

УДК 535.5 + 621.658.011 : 620.1

Поляризационная интерферометрия неоднородных анизотропных сред

А.В. ХОМЧЕНКО, И.У. ПРИМАК, А.Н. ВАСИЛЕНКО

Продемонстрирована возможность измерения распределения двулучепреломления в неоднородных анизотропных средах методом поляризационной интерферометрии. Исследованы возможности и границы применения метода при анализе распределения величины механических напряжений в плоскости закаленного стекла.

Ключевые слова: закаленные стекла, поляриметрия, поляризационная интерферометрия, метод измерения, остаточные напряжения, распределение двулучепреломления.

The possibility of measuring the birefringence distribution in inhomogeneous anisotropic materials by the polarization interferometry technique is demonstrated. The possibilities and application limits of the technique for measuring of the mechanical stresses distribution in the plane of the tempered glass are investigated.

Ключевые слова: polarimetry, polarization interferometry, measurement technique, birefringence distribution, scattered light, tempered glass.

Введение. Применение закаленного стекла в технике стимулирует исследования напряженных состояний в стекле и разработку новых методов их контроля и диагностики в стекле и конструкциях на его основе. В качестве примера можно привести такие достаточно эффективные неразрушающие методы измерения, как тензометрический метод, методы голографической интерферометрии и цифровой спекл-интерферометрии [1]–[4]. Стекло при возникновении в нем механических напряжений становится анизотропным, и измерения интенсивности поляризованного света, прошедшего через исследуемый образец, позволяют оценить двулучепреломление в таких объектах. С этой точки зрения методы поляриметрии [5]–[8], основанные на эффекте фотоупругости, представляют определенный интерес для исследования напряжений. Очевидно, что каждый из этих методов имеет свою область применения и предел чувствительности. При этом следует отметить, что так как механические и оптические характеристики закаленного стекла определяются характером и режимами закалки, то измерение механических напряжений является способом контроля не только качества изделий, но и процесса их изготовления. Измеряя распределение интенсивности света можно анализировать и оценивать двулучепреломление в отдельной точке или небольшой области стекла, но достаточно сложно это выполнить для протяженных анизотропных объектов. Отсутствие эффективных способов измерения остаточных напряжений осложняет управление процессами производства закаленного стекла. В то же время для оптимизации процессов закалки стекла и разработки соответствующего оборудования необходим анализ распределения внутренних механических напряжений во всем объеме контролируемого объекта.

Настоящая работа является развитием исследований, посвященных анализу распределения остаточных напряжений в протяженных анизотропных прозрачных объектах.

Методика измерений. Поляризационно-оптический метод, предложенный в [9], позволяет визуализировать поля напряжений в большой области анализируемого объекта. Принципиальная схема установки, используемой для регистрации пространственного распределения интенсивности поляризованного света, прошедшего через исследуемый образец, представлена на рисунке 1.

В устройстве параллельный световой пучок от протяженного источника света 1, прошедший через поляризатор 4, падает на исследуемый протяженный образец 5, проходит через анализатор 6, светофильтр 7, фокусируется системой линз 8 на фотоэлектрическую матрицу 9, подключенную к компьютеру 10. Линейно поляризованный свет, проходя через неоднородную анизотропную среду 5, изменяет состояние поляризации в точках плоскости (x, y) в разной степени.

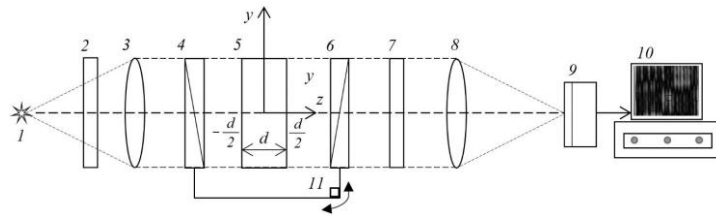


Рисунок 1 – Схема измерительной установки: 1 – источник света, 2, 7 – светофильтр, 3, 8 – объектив, 4 – поляризатор, 5 – контролируемое стекло, 6 – анализатор, 9 – фоторегистрирующее устройство, 10 – компьютер, 11 – система поворота

Регистрируемое распределение интенсивности света, прошедшего через исследуемый протяженный анизотропный образец, приведено на рисунке 2.

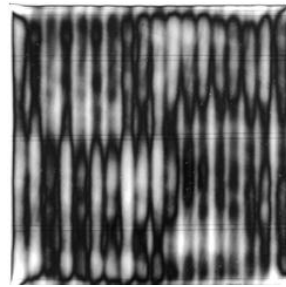


Рисунок 2 – Регистрируемое распределение интенсивности света, прошедшего через исследуемый образец

При этом измеряемая интенсивность света $I(x, y)$ является функцией двух координат, зависит от ориентации образца относительно поляризатора и определяется как [10]

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

где $I = I(x, y)$, $I_p = I_p(x, y)$ – интенсивность света на выходе из поляризатора, $T = T(x, y)$ – коэффициент пропускания измерительной установки, учитывающий отражение света от поверхностей стекла, $\alpha = \alpha(x, y)$ – угол между оптической осью и плоскостью пропускания поляризатора, χ – угол между поляризатором и анализатором, $\delta = \delta(x, y)$ – разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами.

Обработывая регистрируемые распределения интенсивности $I(x, y)$, можно восстановить разность фаз δ , а следовательно, и величину двулучепреломления в каждой точке стекла и воспроизвести поле механических напряжений. При контроле распределения двулучепреломления в плоскости протяженного объекта измерение интенсивности прошедшего света на первом этапе осуществляется при некотором фиксированном (но произвольно выбранном) угле α и $\chi = 90^\circ$

$$I(x, y) = I_{\perp}^{(1)} = I_p T_1 \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (2)$$

где $T_1 = T(\alpha, \chi = 90^\circ)$.

Затем, размещая анализатор 6 (см. рисунок 1) так, что $\chi = 0^\circ$, можно получить

$$I(x, y) = I_{\parallel}^{(1)} = I_p T_1 (1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}). \quad (3)$$

Далее поворачивая поляризатор 4 на угол равный 45° (т. е. имеем $\alpha + 45^\circ$) и располагая анализатор под углом $\chi = 90^\circ$, интенсивность света, прошедшего через анализируемый объект, определяется как

$$I(x, y) = I_{\perp}^{(2)} = I_p T_2 \cos^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (4)$$

где $T_2 = T(\alpha + 45^\circ, \chi = 90^\circ)$.

На последнем этапе регистрируется распределение интенсивности при ориентации поляризатора относительно исследуемого образца под углами $(\alpha + 45^\circ)$ и $\chi = 0^\circ$, тогда

$$I(x, y) = I_{\parallel}^{(2)} = I_p T_2 (1 - \cos^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}). \quad (5)$$

Распределение разности фаз $\delta(x,y)$ можно получить, обработав зарегистрированные распределения интенсивности (2)–(5)

$$\delta = 2 \left\{ \arcsin \left(\pm \sqrt{\frac{I_{\perp}^{(1)}}{I_{\perp}^{(1)} + I_{\parallel}^{(1)}} + \frac{I_{\perp}^{(2)}}{I_{\perp}^{(2)} + I_{\parallel}^{(2)}}} \right) + m\pi \right\}, \quad m \in Z. \quad (6)$$

Таким образом, предлагается новый метод измерения двулучепреломления в неоднородной анизотропной среде, основанный на компьютерной обработке поляризационной интерферограммы, полученной в результате наложения двух распределений интенсивности света, зарегистрированных при определенных условиях и формируемых при интерференции прошедшего через анализируемый образец поляризованного излучения, который позволяет выявлять и фиксировать изменения в характеристиках анализируемого объекта и который получил название поляризационной интерферометрии [10]. При этом предлагаемый подход в отличие от [4] не требует измерения абсолютных значений интенсивности света, так как в (6) разность фаз определяется через относительные величины. Последнее существенно снижает предъявляемые требования к системе фоторегистрации и условиям проведения измерений.

Можно показать, что разность фаз связана с механическими напряжениями следующим соотношением

$$\delta(x, y) = AkC \int_{-d/2}^{d/2} (\sigma_X(x, y, z) - \sigma_Y(x, y, z)) dz, \quad (7)$$

где σ_X и σ_Y – напряжения нормальные плоскостям OYZ и OXZ соответственно, C – фотоупругая постоянная материала, d – толщина образца в направлении распространения поляризованного света, A – некоторая константа, определяемая экспериментально.

Учитывая взаимосвязь фазы волны с напряжениями можно воспроизвести поле механических напряжений. На практике распределение напряжений по толщине стекла описывают функцией вида [8], [11]

$$\sigma = \sigma_u (1 - 12(z/d)^2), \quad (8)$$

где σ_u – напряжение при $z = 0$ (центральные напряжения растяжения).

Для нахождения значения напряжений в центре поперечного сечения образца и определения зависимости σ_x и σ_y от координат были выполнены измерения рассеянного излучения в процессе сканирования образца узким пучком в поперечном сечении стекла по его толщине.

Регистрация рассеянного света для измерения профиля механических напряжений. Оценка поверхностных напряжений требует предварительного измерения центральных напряжений, что возможно, например, на основе анализа рассеяния света на неоднородностях распределения показателя преломления в стекле [12]. Наблюдение такого рассеяния позволяет визуализировать распространение света в анизотропном стекле. При этом, анализируя распределения интенсивности рассеянного света, можно практически локально исследовать анизотропию показателя преломления в стекле. Рассмотрим процедуру измерений, используемую в таком подходе. Оптическая схема установки, используемая для измерения пространственного распределения интенсивности рассеянного света, представлена на рисунке 3.

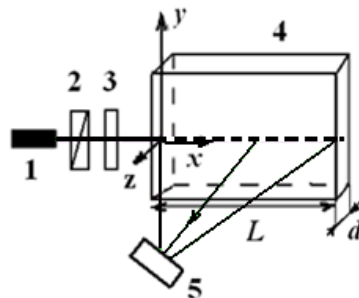


Рисунок 3 – Схема измерения: 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – линза, 4 – исследуемое стекло, 5 – фоторегистрирующее устройство

Линейно поляризованный свет нормально падает на торец стекла 4 и проходит через него. Рассеянный свет регистрируется в плоскости перпендикулярной направлению распространения фоторегистрирующим устройством 6 (фотоприемник или матрица фотоприемников). Известно, что если направление наблюдения рассеянного света перпендикулярно направлению поляризации падающего на стекло света, то интенсивность рассеянного света определяется как [12]

$$I(z, x) = I_0 \cos^2(0,5k_0 C \sigma(z) x), \quad (9)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на образец, k_0 – волновое число вакуума, C – фотоупругая постоянная, $\sigma(z)$ – функция, описывающая распределение напряжений в стекле.

Здесь следует отметить, что вследствие того, что обыкновенная и необыкновенная волны имеют различные фазовые скорости в анизотропном материале, между ними возникает фазовая задержка. Интерференция обыкновенной и необыкновенной волн изменяет состояние поляризации светового пучка при его распространении вдоль образца. Пространственная модуляция рассеянного света уверенно регистрируется в направлении, перпендикулярном направлению распространения зондирующего излучения в анизотропном образце (рисунок 4, а).

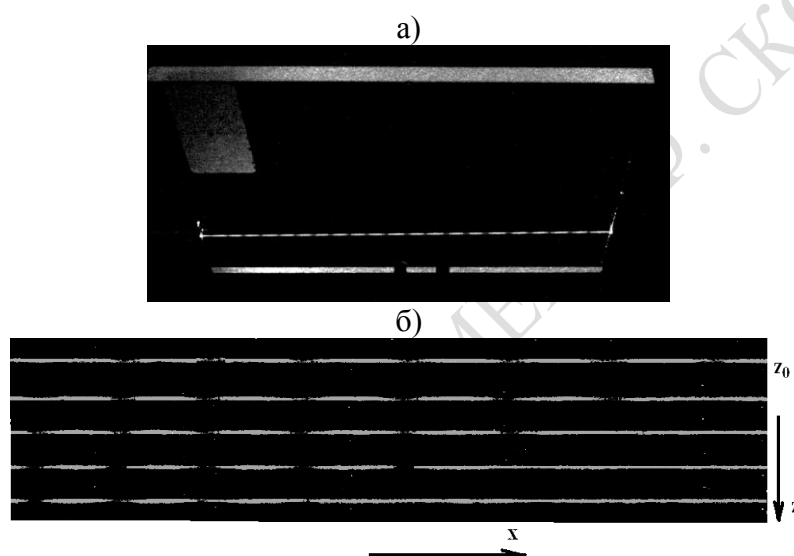


Рисунок 4 – Пространственная модуляция рассеянного света (а) и изменение распределения интенсивности рассеянного света вдоль образца (б) при его сканировании в поперечном сечении (в направлении оси OZ)

При этом набег фаз $\delta = \pi$ возникает на длине x , равной периоду регулярного распределения интенсивности рассеянного света (см. рисунок 4), что позволяет определить число m в выражении (6) и уйти от неоднозначности определения разности фаз в анализируемом образце.

Анализ регистрируемых зависимостей $I(z, x)$ (рисунок 4, б), построенных при сканировании образца пучком света параллельно оси OZ (рисунок 3), позволяет получить оценки зависимости напряжений $\sigma(z)$. Такой подход можно применить, если проанализировать рассеяние света в случае его распространения вдоль оси образца (т. е. при $z = 0$, рисунок 4, б). Оценка σ_y была получена на основе метода наименьших квадратов, при которой минимизировалась сумма квадратов невязок

$$S(A_0, A_1, \sigma_y) = \sum_{i=1}^n \left(I_i^e - I^t(x_i, A_0, A_1, \sigma_y) \right)^2, \quad (10)$$

где I_i^e – измеренное значение интенсивности рассеянного света для координаты x_i ($i = 1, 2, \dots, n$), I^t – значение интенсивности, полученное на основе теоретической модели рассеяния света, которая с учетом (9) имеет вид

$$I^t(x_i, A_0, A_1, \sigma_y) = A_0 + 0,5A_1 \cos(k_0 \sigma_y C x_i). \quad (11)$$

Учитывая (11), оценки A_1 и T можно получить с помощью выражений:

$$A_1 = (0,5\pi / L) \sum_{i=0}^n I_i^e \sin(\pi x_i / L) \Delta x_i, \quad (12)$$

$$T = \pi L / (\arccos F + 2m\pi), \quad (13)$$

$$F = \frac{\sum_{i=0}^n I_i^e \Delta x_i - 0,5\pi \sum_{i=0}^n I_i^e \sin(\pi x_i / L) \Delta x_i}{2 \sum_{i=0}^{n/2} I_i^e \Delta x_i - 0,5\pi \sum_{i=0}^n I_i^e \sin(\pi x_i / L) \Delta x_i}. \quad (14)$$

В этих моделях A_0 описывает некоторую постоянную составляющую [11]. На рисунке 5 представлены результаты исследования рассеяния света с длиной волны 0,533 мкм в образце стекла толщиной 6 мм, ширина и длина которого соответственно равны 100 и 140 мм, интенсивность рассеянного света $I(0,x)$ приведена в относительных единицах. После определения периода T на основе анализа функции $I(0,x)$ максимальное напряжение растяжения вычисляется по формуле

$$\sigma_y = 2\pi / (k_0 CT). \quad (15)$$

Обработка полученной экспериментально зависимости $I(0, x)$ с использованием (9) дала оценку $\sigma_y = 40,2$ МПа.

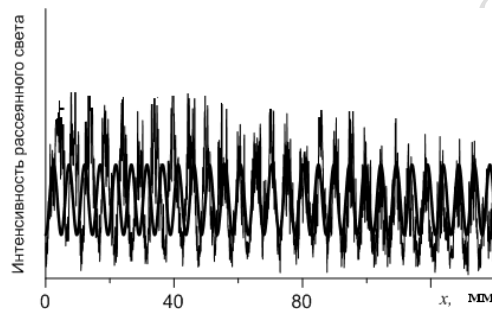


Рисунок 5 – Зависимость интенсивности рассеянного света $I(x)$ для $z = 0$.

Как следует из рисунка 5 зависимость $I(x)$ не является строго периодической (расстояние между минимумами зависимости $I(x)$ не везде одинаковое). Приемлемое совпадение с решением задачи минимизации функционала (11) наблюдается лишь в области от 50 до 110 мм. Это можно объяснить тем, что напряжения σ_y не везде при $z = 0$ постоянны, либо лучи света распространяются не вдоль осевой линии (т. е. $z \neq 0$), что приводит к их искривлению. Все это в свою очередь означает, что свет распространяется в областях, где величина механических напряжений непостоянна. Кроме того, следует отметить, что вблизи края стекла ($x \sim d$) остаточные напряжения уже не описываются моделью (11).

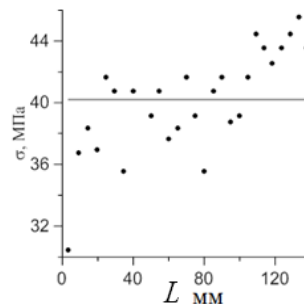


Рисунок 6 – Распределение напряжений вдоль траектории распространения света

Учитывая изложенное выше, можно получить оценки σ в направлении распространения светового пучка. Для этого будем полагать, что в пределах между минимумами зависи-

мости $I(x)$ напряжения $\sigma(x)$ постоянны. На рисунке 6 результаты такого моделирования представлены точками (непрерывная линия – ранее найденное при решении задачи минимизации функционала (11) значение напряжений, равное 40,2 МПа).

Заключение. Таким образом, метод поляризационной интерферометрии, основанный на компьютерной обработке поляризационных интерферограмм, полученных в результате наложения двух распределений интенсивности света, зарегистрированных при определенных условиях и формируемых при интерференции поляризованного излучения, прошедшего через анализируемый неоднородный анизотропный образец, позволяет выявлять и фиксировать изменения в характеристиках анализируемого объекта. Продемонстрирована возможность измерения пространственного распределения механических напряжений в поперечном сечении образца на основе анализа распределения интенсивности рассеянного света. Показано, что на основе установленной периодической зависимости интенсивности рассеянного света от координат можно уйти от неоднозначности определения разности фаз в оптической поляриметрии. При этом разброс значений механических напряжений вдоль траектории распространения света достигал 10 %, измерение которых обеспечивает метод поляризационной интерферометрии.

Литература

1. Single-shot polarization-imaging digital holography based on simultaneous phase-shifting interferometry / T. Tahara [et al] // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36, № 16 – P. 3254–3256.
2. Bouchal, P. Polarization sensitive phase-shifting Mirau interferometry using a liquid crystal variable retarder / P. Bouchal, R. Celechovský, Z. Bouchal // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, № 19. – P. 4567–4570.
3. Pechersky, M.J. Residual stress measurements with laser speckle correlation interferometry and local heat treating / M.J. Pechersky, R.F. Miller, C.S. Vikram // *Optical Engineering* – 1995. – Vol. 4, № 10. – P. 2964–2971.
4. 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*. – 2016. – Т. 96, № 3, – С. 124–130.
5. Calvert, G. Applications of modern automated photoelasticity to industrial problems / G. Calvert, J. Lesniak, M. Honlet // *Insight* – 2002. – Vol. 44, № 4. – P. 1–4.
6. Ajovalasit, A. Measurement of edge residual stresses in glass by phase-shifting method / A. Ajovalasit, G. Petrucci, N. Scafidi // *Optics and Lasers in Engineering* – 2011. – Vol. 49, № 5. – P. 652–657.
7. A new method for tempering stress measurement in glass panels / H. Aben [et al] // *Estonian Journal of Engineering* – 2013. – Vol. 19, № 4. – P. 292–297.
8. Kumar, Y.P. Opaque optics thickness measurement using a cyclic path optical configuration setup and polarization phase shifting interferometry / Y.P. Kumar, S. Chatterjee // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51, № 9. – P. 1352–1356.
9. Хомченко, А.В. Поляризационная интерферометрия сред с линейным двулуче-преломлением / А.В. Хомченко, И.У. Примак, А.Н. Василенко // *Прикладная оптика : сб. трудов*. – Санкт-Петербург, 2016. – Т. 2. – С. 213–217.
10. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко – Мн. : Наука и техника, 1995. – С. 88–94.
11. Stress profile measurement in axially symmetric glass sample / N. Kreemer [at al] // *Ceramics – Silikaty*. – 2008. – Vol. 52, № 3. – P. 183–187.
12. 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.