывалось в [2,8] с переходом $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ из однородного магнитного состояния (состояния с коллинеарными локальными векторами \mathbf{m}) в „риплонную“ магнитную фазу, в которой зависимость азимутального угла вектора \mathbf{m} от пространственной координаты вдоль направления намагничивания имеет вид

$$\varphi = \varphi_A \cos kx \quad (2)$$

(φ_A — амплитуда отклонения локального вектора \mathbf{m} от оси X ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{H} \perp C_2$), \mathbf{m} не выходит из базисной плоскости кристалла), что в соответствии с (1) должно приводить к пространственной модуляции величины сигнала I вдоль направления волнового вектора структуры \mathbf{k} , проявляющейся в виде системы светлых и темных полос с нечеткими границами. Компьютерная оцифровка изображений системы полос, представленных на рис. 4, показала, что модуляция интенсивности I в направлении вектора \mathbf{k} достаточно хорошо описывается гармонической функцией от x . Из этого следует, что отмеченное выше исчезновение полос в результате постепенного уменьшения контраста изображения структуры (при увеличении H и/или T) определяется соответствующими зависимостями $\varphi_A(H)$ и $\varphi_A(T)$.

Из-за наличия в I вкладов от нескольких магнитооптических эффектов, имеющих различную зависимость от φ , в общем случае трудно экспериментально найти величину φ_A и исследовать зависимость $\varphi_A(H, T)$ непосредственно на основе анализа локальных характеристик светового потока на выходе из образца. Методически проще определить φ_A из измерений интегральной интенсивности света $I(H, T)$, прошедшего через систему поляризатор–образец–анализатор, используя формулу (1). Подставляя в (1) выражение (2) и интегрируя по x по всей длине образца в направлении вектора \mathbf{k} , можно получить интегральные уравнения, связывающие измеряемую величину $I(H, T)$ со средней амплитудой отклонения вектора \mathbf{m} от направления намагничивания в центре соседних полос структуры. Нормирующий коэффициент в этих уравнениях определялся из измерений I при заданной температуре в насыщающем магнитном поле $H = 100$ Ое ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$), т.е. когда заведомо $\varphi_A = 0$. Недостающие параметры уравнений определялись с использованием соотношения между коэффициентами A , B , C , найденного из ориентационной зависимости $I(\varphi)$ (рис. 1), а значения k находились из экспериментально полученных зависимостей $d(H)$ [2] и $d(T)$. При расчетах предполагалось, что температурная зависимость коэффициентов A , B , C аналогична зависимости $I(H = 100 \text{ Ое}, T)$ (в интересующем нас температурном интервале величина $I(H = 100 \text{ Ое})$ уменьшалась с ростом T примерно на 10%). Полученные описанным способом полевая и температурная зависимости угла φ_A представлены на рис. 7.¹

¹ Согласно расчету, при $T = 80$ К максимальное значение $\varphi_A(H = 6 \text{ Ое}) \approx 11.5^\circ$, что близко к амплитуде модуляции угла φ , найденной в [8] другим способом.

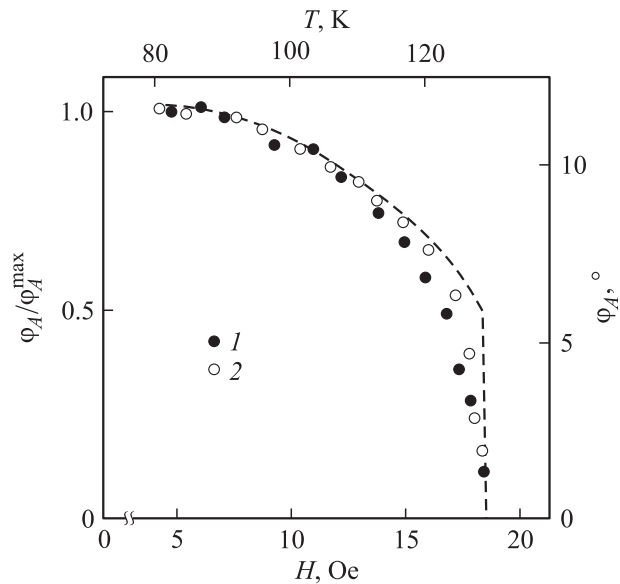


Рис. 7. Полевая (1) и температурная (2) зависимости амплитуды отклонения локального вектора ферромагнетизма в модулированной магнитной структуре от направления внешнего магнитного поля. 1 — $T = 80$ К; 2 — $H = 6$ Ое, $\mathbf{H} \perp C_2$. Штриховая линия — температурная зависимость угла φ_A , нормированного на свое максимальное значение φ_A^{\max} , рассчитанная по формуле (4) (при расчете предполагалось, что $K_a(T) \propto K(T)$).

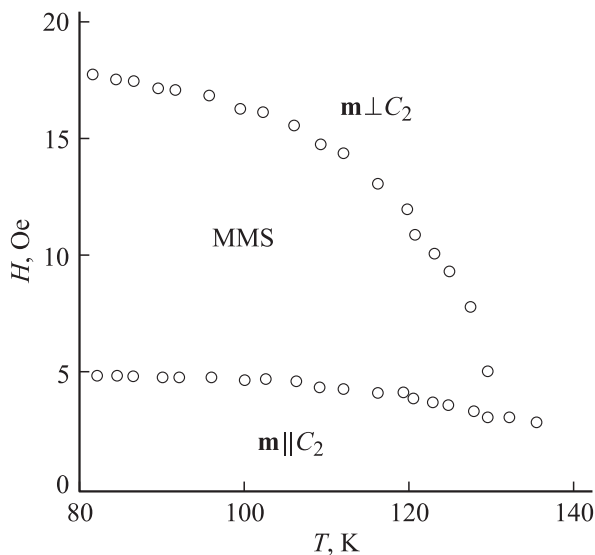


Рис. 8. Магнитная фазовая диаграмма $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$. MMS — модулированное магнитное состояние.

На рис. 8 приведена экспериментальная фазовая H – T -диаграмма, показывающая границы существования однородного и неоднородного магнитных состояний $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$. Значения температуры и интервалы полей ΔH , задающие область существования MMS, определялись путем прямого визуального наблюдения за зарождением и исчезновением системы полос. Как видно

из рис. 8, модулированное магнитное состояние является промежуточным между двумя фазами кристалла с однородной намагниченностью соответственно с $\mathbf{m} \parallel C_2$ (I) и $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H} \perp C_2$ (II). Причем из характера зависимостей $d(H, T)$ и $\varphi_A(H, T)$ следует, что переход I \leftrightarrow MMS — фазовое превращение первого, а переход II \leftrightarrow MMS — второго рода.

3. Обсуждение результатов

По внешним признакам MMS, возникающая в $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$, напоминает хорошо известное явление магнитной ряби (magnetization ripple), наблюдаемое в поликристаллических пленках пермаллоя (см., например, [9]). Магнитная рябь возникает при намагничивании пленки в плоскости и связана с переходом пермаллоя в магнитную фазу с осциллирующим около направления поля азимутом вектора локальной намагниченности, при этом пространственный период модуляции, так же как и период MMS в $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$, уменьшается с ростом H . Как показано в [10], равновесная магнитная структура типа магнитной ряби возникает за счет конкуренции между случайной анизотропией, роль которой играет кристаллографическая анизотропия в кристаллитах, ориентированных случайным образом относительно друг друга, одноосной анизотропией, наведенной текстурой пленки, и внешним магнитным полем. Если считать, что к возбуждению MMS в $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$ приводят аналогичные причины, следует предположить наличие в кристалле анизотропных магнитных центров со случайным направлением легких осей намагничивания.

Локальные искажения кристаллической решетки $\text{FeBO}_3:\text{Mg}$, вызванные различием ионных радиусов Mg и Fe, приводят (в силу увеличения магнитоупругой энергии) к возникновению сильной магнитокритической анизотропии в некоторой области кристалла вблизи примесей. Поэтому простейшей моделью анизотропных магнитных центров могут служить комплексы, включающие диамагнитный ион Mg (который замещает в составе FeBO_3 матричные ионы Fe^{3+}) и ближайшие окружающие его ионы железа. Поскольку центральный ион комплекса диамагнитен (изотропен), симметрия такого магнитного центра (центра Mg–Fe) не будет отличаться от гексагональной симметрии матрицы; следовательно, существует шесть направлений устойчивой ориентации магнитного момента \mathbf{M}_c центра в базисной плоскости кристалла. Поскольку магний входит в FeBO_3 в двухвалентном состоянии [6], можно предположить, что в комплексе для компенсации заряда один из ионов железа будет четырехвалентным. Наличие иона Fe^{4+} приведет к некоторой пространственной асимметрии центра Mg–Fe, задающей направление наиболее предпочтительной ориентации вектора \mathbf{M}_c (легкую ось центра). Очевидно, что ориентация магнитных моментов центров Mg–Fe в кристалле определяется двумя основными ориентирующими факторами: обменным полем и полем локальной анизотропии. Поэтому при сильной локальной

анизотропии направление векторов \mathbf{M}_c в общем случае не будет совпадать с направлением результирующей намагниченности всего кристалла.²

Предполагая, что распределение примеси в кристалле достаточно однородно и в ближайшем окружении ионов Mg любой из ионов Fe с равной степенью вероятности может находиться в состоянии Fe^{4+} , можно утверждать, что наличие магнитных центров описанного типа не приведет к отличию симметрии внутрислойной анизотропии допированного кристалла от гексагональной. Таким образом, симметрия направлений, вдоль которых возникает ММС, должна отражать гексагональную симметрию кристалла в базисной плоскости, что соответствует экспериментальным результатам (рис. 4, *b-d*).

Описанная модель магнитных центров позволяет объяснить скачкообразное изменение пространственного периода ММС в зависимости от величины магнитного поля (см. [2]) и температуры. В размагниченном состоянии кристалла векторы \mathbf{M}_c в целом симметрично ориентированы относительно направления спонтанной намагниченности \mathbf{M}_s (направления доменных границ). Эта симметрия в распределении направлений векторов \mathbf{M}_c не нарушается и в процессе смещения доменных границ при намагничивании кристалла. Однако при ориентации вектора \mathbf{H} в базисной плоскости в направлении, перпендикулярном направлению доменных границ ($\mathbf{H} \perp C_2$), вблизи полей насыщения намагниченность \mathbf{M}_s начинает поворачиваться к направлению внешнего поля, и симметрия в ориентации векторов \mathbf{M}_c нарушается: под действием обменного поля векторы \mathbf{M}_c также будут поворачиваться в сторону \mathbf{H} . В этих условиях при изменении H и/или T число центров, направление вектора \mathbf{M}_c которых отличается от направления \mathbf{H} , в силу дискретности азимутов легких осей центров меняется дискретно, что в свою очередь приводит к скачкообразному изменению соотношения между энергиями конкурирующих взаимодействий, ответственных за равновесное магнитное состояние кристалла. При этом отмеченное в предыдущем разделе различие в поведении зависимостей $d(H)$ и $d(T)$ определяется различием соответствующих зависимостей концентрации центров с $\mathbf{M}_c \parallel \mathbf{H}$. При $T = \text{const}$ различие числа центров с $\mathbf{M}_c \parallel \mathbf{H}$ для прямого (при росте поля от нуля) и обратного хода намагничивания обуславливает заметный гистерезис зависимости $d(H)$ (см. [2]). С этим же связан гистерезис магнитооптического сигнала в полях $5 < H < 20 \text{ Oe}$ (рис. 5).³ В то же время изменение d в зависимости от T определяется температурной зависимостью константы анизотропии, задающей направление магнитного момента Mg-Fe, что приводит к отсутствию существенного различия значений d , измеренных при нагреве и охлаждении образца (имеющиеся

² Вследствие незначительной концентрации примеси естественно считать, что центры Mg-Fe не взаимодействуют между собой.

³ Изломы на кривой гистерезиса магнитооптического сигнала вблизи $H \sim 5 \text{ Oe}$ (поля возникновения ММС), вероятно, связаны с хорошо известным из теории магнитных фазовых превращений скачком магнитной восприимчивости при переходе кристалла из однородного в неоднородное магнитное состояние.

несовпадения температуры скачков величины d , наблюдаемые на рис. 6, по-видимому, обусловлены ошибкой в определении T , возникающей при смене режима нагрев-охлаждение за счет инерционности процесса установления термодинамического равновесия в кристалле).

Если сделанные предположения относительно причин, приводящих к возбуждению ММС в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$, верны, то, основываясь на теории магнитной ряби и считая (как этого требует теоретическая модель [10]), что $K_a > K \gg K_a N^{-1/2}$, где K_a — константа анизотропии, задающая направление магнитного момента центра, N — число центров в единице объема, K — константа гексагональной анизотропии $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ (в [10] под K понимается константа наведенной одноосной анизотропии), период ММС можно представить в виде

$$d = 2\pi(A_{\text{ex}}/K)^{1/2}(M_s H/2K - 1)^{-1/2} \quad (3)$$

(A_{ex} — объемная константа), а амплитуду угла отклонения локального вектора \mathbf{m} в структуре от направления приложенного поля определить как

$$\varphi_A = DK_a M_s^{-1/2} (M_s H - 2K)^{-3/8}, \quad (4)$$

где D — константа, зависящая от концентрации анизотропных магнитных центров (в [10] — от размеров кристаллитов и толщины пленки пермаллоя).

Согласно (3), ММС возникает при условии

$$H > H_0 = 2K/M_s, \quad (5)$$

позволяющем оценить константу гексагональной анизотропии $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$. Используя значение поля, при котором появляется ММС, $H_0 = 5 \text{ Oe}$ и известную величину $M_s(T = 80 \text{ K}) \approx 17 \text{ G}$ [11], из (5) находим $K \approx 42 \text{ erg/cm}^3$. Заметим, что по данным различных исследований в беспримесном FeVO_3 при азотной температуре величина $K \sim 9-13 \text{ erg/cm}^3$ [6,12].

Существенно, что (3) и (5) совпадают с соответствующими выражениями, полученными в [2] из рассмотрения термодинамического потенциала ромбоэдрического слабого ферромагнетика, если положить $A_{\text{ex}} = \gamma$, $2K = -\alpha$, $M_s = -\mu l q$, где γ , α , μ — коэффициенты разложения термодинамического потенциала кристалла по степеням параметра порядка, l — модуль вектора антиферромагнетизма, q — подрешеточный магнитный момент.

Используя формулу (5), на основе экспериментальной зависимости $H_0(T)$ (рис. 8) и данных по $M_s(T)$ [11] можно восстановить температурную зависимость константы K . Рассчитанное таким образом изменение с температурой величины K^{-1} показано на рис. 3. Известно [6], что начальная (обусловленная обратимым смещением доменных границ неелевского типа) магнитная восприимчивость FeVO_3 определяется разворотом вектора \mathbf{M}_s в базисной плоскости и, следовательно, пропорциональна отношению M_s^2/K [13]. Поэтому при квазистатическом режиме перемагничивания вид зависимости $dA/dH(T)$ должен задаваться (поскольку в интересующем нас температурном интервале изменением

M_s можно пренебречь) ходом температурной зависимости величины K^{-1} . Действительно, как видно из рис. 3, для $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ кривые $\frac{dA}{dH}/(\frac{dA}{dH})_{T=130\text{K}}$ и $K_{T=130\text{K}}/K$ сходны, при этом с уменьшением частоты переменного магнитного поля наблюдается смещение кривой $\frac{dA}{dH}/(\frac{dA}{dH})_{T=130\text{K}}$ к рассчитанной зависимости $K_{T=130\text{K}}/K$.

Подставляя в (3) значение $A_{\text{ex}} = 2H_{\text{ex}}M_s c^2 \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ($H_{\text{ex}} = 5.2 \cdot 10^6 \text{ Oe}$ [14] — обменное поле, $c \approx 10 \text{ \AA}$ [4] — постоянная решетки вдоль оси C_3), $K = 42 \text{ erg/cm}^3$, $H = 6 \text{ Oe}$ и $M_s = 17 \text{ G}$, находим $d \approx 30 \mu\text{m}$, что лишь по порядку величины согласуется с данными эксперимента (рис. 6). Тем не менее температурная зависимость отношения $d/d_{T=80\text{K}}$, рассчитанная при $H = 6 \text{ Oe}$ по формуле (3) с использованием найденной зависимости $K(T)$ (при расчете предполагалось, что A_{ex} не зависит от T), в принципе (без учета ступенек на экспериментальной кривой $d(T)$) соответствует наблюдаемому изменению периода ММС с температурой (рис. 6).

К сожалению, гистерезис значений d , возникающий при перемагничивании кристалла $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ (см. [2]), не позволяет непосредственно сравнить (3) с экспериментальной зависимостью $d(H)$. Однако из структуры формулы (3) видно, что сначала (при $H \geq H_0$) зависимость $d(H)$ имеет резкий спад, а затем (при $H > 2H_0$) период модуляции меняется слабо, что коррелирует с результатами эксперимента, приведенными в [2].

Следовательно, можно заключить, что формула (3) на качественном уровне позволяет описать экспериментально наблюдаемое изменение периода ММС в зависимости от приложенного поля и температуры. Что же касается выражения (4), то отметим, что, во-первых, для сравнения теоретической зависимости $\varphi_A(T)$ с экспериментом необходимо знание температурной зависимости константы K_a — величины, которую достаточно трудно определить экспериментально. Если предположить, что температурная зависимость $K_a(T)$ близка к зависимости $K(T)$ (рассчитанной на основе (5)), то видно, что формула (4) достаточно хорошо описывает наблюдаемое изменение угла φ_A с температурой (рис. 7). Во-вторых, хотя из (4) и следует уменьшение угла φ_A с ростом H , ход зависимости $\varphi_A(H)$ не соответствует наблюдаемому экспериментально. Эти обстоятельства не позволяют рассчитывать температурную зависимость для интервала полей существования ММС и провести сравнение теоретической зависимости $\Delta H(T)$ с экспериментальной фазовой $H-T$ -диаграммой кристалла, показанной на рис. 8.

Отмеченные расхождения между теорией магнитной ряби и экспериментально наблюдаемым поведением основных параметров исследованной ММС, вероятно, связаны с тем, что формулы (3) и (4) получены при условии двумерного распределения магнитных неоднородностей среды (как это имеет место в поликристаллических пленках пермаллоя, где размеры одноосных магнитных центров — кристаллитов — сравнимы с толщиной пленки). Очевидно, в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ существует

разброс направлений легких осей центров Mg-Fe и по толщине кристалла, что не учитывается теоретической моделью, используемой в [10] (в рамках теоретического подхода [10] в трехмерном случае распределения магнитных неоднородностей среды величины d и φ_A не могут быть представлены в аналитическом виде). Тем не менее в целом теория магнитной ряби не противоречит всей совокупности приведенных выше экспериментальных результатов. Это позволяет заключить, что рассмотренная модель возникновения ММС в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ достаточно адекватно описывает экспериментальную ситуацию.

Список литературы

- [1] Ю.А. Изюмов. УФН **144**, 3, 439 (1984).
- [2] А.Т. Карасев, Б.Ю. Соколов, Ю.М. Федоров. ФТТ **42**, 11, 2036 (2000).
- [3] Ю.М. Федоров, А.Ф. Садреев, А.А. Лексиков. ЖЭТФ **93**, 6(2), 2247 (1987).
- [4] A.V. Postnikov, St. Bartkowski, M. Neumann, R.A. Rupp, E.Z. Kurmaev, S.N. Shamin, V.V. Fedorov. Phys. Rev. B **50**, 20, 14 849 (1994).
- [5] G.B. Scott. J. Phys. D: Appl. Phys. **7**, 11, 1574 (1974).
- [6] D.E. Lacklison, J. Chadwick, J.L. Page. J. Phys. D: Appl. Phys. **5**, 4, 810 (1972).
- [7] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ФТТ **26**, 1, 220 (1984).
- [8] Б.Ю. Соколов. ФТТ **47**, 2, 252 (2005).
- [9] A. Baltz, W.D. Doyle. J. Appl. Phys. **35**, 6, 1814 (1964).
- [10] H. Hoffmann. J. Appl. Phys. **35**, 6, 1790 (1964).
- [11] А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Ю.Ф. Попов, В.Н. Селезнев, В.В. Усков. ФТТ **14**, 1, 214 (1972).
- [12] J. Hisma, W.T. Stacy. J. Appl. Phys. **44**, 7, 3367 (1973).
- [13] М.М. Фарздинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). С. 78.
- [14] Ч.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.И. Медведев, М.М. Шакирзянов. ФТТ **33**, 2, 379 (1991).