

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕОМЕТРИИ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

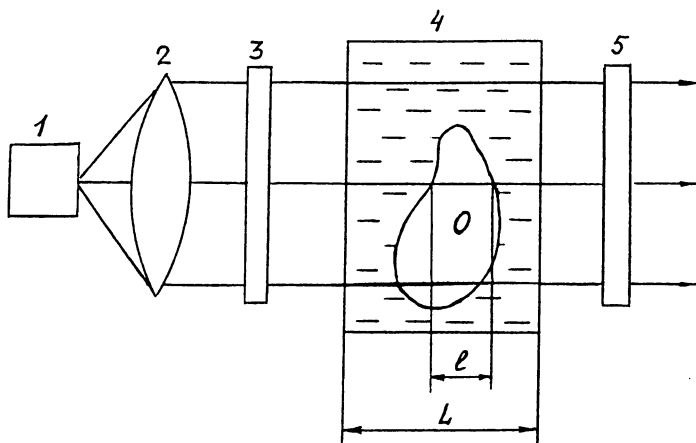
© С.А.Александров

В настоящее время для исследования фазовых объектов применяются в основном интерференционные методы [1,2]. Однако эти методы позволяют определять лишь изменение оптической длины пути световой волны. В данной работе рассматривается метод, позволяющий исследовать геометрию фазового объекта путем определения его локальных геометрических толщин для различных направлений просвечивания [3].

Поместим исследуемый фазовый объект  $O$  в камеру 4 с оптически активной средой (жидкой или газообразной) и осветим камеру с помощью источника света 1, коллиматора 2 и поляризатора 3 плоской линейно поляризованной волной, как показано на рисунке. Пусть при этом часть волны проходит через исследуемый объект, а часть — вне объекта, только через оптически активную среду. Амплитуду волны, прошедшей через исследуемый объект, можно записать в виде

$$\mathbf{E} = E_0 \cos \alpha \cos \varphi \mathbf{i} + E_0 \cos \varphi \sin \alpha \mathbf{j}, \quad (1)$$

где  $\varphi(x, y)$  — фаза волны,  $E_0$  — вещественная амплитуда,  $\alpha(x, y)$  — угол поворота плоскости поляризации. Угол поворота плоскости поляризации световой волны, прошедшей



Принципиальная схема реализации оптического метода исследования геометрии фазовых объектов.

через исследуемый объект, будет определяться следующим выражением:

$$\alpha(x, y) = ac[L - l(x, y)], \quad (2)$$

где  $a$  — постоянная вращения,  $c$  — концентрация оптически активной среды,  $L$  — длина камеры с оптически активной средой,  $l(x, y)$  — толщина анализируемого участка исследуемого объекта. В то же время угол поворота плоскости поляризации части световой волны, прошедшей через камеру с оптически активной средой вне исследуемого объекта, будет равен

$$\alpha_0 = acL. \quad (3)$$

Пропустим далее световую волну через поляризатор 5, повернутый на угол  $\gamma$ . За поляризатором амплитуда волны, прошедшей через исследуемый объект, будет равна

$$E_p = E_0(\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \gamma) \cos \varphi_s, \quad (4)$$

где  $s$  — единичный вектор в направлении, определяемом ориентацией поляризатора.

Соответствующее распределение интенсивности имеет вид

$$I = E_0^2 \cos^2(\alpha - \gamma). \quad (5)$$

Формула, описывающая распределение интенсивности для части волны, прошедшей вне исследуемого объекта, аналогична формуле (5). В том случае, если толщина камеры в направлении просвечивания неизменна, т. е.  $L = \text{const}$ , то, как следует из (3),  $\alpha_0 = \text{const}$  и величина интенсивности волны, прошедшей вне объекта, будет определяться лишь углом  $\gamma$  поворота поляризатора.

Для части волны, прошедшей через произвольный фазовый объект, за поляризатором  $\delta$  наблюдается чередование темных и светлых областей, характеризующих изменение геометрии объекта. Действительно, согласно (2), угол  $\alpha$  поворота плоскости поляризации световой волны будет изменяться в зависимости от геометрии объекта, а следовательно, будет изменяться и соответствующая величина интенсивности (5). Например, если исследуемый объект имеет форму клина, то интенсивность будет постоянна в направлении, параллельном ребру клина, а наибольшее изменение ее будет в перпендикулярном направлении. При достаточно большой протяженности клина и (или) большой величине постоянной вращения оптически активной среды распределение интенсивности за поляризатором будет иметь вид темных и светлых полос с постоянным периодом, параллельных ребру клина. Если, например, исследуемый объект имеет форму цилиндра, то интенсивность будет постоянна в направлении, параллельном образующей цилиндра, но период полос будет уменьшаться от центра к краям цилиндра. В случае шаровой формы исследуемого объекта линии постоянной интенсивности будут иметь форму колец, причем расстояние между кольцами будет уменьшаться с увеличением радиуса колец.

При повороте поляризатора  $\delta$ , т. е. при изменении угла  $\gamma$ , распределение интенсивности будет изменяться в соответствии с (5). При этом происходит как бы смещение темных и светлых областей.

Используя выражения (2) и (3), получим

$$I(x, y) = -\frac{\alpha(x, y) - \alpha_0}{ac} = -\frac{\Delta\gamma(x, y)}{ac}. \quad (6)$$

Формула (6) позволяет определять абсолютные значения локальных толщин исследуемого фазового объекта независимо от распределения его показателя преломления. Угол  $\alpha_0$  соответствует повороту поляризатора  $\delta$ , при котором для части световой волны, прошедшей только через оптически активную среду, будут наблюдаться максимальное (или другое фиксированное) значение интенсивности. Для определения локальной геометрической толщины исследуемого участка объекта поляризатор  $\delta$  поворачивают таким образом, чтобы интенсивность светового потока, прошедшего только через оптически активную среду, совпала с интенсивностью светового потока, прошедшего через исследуемый участок объекта. То есть некоторая фиксированная величина интенсивности, определяемая углом  $\alpha_0$ , из области, в которую приходит волна, прошедшая вне исследуемого объекта, должна переместиться в область, соответствующую

ющую исследуемому участку объекта. При этом поляризатор 5 повернется на угол  $\Delta\gamma$ , по которому с помощью (6) и определяется искомая толщина. Аналогично можно определять разность толщин между двумя точками исследуемого объекта.

Предлагаемый метод позволяет однозначно определять различные геометрические характеристики фазовых объектов, исследовать форму их поверхности, измерять высоту рельефа поверхности, радиусы кривизн, размеры дефектов и т. д. В общем случае для исследования геометрии произвольного фазового объекта необходимо осуществить многолучевое просвечивание исследуемого объекта и определить для каждого направления соответствующее распределение толщин, по которым и вычисляются остальные требуемые геометрические характеристики. В некоторых частных случаях, как например для рассмотренных выше клиновидного, цилиндрического или сферического фазового объектов, для восстановления геометрии объекта достаточно одного направления просвечивания.

Для того чтобы исследуемый объект был близок к фазовому, т. е. рефракцией света можно было бы пренебречь, следует подбирать оптически активную среду с показателем преломления, максимально близким к показателю преломления исследуемого объекта.

#### Список литературы

- [1] Бекетова А.К., Беложеров А.Ф. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979. 297 с.
- [2] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [3] Александров С.А. Способ определения геометрических характеристик объектов. Заявка на изобр. N 92-008947/28(055372) от 03.12.92 г. Решение о выдаче пат. России на изобр. от 23.02.95 г.

Поступило в Редакцию  
18 декабря 1995 г.