

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«АЛТАЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Кафедра общей и экспериментальной физики

СБОРКА И ЮСТИРОВКА ИНТЕРФЕРОМЕТРА СДВИГА
НА ОСНОВЕ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ И
ЛАЗЕРА

Методические указания к лабораторной работе № 7

Составитель В. В. Чертищев (к.ф.-м.н., доцент) УДК 536

Сборка и юстировка интерферометра сдвига на основе плоскопараллельной пластины и лазера: метод. указания к выполнению лабораторной работы по специальному физическому практикуму специализации «теплофизика» к спецкурсу «Оптические методы теплофизики» /Алт.гос.ун-т: составитель В.В. Чертищев. Барнаул, 2010, 23 с.

Приведены основы теории интерференционных измерений неоднородных сред. Дано краткое описание простейшей реализации интерферометра сдвига на основе лазера и плоско-параллельной пластины, излагается порядок выполнения работы. Даются контрольные вопросы, приводится список литературы.

Предназначено для студентов специальности 010701.65 «физика» специализации «теплофизика». Ил. 8. Библиогр. 7.

Цель работы: Основная цель работы – изучение принципа действия, устройства и юстировки интерферометра сдвига с плоскопараллельной пластиной.

Оборудование: малая оптическая скамья, гелий-неоновый ОКГ HNA-188, поворотное зеркало, поворотная призма, микрообъектив, объективы Юпитер 37Б 2 шт., объектив РОЗ, плоскопараллельная стеклянная пластина – закрепленные в держателях на рейтерах, фотоаппарат с фотообъективом и удлинительными кольцами, столик для исследуемого объекта.

Визуализация волновой поверхности и определение ее деформации

Макроскопические физические процессы, протекающие в прозрачных средах, сопровождаются, как правило, локальными изменениями показателя преломления среды. Оптические методы дают принципиальную возможность находить пространственное распределение показателя преломления в таких оптически неоднородных средах (в оптических неоднородностях).

Связь между показателем преломления n и другими параметрами среды устанавливается в теории дисперсии, с необходимостью использующей атомистические представления о строении вещества. Поляризуемость атомов и молекул в теории дисперсии вычисляется либо на основе классической электронной теории (упрощенный вариант), либо с использованием квантово-механических уравнений движения. В газах при не слишком больших давлениях с хорошей точностью имеет место соотношение

$$(n - 1)/\rho = \text{const},$$

где в знаменателе ρ – плотность газа. Плотность же зависит от состава, давления и температуры газа. Константа в правой части также зависит от состава газа (газовой смеси) и представляется в виде суммы

$$r = \sum_k \rho_k r_k = \sum_k \frac{\rho_k}{\rho} r_k = \sum_k a_k r_k, \quad (3)$$

где ρ – плотность смеси, r_k – удельная рефракция k -го компонента (зависящая от длины световой волны), ρ_k – его парциальная плотность, $a_k = \rho_k/\rho$ – относительная массовая концентрация.

Для исследования неоднородных распределений показателя преломления наблюдают искажения формы волновой поверхности световой волны. Волновая поверхность – это поверхность, ко-

торой одновременно достигают возмущения, порожденные одним и тем же первичным возмущением. Колебание в каждой точке волновой поверхности происходит в одной и той же фазе, синхронно. Искажение формы волновой поверхности при прохождении света через участок неоднородной среды вызывается следующими причинами.

Фазовая скорость света, как известно, обратно пропорциональна показателю преломления

$$v = c/n, \quad (1)$$

и за одно и то же время в местах с большим показателем преломления свет успеет пройти меньшее расстояние, чем через места с малым показателем преломления (см. рис. 1).

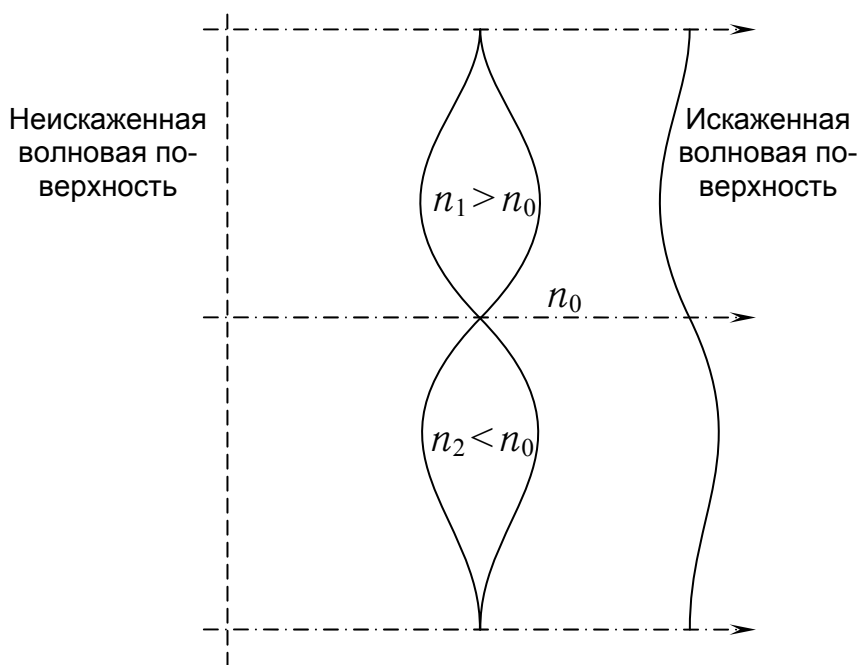


Рис. 1. К объяснению искривления волновой поверхности

Во многих практически важных случаях по искажениям волновой поверхности удастся однозначно восстановить искомое поле показателя преломления, что и является основной задачей оптических методов исследования прозрачных неоднородных сред.

Методы исследования прозрачных неоднородностей отличаются друг от друга аппаратурой, применяемой для формирования зондирующих волн, и способами визуализации и регистрации искажений волнового фронта. Наиболее приспособленными для этих целей приборами являются двухлучевой интерферометр типа Маха–Цендера и теневой прибор Теплера. Наряду с этими классическими приборами для регистрации искажений волновой поверхно-

сти применяются интерферометры сдвига, различная голографическая аппаратура.

По способу визуализации неоднородностей оптические методы принято делить на два больших класса – теневые и интерференционные. В теневых методах измеряются угловые отклонения лучей в неоднородности или, что то же, направления нормалей к искаженной волновой поверхности, а в интерференционных – оптические разности хода световых лучей, прошедших через неоднородность и миновавших ее.

В теневых и интерференционных методах вся информация о фазовом (то есть прозрачном, изменяющем только фазу световой волны) объекте содержится в деформации первоначальной, обычно плоской или близкой к плоской волновой поверхности. Если исследуемая оптическая неоднородность с переменным показателем преломления просвечивается плоской волной, то при прохождении неоднородности волновая поверхность не остается плоской. Структуру волновой поверхности можно сделать видимой (визуализировать) при помощи интерференционных методов. Для этого на прошедшую через оптическую неоднородность, так называемую объектную волну, с деформированной волновой поверхностью накладывают скоррелированную с ней по фазе другую, опорную волну. Корреляция достигается тем, что обе волны образуются путем деления одной первоначальной волны, и полученные в результате деления волны проходят до наложения разными путями. Благодаря корреляции в области наложения объектной и опорной волн возникает интерференционная картина, представляющая собой чередующиеся светлые и темные полосы. Изменения интенсивности в области наложения деформированной объектной и сравнительной опорной волновых поверхностей определяются разностью фаз этих волн, и таким образом структура деформированной волновой поверхности становится видимой.

Представим комплексную амплитуду $U(\vec{r})$ монохроматической световой волны в виде $U(\vec{r}) = A \cdot \exp(ik_0\varphi)$, где A – амплитуда, φ – фазовый путь волны или оптическая длина пути, в геометрической оптике называемый эйконалом, $k_0 = \omega/c$, ω – частота монохроматической волны. Амплитуда A и градиент фазы $k_0 = \nabla\varphi$ – медленные в масштабе длины световой волны λ функции координат (для плоской волны, например, $k_0\varphi = \vec{k} \cdot \vec{r}$, поэтому у нее

градиент фазы $\nabla(\vec{k} \cdot \vec{r}) = \vec{k}$ представляет собой волновой вектор, который, равно как и амплитуда A , вообще постоянен).

Распределение интенсивности в интерференционной картине, пропорциональной квадрату модуля напряженности электрического поля, описывается выражением

$$I(x, y) \sim \langle |\vec{E}|^2 \rangle = \langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle = \langle |\vec{E}_1|^2 \rangle + \langle |\vec{E}_2|^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle,$$

в котором третий член, называемый функцией когерентности, характеризует согласованность, или скоррелированность обоих колебаний. Если объектная и опорная волны получены путем деления одной волны, исходившей от источника квазимонохроматического (близкого к монохроматическому) света, распределение интенсивности можно переписать в следующем виде:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\theta)| \cos k_0 \Delta(\theta), \quad (2)$$

где θ – время, на которое одна волна запаздывает относительно другой; оно пропорционально разнице оптических длин, проходимых обеими волнами до плоскости интерферограммы, $k_0 \Delta$ – разность фаз интерферирующих волн, а Δ – оптическая разность хода интерферирующих лучей, то есть разность оптических длин путей, проходимых объектной и опорной волнами от источника до плоскости интерферограммы, где эти волны встречаются:

$$\Delta(x, y) = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 = \int_{(1\text{-ый путь})} n dl - \int_{(2\text{-ой путь})} n dl, \quad (3)$$

I_1 и I_2 интенсивности обеих волн, какие бы наблюдались в плоскости интерферограммы одна в отсутствие другой, $\gamma_{12}(\theta)$ – комплексная степень когерентности. Комплексная степень когерентности зависит, с одной стороны, от степени монохроматичности света, стабильности и согласованности протекания процессов по поверхности источника, а с другой стороны – от нестационарности объекта, через который проходит свет.

Светлые интерференционные полосы удовлетворяют условию

$$\cos k_0 \Delta = 1, \quad k_0 \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2m\pi, \quad \Delta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \dots, \quad (4)$$

темные полосы – условию

$$\cos k_0 \Delta = -1, \quad \Delta = (m + 1/2)\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5)$$

Двухлучевой интерферометр

Рассмотрим идеализированную оптическую схему интерферометра типа Маха–Цендера (рис. 2). Оптическая неоднородность просвечивается параллельным пучком света, который формируется коллиматорным объективом (или просто коллиматором) $O_{\text{кол}}$, в фокусе которого помещен точечный источник монохроматического света S . Плоская волна, частично отразившись от полупрозрачной пластины Π_1 , поворачивается зеркалом Z_1 и пронизывает оптическую неоднородность. В результате прохождения оптической неоднородности волновая поверхность деформируется. Совокупность полупрозрачной пластины Π_1 и зеркала Z_1 называется первым плечом интерферометра.

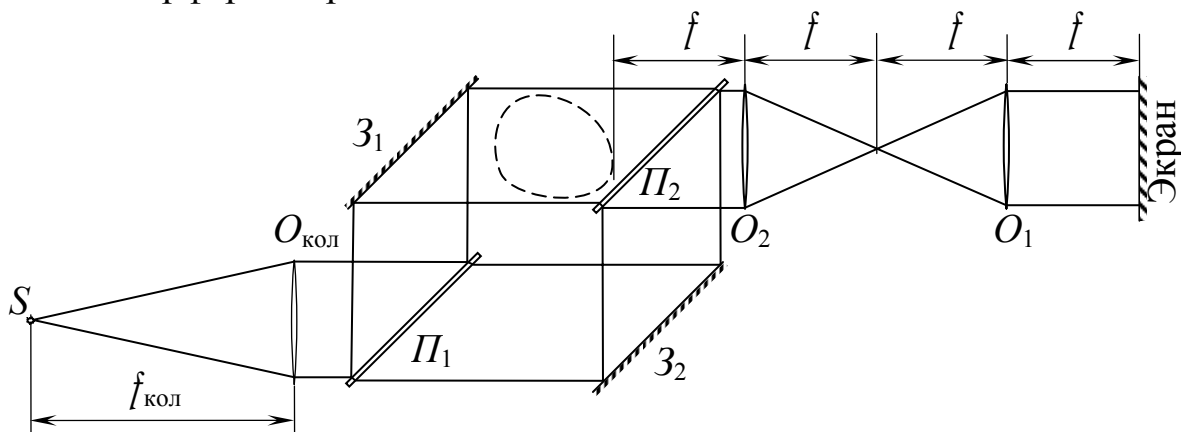


Рис. 2. Оптическая схема интерферометра Маха–Цендера

Оптическая система приемной части, состоящая из объективов O_1 и O_2 , осуществляет в данном случае тождественное отображение (в масштабе 1 : 1) плоскости, прилегающей к неоднородности, на экран. Поэтому вблизи экрана форма волновой поверхности такая же, как и при выходе волны из неоднородности.

Вторая волна, которую будем называть опорной, распространяется в однородной среде и, отразившись от зеркала Z_2 и пластины Π_2 , попадает на экран неискаженной. Совокупность полупрозрачной пластины Π_2 и зеркала Z_2 называется вторым плечом интерферометра.

В результате наложения обеих волн в плоскости экрана наблюдается интерференционная картина, вид которой определяется формой волновой поверхности искаженной волны.

Если интерферометр отъюстирован так, что отходящие от полупрозрачной пластины Π_2 волны совершенно идентичны, такая юстировка интерферометра называется и с х о д н о й.

Связь между формой волновой поверхности и интерференционной картиной в плоскости экрана поясняют рис. 3 и 4. Оптическая разность хода для некоторой точки P экрана равна расстоянию между соответствующими друг другу волновыми поверхностями искаженной и опорной волн и отсчитывается в направлении нормали к волновой поверхности искаженной волны. Условия для интерференционных максимумов имеют вид

$$l(P) = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Для интерференционных минимумов имеют место соотношения

$$l(P) = (m + 1/2)\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Длина волны λ для видимого света имеет порядок $0.5 \cdot 10^{-6}$ м, поэтому интерференционный метод позволяет регистрировать очень малые искажения волнового фронта или волновой поверхности.

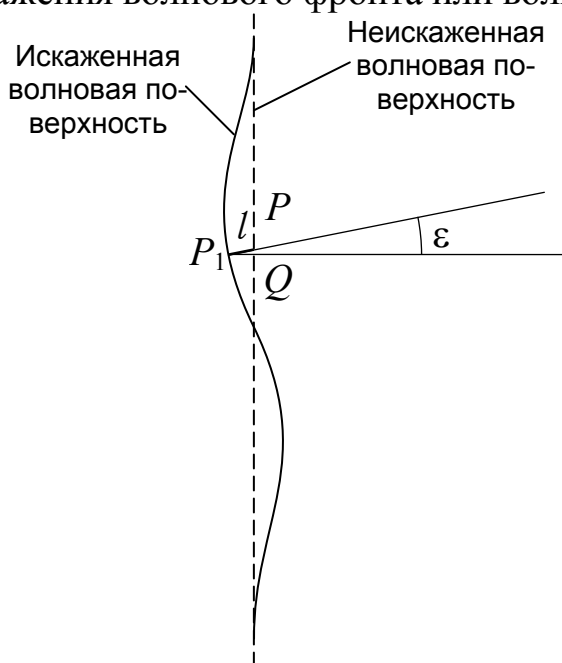


Рис. 3. К объяснению связи между формой волновой поверхности и интерференционной картиной

При малой величине угловых отклонений лучей систему интерференционных полос можно рассматривать как топографическую проекцию деформированной волновой поверхности. Действительно, при $\varepsilon \rightarrow 0$ (где посредством ε обозначен угол между нормалью к волновой поверхности в данной точке и исходным направлением нормали, определяющимся направлением падающей волны) отрезок (см. рис. 3) $P_1Q = l \cdot \cos \varepsilon \approx l$. Поэтому интерференционные полосы – интерференционные максимумы и интерференционные минимумы – являются проекциями на экран сечений волновой поверхности плоскостями, параллельными экрану и проведенными на

расстоянии $\lambda/2$ друг от друга (это расстояние отвечает переходу от светлой полосы к темной или, наоборот, от минимума интенсивности к максимуму).

Расположение интерференционных полос в некотором сечении экрана показано на рис. 4: вдоль оси ординат отложены значения интенсивности света вдоль некоторого направления в плоскости экрана, светлые и темные полосы соответствуют максимумам и минимумам интенсивности соответственно, они отвечают точкам пересечения волновой поверхности с плоскостями, параллельными экрану; на рис. 4 мы видим сечения интерференционных полос.

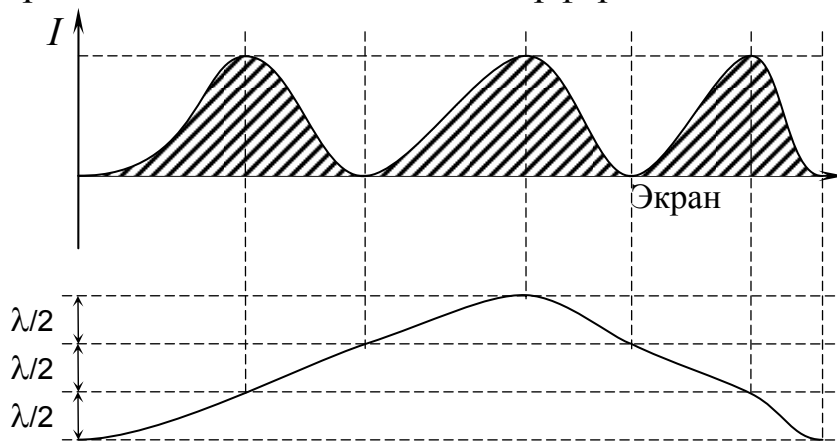


Рис. 4. Соответствие интерференционной картины рельефу волновой поверхности

На рис. 5 показана деформация первоначально плоской волны после прохождения через поле показателя преломления, соответствующее мгновенному полю температуры процесса нестационарной теплопередачи в кювете, имеющей форму горизонтальной трубы; торцы кюветы закрыты плоскопараллельными окнами, она заполнена жидкостью, и стенки ее слегка подогреты. Волновая поверхность имеет вид непрерывной поверхности в пространстве, которая графически изображается последовательными контурными линиями, образованными пересечением волновой поверхности с равноотстоящими (на длину λ световой волны) плоскостями, параллельными первоначально плоской волновой поверхности.

Топографическая проекция волновой поверхности на плоскость XU (при направлении света вдоль оси Z) представлена интерферограммой в правой части рис. 5. Изображенная волновая поверхность увеличена в направлении оси Z в 10^4 раз. Расстояние между контурными линиями (замкнутые интерференционные линии) равны длине световой волны, в данном случае $0,6328$ мкм.

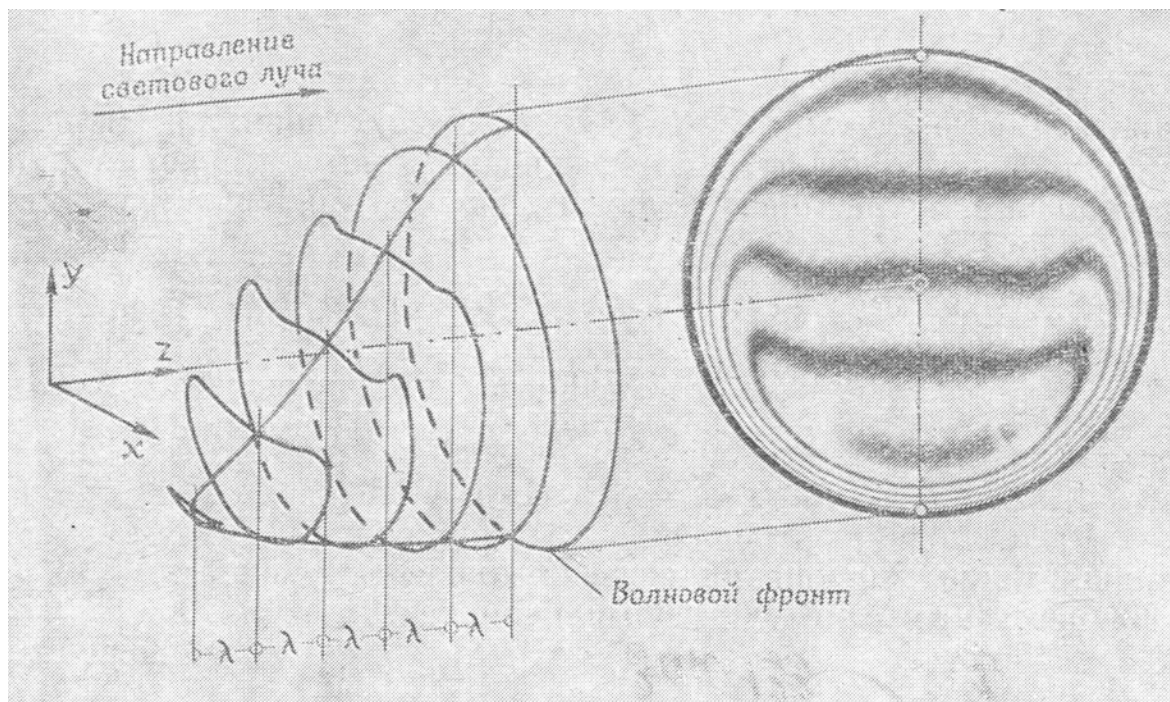


Рис.5. Пространственное изображение волновой поверхности (справа – соответствующая интерферограмма).

С помощью интерферометра Маха–Цендера можно исследовать форму волновой поверхности на различных расстояниях от неоднородности. Для этого достаточно сфокусировать приемную часть на выбранную плоскость. При этом объективы O_1 и O_2 дадут тождественное отображение волновой поверхности на плоскость экрана, и в результате ее интерференции с опорной волной произойдет визуализация формы волновой поверхности в выбранной плоскости.

Если фокусировка производится на некоторую плоскость внутри неоднородности, то интерференционная картина уже не будет соответствовать волновой поверхности в окрестности этой плоскости. Дело в том, что между сопряженными плоскостями (т.е. между плоскостью, на которую производится фокусировка, и плоскостью экрана – плоскостью изображения) в этом случае находится оптически неоднородная среда, вносящая дополнительные искажения в волновую поверхность. Таким образом, при сквозном просвечивании неоднородности в данном направлении форма волны может быть измерена экспериментально только за пределами оптической неоднородности.

На рис. 5 показана мгновенная форма волновой поверхности. При дальнейшем распространении световой волны (в особенности через другие области с переменным показателем преломления)

волновая поверхность продолжает деформироваться: распространение света всюду идет по направлению нормали к волновой поверхности. Структуру волновой поверхности после прохождения неоднородности можно воспроизвести в плоскости регистрирующего фотоматериала с помощью проекционного объектива (O_1 на рис. 2), отображающего (совместно с приемным объективом O_2 на рис. 2) на фотоматериал плоскость, прилегающую к неоднородности.

Оптическая схема реального интерферометра значительно сложнее. Например, для увеличения освещенности экрана точечный (не лазерный) источник света заменяют протяженным. Его размеры лимитируются условием резкости интерференционной картины. Если протяженный источник рассматривать как совокупность некогерентных точечных источников, то для обеспечения контраста необходимо, чтобы картины, образованные отдельными некогерентными источниками, были сдвинуты друг относительно друга на расстояние, значительно меньшее минимального расстояния между полосами интерференционной картины.

В практических намерениях иногда оказывается удобным путем поворота зеркал и полупрозрачных пластин настроить интерферометр таким образом, чтоб опорная волна падала на экран под некоторым углом. Тогда без неоднородности на экране наблюдается система параллельных эквидистантных интерференционных полос. За счет дополнительной разности хода в неоднородности они искривляются. О форме волновой поверхности в этом случае можно судить по смещениям интерференционных полос. Этот метод позволяет увеличить число точек, в которых возможно измерение разности хода, что весьма существенно для количественных измерений. Другое преимущество такой настройки, называемой рабочей, состоит в том, что в случае, когда все полосы интерференции выходят в невозмущенную область, существенно облегчается задача определения их порядка (нетрудно установить, увеличивается или уменьшается порядок интерференции).

Плоские волновые поверхности можно получить, только используя весьма совершенные оптические элементы. В общем же случае объектная и сравнительная опорная волны могут иметь более сложную и, даже в отсутствие исследуемой неоднородности, неодинаковую форму.

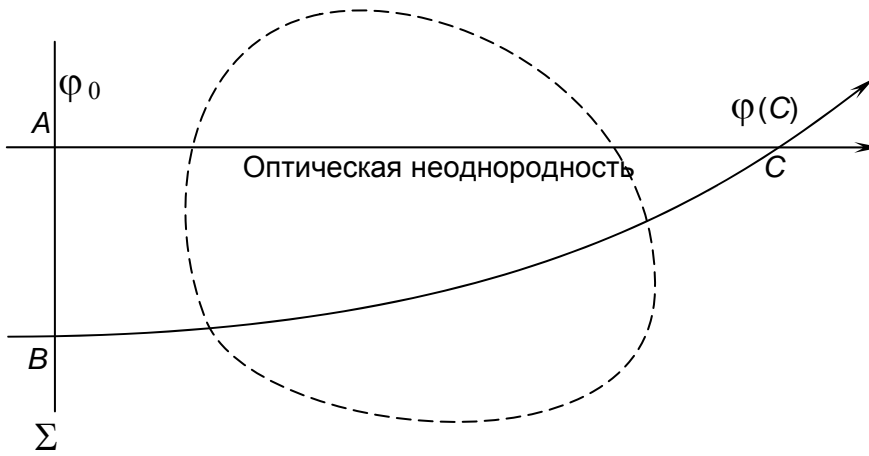


Рис. 6. Прохождение световой волны через оптическую неоднородность

Найдем связь между деформацией волновой поверхности и показателем преломления на пути распространения света в неоднородности.

Рассмотрим световой луч, проходящий через точку C , расположенную за неоднородностью (в однородной среде с показателем преломления n_0). Этот луч некоторым образом искривлен в неоднородности (рис. 6). Возьмем в рассмотрение волновую поверхность Σ , пересекающую луч в некоторой точке B до вхождения луча в неоднородность (как C , так и B расположены в однородной среде с показателем n_0). Оптическая длина пути в неоднородности на дуге BC (криволинейный интеграл показателя преломления по дуге BC) равна разности эйконалов $\Delta\varphi$ в точках C и B :

$$\int_{(BC)} n[x(l), y(l), z(l)] dl = \varphi(C) - \varphi_0(B) = \Delta\varphi. \quad (8)$$

Предположим теперь, что неоднородность удалена, ее место заполнено окружающей средой с показателем n_0 , а положение источника света и всех оптических элементов осталось прежним. Тогда через точку C пройдет прямой луч, перпендикулярный введенной в рассмотрение волновой поверхности (до областей, в которых находилась неоднородность, форма волновых поверхностей не изменилась), пересекающий волновую поверхность Σ в точке A . Оптическая длина пути на отрезке AC в отсутствие неоднородности равна

$$\int_{(AC)} n_0 dl = \varphi_0(C) - \varphi_0(A) = \Delta\varphi_0. \quad (9)$$

Здесь индекс «0» относится к невозмущенной волне; учтено, что точки A и B лежат на поверхности равного эйконала (волновой по-

верхности) $\varphi(x, y, z) = \text{const}$. Вычитая правые и левые части равенств, получаем величину деформации волновой поверхности оптической неоднородностью или изменение $\Phi(C)$ оптической длины пути, обусловленное действием неоднородности:

$$\Delta\varphi - \Delta\varphi_0 = \int_{(BC)} n[x(l), y(l), z(l)] dl - \int_{(AC)} n_0 dl = \varphi(C) - \varphi_0(C) \equiv \Phi(C). \quad (10)$$

Оно равно разности эйконалов в точке C на выходе из неоднородности, отвечающих возмущенной и невозмущенной волнам. Эта разность может быть измерена интерференционными методами.

Выпускаемые промышленностью интерферометры Маха–Цендера имеют высококачественные оптические детали, позволяющие получить от точечного источника света плоские световые волны. Кустарно изготовленный интерферометр этого типа будет формировать световые волны, в той или иной мере отличающиеся от плоских. Кроме того, при настройке интерферометра на полосы конечной ширины объектная и опорная волны встречаются под некоторым малым углом, и, таким образом, даже в отсутствие исследуемой неоднородности между ними возникает меняющаяся от точки к точке оптическая разность хода.

Если в рабочей области интерферометра отсутствует исследуемый объект, оптическая разность хода (начальная) между объектной и опорной волнами в области наложения (в плоскости, перпендикулярной направлению просвечивания вдоль оси Z) равна

$$\Delta\varphi_{01}(x, y) - \Delta\varphi_{02}(x, y) \equiv \Delta_0(x, y), \quad (11)$$

где $\Delta\varphi_{01}(x, y)$ – приращение эйконала от светоделителя до плоскости экрана, где регистрируется интерференционная картина, в световой волне, проходящей по первому плечу интерферометра (в объектной волне), а $\Delta\varphi_{02}(x, y)$ – приращение эйконала от светоделителя до плоскости экрана в волне, проходящей по второму плечу интерферометра (в опорной волне).

Введение объекта на пути первой (объектной) волны приводит к изменению оптической длины, проходимой различными лучами этой волны. Оптическая разность хода между объектной и опорной волнами в области наложения в этом случае равна

$$\Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_2(x, y) \equiv \Delta(x, y). \quad (12)$$

Изменение оптической длины пути за счет действия неоднородности будет описываться выражением

$$\begin{aligned}\Phi(x, y) &= \varphi_1(x, y) - \varphi_{01}(x, y) = \Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_{01}(x, y) = \\ &= \Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_2(x, y) - [\Delta\varphi_{01}(x, y) - \Delta\varphi_{02}(x, y)] = \\ &= \Delta(x, y) - \Delta_0(x, y),\end{aligned}\quad (13)$$

поскольку $\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_{02}$ (введение неоднородности на пути объектной волны на опорную волну не влияет). Правая часть последнего соотношения представляет собой разность непосредственно измеряемых в эксперименте величин $\Delta(x, y)$ и $\Delta_0(x, y)$.

Измерение этих величин осуществляют следующим образом. Изменение разности хода интерферирующих лучей при внесении неоднородности приводит к смещению интерференционных полос. Если в некоторой точке (x, y) интерференционной картины был центр k -ой полосы, а после введения неоднородности эта точка оказалась между l -ой и $(l+1)$ -ой полосами на расстоянии $\varepsilon\mathcal{B}$ от l -ой полосы, где \mathcal{B} – расстояние от l -ой до $(l+1)$ -ой полосы, $l \geq k$, а ε заключено между 0 и 1, изменение оптической длины пути за счет действия неоднородности в этой точке картины равно

$$\Phi(x, y) = [(l + \varepsilon) - k] \cdot \lambda = \lambda \cdot \Delta q, \quad \Delta q \equiv (l + \varepsilon) - k, \quad l \geq k, \quad (14)$$

где Δq в общем случае дробное число. При обработке–обмере интерферограмм – находят это число, на сколько полос плюс на какую долю полосы сместилась интерференционная картина, и по формуле (14) вычисляют экспериментальную функцию–изменение оптической длины пути за счет действия неоднородности в точке с координатами (x, y) . Функция $\Phi(x, y)$ при определенных условиях позволяет рассчитать поле показателя преломления.

Сдвиговая интерферометрия

Интерферометры с полным разделением интерферирующих пучков (типа Маха–Цендера, Майкельсона и т. д.) обеспечивают прямое измерение оптической толщины с наибольшей точностью. Однако промышленные интерферометры типа Маха–Цендера ввиду сложности их изготовления и высокой цены не доступны широкому кругу исследователей. Кроме того, громоздкость прибора весьма затрудняет его использование при модернизации уже существующих экспериментальных установок. Приобретают также актуальность задачи, которые требуют нескольких направлений просвечивания, и компоновка с этой целью нужного числа интерферометров Маха–Цендера представляется практически неразрешимой задачей. При практическом применении интерферометров с полным разде-

лением интерферирующих пучков исследователь встречает ряд трудностей, наиболее серьезными из которых являются:

- трудности уравнивания оптических длин путей интерферирующих пучков до величины, не превышающей длину когерентности источника (при применении нелазерных источников света);
- трудности устранения влияния дисперсии деталей из стекла и других диспергирующих материалов на контраст интерференционных полос при использовании немонохроматических источников;
- трудности получения высококонтрастных полос при конечной апертуре (при конечных размерах) протяженного источника света.

Если эти трудности разрешаются путем применения лазера, то остается трудность, вытекающая из требований к жесткости конструкции. По этим причинам экспериментаторы осваивают интерферометры сдвига, которые, не будучи в полной мере эквивалентными интерферометру Маха–Цендера, тем не менее обладают достаточно широкими возможностями и даже некоторыми преимуществами. Интерферометры сдвига просты в юстировке и регулировках, стабильны в работе, имеют компактные светоделители и компенсаторы, а по сравнению с теневыми приборами обеспечивают большее удобство измерений и большую точность.

Наибольшее распространение получили интерферометры бокового сдвига, в которых две волновые поверхности, оставаясь параллельными, получают боковое смещение одна относительно другой, они применимы для широкого класса задач теплофизики, газодинамики, горения и т. п. В этих интерферометрах полосы образуются благодаря переналожению двух идентичных по форме, одинаково искаженных неоднородностью волновых поверхностей. На рис. 7 в верхней части изображены две смещенные одна относительно другой идентичные деформированные волновые поверхности, в нижней – их разность, определяющая форму и положение интерференционных полос. В этом случае в выражении (13) нельзя полагать $\Delta\varphi_2(x, y) = \Delta\varphi_{02}(x, y)$: эти функции определяются соотношениями

$$\Delta\varphi_{02}(x, y) = \Delta\varphi_{01}(x - s, y); \quad \Delta\varphi_2(x, y) = \Delta\varphi(x - s, y), \quad (15)$$

где s —величина сдвига одной волновой поверхности относительно другой (плоскость XU ориентирована так, чтобы ось X совпадала с

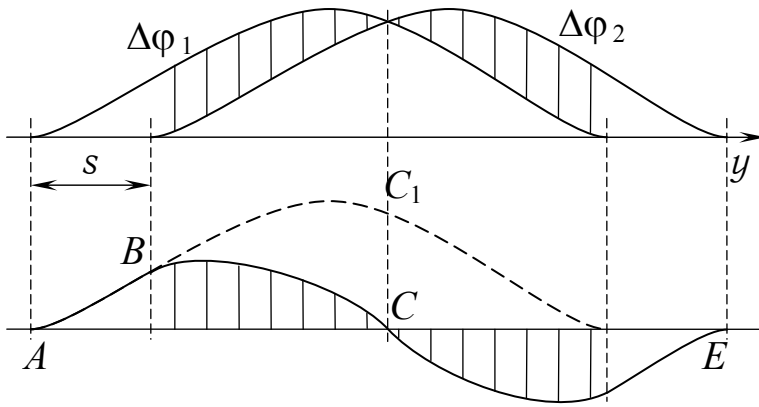


Рис. 7. Образование интерференционных полос в интерферометре сдвига.

направлением сдвига), а разности хода интерферирующих пучков при наличии неоднородности и без неоднородности — выражениями

$$\begin{aligned} \Delta(x, y) &= \Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_1(x - s, y); \\ \Delta_0(x, y) &= \Delta\varphi_{01}(x, y) - \Delta\varphi_{01}(x - s, y). \end{aligned} \quad (16)$$

Разность $\Delta(x, y) - \Delta_0(x, y)$ определяется действием неоднородности и называется дополнительной разностью хода.

Для расчета поля показателя преломления необходимо знать функцию $\Phi(x, y)$, определяемую соотношением (11). $\Phi(x, y)$ определяет деформацию волнового фронта неоднородностью. В общем случае, когда о характере функции $\Phi(x, y)$ ничего не известно, а сдвиг s выбран произвольным образом (например, более чем в половину диаметра рабочего поля), такая задача неразрешима: полосы в поле интерференции образованы переналожением двух неизвестных волновых поверхностей, хотя и представляющих участки одной и той же поверхности.

На практике обычно имеют дело с одним на двух случаях:

- размеры исследуемой неоднородности меньше, чем величина сдвига s ; тогда для невозмущенной области можно положить $\Delta\varphi_1(x - s, y) = \Delta\varphi_{01}(x - s, y)$; возмущенный волновой фронт накладывается на невозмущенный, и из (16) имеем

$$\Delta(x, y) - \Delta_0(x, y) = \Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_{01}(x, y) = \Phi(x, y), \quad (17)$$

полосы получаются такие же, как в двухлучевом интерферометре типа Маха–Цендера;

– сдвиг мал по сравнению с размерами неоднородности; волновая поверхность имеет невозмущенный участок (или размер неоднородности меньше диаметра поля прибора, или рассматривается часть неоднородности, так что в поле прибора *обязательно* попадает и область пространства без неоднородности); в этом случае можно записать множество уравнений для дополнительной разности хода:

$$\begin{aligned} \Delta(x, y) - \Delta_0(x, y) &= [\Delta\varphi_1(x, y) - \Delta\varphi_{01}(x, y)] - \\ &- [\Delta\varphi_1(x - s, y) - \Delta\varphi_{01}(x - s, y)] = \Phi(x, y) - \Phi(x - s, y); \\ \Delta(x - s, y) - \Delta_0(x - s, y) &= \Phi(x - s, y) - \Phi(x - 2s, y); \\ \Delta(x - 2s, y) - \Delta_0(x - 2s, y) &= \Phi(x - 2s, y) - \Phi(x - 3s, y); \\ &\dots\dots\dots \\ \Delta(x - ms, y) - \Delta_0(x - ms, y) &= \Phi(x - ms, y) - \Phi(x - (m + 1)s, y). \end{aligned}$$

Для каждой небольшой области интерферограммы (не превышающей величины сдвига) можно выбрать число m таким, что точки $(x - (m + 1)s, y)$ будут лежать в области поля интерференции, не возмущенной неоднородностью, в которой $\Phi(x - (m + 1)s, y) = 0$. Тогда, сложив левые и правые части всех равенств, получим, что для данной области интерферограммы искомая функция $\Phi(x, y)$ изменения оптической длины пути за счет действия неоднородности выразится формулой

$$\Phi(x, y) = \sum_{k=0}^m [\Delta(x - ks, y) - \Delta_0(x - ks, y)]. \quad (18)$$

Отметим чрезвычайно важное для измерений и интерпретации результатов измерений обстоятельство: измерение положения интерференционных полос необходимо проводить вдоль прямых, проведенных строго вдоль направления сдвига. Для разных небольших областей интерферограммы (протяженностью, равной величине сдвига) приходится брать различные m : для окраинной области неоднородности, для которой возмущенный волновой фронт накладывается на невозмущенный, $m = 0$, и в пределах этой области $\Phi(x, y)$ определяется формулой (17), для следующей области неоднородности, удаленной от края неоднородности на расстояние от s до $2s$, берется значение $m = 1$, затем $m = 2$, и т. д. (при этом приходится учитывать некоторую нечеткость границы области неоднородности и иметь в виду, что если взять значение m на единицу

больше, чем это требуется, и при этом выйти за пределы интерферограммы, результат расчета будет верным).

Основная погрешность в восстановлении искомой формы волновой поверхности обусловлена случайной погрешностью суммы величин $\Delta(x, y)$ и $\Delta_0(x, y)$ для разных k , каждая из которых определяется по интерферограммам с некоторой случайной ошибкой; кроме того, имеет место погрешность вследствие ошибки в определении величины и направления сдвига. Ясно, что сдвиг желательно по возможности увеличивать, однако он не должен превышать ширину невозмущенного участка волновой поверхности.

Описание установки

Пространственная и временная когерентность и высокая яркость излучения лазеров делает их удобными источниками света для интерферометров. Используя лазер, можно создать очень простой интерферометр сдвига, используя для получения смещенных по отношению друг к другу световых пучков отражение от передней и задней поверхностей пластины из оптического стекла.

Оптическая схема установки приведена на рис. 8. Излучение ОКГ, направленное поворотной призмой 1 (или системой зеркал) в интерферометр, расширяется микрообъективом 2. Длиннофокусный объектив 3 образует с микрообъективом телескопическую систему, т.е. фокусы этих объективов совпадают, и из длиннофокусного объектива излучение выходит в виде плоской световой волны диаметром приблизительно 7 см. На пути этого светового пучка располагается исследуемый объект (пламя спиртовки) таким образом, что-

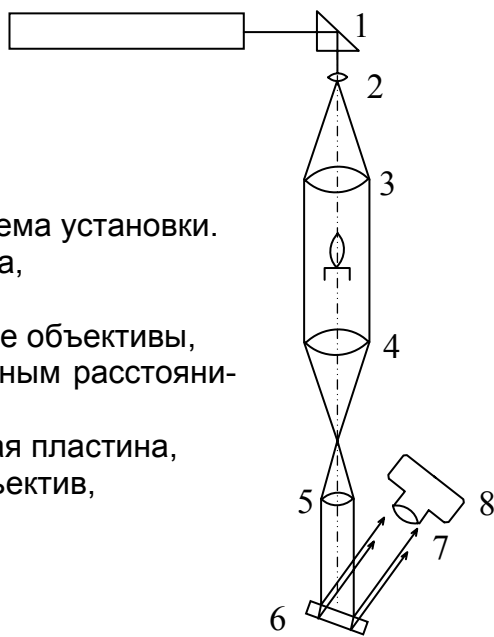


Рис. 8 Оптическая схема установки.

- 1 – поворотная призма,
- 2 – микрообъектив,
- 3, 4 – длиннофокусные объективы,
- 5 – объектив с фокусным расстоянием (85...90) мм,
- 6 – плоская стеклянная пластина,
- 7 – проекционный объектив,
- 8 – фотоаппарат.

бы часть светового пучка проходила мимо объекта без возмущений – в этом случае при визуальном наблюдении интерферограммы обнаруживается небольшая невозмущенная область, к которой примыкает область интерференции между невозмущенным волновым фронтом и волновым фронтом, прошедшим через объект, а далее, на расстоянии от края неоднородности, превышающем величину сдвига, наблюдается интерференция между волновыми фронтами, прошедшими через объект и смещенными один относительно другого. Затем, чтобы не применять светоделительный элемент такого большого размера, как диаметр световой волны в рабочей области, располагается телескопическая система, уменьшающая диаметр световой волны и оставляющая волновой фронт близким к плоскому, она состоит из длиннофокусного объектива 4 и объектива с фокусным расстоянием 85 мм 5, после чего на пути волнового фронта располагается светоделитель, в данном случае – плоскопараллельная пластина: отраженные от первой и второй поверхностей пластины световые волны имеют сдвинутые когерентные волновые фронты.

Сдвиг между волновыми поверхностями определяется формулой:

$$s' = \frac{h \cdot \sin 2i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}, \quad (19)$$

где h – толщина пластины, i – угол падения, n – показатель преломления материала пластины.

Сдвиг между интерферирующими лучами в плоскости исследуемого объекта H равен:

$$s = \frac{F'}{f'} s', \quad (20)$$

где F' и f' – фокусные расстояния объективов 4 и 5 на рис. 3 (при условии, что фокусы этих объективов совпадают).

Из анализа формулы (19) следует, что с пластиной из стекла К8 ($n = 1,516$) наибольшее значение сдвига s' , равное $0,75 h$, достигается при $i = 51^\circ$. При уменьшении угла падения от 51° до 10° сдвиг изменяется от наибольшего значения до $0,22 h$.

Если применяются совершенные оптические элементы, начальная разность хода между интерферирующими лучами определяется формулой, известной из общего курса физики

$$\Delta = 2hn \cos r + \frac{\lambda}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}, \quad (21)$$

где r – угол преломления, $n \sin r = \sin i$. При строгой параллельности поверхностей пластины друг другу начальная разность хода зависит только от угла i . При небольшой дефокусировке объективов 4 и 5 пластина освещается не плоской волной, а волной от точечного источника, удаленного на расстояние, приблизительно равное $z' = -f'^2/\delta$, где δ – расстояние между задним фокусом объектива 4 и передним фокусом объектива 5. Изменению угла падения i на величину δi в направлении сдвига соответствует линейное перемещение Δx в окрестности пластины на величину $z' \delta i$. Этому же изменению δi угла i соответствует изменение разности хода

$$\delta\Delta = -\frac{2h \sin i \cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \delta i = -s' \delta i.$$

Подставляя в эту формулу $\delta i = \Delta x/z' = -\Delta x \cdot \delta/f'^2$, получим формулу для начальной разности хода в виде

$$\Delta = \frac{s' \cdot \delta}{f'^2} x + const, \quad (22)$$

где x – абсцисса точки интерференционного поля (ось X параллельна направлению сдвига). В соответствии с (22), в поле интерференции имеем равномерную освещенность при $\delta = 0$ или систему прямолинейных и эквидистантных полос, перпендикулярных к направлению сдвига, при $\delta \neq 0$.

Практически удобнее вместо плоскопараллельной пластины использовать плоскую пластину со слабой клиновидностью. В этом случае начальная разность хода равна

$$\Delta = 2\eta\alpha\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{s' \cdot \delta}{f'^2} x + const, \quad (23)$$

где α – преломляющий угол клина. Координатная ось $O\eta$ лежит в плоскости интерферограммы и перпендикулярна к ребру клина.

Из выражения (23) следует, что при $\delta = 0$ интерференционные полосы перпендикулярны оси $O\eta$, и их направление можно менять поворотом пластины вокруг нормали к поверхности пластины.

При $\delta \neq 0$ ориентация полос зависит от соотношения между слагаемыми в формуле (23). С клиновидной пластиной может быть получена также настройка интерферометра на равномерную освещенность (одну широкую полосу). Для этого оси OX и $O\eta$ (направление сдвига и ребро клина) следует направить в противоположные стороны, а объективы 4 и 5 рис. 3 расфокусировать на величину

$$\delta = \frac{2f'^2 \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{s'}$$

В любой оптической неоднородности лучи искривляются. И если этим искривлением можно пренебречь в самой неоднородности и вблизи нее, то по мере удаления волновой поверхности от неоднородности ее форма все более и более искажается, причем нарушается подобие между волновой поверхностью на выходе из неоднородности и на удалении от нее. Чтобы свести это искажение к минимуму, интерферограмма помещается в плоскости, сопряженной с плоскостью, примыкающей к неоднородности на выходе из нее световых лучей, или вблизи этой плоскости. Для практического нахождения этой плоскости определяется положение изображения неоднородности в области интерференции. Так как изображение может оказаться (и в данной схеме оказывается) до светоделителя, применяется дополнительный объектив 7, с помощью которого изображение неоднородности переносится в область интерференции на фотопленку в фотоаппарате 8.

Для идентификации точек и невозмущенных полос на интерферограмме объекта и невозмущенного поля, в рабочем поле необходимо помещать стержень, играющий роль репера, а также позволяющий определять масштаб интерферограммы, величину и направление сдвига.

Порядок выполнения работы

Ознакомьтесь с теоретическим введением: с принципом двухлучевой интерферометрии, со сдвиговой интерферометрией, с методикой расчета сдвиговых интерферограмм.

Ознакомьтесь с установкой, проверьте наличие элементов интерферометра и принадлежностей для фотографических работ, включить лазер и выполнить юстировку интерферометра, уделяя особое внимание соосности расположения всех его элементов. Начинать юстировку рекомендуется с выбора такого положения лазерного луча, чтобы при перемещении микрообъектива луч все время попадал в его середину. Затем, убрав со скамьи микрообъектив, последовательно разместить объективы, начиная с объектива 5 рис. 8, затем объектива 4, объектива 3, после чего вернуть микрообъектив.

Ответить на контрольные вопросы и выполнить контрольные задания.

Указания по мерам безопасности

При работе с лазером недопустимо прямое или зеркально отраженное попадание лазерного излучения в глаза. Необходимо соблюдать общие меры предосторожности, принятые при работе с электричеством. Прежде всего, необходимо следить за правильным размещением кабелей и другой электропроводки между источником питания и лазером: на лазер подается питание в несколько киловольт.

Контрольные вопросы и задания

1. Каким образом выполняется пространственное изображение деформированной волновой поверхности?
2. Что понимается под слабой оптической неоднородностью? Что такое эйконал? Что характеризуют функция когерентности, комплексная степень когерентности?
3. Как можно сделать видимой деформацию волновой поверхности?
4. Что такое начальная разность хода?
5. Как по интерферограммам с полным разделением интерферирующих пучков определить изменение оптической длины пути за счет действия неоднородности, если волновая поверхность исходной волны не плоская?
6. Как формируется интерференционная картина в интерферометре бокового сдвига, когда размер неоднородности не превышает величину сдвига? Как определить в этом случае деформацию волновой поверхности, обусловленную действием неоднородности?
7. Как формируется интерференционная картина и как определить деформацию волновой поверхности, обусловленную действием исследуемой неоднородности, когда величина сдвига значительно меньше размера неоднородности? Что называют дополнительной разностью хода?
8. С какой целью применяется проекционный объектив, отображающий на фотоматериале плоскость, прилегающую к неоднородности?
9. Как образуется интерференционная картина в интерферометре с плоской пластиной и лазером? Вывести формулы для начальной разности хода и для величины сдвига. К чему приводит не-

большая дефокусировка второй телескопической системы (объективы 4 и 5)?

10. Как следует располагать исследуемый объект в рабочем поле интерферометра сдвига? Как выглядит интерферограмма в отсутствие исследуемого объекта?

Литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1979. – 928 с.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. – М.: Высшая школа, 1978. – 364 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1980. – 752 с.
4. Зимин В.Д. Оптические методы исследований прозрачных неоднородностей: Учебное пособие по спецкурсу. – Пермь: Изд-во Пермского университета, 1976. – 92 с.
5. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. – М.: Мир, 1973. – 240 с.
6. Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте /Под ред. Мишина. – Л.: Наука, 1979. – 230 с.
7. Иоффе Б.В. Рефрактометрическим методы химии. – Л.: Химия, 1983. – 352 с.