

А.Н. Василенко, И.У. Примак, А.Г. Старовойтов, А.В. Хомченко
ГУВПО «Белорусско-Российский университет»,
Могилев, Беларусь

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В СРЕДАХ С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Введение

Интерес к исследованию распространения световых пучков в неоднородных анизотропных средах обусловлен широким спектром их практических применений в оптических устройствах. Примерами таких материалов являются градиентно-легированные лазерные среды и закаленное стекло. Для исследования их свойств определенным интерес представляют методы поляриметрии, основанные на эффекте фотоупругости. Поляризационно-оптический метод, предложенный в [1], пригоден для визуализации поля напряжений в большом фрагменте анализируемого объекта. При этом следует отметить, что, регистрируя распределение интенсивности света, можно анализировать и оценивать двулучепреломление в отдельной точке или контролируемой области исследуемого объекта. Настоящая работа представляет развитие исследований, целью которых является анализ распределения двулучепреломления в неоднородных анизотропных средах.

1. Поляризационная интерферометрия анизотропных сред

Принципиальная схема установки, используемой для регистрации пространственного распределения интенсивности поляризованного света, приведена на рисунке 1.

Линейно поляризованный свет с длиной волны 532 нм, проходит через неоднородную анизотропную среду 3; при этом состояние его поляризации в каждой точке плоскости (x,y) изменяется в разной степени. После этого пучок проходит через анализатор 4, скрещенный с поляризатором 2, и попадает в фоторегистрирующее устройство 6, подключенное к компьютеру 7.

С использованием цифровых фоторегистрирующих устройств стало возможным сканирование образца в плоскости (x,y) в целях установления распределения интенсивности излучения в ней. При этом интенсивность света в точке с координатами (x, y) описывается выражением [2]

$$I(x, y) = I_p T (\cos^2 \chi - \sin 2\alpha \cdot \sin(2(\alpha - \chi)) \sin^2 \frac{\delta}{2}), \quad (1)$$

где $I(x, y)$ – регистрируемое распределение интенсивности света, прошедшего через неоднородный анизотропный образец; $I_p = I_p(x, y)$ – интенсивность света на выходе из поляризатора; $T = T(x, y)$ – коэффициент, определяемый с учётом отражения света от поверхности образца; $\alpha = \alpha(x, y)$ – угол между оптической осью образца в точке (x, y) и плоскостью пропускания поляризатора; χ – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора; $\delta = \delta(x, y)$ – разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами.

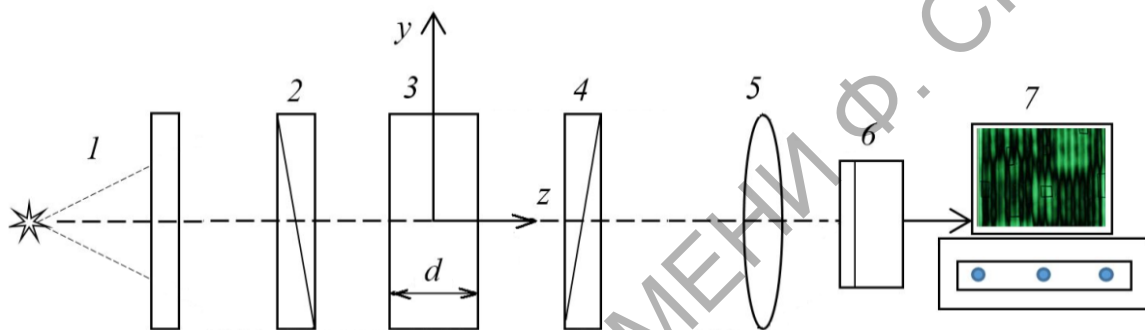


Рисунок 1 – Принципиальная оптическая схема установки, используемой для регистрации поляризационных интерферограмм:

1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – исследуемый объект, 4 – анализатор, 5 – фокусирующая линза, 6 – фоторегистрирующее устройство, 7 – компьютер

Обработывая регистрируемые распределения $I(x, y)$, можно восстановить разность фаз δ в каждой точке образца.

$$\delta = 2 \left\{ \arcsin \left[\frac{I_{\perp}^{(1)}}{(I_{\perp}^{(1)} + I_{\parallel}^{(1)})} + \frac{I_{\perp}^{(2)}}{(I_{\perp}^{(2)} + I_{\parallel}^{(2)})} \right]^{1/2} + m\pi \right\}, \quad (2)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, $I_{\perp}^{(1)}$, $I_{\perp}^{(2)}$, $I_{\parallel}^{(1)}$, $I_{\parallel}^{(2)}$ – экспериментально измеренные при определенных условиях распределения интенсивности в плоскости XOY .

Традиционно используемый компенсационный метод измерения разности фаз [3] также пригоден для измерения разности фаз δ в отдельной точке образца, так как оптическая разность хода, связанная с δ , определяется выражением

$$\Delta = \frac{\varphi \cdot \lambda}{180} \pm m\lambda, \quad (2)$$

где m – некоторое целое число, λ – длина волны излучения, φ – угол, на который надо повернуть анализатор, чтобы при измерении получить равное нулю значение интенсивности.

Известно, что методами поляриметрии оптическая разность хода измеряется в пределах, не превышающих длины волны применяемого излучения (т. е. измеряется только дробная часть разности хода), что ограничивает область применения поляриметрии.

1. Оценка полной разности хода методом компенсации

При измерении разности хода методами оптической поляриметрии составляющую $m\lambda$ в выражении (2) можно определить, сравнивая ее дробные части, измеренные при использовании излучения различных длин волн. На рисунке 2 представлена принципиальная схема измерительной установки, содержащей источник 1, конденсор 2, модулятор 3, светофильтры 4 и 5, поляризатор 6, плоское зеркало 7, образец 8, четвертьволновые пластинки 9 и 10, анализатор 11, фотоприемник 12, селективный усилитель 13, аналогово-цифровой преобразователь 14, интерфейс 15, компьютер 16.

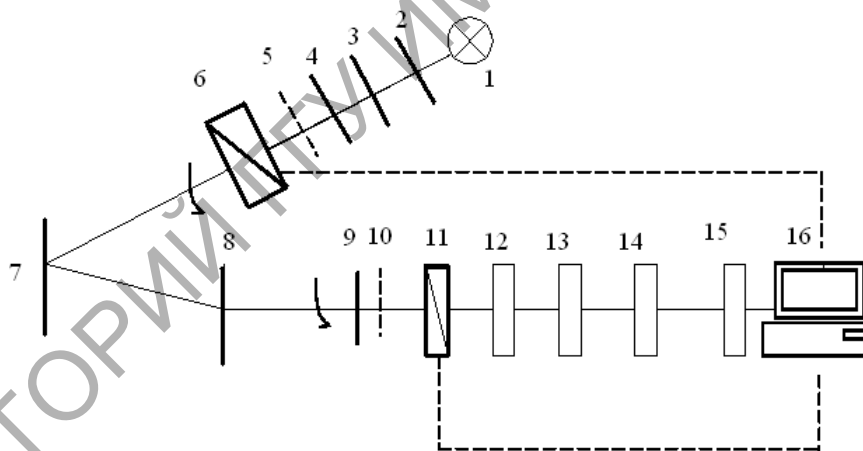


Рисунок 2 – Схема измерительной установки

При этом направления максимального пропускания обеих четвертьволновых пластинок 9 и 10 параллельны плоскости пропускания поляризатора 6. Синхронно вращая поляризатор и анализатор, четвертьволновую пластинку 9 (или 10), соответствующую длине волны зондирующего излучения λ_1 (или λ_2), поворачивают до получения на индикаторе 13 максимального сигнала. Устанавливают отсчетный лимб на ноль шкалы анализатора 11, затем вращают анализатор по часовой стрелке, и по лимбу снимают отсчет, соответствующий мини-

мальному сигналу на индикаторе 13. Описанные действия повторяют при каждой выбранной длине волны λ_1 и λ_2 и находят оптические разности хода:

$$\Delta_{\lambda_1} = \frac{\varphi_1 \lambda_1}{180} \text{ и } \Delta_{\lambda_2} = \frac{\varphi_2 \lambda_2}{180} .$$

Пусть интенсивность излучения, прошедшего через образец, минимальна, если разность хода лучей для излучения с длиной волны λ_1 и λ_2 равна нулю или одному и тому же числу длин волн. Тогда отложим на прямой λ_1 (рисунок 3) отрезок MQ , равный обусловленной двулучепреломлением анизотропного объекта разности хода Δ_1 , соответствующей значению m в выражении (2). На прямой λ_2 отложим разность хода Δ_2 , соответствующую длине волны λ_2 .

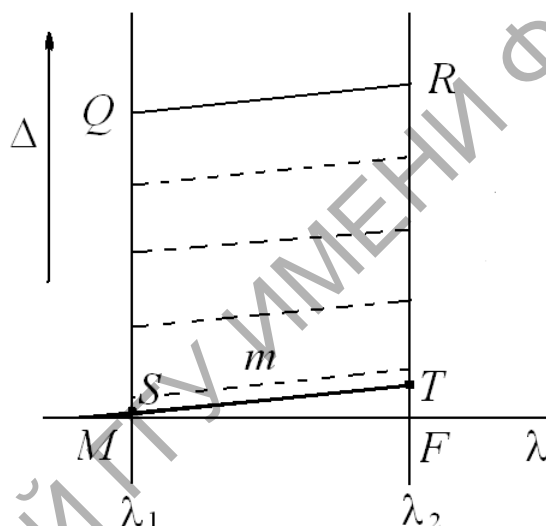


Рисунок 3 – Схема измерения разности хода

Для компенсатора, при помощи которого измеряется дробная часть разности хода, вносимой объектом, мы аналогичным образом получим два отрезка $SM = \Delta_{\lambda_1}$ и $FT = \Delta_{\lambda_2}$. В общем случае прямые ST и QR не совпадают, тогда проведем ряд прямых, параллельных QR и отстоящих от нее на расстоянии, соответствующем разности хода в 1, 2, 3 и т.д. длин волн (пунктирные линии на рисунке 3). Если прямую ST можно при ее смещении параллельно самой себе совместить с одной из этих пунктирных прямых, то в этом случае разность хода, приобретенная волнами после прохождения через исследуемый образец и компенсатор, будет равна одному и тому же целому числу для обеих рассматриваемых линий λ_1 и λ_2 . Если ST не совпадает ни с одной из пунктирных линий, то мы найдем два положения компенсатора, соответствующие прямой ST , которую можно совместить с $(m+1)$ пунк-

тирной линией на рисунке 3. В этом случае поворот компенсатора на 180° соответствует изменению дробной части на единицу. Из рисунка следует, что число точек пересечения пунктирных прямых с прямыми, соответствующими λ_1 и λ_2 , в пределах отрезков QS и RT равно целому числу длин волн m , ближайшему к величине

$$m \approx \frac{\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}, \quad (3)$$

а полная разность хода определяется по формуле

$$\Delta = \left(\frac{\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \lambda_1 + \Delta\lambda_1 \quad (4)$$

или

$$\Delta = \left(\frac{\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \lambda_2 + \Delta\lambda_2. \quad (5)$$

Таким образом, используя описанную процедуру можно определить полную разность фаз.

3. Измерение разности фаз на основе регистрации рассеянного света

Для нахождения порядка m и определения полной разности фаз методом поляризационной интерферометрии были выполнены измерения пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения при сканировании по толщине образца, поперечное сечение которого освещалось узким световым пучком, и произведен последующий анализ распределения интенсивности света, рассеянного на неоднородностях показателя преломления в стекле [4]. При таких наблюдениях можно визуализировать распространение света в анизотропном стекле. Рассмотрим процедуру измерений, используемую в данном подходе. Схема установки, предназначенной для регистрации распределения интенсивности рассеянного света, представлена на рисунке 4. Линейно поляризованный световой пучок диаметром 180 мкм от источника 1 направляется нормально к торцевой поверхности стеклянного образца 6 и распространяется в нем. В качестве источника света использован твердотельный лазер, генерирующий излучение с длиной волны 533 нм.

Рассеянный свет регистрируется фоторегистрирующим устройством 5 в плоскости, перпендикулярной первоначальному направлению его распространения. В результате интерференции обыкновенной

и необыкновенной волн изменяется состояние поляризации светового пучка при его распространении вдоль образца.

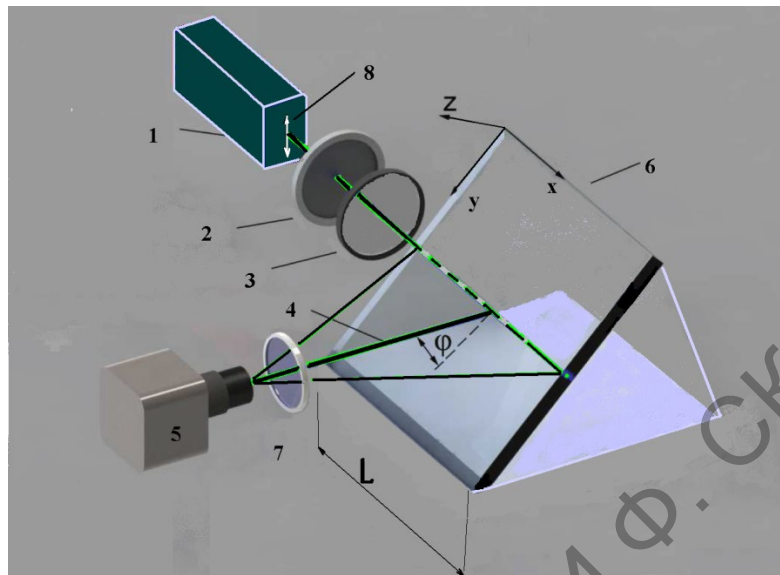


Рисунок 4 – Принципиальная схема измерительной установки:

1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – линза, 4 – регистрируемое излучение, 5 – фотокамера, 6 – исследуемый объект, 7 – фильтр, 8 – направление поляризации излучения, прошедшего через поляризатор

Пространственная модуляция рассеянного света надёжно (отношение сигнал/шум не менее 50) регистрируется в направлении, перпендикулярном направлению распространения зондирующего излучения в анизотропном образце (рисунок 5).

При этом набег фаз $\delta = \pi$ возникает на отрезке длиной x , равной периоду регулярного распределения интенсивности рассеянного света, что можно использовать для определения параметра m в выражении (2) и избежать неоднозначного определения разности фаз в исследуемом образце.

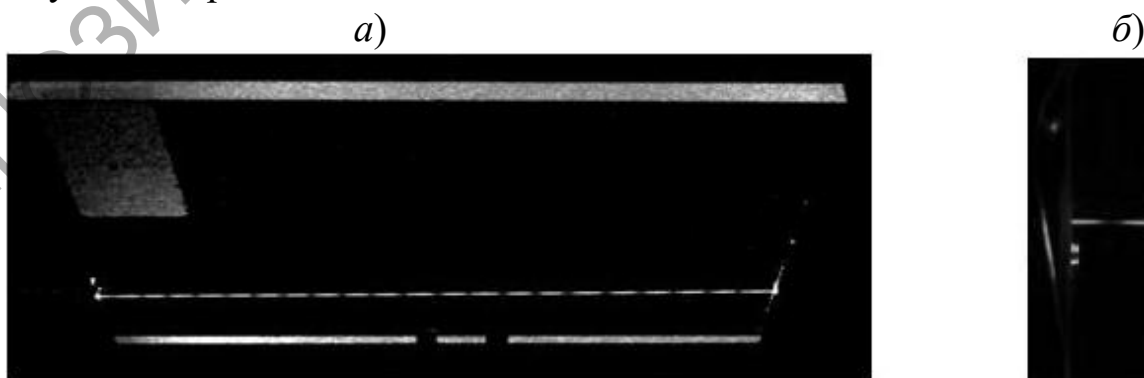


Рисунок 5 – Пространственная модуляция рассеянного света при его распространении вдоль образца (а) и в его поперечном сечении (б)

Заключение

Таким образом, продемонстрирована возможность измерения двулучепреломления в средах с большой анизотропией методами поляриметрии. Рассмотрены особенности применения поляриметрии для измерения двулучепреломления в тонкопленочных анизотропных материалах. Выполнена оценка чувствительности метода при исследовании свойств анизотропных материалов большой толщины.

Литература

1. Хомченко, А.В. Измерение распределения разности фаз при линейном двулучепреломлении в твердых телах с внутренними напряжениями / А.В. Хомченко, И.У. Примак, А.Н. Василенко // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. Естественные науки. – 2016. – Т. 96, № 3. – С. 124–130.
2. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. – Мн.: Наука и техника. – 1995. – С. 88–94.
3. Park, В.К. Precision polarimetry with real-time mitigation on optical window birefringence / В.К. Park, А.О. Sushkov, D. Budker // Review of Scientific instruments. – 2009. – Vol. 79, № 013108. – P. 1–5.
4. Hödemann, S. Scattered laser light fringe patterns for stress profile measurement in tempered glass plates / S. Hödemann [et al.] // European Journal Glass Scientific Technology, A. – 2014. – Vol. 55, № 3. – P. 90–95.

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов

УО «Гродненский государственный университет
имени Янки Купалы», Гродно, Беларусь

РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ФОРМИРУЮЩИХСЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Целью данной работы является исследование формирования упругих волн при воздействии на металлический образец излучения импульсного лазера с плотностью потока $\sim 10^6$ Вт/см².