

К магнитооптике ортоферритов при спиновой переориентации

© В.С. Меркулов, В.В. Федотова

Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

E-mail: merkul@ifftp.bas-net.by

(Поступила в Редакцию 24 мая 2005 г.

В окончательной редакции 9 сентября 2005 г.)

Приводятся результаты магнитооптических исследований спиновой переориентации Γ_2 – Γ_4 в монокристалле $\text{Sm}_{0.6}\text{Tb}_{0.2}\text{Tm}_{0.2}\text{FeO}_3$. Найдены значения магнитооптических параметров с учетом дихроизма, определена ориентация вектора антиферромагнетизма в зависимости от поля и температуры в угловой фазе. Обработка результатов дала возможность определить значения полей магнитной анизотропии. Проведена оценка ориентационного вклада в двупреломление.

PACS: 75.30.Gw, 78.20.Ls

Редкоземельные ортоферриты (RFeO_3) привлекают исследователей на протяжении нескольких десятилетий своими магнито-оптическими свойствами, спин-переориентационными переходами между антиферромагнитными фазами, обладающими слабым ферромагнетизмом, высокой скоростью движения доменных стенок и другими свойствами [1–10]. Несмотря на высокую точность, которую дают поляризационно-оптические методы, изучению спиновой переориентации в ортоферритах магнитооптическим методом посвящено незначительное число работ [4–6]. Получению количественных характеристик спиновой переориентации из оптических измерений препятствуют как трудоемкость измерений, так и сложность интерпретации экспериментальных данных в связи с одновременным учетом двупреломления, фарадеевского вращения и дихроизма. Кроме этого, при интерпретации магнитооптических температурных измерений всегда возникает вопрос, обусловлены ли наблюдаемые изменения магнитной подсистемой или температурной зависимостью магнитооптических констант. В настоящей работе развивается магнитооптический метод для получения информации об ориентации вектора антиферромагнетизма при спиновой переориентации в монокристалле редкоземельного ортоферрита. Приводятся результаты измерений и интерпретация их в рамках предлагаемых моделей.

1. Прохождение излучения через кристалл ортоферрита

В кристаллооптике для описания прохождения излучения через кристалл удобно использовать тензор обратный тензору диэлектрической проницаемости. Зависимость данного тензора от компонент вектора магнитного момента \mathbf{m} и вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} с точностью до членов второго порядка можно представить следующим образом:

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}^0 + \eta_{ijk}^m m_k + \eta_{ijk}^l l_k + \eta_{ijkn}^{mm} m_k m_n + \eta_{ijkn}^{ll} l_k l_n + \eta_{ijkn}^{ml} m_k l_n, \quad (1)$$

где введены соответствующие коэффициенты разложения.

Если рассматривать спиновую переориентацию типа Γ_2 – Γ_4 в редкоземельном ортоферрите (пространственная группа D_{2h}^{16}) в присутствии магнитного поля, направленного вдоль оси c , и ограничиться малыми магнитными полями $H \ll H_D$, где H_D — поле Дзялошинского, тогда в окрестности переходов с высокой степенью точности можно положить

$$|\mathbf{l}| = \text{const} \equiv 1, \quad \mathbf{l} = (\cos \theta, 0, -\sin \theta),$$

$$\mathbf{m} = (m_x^0 \sin \theta, 0, m_z^0 \cos \theta), \quad (2)$$

где m_x^0 и m_z^0 — спонтанные слабоферромагнитные моменты вдоль осей \mathbf{a} и \mathbf{c} соответственно, θ — угол, характеризующий ориентацию вектора \mathbf{l} . Для нахождения вида тензоров в (1) достаточно определить, по каким неприводимым представлениям фактор-группы \tilde{D}_{2h} преобразуются соответствующие компоненты: Γ_1 — $\eta_{xx}, \eta_{yy}, \eta_{zz}, m_x^2, m_z^2, l_x^2, l_y^2, m_x l_z, m_z l_x$; Γ_2 — $\eta_{yz}, \eta_{zy}, m_x, l_z$; Γ_3 — $\eta_{xz}, \eta_{zx}, m_x m_z, l_x l_z, m_x l_x, m_z l_z$; Γ_4 — $\eta_{xy}, \eta_{yx}, m_z, l_x$. Учитывая, что линейная зависимость может быть только между компонентами, преобразующимися по одинаковым неприводимым представлениям, и подставляя значения компонент векторов (2), получим искомый тензор в следующем виде (можно воспользоваться результатами работы [6]):

$$\eta_{ij} = \begin{bmatrix} \eta_1^0 + a_1 \cos^2 \theta & -ib_1 \cos \theta & a_4 \sin 2\theta \\ ib_1 \cos \theta & \eta_2^0 + a_2 \cos^2 \theta & -ib_2 \sin \theta \\ a_4 \sin 2\theta & ib_2 \sin \theta & \eta_3^0 + a_3 \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где введенные константы a_n и b_n определенным образом выражаются через коэффициенты разложения (1). Для случая c -среза кристалла все поляризационно-оптические свойства пластины при нормальном падении света будут определяться только компонентами тензора в плоскости \mathbf{ab} , выделенными рамкой в (3) [10]. Это обстоятельство обуславливает удобство использования обратного тензора диэлектрической проницаемости и независимость интерпретации экспериментальных данных от компонент тензора с индексами, содержащими z .

Вводя малый параметр $\chi \equiv \chi' + i\chi'' = b_1 \cos \theta / (\eta_1^o - \eta_2^o) \ll 1$, получим следующие выражения для матриц Джонса и Мюллера с точностью до линейных членов по χ на основании работ [10,11]:

$$S_J = \begin{bmatrix} \exp(-i\delta/2) & -\chi \sin(\delta/2) \\ \chi \sin(\delta/2) & \exp(i\delta/2) \end{bmatrix} \cdot \text{const}, \quad (4)$$

$$S_M = \begin{bmatrix} \text{ch } \delta'' & \text{sh } \delta'' & (\text{ch } \delta'' - \cos \delta')\chi'' & \chi' \text{sh } \delta'' + \chi'' \sin \delta' \\ \text{sh } \delta'' & \text{ch } \delta'' & \chi'' \text{sh } \delta'' - \chi' \sin \delta' & (\text{ch } \delta'' - \cos \delta')\chi' \\ (\cos \delta' - \text{ch } \delta'')\chi'' & \chi' \sin \delta' - \chi'' \text{sh } \delta'' & \cos \delta' & -\sin \delta' \\ \chi' \text{sh } \delta'' + \chi'' \sin \delta' & (\text{ch } \delta'' - \cos \delta')\chi' & \sin \delta' & \cos \delta' \end{bmatrix} \cdot \text{const}, \quad (5)$$

где $\delta = \delta' + i\delta''$ — комплексный сдвиг фаз между собственными волнами на выходе из кристалла.

Для сдвига фаз без учета переотражений внутри кристалла имеем

$$\delta = [(\eta_1^o - \eta_2^o + (a_1 - a_2) \cos^2 \theta)^2 + 4b_1 \cos^2 \theta]^{1/2} \times [\eta_1^o + \eta_2^o + (a_1 + a_2) \cos^2 \theta]^{-3/2} 2^{3/2} \pi d / \lambda, \quad (6)$$

где d — толщина пластинки, λ — длина волны излучения. Учитывая малость магнитного двупреломления по сравнению с естественным $|a_1 - a_2| \ll |\eta_1^o - \eta_2^o|$, можно с хорошей степенью точности ожидать в окрестности спиновой переориентации

$$\delta \approx \delta_0 + \Delta\delta \cos^2 \theta. \quad (7)$$

Действительную часть $\Delta\delta'$, характеризующую изменение сдвига фаз за счет переориентации спиновой системы, целесообразно назвать ориентационным вкладом в двупреломление.

2. Методика измерений

Универсальным методом определения компонент матрицы образца является обобщенная эллипсометрия [12]. На эксперименте использовалась нулевая схема эллипсометрии PCSA на прохождение, где P — поляризатор, C — компенсатор (четвертьволновая пластинка), S — образец, A — анализатор. Такими же буквами будут обозначаться азимуты элементов относительно оси a образца, а жирные буквы будут обозначать матрицы соответствующих элементов не зависимо от того, в формализме матриц Джонса или Мюллера проводятся вычисления [12]. Решая уравнение для идеальных поляризационных элементов

$$\mathbf{ASCPI} = 0, \quad (8)$$

где \mathbf{I} — вектор циркулярно-поляризованного света, получим следующие значения для P и A в одной из измерительных зон при $C = \pi/4$:

$$P = \pi/4 + \delta'/2 + (\chi' \text{sh } \delta'' + \chi'' \sin \delta')/2,$$

$$A = \arctg[\exp(-\delta'')] + (\chi' \sin \delta' - \chi'' \text{sh } \delta'')/2 \text{ch } \delta''. \quad (9)$$

Отсюда видно, что четырех измерений при изменении знака магнитного поля (и следовательно знака χ) достаточно для определения четырех неизвестных параметров δ' , δ'' , χ' и χ'' .

Практически важным случаем является ориентация поляризации света вдоль оси \mathbf{a} или \mathbf{b} , т.е. $P = 0$ или $P = \pi/2$, при этом $C = 0$, что равносильно отсутствию компенсатора. Тогда минимум интенсивности излучения на выходе достигается при следующих отклонениях анализатора от положений, скрещенных с поляризатором

$$\Delta A = [\chi' \sin \delta' - \chi'' \text{sh } \delta'' \pm (\cos \delta' - \text{ch } \delta'')\chi'']/2 \exp(\pm \delta''). \quad (10)$$

Данное выражение и значение производной $\partial A/\partial P = \cos \delta'/\exp(\pm \delta'')$ (без компенсатора) также использовались для независимого определения параметров пластинки. В отличие от работы [3] полученные соотношения имеют силу при произвольной величине дихроизма.

Исследования проводились на монокристалле ортоферрита $\text{Sm}_{0.6}\text{Tb}_{0.2}\text{Tm}_{0.2}\text{FeO}_3$, выращенном из раствора в расплаве. Плоскопараллельная пластинка толщиной $39 \mu\text{m}$ была вырезана перпендикулярно оси c монокристалла. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$. Температурная приставка позволяла поддерживать температуру образца в диапазоне от комнатных до 170 К с точностью 0.1 К. Для создания магнитного поля до 5 кОе, направленного вдоль оси c пластинки, использовался электромагнит с соответствующим отверстием для прохождения излучения. Дополнительно в плечи поляризатора и анализатора были введены магнитооптические поляризационные модуляторы, которые обеспечили чувствительность измерения азимутов элементов не хуже 1 угловой минуты. В случае измерений интенсивности при фиксированных ориентациях поляризационных элементов вблизи нулевых положений модулированный сигнал на выходе был пропорционален отклонению плоскости поляризации света в соответствующем плече.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Измеренные в фазе Γ_4 при $T_2 < T < 300$ К ($T_2 = 231.9$ К) параметры $|\chi'| = 0.079 \pm 0.001$, $\chi''/\chi' = -0.029 \pm 0.002$, $|\delta''| = 0.56 \pm 0.01$ не обнаруживали значительных температурных изменений с точностью до указанных погрешностей. В то же время температурная зависимость действительной части сдвига фаз была существенна: $\delta' = 94.50^\circ + 0.0606^\circ T$. Заметим, что δ' измерялась с точностью до аддитивного слагаемого $2\pi n$; на основании оценок, сделанных на образцах другой толщины, можно предположить, что $n = 2$.

На рис. 1 приведены измеренные температурные зависимости ΔA (при $P = 0$) при различных полях в интервале спиновой переориентации $T_1 < T < T_2$ ($T_1 = 196.0$ К). Обработка экспериментальных результатов в предположении отсутствия температурной зависи-

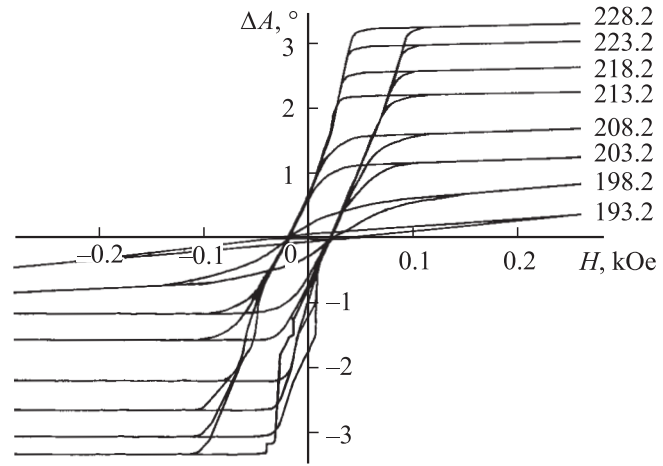


Рис. 3. Петли гистерезиса в окрестности спиновой переориентации. Числа у кривых указывают значения температуры в К.

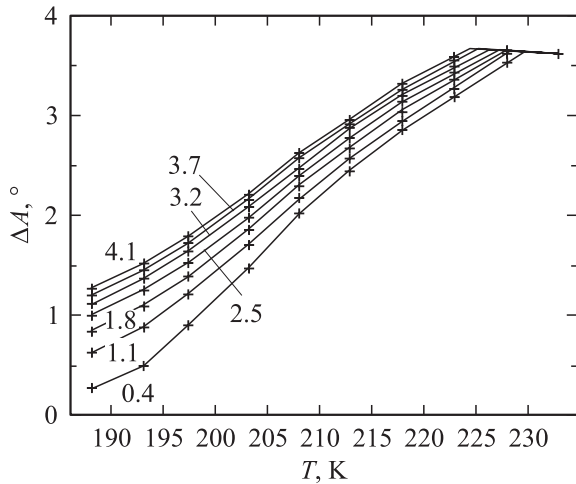


Рис. 1. Температурные зависимости ΔA (при $P = 0$). Числа у кривых указывают значения магнитного поля в кОе.

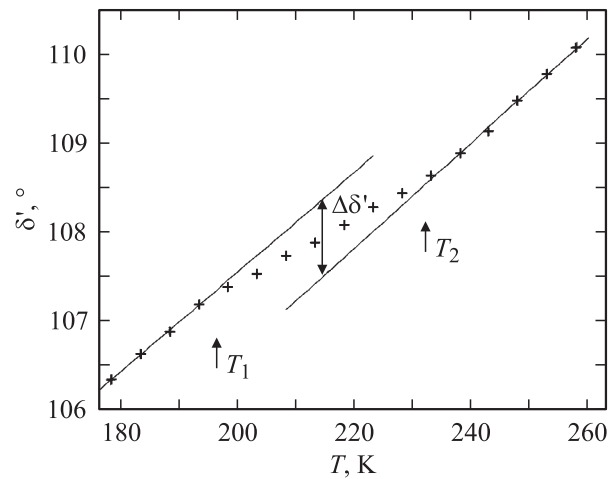


Рис. 4. Температурная зависимость δ' при $H = 0.2$ кОе.

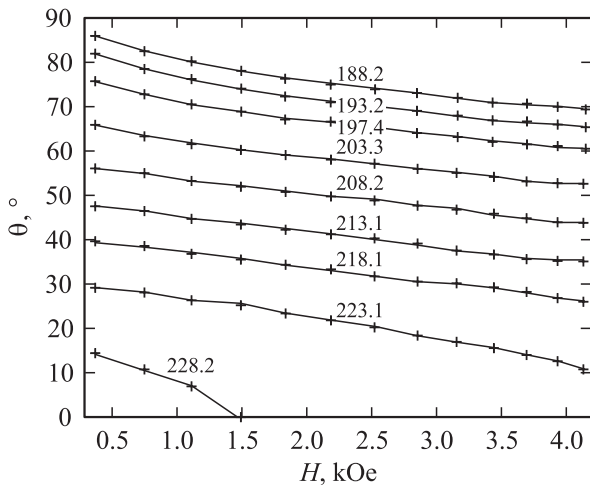


Рис. 2. Полевые зависимости угла ориентации вектора антиферромагнетизма θ . Числа у кривых указывают значения температуры в К.

мости коэффициента $\chi/\cos\theta$ в угловой фазе позволяет восстановить значения угла ориентации вектора антиферромагнетизма θ (рис. 2). Измерения интенсивности позволили зарегистрировать на самописце петли гистерезиса в окрестности спиновой переориентации (рис. 3). На температурной зависимости δ' , снятой в слабых полях (рис. 4), наблюдались изломы и изменение наклона при T_1 и T_2 , что позволило сделать оценку ориентационного вклада $\Delta\delta'$, как показано на рисунке. Соответствующий ориентационный вклад в разность показателей преломления составляет $\Delta n = \Delta\delta'(\lambda/2\pi d) \approx 5 \cdot 10^{-5}$.

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим анизотропную часть термодинамического потенциала, для которой имеет место следующая полиномиальная зависимость от инвариантов, соответствующих единичному представлению Γ_1 [13,14]:

$$\Phi = \Phi_0(m_x^2, m_z^2, l_x^2, l_z^2, m_x l_z, m_z l_x) - m_z H. \quad (11)$$

Подставляя значения компонент \mathbf{l} и \mathbf{m} из (2) и ограничиваясь полиномом четвертой степени по $\cos\theta$,

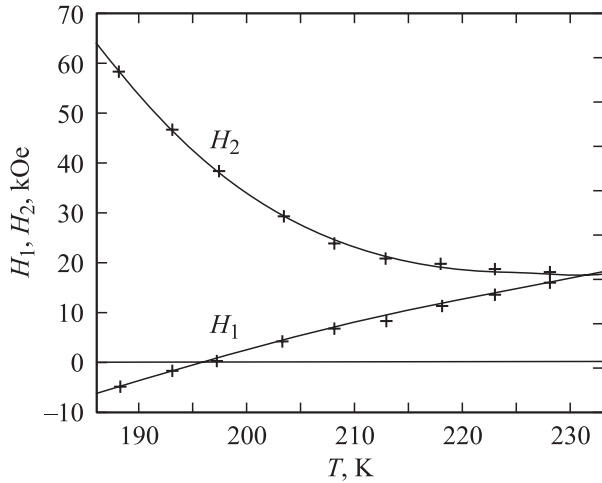


Рис. 5. Температурные зависимости полей анизотропии H_1 и H_2 .

получим

$$\Phi/m_z^0 = - (H_1/2) \cos^2 \theta + (H_2/4) \cos^4 \theta - H \cos \theta + \text{const}, \quad (12)$$

где из соображений удобства введены поля анизотропии H_1 и H_2 , следующим образом связанные с константами анизотропии из [14], нормированными на спонтанный слабоферромагнитный момент

$$H_1(2K_1 + 4K_2)/m_z^0 \quad \text{и} \quad H_2 = 4K_2/m_z^0. \quad (13)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля в зависимости от величины поля анизотропии H_1 при $H_2 > 0$ имеем три фазы [14]

$$\begin{aligned} \Gamma_2: \quad \cos \theta = 0 \quad \text{при} \quad H_1 \leq 0 \quad (T \leq T_1), \\ \Gamma_{24}: \quad \cos^2 \theta = H_1/H_2 \quad \text{при} \quad 0 \leq H_1 \leq H_2 \\ (T_1 \leq T \leq T_2), \\ \Gamma_4: \quad \cos \theta = 1 \quad \text{при} \quad H_1 \geq H_2 \quad (T \geq T_2). \end{aligned} \quad (14)$$

При наложении внешнего магнитного поля фаза Γ_2 перестает существовать, а для угловой фазы Γ_{24} получим следующее уравнение связи, приравнявая нулю первую производную (12) по θ :

$$H + H_1 \cos \theta - H_2 \cos^3 \theta = 0. \quad (15)$$

Аппроксимация экспериментальных данных, представленных на рис. 2, согласно формуле (15), позволяет определить поля анизотропии H_1 и H_2 (рис. 5) и уточнить температуры переходов T_1 (при $H_1 = 0$) и T_2 (при $H_1 = H_2$).

Таким образом, с помощью разработанной эллипсометрической методики проведены магнитооптические исследования монокристалла $\text{Sm}_{0.6}\text{Tb}_{0.2}\text{Tm}_{0.2}\text{FeO}_3$ при

спиновой переориентации Γ_2 – Γ_4 . Определена ориентация вектора антиферромагнетизма в угловой фазе в зависимости от поля и температуры. Найдены значения оптических параметров кристалла с учетом дихроизма. Проведена оценка ориентационного вклада в двупреломление. Обработка результатов дала возможность определить температурные зависимости полей магнитной анизотропии.

Список литературы

- [1] W.J. Tabor, A.W. Anderson, L.G. Van Uitert. *J. Appl. Phys.* **41**, 7, 3018 (1970).
- [2] М.В. Четкин, Ю.И. Щербаков. *ЖЭТФ* **67**, 3, 1027 (1974).
- [3] M. Abe, T. Kimura, S. Nomura. *Jap. J. Appl. Phys.* **14**, 10, 1507 (1975).
- [4] N. Koshizuka, K. Hayashi, M. Suzuki. *Bull. of the Electrotechnical Lab.* **40**, 6, 12 (1976).
- [5] Б.Б. Кричевцов, Р.В. Писарев, М.М. Рувинштейн. *ФТТ* **22**, 7, 2128 (1980).
- [6] Н.Ф. Харченко, С.Л. Гнатченко. *Физика низких температур* **7**, 4, 475 (1981).
- [7] N. Keller, J. Mistrík, S. Visnovský, D.S. Schmool, Y. Dumont, P. Renaudin, M. Guyot, R. Krishnan. *Eur. Phys. J. B* **21**, 67 (2001).
- [8] Y. Didosyan, H. Hauser, G.A. Reider. *IEEE Transactions on Magnetics* **38**, 5, 3243 (2002).
- [9] D.S. Schmool, N. Keller, M. Guyot, R. Kirshnan, M. Tessier. *J. Appl. Phys.* **86**, 10, 5712 (1999).
- [10] В.С. Меркулов. *ЖПС* **39**, 4, 681 (1983).
- [11] В.С. Меркулов. *Оптика и спектроскопия* **57**, 6, 1038 (1984).
- [12] Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет*. Мир, М. (1981). 583 с.
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1982). 620 с.
- [14] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*. Наука, М. (1979). 320 с.