

ФИЗИКА

УДК 535.31 + 621.658.011

А. Н. Василенко, А. Г. Старовойтов, А. В. Хомченко

ИЗМЕРЕНИЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ МАЛОЙ ТОЛЩИНЫ

UDC 535.31 + 621.658.011

A. N. Vasilenko, A. G. Starovoitov, A. V. Khomchenko

MEASUREMENT OF BIREFRINGENCE IN ANISOTROPIC MATERIALS WITH A SMALL THICKNESS

Аннотация

Рассмотрены особенности применения модуляционной поляриметрии для измерения двулучепреломления в тонкопленочных анизотропных материалах. Выполнен анализ поляризации света на основе формализма матриц Джонса. Получены оценки чувствительности метода при исследовании свойств анизотропных материалов малой толщины.

Ключевые слова:

модуляционная поляриметрия, измерение двулучепреломления, тонкие пленки и слои.

Abstract

Peculiarities of using modulation polarimetry to measure birefringence in thin-film anisotropic materials are considered. The analysis of light polarization has been made based on the Jones matrix formalism. Estimates of sensitivity of the technique have been obtained when investigating properties of anisotropic materials with a small thickness.

Key words:

modulation polarimetry, birefringence measurement, thin films and layers.

Введение

Наличие структурных изменений и остаточных напряжений, возникающих в процессе изготовления тонких оптически прозрачных материалов (пленки, волокна и т. д.), традиционно контролируется методами оптической поляриметрии. Анизотропия свойств тонкопленочных материалов, обусловленная изменением их структуры в процессе формирования, вызывает появление разности фаз между ортогональными линейно поляризованными состав-

ляющими зондирующего излучения, проходящего через исследуемый образец [1–4]. В методах определения разности фаз, получивших название нулевых методов гашения, величина двулучепреломления измеряется с помощью компенсаторов [5–7]. Однако из-за дополнительных погрешностей, возникающих в процессе изготовления, установки и юстировки, данные методы не обеспечивают высокой точности измерения. Более того, известно [8, 9], что методы оптической поляриметрии, ос-



нованные на фотоупругом эффекте и используемые для исследования остаточных напряжений, принципиально непригодны для измерения малых напряжений. Последнее обусловлено наличием в используемом зондирующем излучении неполяризованной компоненты, что приводит при измерении интенсивности света фотоприемными устройствами к появлению сигнала, независимого от наличия оптической анизотропии в анализируемом образце. Избавиться от такого ограничения можно либо применяя метод поляризационной интерферометрии [10], либо путем использования поляризационной модуляции зондирующего излучения [8]. В случае применения поляризационной интерферометрии разность фаз в каждой точке исследуемого образца определяется через относительные значения измеряемого сигнала, что позволяет отказаться от калибровки установки и измерения ее функции пропускания. Во втором случае модулированный зондирующий поток генерирует в блоке регистрации переменный сигнал, который при селективном детектировании отделяется от постоянной составляющей, обусловленной остаточным неполяризованным излучением. При этом для регистрации изменения фазы используется излучение, содержащее модулированный по фазе сигнал, смешанный на фотодетекторе с опорным сигналом, где фаза не модулируется [8]. Кроме существенного влияния на результаты измерения шумов, возникающих при регистрации сигнала, при таком подходе предъявляются достаточные жесткие требования пространственного согласования к опорному и сигнальному пучкам при их сложении. Эффективная регистрация сигналов осуществляется при выполнении условия $h\nu\theta < \lambda/(\pi l)$, где θ – угол между опорным и сигнальным пучками при их смешении на фотопри-

емнике, l – характерный размер чувствительной поверхности приемника, ν – частота зондирующего излучения [11]. В условиях реального эксперимента угол θ должен быть меньше $5 \cdot 10^{-4}$ рад. Такие требования к геометрии эксперимента, характерные для фазовых модуляторов, приводят к серьезным практическим проблемам при построении приемной системы. Указанных недостатков не имеет модуляционная поляриметрия [6], при этом техника регистрации существенно упрощается, не требуется опорного луча, к источнику излучения не предъявляются требования по когерентности, весь оптический тракт менее сложен, хотя и вводится дополнительный поляризатор. Эти особенности поляризационной модуляции (в сравнении с фазовой) требуют дальнейших исследований с точки зрения практического применения для анализа свойств анизотропных материалов малой толщины.

В работе рассмотрены особенности применения модуляционной поляриметрии для измерения двулучепреломления в тонких анизотропных слоях и тонкопленочных структурах.

Методика эксперимента

Введение дополнительной модуляции поляризации зондирующего света в оптическую схему поляриметра, состоящего из скрещенных анализатора и поляризатора, обусловлено тем, что на практике всегда присутствующая в зондирующем пучке поляризованного излучения неполяризованная компонента ограничивает чувствительность классических поляризационно-оптических методов, основанных на применении техники модуляции интенсивности. В случае же модуляции поляризации происходит периодическое изменение ее состояния при неизменной интенсивности излучения. В результате регистрируется переменная составляющая, связанная с поляризацией зондирующего излучения,



которую можно селективно усилить. Принципиальная схема измерений при-

ведена на рис. 1.

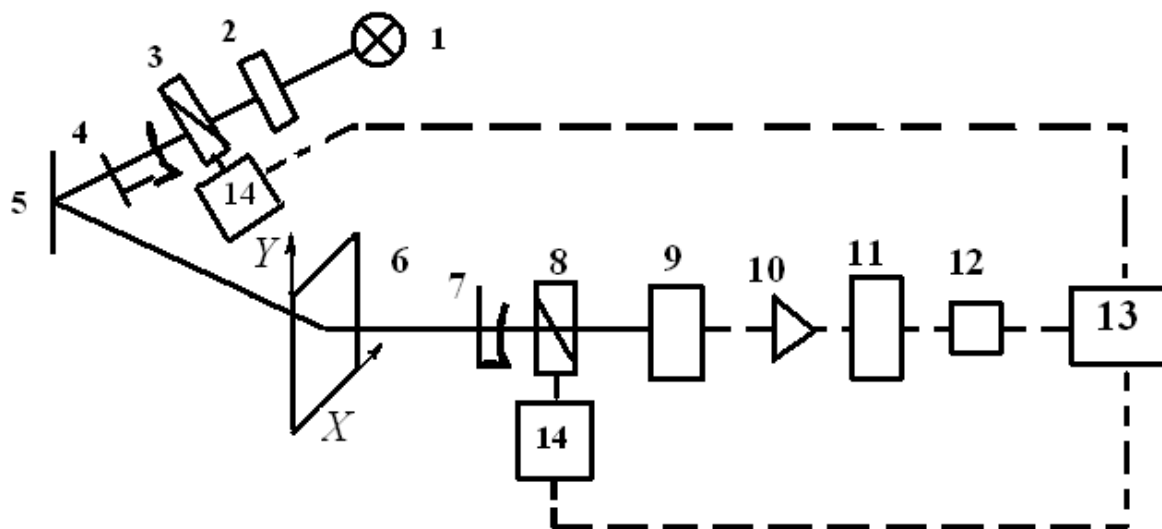


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 – источник излучения; 2 – светофильтр; 3 – поляризатор; 4 – модулятор; 5 – плоское зеркало, 6 – образец; 7 – четвертьволновая пластинка; 8 – анализатор; 9 – фотоприемник; 10 – селективный усилитель; 11 – аналого-цифровой преобразователь; 12 – интерфейс; 13 – компьютер; 14 – шаговый двигатель поворота анализатора и поляризатора

Анизотропный образец 6 ориентирован в плоскости XU . Образцы изготовлены в виде тонкой плоскопараллельной пластины либо тонкопленочной структуры с малой анизотропией. Измерение характеристик образца проводилось путем сканирования образца лазерным световым пучком с длиной волны $0,63 \text{ мкм}$ и диаметром $\sim 0,5 \text{ мм}$. В качестве источника света 1 использован He-Ne-лазер мощностью менее 1 мВт . Излучение зондирующего пучка прошло через поляризатор 3, ось которого и, следовательно, ориентация вектора световой волны составляли угол относительно оптической оси образца, равный 45° . Четвертьволновая пластинка 7, ориентированная под углом 45° к плоскости пропускания поляризатора, установлена между образцом и анализатором. Модулятор поляризации 4 представляет собой вращающуюся линейную фазовую пластинку, установленную за поляризатором в направлении распространения света. В результате

вращения модулятора вокруг экваториальной плоскости со скоростью ω возникает двухлопастная фигура. Работа модулятора в роли элемента, управляющего состоянием поляризации, рассмотрена в [9], где показано, что сигнал фотодетектора, генерируемый эллиптически поляризованным в общем случае излучением, содержит линейную и циркулярную составляющие, которые формируют переменные сигналы фотодетектора на частоте модулятора и удвоенной частоте соответственно.

Анализ поляризации света на основе формализма матриц Джонса

При определении интенсивности света, прошедшего через оптическую схему, учтем, что поляризатор и анализатор ориентированы под углом 45 и -45° относительно оси OX . Образец будем рассматривать в виде линейной фазовой пластинки, которая описывается матрицей Джонса [12]



$$J_s = \begin{bmatrix} C_1^2 + S_1^2 e^{i\delta} & C_1 S_1 (1 - e^{-i\delta}) \\ C_1 S_1 (1 - e^{-i\delta}) & C_1^2 + S_1^2 e^{i\delta} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $C_1 = \cos\theta$; $S_1 = \sin\theta$; θ – азимут, в данном случае $\theta = 0$.

Вводимый с помощью поляризационного модулятора дополнительный периодический сдвиг фаз опишем вектором Джонса J_m :

$$J_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_m \sin\omega t} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где δ_m – амплитуда модуляции разности фаз, вносимая поляризационным моду-

$$E = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1^2 + S_1^2 e^{i\delta} & C_1 S_1 (1 - e^{-i\delta}) \\ C_1 S_1 (1 - e^{-i\delta}) & C_1^2 + S_1^2 e^{i\delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_m \sin\omega t} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Тогда интенсивность света, прошедшего через анализатор, определяется выражением

$$I = \frac{KI_0}{2} [1 - \cos\delta \sin(\delta_m \sin\omega t) - \sin\delta \cos(\delta_m \sin\omega t)], \quad (5)$$

лятором; ω – круговая частота модуляции светового потока.

Вектор Максвелла для пучка зондирующего излучения на выходе из системы определим с помощью выражения [12]

$$E = J_p J_\lambda J_s J_m J_a E_0, \quad (3)$$

где E_0 – вектор Максвелла для исходного состояния поляризации зондирующего излучения; J_p, J_a, J_λ – матрицы Джонса, моделирующие двулучепреломление поляризатора, анализатора и четвертьволновой пластинки соответственно.

После соответствующей подстановки вектор Максвелла будет иметь вид:

где I_0 – интенсивность источника излучения; K – коэффициент, учитывающий потери света на поглощение и рассеяние в элементах оптической схемы, расположенных до фотоприемника.

После соответствующих преобразований в приближении малых δ_m получаем

$$I = \frac{I_0 K}{2} \left[1 - J_0(\delta_m) \cos\delta - 2 \cos\delta \times \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\delta_m) \cos 2k\omega t + 2 \sin\delta \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(\delta_m) \sin(2k-1)\omega t \right], \quad (6)$$

где $J_k(\delta_m)$ – функция Бесселя k -го порядка ($k = 0, 1, 2, \dots$).

Результаты эксперимента и их анализ

Спектр сигнала на выходе системы содержит нулевую, первую (основную)

с частотой ω , вторую (2ω), третью (3ω) и т. д. спектральные составляющие, амплитуды которых определяются функциями Бесселя соответствующего порядка:

$$I_{\omega=0} = \frac{I_0}{2} [1 - I_0(\delta_m) \cos\delta]; \quad (7)$$



$$I_{\omega} = I_0 J_1(\delta_m) \sin \delta; \quad (8)$$

$$I_{2\omega} = I_0 J_2(\delta_m) \cos \delta. \quad (9)$$

При малой глубине модуляции ($\delta_m \ll \pi$) максимальную интенсивность в спектре выходного сигнала имеет гармоника с частотой ω . При этом ее изменение пропорционально δ ($\sin \delta \approx \delta$). Компенсация первой гармоники (в схеме используется компенсатор Сенармона) соответствует углу поворота $2\beta = \delta$ для измеряемой разности фаз δ .

Схема установки, реализующая данный метод измерения разности фаз анизотропных материалов малой толщины и представленная на рис. 1, отличается от классической схемы поляриметра тем, что поляризатор и анализатор установлены в высокоточном поворотном механизме с шаговым двигателем, управляемым от компьютера. Это дает возможность проводить измерения при точной ориентации плоскости поляризации скрещенного с анализатором под углом 45° к главным направлениям измеряемого образца. При этом измерение разности фаз, вносимой анизотропным материалом малой толщины, сводится к компенсации наиболее интенсивной составляющей в спектре сигнала детектора, что позволяет автоматизировать процесс измерения. Для увеличения чувствительности в качестве модулятора можно использовать тонкую полимерную пленку (например, триацетат целлюлозы). При его вращении с частотой 30 Гц модулировался сдвиг фаз на частоте 60 Гц. В спектре сигнала детектора при этом присутствуют две составляющие: одна из них (с частотой $2\omega \approx 2\pi \cdot 120$ (см. выражение (8))) зависит от фотоэлектрического выхода и глубины модуляции, а вторая ($\omega = 2\pi \cdot 60$ (см. формулу (7))) находится в линейной зависимости от величины двулучепреломления, определяется компенсатором и изменяет фазу при его гашении. Чувствительность метода зависит, как отмечалось ранее, от глубины модуля-

ции δ_m и при увеличении δ_m более 6° существенно не изменялась.

Для оценки минимально измеряемого сдвига фаз рассмотрим возможное отношение «сигнал – шум». Для приемника, ограниченного дробовым шумом [9, 10], фототок при падении на него светового потока интенсивностью W определяется из выражения

$$I_p = \eta q W / (h\gamma), \quad (10)$$

где η – квантовая эффективность фотоприемника; h – постоянная Планка; γ – оптическая частота зондирующего излучения; q – заряд электрона.

При этом ток сигнала, связанный с изменением интенсивности падающего излучения δW , можно определить как

$$I_s = \eta q \delta W / (h\gamma). \quad (11)$$

Учитывая, что дробовый шум связан с током фотоприемника

$$I_N^2 = 2qI_p \Delta\omega, \quad (12)$$

отношение «сигнал – шум» можно определить как

$$\frac{S}{N} = \frac{I_s^2}{I_N^2} = \frac{1}{2} \frac{\eta}{h\nu\Delta\omega} \frac{(\delta W)^2}{W}, \quad (13)$$

где $\Delta\omega$ – полоса частот.

Тогда для $S/N = 1$ минимально регистрируемая мощность излучения составляет

$$\delta W_{\min} = \left(\frac{2h\nu B}{\eta} W \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

С учетом того, что изменение интенсивности сигнала $J = I_0 J_1(\delta_m) \delta W$ можно получить при $W = 10^{-4}$ Вт, $\Delta\gamma = 5$ Гц, $\eta = 1$, а $\delta_m = 0,15$ рад для $\lambda = 0,546$ мкм, минимально регистриру-

емый сдвиг фаз составляет величину $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ рад.

Заключение

Представленный фазовый поляриметр с дополнительной модуляцией сдвига фаз обладает рядом преимуществ по сравнению с существующими аналогами. Модификация традиционного подхода с использованием модуляции поляризации зондирующего излучения

привела к изменению его разрешающей способности. При этом измерение разности фаз, вносимой анизотропным образцом малой толщины, сводится к компенсации первой гармоники в спектре сигнала детектора, что позволяет автоматизировать процесс измерения и повысить чувствительность измерительной установки, для которой минимальный регистрируемый сдвиг фаз составил $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ рад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аззам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. – Москва : Мир, 1981. – 583 с.
2. Миндлин, Р. Изучение напряжений методом фотоупругости / Р. Миндлин // УФН. – 1940. – Т. 23, № 1. – С. 16–66.
3. Оптические свойства кристаллов / А. Ф. Константинова [и др.]. – Минск : Наука и техника, 1995. – С. 88–94.
4. Абен, Х. К. Интегральная фотоупругость / Х. К. Абен. – Таллин : Валгус, 1975. – С. 95–112.
5. Вишняков, Г. Н. Измерение разности фаз при линейном двулучепреломлении в дифференциальном фазовом поляриметре с вращающимся анализатором / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, А. Г. Ломакин // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78, № 9. – С. 76–81.
6. Helen, S. S. Achromatic phase shifting by a rotating polarizer / S. S. Helen, M. P. Kothiyal and R. S. Sirohy // Optics Communications. – 1998. – Vol. 154, № 5–6. – P. 249–254.
7. Full-field heterodyne polariscope with an image signal processing method for principal axis and phase retardation measurements / Yu-Lung Lo [et al.] // Applied Optics – 2006. – Vol. 45, № 31. – P. 8006–8012.
8. Park, V. K. Precision polarimetry with real-time mitigation on optical window birefringence / V. K. Park, A. O. Sushkov, D. Budker // Review of Scientific Instruments. – 2009. – Vol. 79, 013108.
9. Модуляционная поляриметрия термоупругости, индуцированной тепловым излучением в стекле / И. Е. Матяш [и др.]. // ФТТ. – 2014. – Т. 56, вып. 7. – С. 1439–1445.
10. Хомченко, А. В. Поляризационная интерферометрия сред с линейным двулучепреломлением / А. В. Хомченко, И. У. Примак, А. Н. Василенко // Прикладная оптика-2016 : материалы XII Междунар. конф. – Санкт-Петербург : Опт. о-во, 2016. – Т. 2. – С. 213–217.
11. Оценка погрешности измерения двулучепреломления методом оптической поляриметрии / А. Г. Старовойтов [и др.] // Вестн. Белорус.-Рос. ун-та. – 2016. – № 3. – С. 146–151.
12. Джеррард, А. Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Дж. М. Бёрч. – Москва : Мир, 1978. – 336 с.
13. Якушенко, Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов / Ю. Г. Якушенко. – Москва : ЛОГОС, 1999. – 360 с.
14. Окоси, Г. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси. – Ленинград : Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

Статья сдана в редакцию 22 июня 2017 года

Андрей Николаевич Василенко, ассистент, Белорусско-Российский университет.
E-mail: physics@bru.by.
Анатолий Григорьевич Старовойтов, канд. физ.-мат. наук, доц., Белорусско-Российский университет.
E-mail: physics@bru.by.
Александр Васильевич Хомченко, д-р физ.-мат. наук, Белорусско-Российский университет.
E-mail: avkh@mogilev.by.

Andrey Nikolayevich Vasilenko, senior lecturer, Belarusian-Russian University. E-mail: physics@bru.by.
Anatoly Grigoryevich Starovoitov, PhD ((Physics & Mathematics), Associate Prof., Belarusian-Russian University. E-mail: physics@bru.by.
Alexander Vasilyevich Khomchenko, DSc (Physics & Mathematics), Head of the Department of Physics, Belarusian-Russian University. E-mail: avkh@mogilev.by.

