

ЛАЗЕРНОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОГО КРИСТАЛЛА

© 2013 г. Я. А. Фофанов*, доктор физ.-мат. наук; И. В. Плешаков**, доктор физ.-мат. наук; Ю. И. Кузьмин** канд. физ.-мат. наук

* Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Санкт-Петербург

** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург

E-mail: yakinvest@yandex.ru

Продемонстрировано использование лазерного излучения с глубокой поляризационной модуляцией в качестве средства исследования магнитоупорядоченного вещества. На примере модельного образца – монокристалла бората железа, показано, что эта методика может применяться при изучении процессов намагничивания. Дана качественная картина формирования поляризационно-оптического отклика в намагничиваемом образце, получены соответствующие экспериментальные характеристики. Зарегистрированы резкие изменения отклика, которые связываются со скачкообразной перестройкой доменной структуры. Развитый подход может быть полезным при исследованиях доменной структуры и других особенностей строения материалов оптоэлектроники, нелинейной и магнитооптики, лазерной техники и др.

Ключевые слова: лазер, поляризационно-оптический анализ, оптоэлектроника, оптическое материаловедение, магнитооптика, борат железа.

Коды OCIS: 260.0260, 250.0250, 120.0120, 230.0230, 210.0210

Поступила в редакцию 13.06.2012

Введение

Развитие методов оптического зондирования вещества является актуальной задачей, относящейся к общей проблеме создания средств диагностики материалов. Особый интерес представляют соединения с тем или иным видом порядка, например, кристаллы, жидкие кристаллы, полимеры и магнитные образцы, широко использующиеся в дисплейной и лазерной технике, в электронике, оптоэлектронике и др.

Методы оптических исследований, основанные на глубокой поляризационной модуляции пробного света, обладают рядом преимуществ по сравнению с теми, которые используют стационарные световые потоки [1, 2]. Одно из них заключается в возможности переноса наблюдаемых сигналов в удобные для регистрации и обработки области спектра, причем высокочастотное электрическое управление состоянием поляризации светового пучка обеспечивает значительно меньший уровень помех, чем, например, использование вращающихся элементов. Применение дифференциального детектирования позволяет при этом достичь высокой

чувствительности измерений, вплоть до предельной, определяемой дробовым шумом фотоприема [3, 4].

На указанных особенностях основывается широкое применение данного подхода в поляриметрических исследованиях и поляризационной спектроскопии [2, 5], при изучении анизотропных объектов, таких как кристаллы, системы ориентированных макромолекул и полимерные пленки [6–9].

Представляется, что высокочувствительные поляризационно-оптические методы исследований могут быть распространены и далее на самые разнообразные объекты, в число которых должны быть включены и малопрозрачные образцы. Ранее авторами настоящей статьи были выполнены циклы исследований прецизионных элементов поляризационной оптики и материалов высокого оптического качества [10, 11]. Целью настоящей работы является изучение возможности применения метода, основанного на глубокой поляризационной модуляции зондирующего света, в исследованиях магнитного вещества, обладающего незначительной (по сравнению с образцами высокого оптического

ского качества) пропускающей способностью в видимом диапазоне.

Методика эксперимента

Принцип проведенных измерений иллюстрируется рис. 1. Согласно блок-схеме установки (рис. 1а), линейно поляризованное излучение источника L проходит через модулятор M , исследуемый объект S и после анализатора A регистрировалось фотоприемником PD . Плоскости поляризации света и максимального пропускания анализатора были параллельны и повернуты на 45° относительно оси Y (рис. 1б). В качестве источника зондирующего излучения использовался одномодовый гелий-неоновый лазер (0,63 мкм) с пониженным уровнем флуктуаций параметров излучения [12]. Модулятор представлял собой фазовую пластинку, допускающую регулировку создаваемой ею разности фаз между двумя линейно поляризованными компонентами с направлениями поляризации по осям X и Y (с помощью подаваемого на него управляющего напряжения $U(t)$).

Для демонстрации принципа измерений воспользуемся представленной на рис. 2а зависимостью интенсивности прошедшего через анализатор излучения $I(\Phi)$ от вносимой модулятором разности фаз Φ . Вначале будем считать, что исследуемый объект на рис. 1 отсутствует или разности фаз не вносит. При гармоническом управлении модулятором, т. е. при $\Phi(t) = \Phi_0 \sin \Omega t$ (где Φ_0 – амплитуда модуляции разности фаз, $\Omega = 2\pi/T$ – ее частота, а T – период, рис. 2б), временная зависимость интенсивности света после анализатора принимает вид, показанный кривой 1 на рис. 2в. Очевидно, что в этом случае интенсивность излучения, прошедшего через систему, становится периодически промодулированной, причем на временном интервале от 0 до T кривая 1 будет симметричной относительно момента времени $T/2$. Это означает, что на выходе фотоприемника появятся вторая, четвертая и более высокие четные гармоники частоты модуляции поляризации. Если же исследуемый объект вносит постоянную разность фаз φ , возникает показанное на рис. 2б смещение кривой $\Phi(t)$, и результирующая зависимость $I(t)$ становится несимметричной (рис. 2в, кривая 2), что указывает на появление нечетных гармоник.

Более детальный количественный анализ, выполненный в предположении, что φ

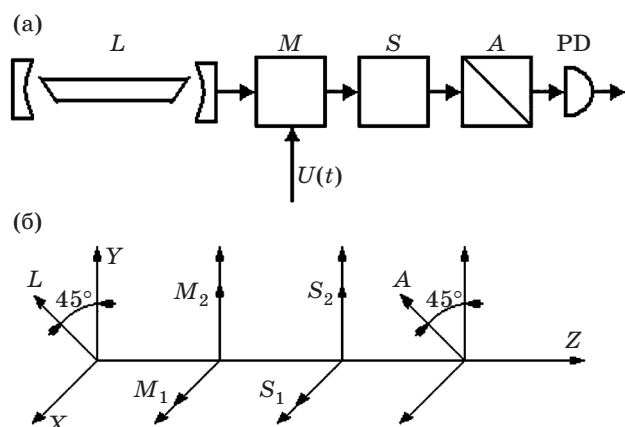


Рис. 1. Принцип поляризационных измерений. а – блок-схема экспериментальной установки, б – ориентация осей оптических элементов (пояснения в тексте).

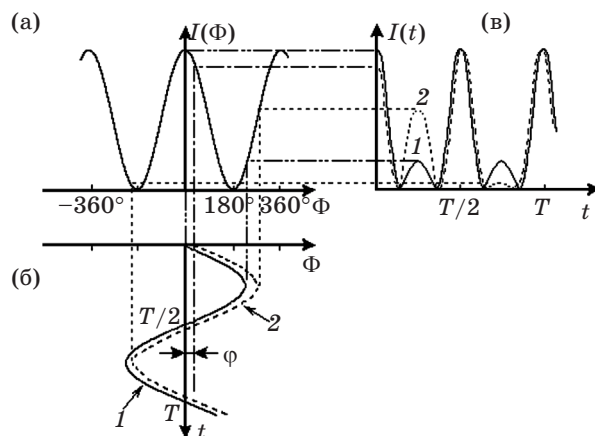


Рис. 2. Формирование сигнала поляризационного отклика. а – зависимость интенсивности света, регистрируемой PD , от суммарной разности фаз Φ , вносимой модулятором и исследуемым объектом, б – временная зависимость Φ , соответствующая гармонической модуляции разности фаз при отсутствии (кривая 1, $\Phi(t) = \Phi_0 \sin \Omega t$) и при наличии (кривая 2, $\Phi(t) = \varphi + \Phi_0 \sin \Omega t$) исследуемого объекта, в – временная зависимость интенсивности света, регистрируемого PD , при отсутствии (1) и при наличии (2) исследуемой объекта.

мало (т. е. $\sin \varphi \approx \varphi$), показывает, что амплитуда переменной составляющей интенсивности прошедшего поляризатор излучения (или амплитуда переменной составляющей фототока) на частотах $k\Omega$ ($k = 1, 3, \dots$) может быть записана как $I_k = \alpha J_k(\Phi_0)\varphi$ [6, 10]. Здесь α – коэффициент, определяемый интенсивностью зондирующего света и пропусканием оптического тракта, а J_k – функция Бесселя k -го порядка.

В описываемом эксперименте измерялась величина I_k на выходе системы, показанной на рис. 1а, где в качестве объекта S был установлен образец исследуемого магнитоупорядоченного кристалла. После оптимального аналого-цифрового преобразования сигнал с выхода PD вводился в компьютер [12], который отображал и регистрировал величину φ , т. е. поляризационно-оптический отклик (ПОО) изучаемого объекта. При этом значение множителя $\alpha J_k(\Phi_0)$ определялось в дополнительных измерениях калиброванных образцов с известными значениями φ . Разрешающая способность установки по φ была не менее $3'$, погрешность измерений составляла не более 20%. Более подробно процедуры измерений и калибровки описаны в работах [10–12].

Исследуемый образец представлял собой монокристалл бората железа (FeVO_3 , антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом), имеющий форму почти прямоугольной пластинки с размерами около $4 \times 3,5$ мм и толщиной 260 мкм. Она была установлена в оптический тракт перпендикулярно оси Z (рис. 3), т. е. таким образом, чтобы свет распространялся вдоль кристаллографической оси c_3 , а вектор электрического поля световой волны лежал в плоскости $\{111\}$, совпадающей с плоскостью легкого намагничивания.

Пластинка FeVO_3 закреплялась так, чтобы минимизировать механические напряжения, которые могут влиять на ее оптические свой-

ства. Приложенное в плоскости кристалла (т. е. ортогонально направлению волнового вектора пробного света) магнитное поле H_0 создавалось двухсекционным соленоидом, в разрыве которого, обеспечивающем прохождение луча, был установлен держатель (рис. 3а). Источник тока через соленоид управлялся тем же компьютером, который служил для сбора информации.

Выбор бората железа в качестве модельного образца был обусловлен его достаточно полной изученностью. Подробное описание магнитооптических свойств FeVO_3 приведено в обзоре [13]. Здесь же отметим, что этот материал относится к очень немногочисленному классу веществ, сочетающих возможность оптического зондирования в видимом диапазоне с магнитным порядком при комнатной температуре. По сравнению с ранее исследованными элементами из материалов высокого оптического качества [10, 11] исследуемые здесь образцы FeVO_3 обладали следующими особенностями – они были малопрозрачными (ослабляли интенсивность прошедшего лазерного излучения в 20–50 раз) и допускали управление (с помощью магнитного поля) своими поляризационными характеристиками. При выборе данного материала авторы полагали, что его поляризационно-оптические исследования покажут перспективы изучения объемных поляризационных эффектов и в других малопрозрачных средах.

Результаты эксперимента

Результаты измерений приведены на рис. 4. Приведенная на нем кривая $\varphi(H_0)$ получена путем усреднения ПОО при проведении многократных медленных разверток тока (т. е. поля H_0) от некоторого отрицательного до такого же по величине положительного значения и связана с полевым поведением намагниченности кристалла. На рис. 4 изображена только та часть графика, которая соответствует положительным токам. Она, строго говоря, не является начальной кривой (т. е. такой, которая снимается из полностью размагниченного состояния образца), но близка к последней из-за чрезвычайной узости петли магнитного гистерезиса изучаемого материала.

Выбранная геометрия эксперимента определяет механизм формирования отклика. Известно, что в отсутствие магнитного поля кристаллы бората железа обладают большим

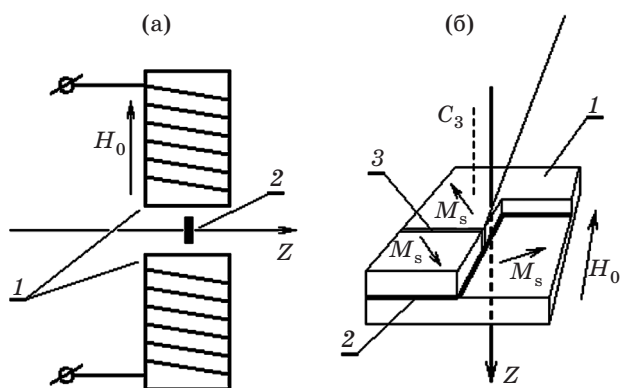


Рис. 3. Геометрия эксперимента. Расположение образца в катушке (а): 1 – секции соленоида, 2 – образец. Магнитная структура образца (б): 1 – монокристаллическая пластинка FeVO_3 , 2 – доменная граница Блоха, 3 – доменная граница Нееля. Стрелками обозначены намагниченности M_s внутри доменов, показано направление тройной оси кристалла c_3 .

φ , УГЛ. МИН

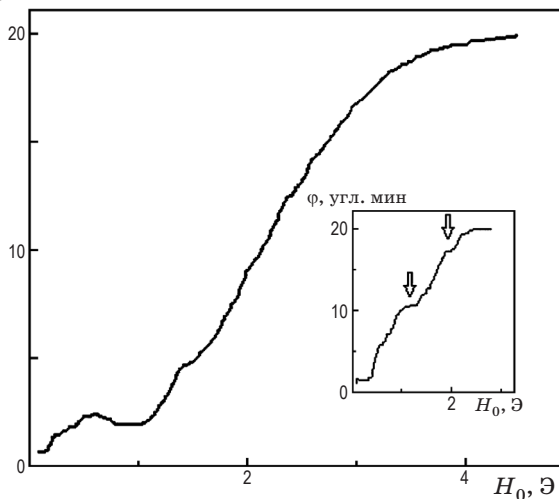


Рис. 4. Зависимость поляризационно-оптического отклика от напряженности внешнего магнитного поля (усреднение по двадцати разверткам). На вставке – пример однократного сканирования, стрелками отмечены скачки.

собственным двулучепреломлением (ДЛП), однако в данном случае, когда волновой вектор пробного света параллелен тройной оси кристалла, вклад собственного ДЛП пренебрежимо мал [14]. Следовательно, при наложении поперечного магнитного поля наблюдаемый ПОО будет создаваться только магнитозависимой частью ДЛП (т. е. эффектом Коттона–Мутона).

Естественно, при неидеальном расположении образца в соленоиде, т. е. при наличии продольной компоненты магнитного поля, возможен вклад в результаты измерений, определяемый фарадеевским вращением. Однако он будет незначителен по двум причинам: во-первых, из-за малой погрешности установки кристалла (которая не превышала $1-2^\circ$), а во-вторых, вследствие наличия в борате железа собственного ДЛП дополнительно уменьшающего влияние фарадеевского вращения на несколько порядков [14].

Необходимо отметить, что зависимости $\varphi(H_0)$, полученные при однократном сканировании поля, отличались от усредненных. В качестве примера на вставке рис. 4 показана зависимость ПОО от напряженности поля, соответствующая единичной развертке. На этой кривой хорошо видны особенности, имеющие вид характерных скачков. Их число, величина и расположение могли меняться от одной развертки к другой.

Обсуждение

Экспериментальные данные будут интерпретироваться на основе модели доменной структуры, принятой в работе [15]. Она представляет собой упрощение несколько более сложной реальной картины [16], учитывающей искривление доменных границ, влияние качества обработки кристалла и др., однако в целом магнитную конфигурацию тонких пластинок FeVO_3 описывает верно. На рис. 3б представлены основные домены, расположенные по толщине образца и разделенные границами Блоха, параллельными плоскости $\{111\}$. Внутри основных доменов существуют также домены, разделенные границами Нееля, однако в силу высокой подвижности последние исчезают уже при очень малых напряженностях внешних полей [16], сопоставимых с земными.

Можно положить, таким образом, что при внешнем поле, напряженность которого меньше насыщающей, исследуемый объект представляет собой стопу пластинок (слоев), магнитные моменты M_s которых разориентированы друг относительно друга и расположены произвольным образом в плоскости, перпендикулярной зондирующему пучку. ПОО такой системы близок к нулевому. Процесс намагничивания есть происходящая под действием магнитного поля перестройка данной системы, сопровождающаяся появлением ПОО.

Увеличение напряженности поля H_0 сопровождается смещением границ при одновременном вращении намагниченностей доменов в сторону, определяющуюся положением легких осей в плоскости $\{111\}$, а также величиной и направлением H_0 . Смещение ведет к относительному увеличению суммарного объема доменов с направлениями намагниченности, близкими к направлению намагниченности насыщения при данном внешнем поле. Следовательно, их суммарный вклад в полное значение величины φ , вносимое образцом, возрастает, и одновременно с этим убывает вклад доменов, намагниченности которых по направлению далеки от направления внешнего поля.

Таким образом, зависимость $\varphi(H_0)$ будет отражать поведение кривой намагничивания, хотя и нельзя, основываясь только на представленном здесь качественном описании, утверждать, что эти зависимости должны точно совпадать. Подробный анализ магнитного поведения ПОО требует, помимо прочего, учета ориентации внешнего поля относительно

легких осей кристалла. Необходимо также детальное рассмотрение процесса переноса когерентного поляризованно-модулированного излучения через систему доменов. Тем не менее, из рис. 4 хорошо видно, что независимо от возможных вариантов конкретной интерпретации полученных результатов использованная методика позволяет не только получить поляризованно-оптическую характеристику намагничиваемого кристалла, но и зарегистрировать определенные детали процесса намагничивания.

Иллюстрацией к сказанному являются упомянутые выше скачки, возникающие как некоторое нерегулярное явление, наблюдающееся, как правило, при однократном развертывании поля. По всей вероятности, они представляют собой поляризованно-оптические проявления скачков Баркгаузена, соответствующих быстрому сдвигу границы или схлопыванию домена [13, 16]. Оценка, выполненная авторами статьи с учетом значений характерных размеров доменов [16], показывает, что при данной толщине образца величины скачков, связанных с перемещением границы на расстояние порядка этого размера, могут составлять существенную долю (около 10%) от намагниченности насыщения. То есть они могут быть, в принципе, вполне обнаружимыми с помощью используемой описываемой методики. Изучение эффекта Баркгаузена имеет самостоятельное значение для получения информации о свойствах вещества [17], и можно полагать, что его детектирование открывает

дополнительные возможности для экспериментов в оптическом материаловедении.

Заключение

В настоящей работе показано, что лазерное излучение с глубокой поляризационной модуляцией может являться высокочувствительным инструментом изучения малопрозрачных магнитоупорядоченных веществ. Представлена качественная картина, описывающая формирование поляризованно-оптических откликов в намагничиваемом кристалле. Она подтверждается экспериментальными зависимостями, полученными для бората железа при сканировании внешнего магнитного поля.

Используемая методика дает возможность регистрировать достаточно тонкие эффекты, сопутствующие процессу намагничивания. Обнаружены особенности магнитного поведения откликов, связанные со скачкообразной перестройкой доменной структуры.

Отметим, что описанный в настоящей работе экспериментальный подход должен оказаться полезным при исследованиях материалов, используемых в нелинейной оптике, оптоэлектронике, лазерной технике [18–20]. При этом в качестве источников излучения со стабильными параметрами и с различными длинами волн могут быть использованы полупроводниковые лазеры, работающие в малощумящих режимах генерации [21].

Работа частично поддержана грантом программы Президиума РАН П-03.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jasperson S.N., Schnatterly S.E.* An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique // *Rev. Sci. Instrum.* 1969. V. 40. № 6. P. 761–767.
2. *Badoz J., Billardon M., Canit J.C., Russel M.F.J.* Sensitive devices to determine the state and degree of polarization of a light beam using a birefringence modulator // *Optics (Paris)*. 1977. V. 8. № 6. P. 373–384.
3. *Fofanov Ya. A.* Threshold sensitivity in optical measurements with phase modulation // *The Report of X Union Symposium and School on High-Resolution Molecular Spectroscopy – Proc. SPIE*. 1992. V. 1811. P. 413–414.
4. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Дифференциальная регистрация поляризованно-модулированных оптических сигналов // *Научное приборостроение*. 2008. Т. 18. № 1. С. 16–22.
5. *Shindo Y., Mizuno K., Sudani M., Hayakawa H., Ohmi Y., Sakayanagi N., Takeuchi N.* New polarization-modulation spectrometer for simultaneous circular dichroism and optical rotatory dispersion measurements. II. Design, analysis, and evaluation of prototype model // *Rev. Sci. Instrum.* 1989. V. 60. № 12. P. 3633–3639.
6. *Acher O., Bigan E., Drevillon B.* Improvements of phase-modulated ellipsometry // *Rev. Sci. Instrum.* 1989. V. 60. № 1. P. 65–77.

7. *Shindo Y., Kani K., Horinaka J., Kuroda R., Harada T.* The application of polarization modulation method to investigate the optical homogeneity of polymer films // *Journal of Plastic Film and Sheeting*. 2001. V. 17. № 2. P. 164–183.
8. *Osborn K.D., Singh M.K., Urbauer R.J.B., Johnson C.K.* Maximum-likelihood approach to single-molecule polarization modulation analysis // *Chem. Phys. Chem.* 2003. V. 4. P. 1005–1011.
9. *Gupta V.K., Kornfield J.A., Ferencz A., Wegner G.* Controlling molecular order in “Hairy-Rod” Langmuir–Blodgett films: A polarization-modulation microscopy study // *Science*. 1994. 12 August. V. 265. № 5174. P. 940–942
10. *Sokolov I.M., Fofanov Ya.A.* Investigations of the small birefringence of transparent objects by strong phase modulation of probing laser radiation // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1995. V. 12. № 7. P. 1579–1588.
11. *Фофанов Я.А., Афанасьев И.И., Бороздин С.Н.* Структурное двулучепреломление в кристаллах оптического флюорита // *Оптический журнал*. 1998. Т. 60. № 9. С. 22–25.
12. *Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Соколов И.М.* Детектирование нестационарных поляризационных откликов в оптическом и радио диапазонах // *Научное приборостроение*. 2010. Т. 20. № 2. С. 3–16.
13. *Diehl R., Jantz W., Nolang B.I., Wettling W.* Growth and properties of iron borate, FeBO_3 // *Current Topics in Material Science*, v. 11 / Ed. by Kaldis E. Elsevier Science Publishers B.V., 1984. P. 241–387.
14. *Kurtzig A.J.* J. Faraday rotation in birefringent crystals // *Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 9. P. 3494–3498.
15. *Саланский Н.М., Глозман Е.А., Селезнев В.Н.* ЯМР и доменная структура в монокристалле FeBO_3 // *ЖЭТФ*. 1975. Т. 68. В. 4. С. 1413–1417.
16. *Scott G.B.* Magnetic domain properties of FeBO_3 // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1974. V. 7. P. 1574–1587.
17. *Рудяк В.М.* Эффект Баркгаузена // *УФН*. 1970. Т. 101. № 3. С. 429–462.
18. *Андреев А.Л., Компанец И.Н., Андреева Т.Б., Шумкина Ю.П.* Динамика движения доменных границ в сегнетоэлектрических жидких кристаллах в электрическом поле // *ФТТ*. 2009. Т. 51. № 11. С. 2275–2280.
19. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 473.
20. *Иванов Н.Р., Тихомирова Н.А., Гинзберг А.В., Чумакова С.П., Экнадиосянц Е.И., Бороздин В.З., Пинская А.Н., Бабанских В.А., Дьяков В.А.* Доменная структура кристаллов KTiOPO_4 // *Кристаллография*. 1994. Т. 39. № 4. С. 659–665.
21. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Субпуассоновская одномодовая генерация в полупроводниковом лазере с внешним резонатором // *Оптический журнал*. 2003. Т. 70. № 1. С. 46–50.