

Структура неоднородного магнитного состояния легкоплоскостного слабого ферромагнетика $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана,
700174 Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 30 марта 2004 г.)

Исследованы полевая, ориентационная и координатная зависимости магнитного линейного дву-
ломления в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$. Из анализа полученных экспериментальных результатов установлена структура
неоднородной магнитной фазы этого слабого ферромагнетика. Показано, что в неоднородном магнитном
состоянии ферромагнитный момент не выходит из базисной плоскости кристалла, а угол его отклонения
от направления приложенного магнитного поля описывается одномерной гармонической функцией от
пространственной координаты вдоль оси намагничивания.

Исследования, выполненные в [1], показали, что в борате железа, допированном диамагнитными ионами магния ($\text{FeVO}_3:\text{Mg}$), при намагничивании в базисной плоскости происходит фазовый переход из однородного в неоднородное магнитное состояние (НМС). НМС этого слабого ферромагнетика возникает в области температур $T < 130$ К при ориентации внешнего магнитного поля H вдоль трудных осей внутривоскостной гексагональной кристаллической анизотропии (в направлениях, перпендикулярных какой-либо из трех осей C_2). Для изучения НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ в [1] использовалась магнитооптическая методика, и визуально (при наблюдении в поляризационный микроскоп) появляющиеся магнитные неоднородности кристалла воспринимались в виде квазипериодической системы чередующихся светлых и темных полос с нечеткими границами, направление которых было перпендикулярно приложенному полю.

При интерпретации полученных в [1] результатов предполагалось, что в НМС вектор слабого ферромагнитного момента \mathbf{m} осциллирует около направления \mathbf{H} вдоль оси намагничивания, оставаясь в базисной плоскости кристалла. Однако, возможна и другая ситуация: при наблюдении кристалла в поляризованном свете (в эксперименте свет распространялся вдоль нормали к базисной плоскости) возникновение на его изображении системы светлых и темных полос может вызываться пространственной модуляцией азимута вектора \mathbf{m} с выходом намагниченности из базисной плоскости, приводящей (за счет изменения проекции \mathbf{m} на направление распространения света) к периодическому изменению величины эффекта Фарадея вдоль направления \mathbf{H} .

С целью определения структуры НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ в настоящей работе проведены исследования пространственного распределения вектора \mathbf{m} в этом кристалле в зависимости от прикладываемого магнитного поля.

1. Методика эксперимента

Известно, что величина магнитного линейного дву-
преломления (МЛП) существенно зависит от ориентации намагниченности в кристалле (см., например, [2]).

Поэтому для определения структуры НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ исследовалась зависимость этого четного магнитооптического эффекта от пространственных координат в базисной плоскости кристалла. Для выяснения взаимосвязи МЛД с ориентацией ферромагнитного момента в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ обратимся к [3], где подобная задача была решена в связи с обсуждением структуры фотоиндуцированного модулированного магнитного состояния $\text{FeVO}_3:\text{Ni}$.¹

Согласно [3], в борате железа при распространении света вдоль оптической оси (оси C_3) величина МЛД в точке на базисной плоскости с координатами (x, y) может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}\Phi &= A(x, y) \sin 2[\theta - \varphi(x, y)], \\ A(x, y) &= A_0(a^2 + b^2)^{1/2}, \\ A_0 &= 2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})l/\lambda, \\ a &= l^{-1} \int_0^l \cos 2\varphi(x, y, z) dz, \\ b &= l^{-1} \int_0^l \sin 2\varphi(x, y, z) dz,\end{aligned}\quad (1)$$

где φ — угол между направлением проекции вектора \mathbf{m} на базисную плоскость и осью X лабораторной системы координат (для определенности примем $X \perp C_2$); θ — азимут плоскости поляризации падающего на кристалл света относительно той же оси; n_{\parallel}, n_{\perp} — показатели преломления для света с длиной волны λ , линейно поляризованного соответственно вдоль и поперек направления плоскостной компоненты вектора \mathbf{m} ; l — толщина кристалла вдоль оси Z ($Z \parallel C_3$).

¹ Поскольку в наших экспериментах световое воздействие на кристалл всегда имело место, были проведены специальные исследования влияния засветки на его магнитное состояние. Однако, какого-либо заметного изменения доменной структуры, параметров или условий существования НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ в зависимости от интенсивности или спектрального состава излучения используемых нами источников света обнаружено не было.

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

В эксперименте использовался тот же кристалл $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ (содержание $\text{Mg} \sim 0.1 \text{ wt.}\%$), на котором были выполнены исследования в [1]. Образец имел форму плоско-параллельной пластинки с поперечным размером $\sim 3 \text{ mm}$ толщиной $\approx 60 \mu\text{m}$, развитая плоскость которой совпадала с базисной. Измерение МЛД проводилось на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ излучения He-Ne-лазера в постоянном магнитном поле $H \leq 30 \text{ Oe}$ при $T = 80 \text{ K}$. Вектор \mathbf{H} ориентировался в плоскости, а направление распространения света — перпендикулярно плоскости образца. Величина МЛД измерялась при помощи фазового компенсатора (пластинки $\lambda/4$) по традиционной методике с модуляцией азимута плоскости поляризации света [4]. Чувствительность экспериментальной установки по углу Φ составляла $\sim 0.001^\circ$, относительная ошибка измерений — $\sim 5\%$.

При исследованиях координатной зависимости МЛД лазерное излучение при помощи микроскопа фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром $\sim 15 \mu\text{m}$. Учитывая, что пространственный период магнитной неоднородности $\text{FeVO}_3:\text{Mg} \sim 100 \mu\text{m}$ [1], можно рассматривать исследуемый участок поверхности образца как точечный, полагая в пределах площади светового пятна $\varphi(x, y) \approx \text{const}$. Криостат с образцом имел возможность двухкоординатного перемещения в фокальной плоскости микроскопа, что позволяло проводить измерения МЛД в заданной точке базисной плоскости кристалла, а также визуально наблюдать в микроскоп (с использованием дополнительного источника белого света) за его магнитным состоянием.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены „интегральные“ (т. е. полученные при засветке всей площади поверхности образца) полевые зависимости МЛД, наблюдаемые при ориентации вектора \mathbf{H} в базисной плоскости $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ вдоль и поперек одной из осей C_2 и азимуте поляризатора $\theta = 45^\circ$ (поскольку при этих направлениях намагничивания эффект имеет разные знаки, для удобства сравнения на рис. 1 показаны зависимости $|\Phi|(H)$). Видно, что в условиях технического насыщения намагниченности значения $|\Phi|$ вдоль этих двух направлений совпадают (в соответствии в (1)) по величине, однако ход кривых $|\Phi|(H)$ заметно различается в интервале полей существования НМС кристалла ($3 \leq H \leq 17 \text{ Oe}$ при

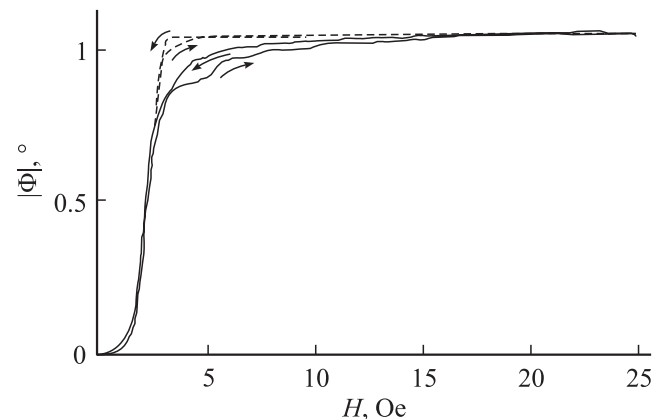


Рис. 1. Полевая зависимость магнитного линейного дву-преломления $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ при $T = 80 \text{ K}$. Сплошная линия — $\mathbf{H} \perp C_2$, штриховая — $\mathbf{H} \parallel C_2$ (стрелками показан ход кривых при перемагничивании кристалла). Время развертки магнитного поля $\sim 1 \text{ min}$.

$\mathbf{H} \perp C_2$ [1]). В частности, при $\mathbf{H} \parallel C_2$ величина $|\Phi|$ достигает максимума в поле $H \approx 3 \text{ Oe}$, тогда как зависимость $|\Phi|(H)$, полученная при $\mathbf{H} \perp C_2$, значительно медленнее выходит на насыщение. Это обстоятельство, очевидно, обуславливается влиянием возникающих магнитных неоднородностей на процесс намагничивания $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ вдоль трудной оси (при комнатной температуре вид кривой $|\Phi|(H)$ во всем исследованном интервале магнитного поля в пределах точности эксперимента не зависит от ориентации \mathbf{H} в базисной плоскости кристалла).

На рис. 2 представлены „локальные“ (свет сфокусирован в разных точках поверхности образца) ориентационные зависимости МЛД $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$, измеренные при двух значениях магнитного поля ($\mathbf{H} \perp C_2$): $H_1 = 6 \text{ Oe}$ — поле, в котором существует НМС, и $H_2 = 30 \text{ Oe}$ — в этом поле ферромагнитный момент заведомо однороден и лежит в базисной плоскости вдоль оси намагничивания (перпендикулярно C_2 -оси). Из рис. 2 следует, что экспериментальные зависимости $\Phi(\theta)$ хорошо описываются гармоническими функциями от 2θ , амплитуда которых практически не зависит от напряженности поля. Последнее, очевидно, означает, что в НМС намагниченность кристалла однородна по его толщине, причем вектор \mathbf{m} не выходит из базисной плоскости. Согласно (1), в этом случае (при $\varphi(z) = \text{const}$) экстремальные значения $\Phi = \pm A_0$ на зависимостях $\Phi(\theta)$ в точке (x, y) будут иметь место при $\theta = \varphi \pm 45^\circ$. Это условие позволяет непосредственно из приведенных на рис. 2 графиков найти угол φ , т. е. определить азимут вектора \mathbf{m} в заданных точках поверхности образца. Поскольку при измерениях МЛД точки на поверхности кристалла были выбраны в центре визуально наблюдаемых в микроскоп соседних полос различного магнитооптического контраста, можно заключить, что в НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ амплитуда угла отклонения вектора \mathbf{m} от направления намагничивания в поле $H = 6 \text{ Oe}$ составляет $\approx 10^\circ$.

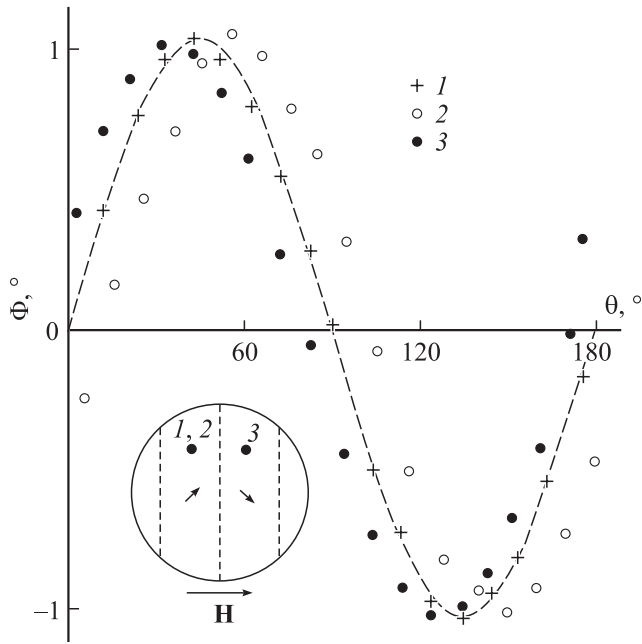


Рис. 2. Магнитное линейное дупреломление $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ в зависимости от азимута плоскости поляризации света относительно направления приложенного поля ($\mathbf{H} \perp C_2$). H, Oe : 1 — 30, 2, 3 — 6. Штриховая линия — зависимость $\Phi \propto \sin 2\theta$, точки — эксперимент. На вставке: схематическое изображение магнитной неоднородности $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$. Штриховые линии — границы светлых и темных полос, наблюдаемых визуально на изображении кристалла в поляризованном свете; стрелки внутри круга — ориентация локального ферромагнитного момента в центре соседних полос; точки — положения светового пятна на поверхности кристалла, при которых были получены соответствующие указанным над ними цифрам кривые $\Phi(\theta)$; стрелка вне круга — направление намагничивания.

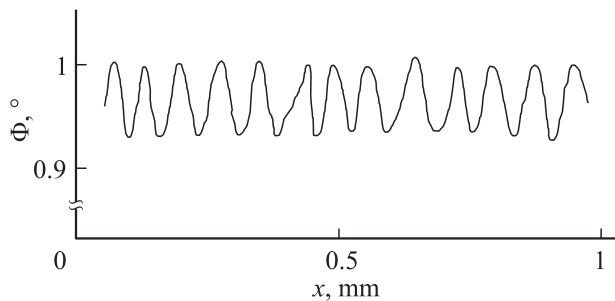


Рис. 3. Координатная зависимость магнитного линейного дупреломления $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$, полученная при сканировании сфокусированным лазерным лучом поверхности кристалла вдоль направления приложенного поля ($H = 6 \text{ Oe}$, $\mathbf{H} \perp C_2$). Скорость сканирования $\sim 2 \text{ mm/min}$.

Для восстановления пространственного распределения вектора \mathbf{m} в НМС кристалла обратимся к рис. 3, на котором приведена координатная зависимость МЛД, полученная при сканировании сфокусированным лазерным лучом поверхности исследуемого образца вдоль

направления \mathbf{H} ($H = 6 \text{ Oe}$, $\mathbf{H} \perp C_2$, $\theta = 45^\circ$).² Видно, что зависимость $\Phi(x)$ имеет осциллирующий характер, причем средний период модуляции величины МЛД оказывается в 2 раза меньше пространственного периода системы светлых и темных полос, возникающих на изображении образца в поляризованном свете (см. [1]). С учетом этого из (1) следует, что азимут локального вектора ферромагнетизма в НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ может быть приближенно представлен зависимостью вида

$$\varphi = \varphi_0 \cos(2\pi x/D),$$

где φ_0 — амплитуда отклонения вектора \mathbf{m} от оси намагничивания, D — период магнитной неоднородности.

Таким образом, выполненные исследования подтверждают сделанное в [1] предположение относительно структуры НМС $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$: в этом магнитном состоянии кристалла локальный вектор \mathbf{m} не выходит (также как и в однородной магнитной фазе) из базисной плоскости, а его азимут описывается периодической функцией от пространственной координаты вдоль направления, перпендикулярного одной из осей C_2 .

Список литературы

- [1] А.Т. Караев, Б.Ю. Соколов, Ю.М. Федоров. ФТТ **42**, 11, 2036 (2000).
- [2] Г.А. Смоленский, Р.В. Писарев, И.Г. Синий. УФН **116**, 2, 231 (1975).
- [3] Ю.М. Федоров, О.В. Воротынова, А.А. Лексиков. ФТТ **31**, 5, 192 (1989).
- [4] J. Ferre, G.A. Gehring. Rep. Prog. Phys. **47**, 531 (1984).

² Сканирование поверхности кристалла в перпендикулярном \mathbf{H} направлении показало, что $\Phi(y) \approx \text{const}$.