

А. В. ХОМЧЕНКО¹, доктор физ.-мат. наук, доц.

И. У. ПРИМАК¹, канд. физ.-мат. наук, доц.

М. М. ЛУЗАН²

¹Белорусско-Российский университет (Могилев, Беларусь)

²АО «ТУПОЛЕВ» (Москва, Российская Федерация)

АНАЛИЗ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗАКАЛЕННОМ СТЕКЛЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Аннотация

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

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

Введение. Широкое применение закаленного стекла в технике и строительстве стимулирует исследования напряженных состояний в стекле и конструкциях на его основе, о чем свидетельствует существование ряда методов и технологий, используемых для их контроля. Механические и оптические характеристики такого стекла определяются характером и режимами закалки, поэтому измерение механических напряжений является способом контроля не только качества изделий, но и процесса их изготовления. Стекло при наличии 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, основанные на эффекте фотоупругости, представляют определенный интерес для исследования напряжений. При этом следует отметить, что 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.

Поляризационная интерферометрия неоднородных полей механических напряжений в закаленном стекле сложной формы.

Поляризационно-оптический метод, предложенный в [1], позволяет визуализировать поля напряжений в большой области анализируемого объекта. Принципиальная схема установки, используемой для регистрации поляризационных интерферограмм, представлена на рис. 1. Линейно поляризованный свет, проходя через неоднородную анизотропную среду 5, изменяет состояние поляризации в каждой точке плоскости (x,y) в разной степени. После этого пучок, прошедший через образец, анализатор 6, скрещенный с поляризатором 4, попадает в фоторегистрирующее устройство 9, подключенное к компьютеру 10.

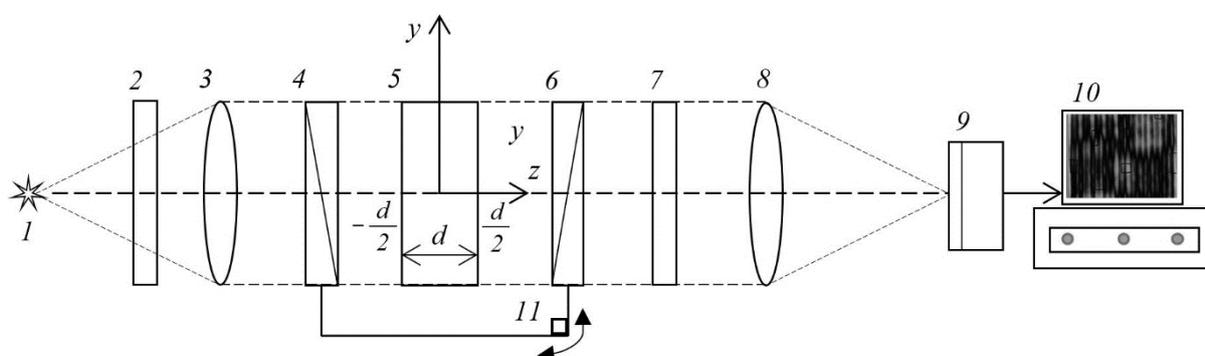


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 – источник света, 2, 7 – светофильтр, 3, 8 – объектив, 4 – поляризатор, 5 – контролируемое стекло, 6 – анализатор, 9 – фоторегистрирующее устройство, 10 – компьютер, 11 – система поворота

Регистрируемая интенсивность света (рис. 2) является функцией двух координат и определяется как

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

где $I = I(x, y)$, $I_p = I_p(x, y)$ – интенсивность света на выходе из поляризатора, $T = T(x, y)$ – коэффициент 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 в каждой точке стекла и, учитывая ее взаимосвязь с напряжением, воспроизвести поле напряжений. Для определения

δ на первом этапе проводятся измерения интенсивности при некотором фиксированном (но произвольном) 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 размещаем анализатор б, так что $\chi = 0^\circ$, и получаем

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

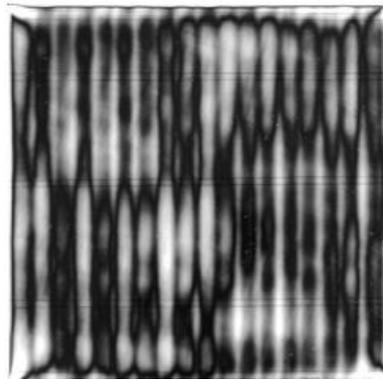


Рис. 2. Регистрируемая интенсивность света прошедшая через исследуемое стекло

Далее поворачиваем поляризатор 4 на угол равный 45° (т.е. имеем $\alpha + 45^\circ$), а анализатор располагаем под углом $\chi = 90^\circ$, при этом интенсивность 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 измерение распределения интенсивности осуществляем 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

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

Можно показать, что разность фаз

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

где σ_x и σ_y – напряжения нормальные плоскостям OYZ и OXZ соответственно, C – относительный оптический коэффициент напряжения, d – толщина стекла.

Дальнейшее построение распределений нормальных σ_x , σ_y и касательной τ_{xy} компонент тензора напряжений возможно при использовании следующей схемы разделения напряжений [3]:

$$\sigma_x = \sigma_{x,0} - \int_0^x \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dx', \quad \sigma_y = \sigma_x - (\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\alpha, \quad \tau_{xy} = 0,5 \sin(2\alpha)(\sigma_1 - \sigma_2),$$

где $\sigma_x = \sigma_x(x, y)$, $\sigma_y = \sigma_y(x, y)$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}(x, y)$, $\sigma_{x,0}$ – напряжение в начальной точке пути интегрирования. При этом интегрирование сводится к суммированию, а частная производная записывается в конечных разностях [3].

Начало интегрирования обычно выбирается в точках свободного контура пластины стекла, для которых известны отдельные значения напряжений [3]. Наиболее просто оно определяется для прямоугольной пластины: $\sigma_{x,0} = 0$ для всех точек лежащих на левой стороне прямоугольника параллельной оси Oy . В случае стекол сложной формы необходимо анализировать граничные условия на контуре, которые имеют вид [2]:

$$\begin{cases} \sigma_x n_x + \tau_{xy} n_y = 0, \\ \tau_{xy} n_x + \sigma_y n_y = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $\vec{n} = (n_x, n_y)$ – вектор нормальный к контуру. Полагая в (2) $\vec{n} = (\cos \alpha_n, \sin \alpha_n)$ (здесь α_n – угол между вектором \vec{n} и осью Ox) получаем для напряжений на контуре:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= -\operatorname{tg} \alpha_n \cdot \tau_{xy}, \quad \sigma_y = -\operatorname{ctg} \alpha_n \cdot \tau_{xy} \quad (\alpha_n \neq 0; \pi/2; \pi; 3\pi/2), \\ \sigma_x &= 0, \quad \tau_{xy} = 0 \quad (\alpha_n = 0; \pi), \\ \sigma_y &= 0, \quad \tau_{xy} = 0 \quad (\alpha_n = \pi/2; 3\pi/2). \end{aligned}$$

Учитывая это и полагая, что пластина стекла сложной формы представляет собой односвязную область, а угол α_n монотонно изменяется при положительном обходе контура стекла, определяем напряжения в начальных точках интегрирования как

$$\sigma_{x,0} = -\operatorname{tg} \alpha_n \cdot \tau_{xy,0} \quad (\alpha_n \in (\pi/2, 3\pi/2)),$$

где $\tau_{xy,0}$ – касательное напряжение в начальной точке пути интегрирования.

Учитывая взаимосвязь фазы волны с напряжениями (7) можно воспроизвести распределение механических напряжений. При этом

неоднородность полей механических напряжений в закаленном стекле зависит от способа и технологии его изготовления (рис. 3).

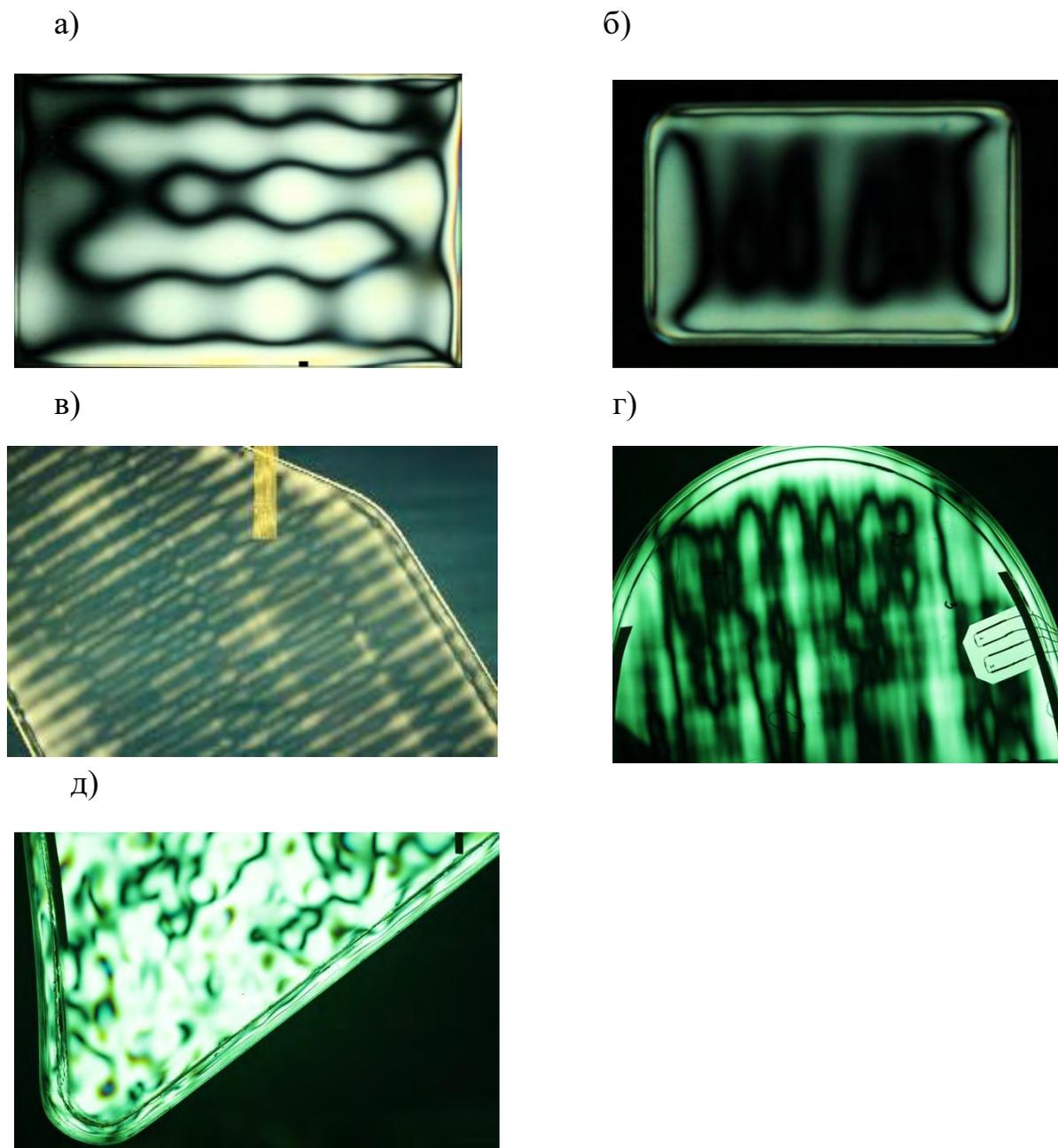
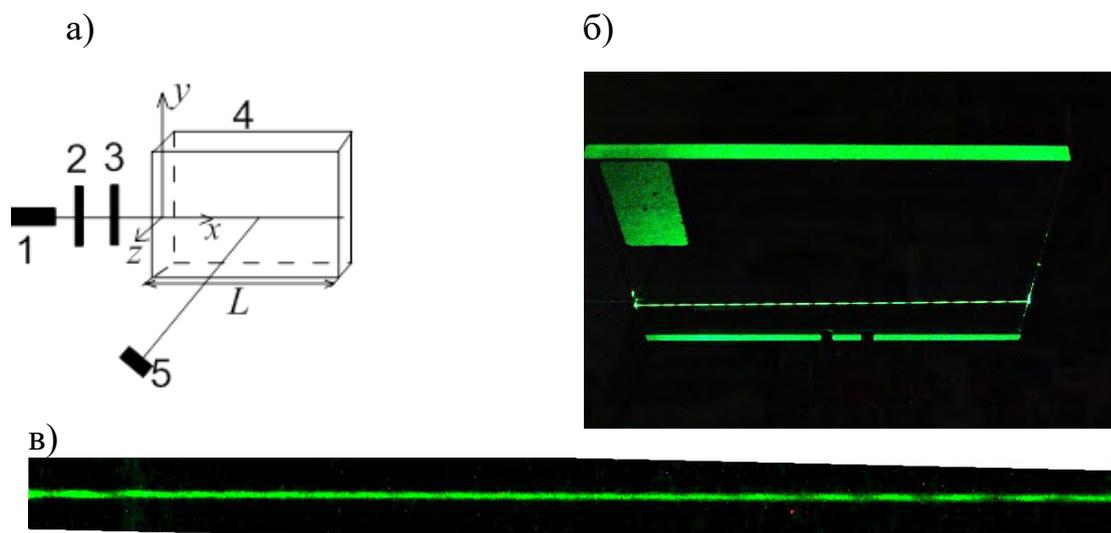


Рис. 3. Иллюстрация однородности полей механических напряжений в различных изделиях:

Контроль однородности полей механических напряжений методом регистрации рассеянного света. Оценка поверхностных напряжений возможна, например, на основе анализа рассеяния света на неоднородностях распределения показателя преломления в стекле. Наблюдение такого рассеяния позволяет визуализировать распространение света в анизотропном стекле. При этом, анализируя распределения интенсивности рассеянного света можно практически локально исследовать анизотропию показателя преломления и

напряжения в стекле. Рассмотрим процедуру измерения, используемую в этих методах. Схема измерений представлена на рис. 4. 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).



1 - источник света, 2 - поляризатор, 3 - линза, 4 - исследуемое стекло, 5 - фоторегистрирующее устройство

Рис. 4. Схема измерения (а) и распределение интенсивности рассеянного света вдоль образца для «сырого» (б) и закаленного стекла (в)

Известно, что если направление наблюдения рассеянного света перпендикулярно направлению поляризации падающего на стекло света, то интенсивность рассеянного света определяется как

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

где I_0 – некоторая постоянная, k_0 – волновое число вакуума, C – константа фотоупругости, $\sigma(z)$ – функция описывающая распределение напряжения в стекле.

Анализ регистрируемых зависимостей $I(z, x)$ построенных при сканировании пучком света параллельно оси Oz позволяет получать оценки зависимостей напряжений $\sigma(z)$. Такое определение возможно, если проанализировать рассеяние света в случае его распространения вдоль оси образца (т.е. при $z = 0$, см. рис. 4). Здесь следует отметить, что вследствие того, что обыкновенная и необыкновенная волны имеют различные фазовые скорости в анизотропном материале с двулучепреломлением между ними возникает фазовая задержка. Интерференция между обыкновенной и необыкновенной волнами изменяет состояние поляризации вдоль распространения света в образце. Пространственная модуляция рассеянного

света заметна в направлении перпендикулярном направлению распространения зондирующего излучения в анизотропном образце. При этом набег фаз $\delta = \pi$ возникает на длине x , равной периоду регулярного распределения интенсивности рассеянного света (см. рис. 4б).

На рис. 5 представлены результаты исследования рассеяния света с длиной волны 0,533 мкм, образцом стекла толщиной 6 мм, ширина и длина которого соответственно равны 100 и 140 мм, интенсивность рассеянного света $I(0,x)$ приведена в относительных единицах. Обработка полученной экспериментально зависимости $I(x)$ с использованием (9) дала оценку $\sigma_y = 40,2$ МПа для образца, представленного на рис. 4б.

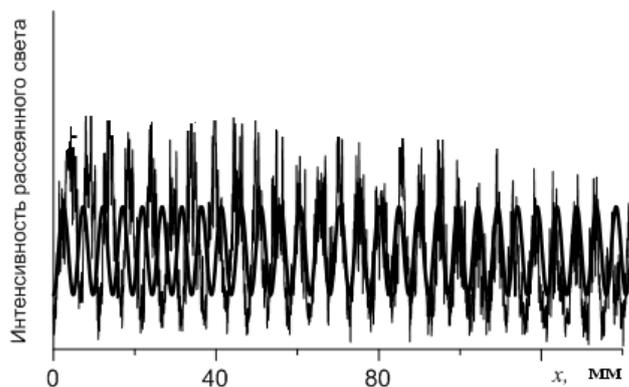


Рис. 5. Зависимость интенсивности рассеянного света $I(x)$ для $z = 0$

Заключение. Метод поляризационной интерферометрии, основанный на компьютерной обработке поляризационной интерферограммы, полученной в результате наложения 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 с высокой точностью и чувствительностью.

Список литературы

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. Ест. науки. -2016. -Т. 96, №3, - С.124-130.
2. Хомченко, А.В. А.Н. Василенко, И.У. Примак, В.Г. Гузовский, О.Е. Коваленко Патент РБ на изобретение № 21901 / А.В. Хомченко, А.Н. Василенко, И.У. Примак, В.Г. Гузовский, О.Е. Коваленко. G01N 21/23 2018.06.30.
3. Коваленко, А.Д. Основы термоупругости. Киев: Наукова думка, 1970. –305 с.
4. Александров, А.Я. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. / А.Я. Александров, М.Х. Ахметзянов, – М: Наука, 1973.–575 с.
5. Hödemann, S. Scattered laser light fringe patterns for stress profile measurement in tempered glass plates / S. Hödemann at all // European Journal Glass Scientific Technology, A. - 2014.-Vol. 55, №3, - P.90-95.

Контакты:

avkh@mogilev.by (Хомченко Александр Васильевич)