

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЧУВАШСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. И. Н. УЛЬЯНОВА

М. П. М И Х Е Е В

ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ СДВИГА

Учебное пособие

Под редакцией доктора физико-матем. наук профессора **Абрукова С. А.**

Михаил Петрович Михеев

Интерферометры сдвига

Тематический план 1969 г. п. 24.

Ответственный за выпуск *М. Н. Аленчикова*

НТ 06040. Формат 60×90/16. Объем 5,25 п. л. Уч.-изд. л. 4,75.
Заказ № 795. Тираж 500 экз. Цена 19 коп.

ЧЕБОКСАРЫ - 1971

Типография Чувашского государственного университета им. И. Н. Ульянова.
Чебоксары. Московский проспект, 15.

ВВЕДЕНИЕ

Область применения теневых и интерференционных методов исключительно широка и многообразна. В таких областях науки и техники, как метрология, газодинамика, тепло- и массоперенос и приборостроение, польза применения оптических методов хорошо известна и общепризнана. За последние годы указанные методы успешно применяются при изучении процессов горения, в диагностике плазмы, в биологии и т. д.

Создание и распространение оптических квантовых генераторов — лазеров вызвало интерес к оптическим методам, в особенности к интерферометрии, у широкого круга исследователей. Использование лазеров в качестве источника света чрезвычайно облегчает практическое осуществление различных интерференционных систем, при этом становится возможным применение в интерферометрии принципов голографии.

Основой применения теневых и интерференционных методов является следующее: возмущения, которые претерпевает свет при прохождении через исследуемый объект, с помощью специальных оптических приборов — теневого прибора или интерферометра преобразуются в изменения освещенности или цвета. Применение этих методов ограничивается преимущественно объектами, которые вызывают изменение фазы световой волны или в терминах геометрической оптики — отклонения световых лучей от первоначального направления.

Непосредственной причиной, вызывающей возмущение света, являются изменения показателя преломления и геометрической толщины области, занятой исследуемым процессом. Для характеристики исследуемого объекта удобно пользоваться понятием об эффективной оптической толщине L , которая представляет собой разность оптических длин лучей, распространяющихся через исследуемый объект и окружающую среду:

$$L(x, y, z) = \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_s] dz,$$

где $n(x, y, z)$ — показатель преломления объекта по ходу луча (направление луча совпадает с осью Oz);

n_s — показатель преломления окружающей среды;

z_1 и z_2 — координаты точек входа и выхода луча из неоднородности.

В частном случае, когда показатель преломления вдоль луча остается постоянным, эффективная оптическая толщина равна

$$L(x, y) = [n(x, y) - n_s]l,$$

где l — геометрическая толщина объекта.

Считая, что за время распространения света оптические свойства объекта остаются неизменными, составляющие углового отклонения светового луча в направлении осей Ox и Oy как функции оптической толщины соответственно будут равны:

$$\epsilon_x = \frac{\partial L}{\partial x} \text{ и } \epsilon_y = \frac{\partial L}{\partial y}.$$

Пользуясь понятием об эффективной оптической толщине, известное определение оптической неоднородности (или просто неоднородности) можно сформулировать так: под неоднородностью подразумевается ограниченная область в прозрачной среде, имеющая нерегулярные изменения эффективной оптической толщины. Исследуемый объект представляет собой одну неоднородность или совокупность неоднородностей. Примеры наиболее часто встречающихся неоднородностей: свили в стекле, тепловые потоки, ударные и взрывные волны, скачки уплотнения и разрежения, пламена, неровности на отражающих поверхностях правильной формы и т. д.

Имеются две основные группы оптических методов: теневые и интерференционные. Выявление и исследование неоднородностей теневыми методами основано на отклонении световых лучей при пересечении неоднородности. Теневая картина образуется или вследствие смещения точки встречи луча с экраном (метод Дворжака и его видоизменения), или из-за смещения луча в плоскости теневого ножа (метод Теплера и его видоизменения). В первом случае местное относительное изменение освещенности пропорционально второй производной оптической толщины, во втором — первой производной.

Интерферометрия на основе интерферометров с полным разделением интерферирующих пучков (интерферометры типа Маха-Цендера, Майкельсона, Фабри-Перо и т. д.) обеспечивает прямое измерение оптической толщины, т. е. яв-

ляется наиболее точным методом. Однако до последнего времени распространение интерференционных методов серьезно затруднялось отсутствием для широкого круга исследователей доступных и удобных в работе интерферометров.

При применении интерферометрии исследователь встречает ряд трудностей, наиболее серьезными из которых являются:

а) трудности уравнивания длин оптических путей интерферирующих пучков;

б) трудности устранения влияния дисперсии деталей из стекла и других дисперсных материалов на контраст интерференционных полос.

в) трудности получения высококонтрастных полос при конечной апертуре источника света;

г) трудности, вытекающие из требований к жесткости конструкции.

Многие из них могут быть устранены использованием в качестве источника света лазеров. Однако использование лазеров вызывает дополнительные неудобства: случайные отражения на оптических элементах, приводящие к появлению мешающих систем полос, дифракцию на оправках объективов, на частицах пыли и т. д.

Интерферометры сдвига представляют собой новую группу двухлучевых интерферометров. Одной из особенностей их является использование общей оптической системы для обоих интерферирующих пучков. Именно благодаря этой особенности, в интерферометрах сдвига легко достигается тождественность физических условий на пути интерферирующих пучков и автоматически устраняются вышеперечисленные трудности классической интерферометрии. Интерферометры сдвига просты в юстировке и регулировках, стабильны в работе, имеют светоделители и компенсаторы малых размеров. По сравнению с теневыми приборами сдвиговые интерферометры обеспечивают большее удобство измерений и более высокую точность.

По сдвигу световых пучков (волновых поверхностей), т. е. по форме и расположению их в плоскости исследуемого объекта, различают двухлучевые интерферометры бокового сдвига, радиального и поворотного сдвигов. В интерферометрах бокового сдвига два волновых фронта получают поступательное смещение в направлении, перпендикулярном к направлению их распространения (рис. 1, а). В интерферометрах радиального сдвига один из волновых фронтов испытывает смещение в радиальном направлении — сжимается или расширяется (рис. 1, б). Поворотный сдвиг волновых фронтов изображен на рис. 1, в.

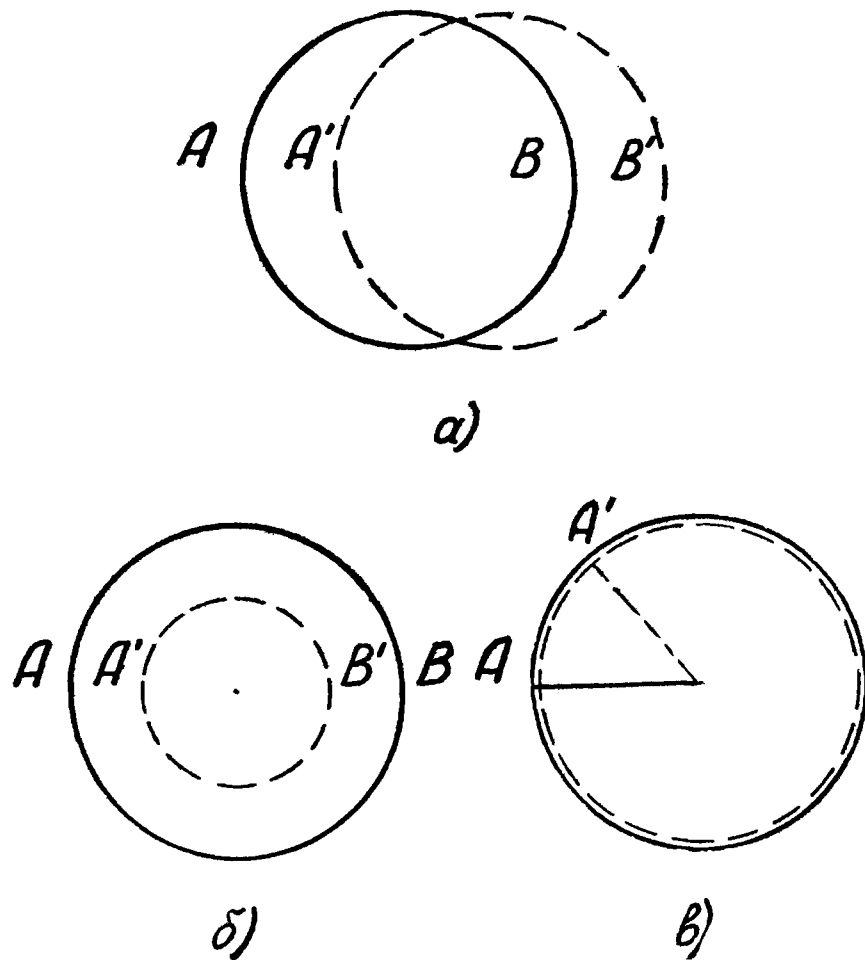


Рис. 1. Классификация интерферометров сдвига.

При работе с интерферометрами сдвига встречаются случаи неполного и полного сдвига. В первом случае сдвиг световых пучков мал по сравнению с размерами объекта в направлении сдвига и по интерферограмме скорее всего можно обнаружить градиенты оптической толщины. Для обработки таких интерферограмм имеются так называемые методы дифференциальной интерферометрии. При полном сдвиге двух изображений части или всего объекта по интерферограмме, как и в классической интерферометрии, непосредственно измеряется эффективная оптическая толщина неоднородности.

При изучении оптических неоднородностей получили применение интерферометры бокового сдвига. Эта книга — об интерферометрах бокового сдвига, предназначенных для исследования физических явлений, протекающих в прозрачных для света средах, и составляет часть спецкурса «Экспериментальные методы теплофизики», который читается автором студентам — теплофизикам ЧГУ.

В интерферометрах бокового сдвига световая волна правильной формы с помощью светоделителя делится на две конгруэнтные волны, каждая из которых смещается на половину величины сдвига, т. е. на $\frac{\Delta x}{2}$. Интерферограмма образуется в области наложения двух световых пучков. Интерферограмма в данной точке поля выражает разность хода δ между соответственными точками волновых фронтов Σ_1 и Σ_2 :

$$\delta = \Sigma_2 \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z \right) - \Sigma_1 \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z \right).$$

В общем случае полная разность хода δ представляет собой сумму трех величин:

- Δ — начальной разности хода,
- $\delta - \Delta$ — дополнительной разности хода,
- $\delta \Delta$ — ошибки по начальной разности хода.

Начальная разность хода есть та разность, которую интерферирующие пучки имеют в отсутствие на их пути неоднородности. В зависимости от того, является ли эта разность хода постоянной или переменной величиной, в интерференционном поле наблюдаются соответственно одна широкая полоса или система полос. Принято считать, что в первом случае (Δ — постоянная) интерферометр настроен на бесконечную полосу, а во втором случае — на полосы конечной ширины.

Дополнительная разность хода $\delta - \Delta$ вносится исследуемым объектом и представляет собой приращение разности хода в неоднородности на расстоянии Δx в направлении расхождения световых пучков:

$$\delta - \Delta = \kappa (L_2 - L_1),$$

где κ — число пересечений светом неоднородности;
 L_1 и L_2 — значения эффективной оптической толщины вдоль световых лучей.

Ошибка $\delta \Delta$ по начальной разности хода появляется вследствие того, что светоделитель и оптическая система имеют aberrации. Ошибка $\delta \Delta$ ограничивает размеры равнофазного интерференционного поля.

Интерферометры бокового сдвига можно подразделить на компенсационные и некомпенсационные. В компенсацион-

ных интерферометрах начальная разность хода не зависит от размеров источника света, т. е. можно использовать широкий источник света и тем самым получать яркую интерферограмму.

В интерферометрах сдвига для формирования световой волны правильной формы используются системы, которые в большинстве случаев аналогичны оптической системе теневых приборов. Многие схемы интерферометров сдвига могут быть реализованы в условиях небольших научно-исследовательских лабораторий или на основе имеющихся теневых приборов, или на основе оптических систем, собранных из готовых деталей.

Теоретические и экспериментальные основы теневых методов и классической интерферометрии обстоятельно изложены в многочисленных работах советских и зарубежных авторов. Среди них особое место занимают монографии Г. Шардина, Л. А. Васильева, работы В. С. Сухоруких и Г. Д. Саламандра — по теневым методам; монография Н. А. Захарьевского, работы Ю. В. Коломийцова и А. А. Забелина — по двухлучевым интерферометрам; монографии Ф. А. Королева, И. В. Скокова — по многолучевой интерферометрии и книга С. А. Аbruкова «Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей».

Литература по интерферометрам сдвига представлена лишь журнальными статьями. Разрозненность публикаций затрудняет отбор материала, а неосведомленность в возможностях новых интерферометров препятствует внедрению их в практику научных исследований.

Настоящая книга представляет собой попытку систематического изложения материала об интерферометрах бокового сдвига. Для чтения книги необходимо знание основ теневых методов и классической интерферометрии.

Главы I и II книги посвящены описанию схем интерферометров сдвига и рассмотрению принципов их работы. Методы дифференциальной интерферометрии изложены в главе III. В этой же главе рассмотрены чувствительность и точность измерений. В главе IV кратко описаны схемы интерферометров, предназначенных преимущественно для получения полного сдвига. Здесь же рассмотрено кратко применение принципов голографии в интерферометрии. В последнем параграфе книги на конкретных примерах показаны возможности и особенности применения интерферометров сдвига.

В этой книге рассматриваются интерферометры сдвига, предназначенные для исследования макроскопических объектов. Однако принципы работы таких интерферометров,

способы обработки интерферограмм являются общими и для микроинтерферометров сдвига.

Пользуясь случаем, автор выражает признательность сотрудникам кафедры теплофизики ЧГУ, принявшим активное участие в обсуждении материала книги, и благодарит профессора И. С. Фишмана, много содействовавшего выходу книги в свет.

§ 1. Треугольный интерферометр

В этом интерферометре (Харихаран и Сен, 1959) интерферирующие пучки распространяются в противоположных направлениях по треугольному пути (рис. 2). Светоделитель D состоит из двух плоскопараллельных пластинок одинаковой толщины, наложенных друг на друга. Внутрен-

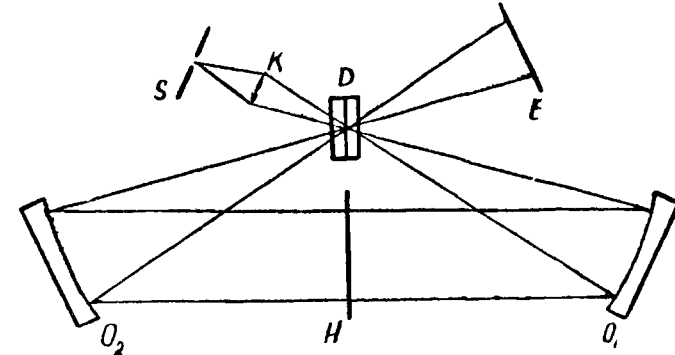


Рис. 2. Треугольный интерферометр.

Глава I. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ СДВИГА

В зеркальных интерферометрах сдвига для получения смещенных по отношению друг к другу волновых фронтов (световых пучков) используются системы плоских отражающих поверхностей. Такие системы — светоделители располагаются вблизи выходных зрачков интерферометра и имеют небольшие размеры. При этом размеры светоделителя не зависят от размеров исследуемого волнового фронта.

В зеркальном интерферометре сдвига, который впервые был подробно описан в литературе (Бейтс, 1947), светоделитель состоит из четырех плоских зеркал — двух полупрозрачных и двух полностью отражающих, расположенных как в интерферометре Маха-Цендера. Световая волна, прошедшая через исследуемый объект, в светоделителе делится на две волны. Две световые волны выходят из светоделителя, образуя некоторый угол между собой. Интерференция наблюдается в области переналожения волновых фронтов.

Светоделитель Бейтса имел два существенных недостатка: вносил существенную ошибку по начальной разности хода и нуждался в компенсирующих пластинах. Впоследствии этот светоделитель был усовершенствован Дж. Сондерсом, А. А. Забелиным и др. В зеркальных интерферометрах сдвига, когда не требуется непрерывное изменение сдвига, в качестве светоделителя также используются призмы Костерса или ее видоизменения.

Наиболее существенным недостатком зеркальных интерферометров сдвига является необходимость ограничения размера источника света в направлении сдвига. При сравнительно больших сдвигах ширина источника света не превышает дифракционного предела разрешения оптической системы и получение яркой интерферограммы возможно только с лазерным источником света.

ная поверхность одной пластины покрыта полупрозрачным слоем, имеющим равные коэффициенты пропускания и отражения. Так как светоделитель находится в фокусе световых пучков, то он имеет небольшие размеры (около $2\text{ см} \times 3\text{ см} \times 5\text{ мм}$). Главными объективами интерферометра служат вогнутые зеркала O_1 и O_2 . Для уменьшения остаточных aberrаций относительное отверстие зеркал берется равным 0,1 и менее. Исследуемый объект H помещается в параллельном свете.

Световой пучок, идущий от источника S , после конденсора K сходится на светоделителе D . Оба световых пучка как отраженный от полупрозрачного слоя, так и прошедший через него, проходят почти одинаковые пути DO_1O_2D . Сдвиг между световыми пучками вводится поворотом светоделителя. При малых поворотах сдвиг можно вводить в любом направлении. Однако предпочтительнее иметь сдвиг в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка. В этом случае aberrации, появляющиеся при повороте светоделителя, незначительны.

Поворот светоделителя на угол Θ вводит между выходящими из интерферометра световыми пучками угловой сдвиг 4Θ . При этом линейный сдвиг в плоскости H равен

$$\Delta x = 4\Theta F, \quad (1.1)$$

где F — фокусное расстояние главных объективов.

Основой треугольного интерферометра может служить теневой прибор. Главное требование, которое предъявляется к юстировке интерферометра, заключается в следующем. В исходном положении два изображения источника света, одно из которых образовано конденсором, а другое — прошедшим через оптическую систему световым пучком, должны совпадать друг с другом. Этому условию будет соответствовать полное равенство оптических путей световых пучков и по всему полю будет наблюдаться одна широкая интерференционная полоса.

§ 2. Круговой интерферометр

В круговом интерферометре (Харихаран и Сен, 1960) световые лучи распространяются по замкнутому пути. В этом интерферометре устранены основные недостатки интерферометра Бейтса.

а) Оптическая схема

Система для получения смещенных пучков состоит из полупрозрачной пластины D и трех плоских зеркал m_1 , m_2 и m_3 (рис. 3) и располагается в «фокусе» сходящегося светового

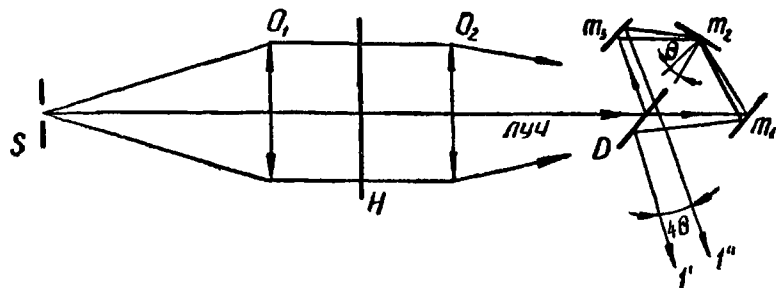


Рис. 3. Круговой интерферометр.

пучка. Луч падающего светового пучка делится светоделителем на два луча — $1'$ и $1''$. Лучи $1'$ и $1''$ проходят систему зеркал в противоположных направлениях, затем снова падают на пластину D и выходят из интерферометра. Так как все пары световых лучей проходят в интерферометре очень близкие по величине пути, разность хода между ними очень мала и нетрудно получить интерференционную картину.

Для формирования первоначального светового пучка можно использовать теневой прибор или аналогичную ему оптическую систему. На рис. 3 приведена схема интерферометра на основе двухобъективной оптической системы: O_1 и O_2 — главные объективы, S — источник света (светя-

щаяся щель). Исследуемый объект H находится в параллельном пучке.

В круговом интерферометре сдвиг между световыми пучками можно вводить только в горизонтальной плоскости (в плоскости рисунка) поворотом зеркала m_2 вокруг вертикальной оси. При повороте зеркала m_2 на угол Θ вокруг вертикальной оси два световых пучка (или принадлежащие им лучи $1'$ и $1''$) повернутся в противоположных направлениях на угол 2Θ вокруг этой оси. Световые пучки, выходящие из интерферометра, будут иметь угловой сдвиг 4Θ . Для падающего пучка с угловой апертурой α угловая ширина области переналожения световых пучков будет $(\alpha - 4\Theta)$. В этой области и наблюдается интерференция. При соблюдении условия, что $(\alpha - 4\Theta) \geq 4\Theta$, в падающем пучке всегда имеется луч, который составляет угол 4Θ с данным лучом и интерферирует с лучом $1'$ или $1''$. В плоскости исследуемого объекта интерферирующие лучи имеют линейный сдвиг

$$\Delta x = 4\Theta F. \quad (1.2)$$

б) Юстировка и регулировки

Юстировка кругового интерферометра проводится в следующем порядке. Все четыре зеркала предварительно выставляются так, чтобы два изображения источника света, образованные оптической системой O_1 и O_2 , оказались на поверхности зеркала m_2 и совпали друг с другом и с вертикальной осью вращения зеркала m_2 . Эта операция обеспечивает получение интерференционной картины. Затем окончательные регулировки зеркал m_1 или m_3 и зеркала m_2 проводятся до тех пор, пока при нулевом сдвиге по всему полю наблюдения не останется одна широкая полоса. Если ось вращения зеркала m_2 проходит точно через фокус световых пучков и если считать, что толщина пластины D равна нулю, то поворот зеркала m_2 не вводит разности хода между интерферирующими лучами. В этом случае начальная разность хода по всему полю постоянна. Это условие, которому отвечает настройка интерферометра на бесконечную полосу, соответствует совпадению выходных зрачков интерферометра.

Круговой интерферометр легче всего настроить на горизонтальные полосы. Это можно сделать вращением зеркала m_2 или любого другого из зеркал m_1 и m_3 вокруг горизонтальной оси. Пусть в поле интерференции ось Ox прямоугольной системы координат совпадает с направлением сдвига световых пучков. При настройке интерферометра на горизонтальные полосы начальная разность хода будет определяться углом встречи w , интерферирующих лучей:

$$\Delta_y = w_y y, \quad (1.3)$$

где y — координата точки интерференционного поля.

Начальную разность хода нетрудно выразить через параметры интерференционной установки:

$$\Delta_y = \omega \frac{z_y}{F} y, \quad (1.4)$$

приняв постоянную часть начальной разности хода равной нулю. В выражении (1.4) ω — угол поворота зеркала вокруг горизонтальной оси; z_y — расстояние от выходных зрачков интерферометра до пластины D по лучу. Эту величину условно будем называть расфокусировкой интерферометра. Индекс y относится к случаю, когда смещение зрачков интерферометра происходит в направлении оси Oy .

При перемещении системы зеркал или любого из зеркал m_1 или m_2 в направлении оси Oz на расстояние z_x происходит смещение зрачков интерферометра в направлении Ox и появляются вертикальные полосы. При такой расфокусировке вводится дополнительная разность хода:

$$\Delta_x = w_x x = c \cdot \frac{z_x}{F} x, \quad (1.5)$$

где $c = \cos i$, i — угол падения светового пучка на пластину D .

Естественно, что при одновременном введении расфокусировок z_x и z_y можно настроить интерферометр на полосы произвольного направления и ширины. Однако следует отметить, что практически настройка кругового интерферометра на вертикальные, наклонные полосы и на бесконечную полосу представляет довольно сложную операцию. Причем изменение начальной разности хода сопровождается появлением наклона между интерферирующими лучами. По этой причине трудно получить по всему полю наблюдения однородный цвет или равномерную освещенность.

в) Остаточные aberrации

Так как два сдвинутых на угол 4θ световых пучка пересекают полупрозрачную пластину D конечной толщины под разными углами, то появляется ошибка по начальной разности хода $\delta\Delta$. Вычисления aberrаций показывают, что для светового пучка умеренной апертуры $\delta\Delta$ может быть сделана пренебрежимо малой уменьшением угла падения световых лучей на светоделитель. Так, например, когда угол падения осевого луча на светоделитель составляет 15° , ошибка $\delta\Delta$, вызванная остаточным астигматизмом, для светового пучка с апертурой $F/6$ составляет лишь $0,03\lambda$ при толщине светоделителя 3 мм. Для кругового интерферометра астигматизм является основной aberrацией. При тех же условиях,

из-за первичной комы появляется ошибка всего лишь около $0,002\lambda$ (λ — длина световой волны). Поэтому измерения, выполненные таким интерферометром в подобных условиях, вполне надежны.

Однако постоянная часть разности хода, которая вводится между интерферирующими пучками в этих условиях, равна примерно 20λ . Хотя такая разность хода с лампой типа ДРШ-250 не приводит к заметному ухудшению контраста интерференционных полос, но затрудняет получение максимальной чувствительности при настройке на одну широкую полосу.

§ 3. Двухпольный интерферометр

Усовершенствованная схема интерферометра Бейтса изображена на рис. 4. Система для получения смещенных волновых фронтов состоит из четырех плоских зеркал D , m_1 ,

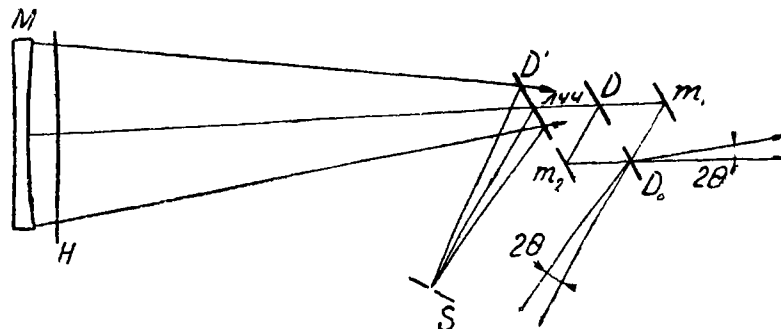


Рис. 4. Двухпольный интерферометр.

m_2 и D_0 , установленных параллельно друг к другу в вершинах параллелограмма. Зеркала D и D_0 представляют собой плоскопараллельные пластины с полупрозрачным покрытием с одной стороны. Такой интерферометр, будем называть его двухпольным интерферометром, имеет два поля наблюдения. В двухпольном интерферометре, схема которого приведена на рис. 4, для формирования первоначального светового пучка используется автоколлимационная система со сферическим зеркалом M . Для ввода светового пучка, идущего от щелевого источника света S в интерферометр, служит полупрозрачное зеркало D' .

Падающий световой пучок разделяется на первой светоделительной пластине D на два пучка, которые, отразившись от зеркал m_1 и m_2 , собираются на поверхности второй разделительной пластины D_0 . На пластине D_0 образуются два изо-

бражения источника света. Для уменьшения ошибки по начальной разности хода угол наклона падающего светового пучка к нормали разделительной пластины берется равным около 15° .

Свойства двухпольного интерферометра, способы его юстировки и регулировок детально изучены А. А. Забелиным.

В двухпольном интерферометре сдвиг интерферирующих пучков в любом направлении вводится поворотом пластины D вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Поворот на угол Θ дает угловой сдвиг 2Θ . Смещение выходных зрачков интерферометра на Δx_0 в направлении Ox , т. е. в горизонтальной плоскости (в плоскости рисунка), производится поворотом жестко соединенных зеркал D_0 и m_2 вокруг вертикальной оси.

В поле интерференции образуются вертикальные полосы, которым соответствует разность хода

$$\Delta_x = w_x x = \frac{\Delta x_0}{R} \cdot x. \quad (1.6)$$

При повороте системы $D_0 - m_2$ возникает еще некоторая разность хода. Для компенсации этой разности хода зеркалу m_1 дается поступательное перемещение.

Смещение выходных зрачков интерферометра в вертикальной плоскости на Δy производится поворотом пары $D_0 - m_2$ вокруг оси светового пучка. Так как при таком повороте разность хода дополнительно не изменяется, то начальная разность хода равна

$$\Delta_y = \frac{\Delta y}{R} y. \quad (1.7)$$

Таким образом, в двухпольном интерферометре изменение ширины и направления полос может осуществляться независимо от направления и величины сдвига. Так как обе ветви интерферометра не зависят друг от друга, то в интерферометре можно иметь компенсирующие устройства для плавного изменения начальной разности хода. При этом, очевидно, в другой ветви интерферометра необходимо поместить пластину такой же толщины, что и компенсатор.

а) Юстировка и регулировки

Пластина D_0 и зеркало m_2 , составляющие жестко связанную пару, предварительно выставляются на параллельность по автоколлиматору. Дальнейшую юстировку интерферометра можно проводить по одному из способов, разработанному для интерферометров типа Маха-Цендера.

Например, с помощью зрительной трубы или автоколлиматора оптические части интерферометра выставляются симметрично по отношению к световому пучку, т. е. без срезаания. После этого устанавливаются два перекрестия: одно — в фокальную плоскость коллиматора, т. е. на бесконечность, другое — вблизи первой разделительной пластины интерферометра. Используя диоптрийную трубку или другую зрительную трубу, имеющую фокусировку на близкие и далекие расстояния, прибор выставляется так, чтобы изображения перекрестий, образовавшиеся в двух ветвях интерферометра, совместились. Совмещение двух изображений бесконечно-удаленного перекрестия (устранение угловых отклонений) осуществляется поворотом пластины D , а совмещение изображений ближнего перекрестия (устранение линейных отклонений) — поворотами пары $D_0 - m_2$ вокруг двух взаимно перпендикулярных осей (А. А. Забелин).

После этого коллиматор убирается и наблюдается интерференционная картина на экране в монохроматическом свете. Поступательными перемещениями зеркала m_1 и поворотами пары $D_0 - m_2$ в горизонтальной плоскости меняют начальную разность хода до тех пор, пока не появятся интерференционные полосы низших порядков. Затем наблюдают интерференционные полосы в белом свете, и дальнейшими регулировками зеркал m_1 и D , пары пластин $D_0 - m_2$ и компенсатора, приводят в центр поля наблюдения бесконечную полосу нулевого порядка. Ахроматизация полосы нулевого порядка осуществляется поворотом одного из клиньев компенсатора.

В отъюстированном интерферометре наблюдается одна широкая полоса нулевого порядка при отсутствии сдвига световых пучков. Направление и величина сдвига устанавливаются поворотом пластины D вокруг взаимно перпендикулярных осей. Разность хода, которая появляется при введении горизонтального сдвига, устраняется либо подвижками компенсатора, либо перемещением зеркала m_1 .

В двухпольном интерферометре относительно легко достигается сдвиг пучков в любом направлении при заданной разности хода. Контраст интерферограммы выше, чем в круговом интерферометре, так как световые лучи в обоих ветвях проходят светоделительную пластину только один раз. Поэтому и остаточные аберации имеют меньшую величину. Однако юстировка двухпольного интерферометра почти так же сложна, как и юстировка интерферометра классического типа.

Очень простой и недорогой светоделитель, которым можно заменить систему из четырех зеркал, может быть получен из двух прямоугольных призм (Ленувели, 1938, Сон-

дерс, 1967). Две прямоугольные призмы склеиваются друг с другом гипотенузными поверхностями (рис. 5). Поверхность одной призмы покрыта полупрозрачным слоем. Равенство

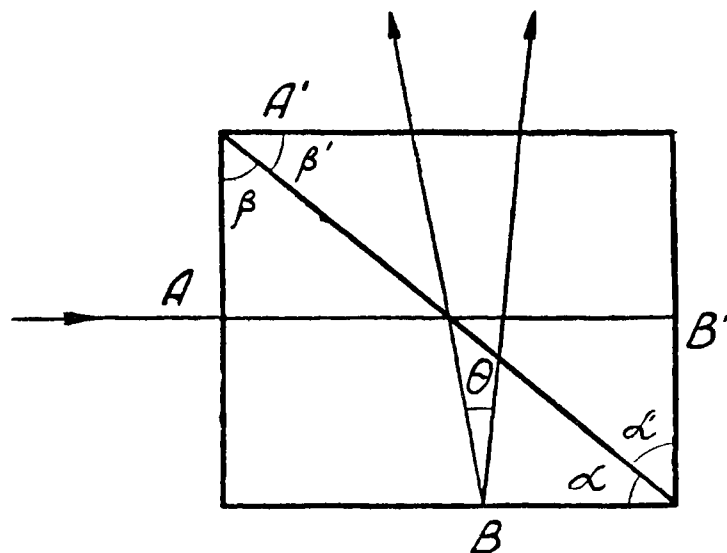


Рис. 5. Простой кубический светоделитель.

показателей преломления и дисперсии стекла, необходимое для устранения хроматизма, достигается тем, что прямоугольные призмы вырезаются из одной длинной призмы. Слой клея может быть сделан настолько тонким, что небольшое различие в свойствах клея и стекла не может нарушить полную хроматическую компенсацию. Для получения достаточно ярких полос задние поверхности (B и B' на рис. 5) призмы необходимо покрыть хорошо отражающим слоем.

Угол между выходящими из призмы пучками можно регулировать вращением одной призмы относительно другой вокруг оси, нормальной к светоделительной поверхности. Однако удобнее иметь направление сдвига, перпендикулярное к преломляющим ребрам призмы. Для этого необходимо, чтобы углы α и β были не равны, как это бывает обычно. Когда призмы составляют комбинацию, показанную на рис. 5, и полосы отрегулированы на максимальную ширину, угловой сдвиг равен $2(\alpha - \alpha')$.

Если призмы изготовлены отдельно, то углы α , β , α' и β' бывают не равны и имеются четыре возможных угловых сдвига с направлением, перпендикулярным к преломляющим ребрам призмы.

Постоянство углов призмы не является строгим. Относительно большие пирамидальные ошибки вносят пренебрежимо малые влияния на результаты. Размеры призм около $20 \text{ мм} \times 20 \text{ мм}$.

§ 4. Интерферометр с плоской пластиной и лазером

В зеркальных интерферометрах сдвига контрастную интерферограмму можно получить лишь с малым источником света (узкая щель), т. е. интерферограмма имеет невысокую яркость. Пространственная и временная когерентность и высокая яркость излучения лазеров делает их идеальными источниками света для интерферометров. Используя лазер в качестве источника света, можно создать очень простой интерферометр сдвига (Марти, 1964).

В интерферометрах сдвига с лазером для получения смещенных по отношению друг к другу световых пучков используется отражение света от плоской пластины из оптического стекла. При помощи оптической системы, состоящей из микрообъектива K и линз O_1 и O_2 (рис. 6), формируется свето-

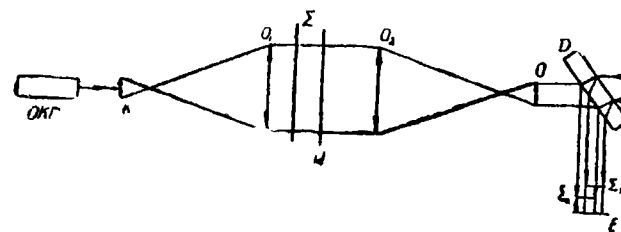


Рис. 6. Интерферометр с плоской пластиной и лазером.

вая волна Σ правильной формы. Линза O коллимирует падающую на нее волну. При отражении от передней и задней поверхностей плоской пластины D из первоначального светового пучка возникают две волны Σ_1 и Σ_2 , которые интерферируют в области их переналожения.

Сдвиг $\Delta x'$ между волновыми поверхностями определяется известной формулой:

$$\Delta x' = \frac{d \sin 2i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}, \quad (1.8)$$

где d — толщина пластины;

i — угол падения;

n — показатель преломления материала пластины.

Сдвиг Δx между интерферирующими лучами в плоскости исследуемого объекта H (плоскости H и экрана взаимосвязанные) равен

$$\Delta x = \frac{F}{f} \Delta x', \quad (1.9)$$

где f и F — фокусные расстояния соответственно линз O и O_2 .

Из анализа формулы (1.8) следует, что с пластиной из стекла К8 ($n = 1,516$) наибольшее значение сдвига $\Delta x'$, равное $0,75d$, достигается при $i = 51^\circ$. При уменьшении угла падения от 51° до 10° сдвиг изменяется от наибольшего значения до $0,22d$.

С плоскопараллельной пластиной в качестве светоделителя в плоскости интерферограммы формула начальной разности хода имеет вид:

$$\Delta = \Theta \frac{z}{F} x, \quad (1.10)$$

где $\Theta = \frac{\Delta x}{F}$ — угловой сдвиг между интерферирующими лучами;

z — расстояние между фокусами линз O и O_2 ;

x — абсцисса точки интерференционного поля.

Ox параллельна направлению сдвига, масштаб увеличения принят равным единице.

Формула (1.10) не содержит ту часть разности хода, которая вносится пластиной. Эта разность хода не влияет на вид интерферограммы.

В соответствии с формулой (1.10) в поле интерференции имеем равномерную освещенность при $z = 0$ или систему прямолинейных и эквидистантных полос, перпендикулярных к направлению сдвига.

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

$$\Delta = 2n\alpha\eta + \frac{\Theta zx}{F}, \quad (1.11)$$

где α — преломляющий угол клина. Координатная ось η лежит в плоскости интерферограммы и перпендикулярна к ребру клина. Из выражения (1.11) следует, что при $z = 0$ интерференционные полосы перпендикулярны $O\eta$ и их направление можно менять поворотом пластины вокруг оси, параллельной оси падающего светового пучка. При $z = 0$ ориентация полос зависит от соотношения между слагаемыми формулы (1.11). С клиновидной пластиной также может

быть получена настройка интерферометра на равномерную освещенность. Для этого оси x и η (соответственно сдвиг и угол клина) следует направить в противоположные стороны, а линзы O и O_2 расфокусировать на величину:

$$z = \frac{2n\alpha F}{\Theta}. \quad (1.12)$$

От каждой поверхности пластины без покрытий отражается около 4% падающего света. Расположив за первой пластиной вторую плоскую пластину, можно одновременно получить вторую интерферограмму исследуемого объекта, например, при другом направлении и величине сдвига или при другом способе настройки интерферометра.

Яркость интерферограммы во много раз повышается, если поверхности светоделителя покрыть отражающим слоем: одну поверхность — полностью отражающим слоем, другую поверхность — слоем, отражающим около 30% падающего света.

§ 5. О некоторых общих свойствах интерферометров сдвига

Несмотря на большое разнообразие схем, различные интерферометры сдвига имеют много общего друг с другом.

а) Размеры источника света и контраст интерферограммы

В зеркальных интерферометрах сдвига критический размер источника зависит от величины углового сдвига. Пусть линия пересечения волновых фронтов перпендикулярна к направлению сдвига световых пучков. Контраст интерференционной картины совершенно не изменится при замене точечного источника узкой светящейся щелью, параллельной линии пересечения интерферирующих волн. В направлении сдвига размер щели ограничивается тем, что при сдвигании световых пучков поворачиваются также изображения источника света и вследствие изменения расстояния между когерентными точками, изменяется фаза световых колебаний, приходящих на экран из разных точек источника света. На изображении источника света образуется система интерференционных полос равного наклона, по-другому, полосы выходных зрачков интерферометра. Интенсивность света интерференционного поля с некоторым параметром p представляет сумму интенсивностей интерферограмм, образованных отдельными элементами источника света. С равномерно освещенным источником света интерференционная картина будет иметь вид системы эквидистантных полос.

щенной щелью ширины d при угловом сдвиге Θ освещенность равна

$$I = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \cos^2 \left(\frac{2\pi x \Theta}{\lambda} + p \right) dx, \quad (1.13)$$

где x — расстояние от линии пересечения изображений источника света. Интегрирование распространено на всю площадь щели, а коэффициент, от которого контраст не зависит, принят равным единице.

После введения замены $\frac{\pi \Theta}{\lambda} = a$ и $2ax + \kappa = r$ имеем

$$I_p = \frac{1}{2a} \int_{p-ad}^{-p+ad} \cos^2 r dr = \frac{d}{2} + \frac{\lambda}{4\pi\Theta} \cos^2 p \sin \frac{2\pi\Theta d}{\lambda}.$$

Отсюда минимумы и максимумы освещенности интерферограммы равны

$$\frac{d}{2} \pm \sin \frac{2\pi\Theta d}{\lambda}. \quad (1.14)$$

Обозначив $\frac{2\pi\Theta d}{\lambda}$ через Φ , получаем следующее выражение для контраста полос:

$$\kappa = \frac{2 \sin \Phi}{\Phi + \sin \Phi}. \quad (1.15)$$

Для светового пучка с угловой апертурой 0,1, когда края световых пучков находятся между центрами их апертур, и $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см, контраст 0,60 достигается при ширине щели $3,25 \cdot 10^{-4}$ см.

Для получения высококонтрастной интерферограммы ширина светящейся щели должна составлять около 0,1 ширины интерференционных полос выходных зрачков.

Полосам выходных зрачков соответствует разность хода $\delta = \Theta x$ и они имеют линейную ширину $e_0 = \frac{\lambda}{\Theta}$.

Следовательно, для получения контрастной интерферограммы светящаяся щель должна иметь ширину

$$d = \frac{0,1 \lambda}{\Theta}. \quad (1.16)$$

То есть, в случае приведенного выше примера, ширина щели должна быть около 1 микрона.

Компенсация разности хода $\delta = \Theta x$ дает возможность использовать широкий источник света. Например, в интер-

ферометрах на основе двухобъективных установок компенсация этой разности хода может быть получена использованием двух светоделителей, помещенных в фокусах главных объективов. Однако такое изменение схемы сильно усложняет конструкцию интерферометра и работу с ним.

б) Сопоставление интерферометра сдвига с теневым прибором

При относительно малых сдвигах интерферометр сдвига, как и теневой прибор, выявляет распределение составляющей градиента оптической толщины. Аналогия между интерферометром сдвига и теньвым прибором может быть конкретизирована еще более. А именно, систему полос выходных зрачков интерферометра можно уподобить при настройке на одну широкую полосу решетке, помещенной в «фокусе» и расфокусированной решетке при настройке на полосы. Рассмотрим подробнее случай настройки на одну широкую полосу. В теневой картине, полученной с решеткой в фокусе, полосы дают линии, вдоль которых компонента отклонения светового луча, перпендикулярная к штрихам решетки, имеет постоянное значение. То же самое происходит и в интерферометрах сдвига. Все световые лучи, отклонившиеся в неоднородности на один и тот же угол, в плоскости выходного зрачка смещаются на постоянный отрезок, т. е. все такие лучи попадают на полосу данного порядка интерференции. В точках интерферограммы, в которые приходят лучи, имеющие одинаковое значение углового отклонения, наблюдается или один и тот же цвет (в немонохроматическом свете) или постоянная освещенность (в монохроматическом свете). Так же, как чувствительность теневого прибора зависит от постоянной решетки, так и чувствительность интерферометра сдвига зависит от ширины полос выходных зрачков.

Из уподобления полос выходных зрачков решетке можно вывести способы измерения углового отклонения, которому подвергается луч в неоднородности. Например, когда интерферометр настроен на бесконечную полосу, величина углового отклонения может быть определена по формуле

$$\varepsilon_x = \frac{x - x_0}{g}, \quad (1.17)$$

где x_0 — координата интерференционной полосы, через которую проходят неотклоненные лучи;

x — координата полосы, через которую проходят отклоненные лучи;

g — известный параметр интерференционной установки (или фокусное расстояние или радиус кривизны главного объектива установки).

Положение интерференционных полос выходных лучков может быть определено, исходя из формулы $\delta = \Theta x$, измерением углового сдвига по смещению двух изображений какого-нибудь предмета в поле наблюдения.

В том случае, когда интерферометр настроен на полосы, формула для определения ϵ_x может быть получена известным для метода расфокусированной решетки способом:

$$\epsilon_x = \frac{X - X_0}{\kappa \left(s - g + \frac{g^2}{z} \right)}, \quad (1.18)$$

где $X - X_0$ — смещение интерференционной полосы на экране;

s — расстояние от неоднородности до главного объекта установки;

z — расфокусировка светоделиителя;

κ — масштаб увеличения.

Для двухобъективных установок (например, типа теневого прибора ИАБ-451) s и $g = F$ почти равны, а z на порядок и более меньше каждой из них, поэтому формула (1.18) может быть упрощена:

$$\epsilon_x = \frac{(X - X_0) z}{\kappa F^2}. \quad (1.19)$$

Сопоставление интерферометра сдвига с теневым прибором позволяет прийти к некоторым выводам о принципиальных преимуществах интерферометра сдвига перед теневым прибором: 1) система интерференционных полос в отличие от решетки или ножа Фуко не дает дифрагированного света; 2) повышение чувствительности не сопровождается усилением интенсивности дифрагированного света; 3) система интерференционных полос обеспечивает непрерывное изменение цвета или освещенности в картине неоднородности.

Есть и существенное различие между интерферометром сдвига и теневым прибором. Геометрическая чувствительность теневого прибора при наблюдении скачков оптической толщины бесконечно малой ширины равна нулю. Интерферометр сдвига дает возможность не только выявить такие скачки, но и измерить их величину с высокой точностью.

в) О чувствительности интерферометра сдвига к внешним воздействиям

По сравнению с интерферометрами классического типа интерферометр сдвига гораздо менее чувствителен к внешним воздействиям, например, к вибрациям. Это объясняется очевидно тем, что в интерферометрах сдвига оба световых пучка имеют одну общую оптическую систему и смещены по отношению друг к другу на небольшое расстояние. Это, с од-

ной стороны, позволяет обеспечить высокую жесткость установки, а с другой — под воздействием внешних помех оба световых пучка возмущаются примерно одинаковым образом. Естественно, что чувствительность интерферометров сдвига к внешним воздействиям — механическим, звуковым, тепловым и т. д. падает с уменьшением величины сдвига световых пучков.

Интерферометр сдвига и теневой прибор имеют примерно одинаковую чувствительность к помехам. Теневой прибор и интерферометр сдвига чувствительны только к таким смещениям деталей установки, которые приводят к отклонениям светового пучка в направлении, перпендикулярном соответственно ножу или системе лучковых полос. Однако между ними есть и различие. Даже при незначительных перемещениях ножа на много изменяется освещенность фона и соответственно чувствительность теневого прибора. Этого, в известном смысле, не происходит в сдвиговом интерферометре.

г) Требование к оптическим деталям интерферометра

Оптическая система интерферометра должна быть хорошо исправлена на хроматическую (для работы в белом свете) и сферическую аберрации и не должна вызывать отклонений формы волнового фронта в пределах исследуемого объекта от правильной формы более чем на $0,1 \lambda$. При работе с настройкой интерферометра на полосы достаточно знать относительное смещение полос и это требование можно снизить.

Устройства для получения сдвига световых пучков состоят из небольших оптических деталей и изготовление их с необходимой точностью не составляет трудности. Требование, предъявляемое к качеству защитных стекол, зависит от величины сдвига. Клиновидность в десятки угловых секунд всегда может быть скомпенсирована, не влияя на качество интерференционной картины.

Глава II. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ СДВИГА

В поляризационных интерферометрах для получения смещенных волновых фронтов (световых пучков) используются поляризационные призмы — преимущественно призмы Волластона, иногда — полярископ Савара. Для поляризации света и волучения интерферограммы применяются поляроиды. Поляризационные интерферометры работают по схеме компенсации разности хода $\delta = \Theta x$, что дает возможность использовать широкий источник света и обеспечивать получение яркой интерферограммы. Поляризационные интерферометры сдвига очень просты в юстировке и регулировках.

Первые поляризационные интерферометры имели два серьезных недостатка: постоянство сдвига и направления интерференционных полос. Теперь эти недостатки устраняются использованием в качестве светоделителя новых модификаций поляризационных призм. Здесь рассматриваются только интерферометры с призмой Волластона, которые лучше других поляризационных интерферометров приспособлены для изучения оптических неоднородностей.

При рассмотрении принципов работы поляризационных интерферометров за направление светового колебания и плоскости поляризации будем принимать направление колебания электрического вектора световой волны.

§ 6. Призма Волластона. Основные соотношения

Призма Волластона (ради краткости просто призма) состоит из двух склеенных между собой клиньев Q_1 и Q_2 из кварца или шпата (рис. 7). В большинстве случаев клинья имеют одинаковый угол α . Будем считать, что преломляющий угол призмы мал. Один из клиньев имеет оптическую ось $\bar{a}$, перпендикулярную к его ребру и параллельную одной из его поверхностей. Другой клин имеет оптическую ось $\bar{b}$, параллельную ребру. Поверхность первого клина, не параллельная оси $\bar{a}$, склеена с одной из поверхностей второго кли-

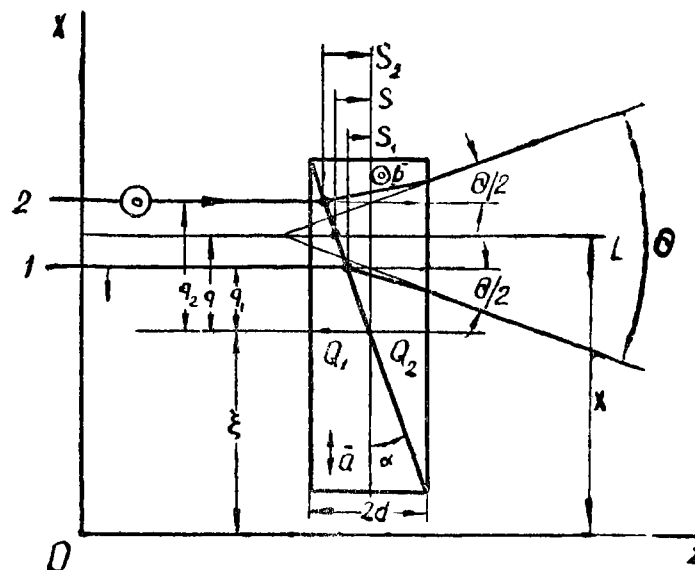


Рис. 7. Призма Волластона.

на. Поверхности, которые параллельны друг другу, будем называть «поверхностями» призмы. Выделим также как «среднюю плоскость» призмы плоскость Π , которая перпендикулярна оси $\bar{a}$ и пересекает диагональную плоскость призмы по прямой, равноотстоящей от двух поверхностей призмы.

Для того, чтобы можно было применять известную формулу углового отклонения светового луча, выраженную через оптическую толщину, к случаю распространения света в анизотропной среде, достаточно рассмотреть оптические длины нормалей к поверхностям волны вместо оптических длин самих световых лучей. Следовательно, известную формулу

$\epsilon_x = \frac{\partial L}{\partial x}$ можно применить к кристаллическим пластинам при условии, если для оптических толщин рассматривать ортогональные к поверхностям волны прямые. В случае почти нормального падения света, если направление лучей близко к одному из главных направлений эллипсоида показателей преломления, можно в первом приближении вычислить оптические длины в пластине, совмещая направление нормалей к поверхностям волны с направлением лучей, а последнее может быть совмещено с направлением падающих лучей. Такое упрощение, например, законно тогда, когда рассматривают луч поляризованного света, падающий нормально на призму Волластона.

Теперь применим формулы углового отклонения к вычислению отклонения, которое испытывает луч при пересечении призмы. Обозначим через Ox ось координат, параллельную оптической оси a и через Oz ось, перпендикулярную к поверхностям призмы. Рассмотрим падающий луч 1, параллельный Oz и поляризованный в направлении оси a . Этот луч есть необыкновенный в клине Q_1 и обыкновенный в клине Q_2 . Пусть n_0 и n_e — показатели преломления кристалла, $2d$ — толщина призмы, s_1 — длина луча между диагональной плоскостью и плоскостью, равноотстоящей от поверхности призмы. Геометрические пути луча равны: в клине Q_1 — $d - s_1$, а в клине Q_2 — $d + s_1$. Эффективная оптическая толщина призмы для луча 1 равна

$$L_1 = (n_e - 1)(d - s_1) + (n_0 - 1)(d + s_1) = -(n_e - n_0)s_1 + 2d(n_e - 1),$$

где $n_e = \frac{n_0 + n_e}{2}$ есть средний показатель преломления материала призмы.

Полученный результат имеет смысл для случая, изображенного на рис. 7, если считать за положительное направление отсчета по оси Oz отсчет, начиная от диагональной плоскости призмы. Следовательно, отклонение, которое претерпевает луч 1, пересекая призму, равно

$$\Theta_1 = \frac{dL_1}{dx} = -(n_e - n_0) \frac{ds_1}{dx} = -(n_e - n_0) \operatorname{tg} \alpha.$$

Луч отклоняется к основанию того клина, которому соответствует больший показатель преломления.

Рассмотрим теперь луч 2, параллельный оси Ox и поляризованный в направлении оси Ox . Для этого луча оптическая толщина L_2 призмы получается, если поменять местами показатели преломления в выражении для L_1 :

$$L_2 = (n_e - n_0)s_2 + 2d(n_e - 1).$$

Отклонение

$$\Theta_2 = (n_e - n_0) \frac{ds_2}{dx} = (n_e - n_0) \operatorname{tg} \alpha,$$

получаемое лучом 2 при пересечении призмы, противоположно отклонению Θ_1 луча 1.

Угол, который образуют между собой выходящие из призмы лучи 1 и 2, равен

$$\Theta = \Theta_2 - \Theta_1 = 2(n_e - n_0) \operatorname{tg} \alpha \quad (2.1)$$

или с учетом показателя преломления n_e окружающей среды

$$\Theta_e = \frac{\Theta}{n_e}.$$

Следовательно, падающий луч, поляризованный под углом 45° к оптическим осям a и b , разлагается в призме на два луча 1 и 2, одинаковой интенсивности и поляризованные соответственно в направлении осей a и b . Эти два луча испытывают в призме отклонения в противоположных направлениях и выходят из нее, образуя между собой угол Θ (угловой сдвиг).

Вследствие того, что при выходе из призмы в окружающую среду лучи испытывают отклонение, их продолжения пересекаются в призме на плоскости, которая составляет с диагональной плоскостью угол около $1/3 \alpha$ и лежит во втором по ходу лучей клине. Именно в этой плоскости локализованы полосы равного наклона призмы. Точные расчеты показали, что угловой сдвиг слабо зависит от угла падения и координаты луча. Обыкновенный и необыкновенный пучки, пересекая призму, получают дисторсию: один из них сжимается, другой расширяется в направлении, перпендикулярном к преломляющему ребру призмы. Дисторсия в значительной степени устранена в компенсированной призме (рис. 18), которая устроена таким образом, что одна ее поло-

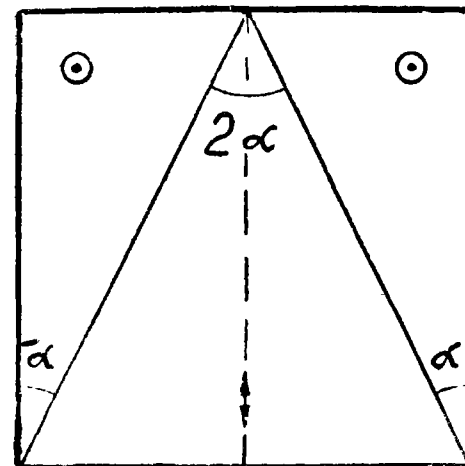


Рис. 8. Компенсированная призма.

вина компенсирует дисторсию, образующуюся в другой. При больших α (для кварцевых призм при $\alpha > 25^\circ$ и апертуре светового пучка около 0,1) зависимость сдвига призмы от угла падения луча приводит к заметному искривлению плоскости локализации полос равного наклона.

Вычислим еще разность оптических путей $L_2 - L_1$, которую имеют внутри призмы лучи 1 и 2, поляризованные соответственно в направлении осей a и b . Как и раньше, допустим, что лучи падают нормально на первую поверхность призмы. Пусть q_1 и q_2 — расстояния лучей 1 и 2 от средней плоскости Π (рис. 7), которые измеряются как положительные величины в направлении Ox . В плоскости, определенной лучами 1 и 2, рассмотрим прямую L , равноотстоящую от этих лучей. Пусть q — расстояние от L до плоскости Π , а z — значение отрезка, определенного на прямой L между диагональной плоскостью и плоскостью, равноотстоящей от поверхности призмы. Согласно предыдущим вычислениям имеем:

$$\Delta = L_2 - L_1 = (n_e - n_o) (s_1 + s_2) = 2 (n_e - n_o) s = \\ = 2 (n_e - n_o) q \operatorname{tg} \alpha.$$

Пусть x есть абсцисса прямой L , а ξ — абсцисса средней плоскости Π . Тогда

$$\Delta = \Theta (x - \xi). \quad (2.2)$$

Наиболее важной aberrацией призмы Волластона является разность хода $\delta\Delta$, которая появляется из-за того, что призма находится в сходящемся световом пучке. Эту разность хода с хорошим приближением можно вычислить, рассматривая среднюю часть призмы как состоящую из двух плоскопараллельных кристаллических пластинок, оптические оси которых ориентированы как в призме Волластона. Тогда вариации разности хода Δ , обусловленные наклонным падением световых лучей на призму, определяются формулой

$$\delta\Delta = d \frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_o^2 n_e} i^2, \quad (2.3)$$

где i — угол падения луча на призму.

Например, для призмы из кварца ($n_e - n_o \approx 0,01$) толщиной 7 мм, что обеспечивает получение углового сдвига около $10'$ при длине 30 мм, ошибка $\delta\Delta$ составляет около 0,07 мк при $i = 0,05$, что не является пренебрежимой величиной.

§ 7. Бипризма Волластона

Непрерывно изменяющийся сдвиг можно получить с помощью устройства, состоящего из двух призм Волластона и пластинок в полволны — бипризмы.

Рассмотрение бипризмы начнем с расположения, указанного на рис. 9. Oz проходит через центры поверхностей призм. Для луча с абсциссой x разность хода Δ составляет двукратное значение, получаемое с одной призмой.

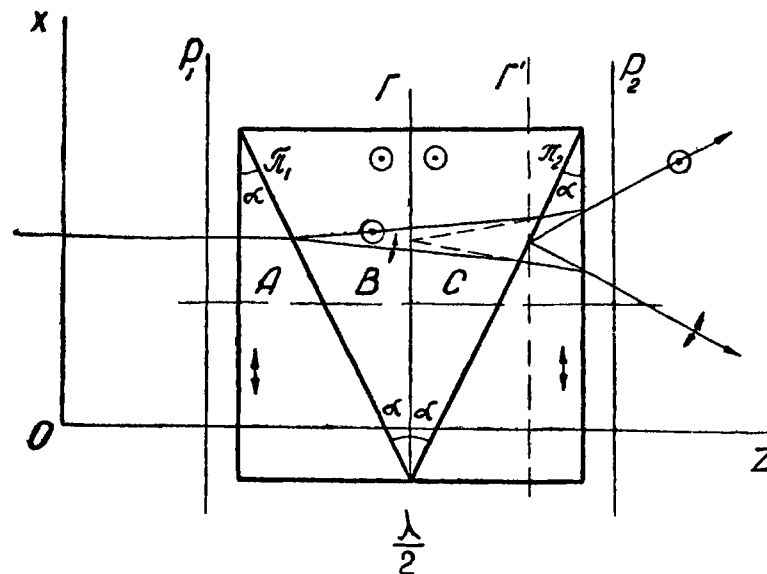


Рис. 9. Бипризма Волластона.

Теперь плоскость локализации полос равного наклона другая. Луч, который несет вертикальные колебания (нижний луч на рис. 9), отклоняется в плоскости π_1 на угол

$$\Theta_0/2 = -\frac{1}{2n_e} (n_e - n_o) \operatorname{tg} \alpha,$$

а в плоскости π_2 отклоняется на угол

$$\Theta'_0/2 = \frac{1}{2n_o} (n_e - n_o) \operatorname{tg} (\alpha + \Theta_0),$$

близкий к $\Theta_0/2$, так как $\Theta_0 \ll \alpha$. Полное отклонение каждого луча в точке C практически равно Θ_0 . Два луча после преломления в плоскости π_2 кажутся идущими из точки B , которая, в первом приближении, расположена в средней между π_1 и π_2 плоскости Γ . При наблюдении из окружающей среды (воздуха) лучи кажутся идущими из точки C плоскости Γ' , представляющей изображение плоскости Γ в призме (пунктирная линия на рис. 9). Будем считать, что поляриды P_1 и P_2 непосредственно скреплены с призмами W_1 и W_2 , и P_1 составляет угол 45° с оптическими осями W_1 , а P_2 — 45° с осями W_2 . Пусть призмы W_1 и W_2 поворачиваются вокруг оси Oz на угол $\omega/2$ в противоположных направлениях.

При выходе из призмы W_1 два прошедших колебания u_1 и v_1 (рис. 10) параллельны оптическим осям W_1 , но не

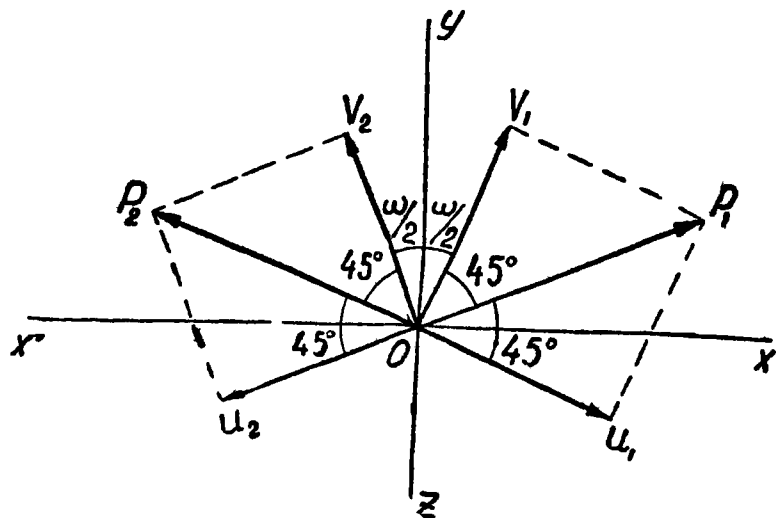


Рис. 10. Световые колебания в бипризме Волластона.

оптическим осям призмы W_2 . Пластина в полволны $\frac{\lambda}{2}$, помещенная между призмами W_1 и W_2 и имеющая одно из главных направлений колебания параллельно Oy , превращает колебания u_1 и v_1 в колебания u_2 и v_2 . Колебания u_2 и v_2 входят в призму W_2 параллельно оптическим осям последней. Выходя из W_2 , эти колебания анализируются поляридом P_2 .

Уравнения плоскостей π_1 и π_2 , которые поворачиваются в противоположных направлениях на угол $\omega/2$, есть

$$\text{для } \pi_1 \quad z_1 = -2d + (x \cos \omega/2 + y \sin \omega/2) \operatorname{tg} \alpha;$$

$$\text{для } \pi_2 \quad z_2 = 2d - (x \cos \omega/2 - y \sin \omega/2) \operatorname{tg} \alpha.$$

Величина $z_1 - z_2 = 2x \cos \omega/2 \operatorname{tg} \alpha - 4d$ не зависит от y . Это означает, что для всех падающих лучей, параллельных Oz в плоскости $x = \text{const}$ $z_1 - z_2$ зависит лишь от x . Для луча, лежащего в горизонтальной плоскости, разность хода

$$\Delta = 4(x - \xi)(n_e - n_o) \operatorname{tg} \alpha \cos \omega/2 = 2\Theta_0(x - \xi) \cos \omega/2, \quad (2.4)$$

а угловой сдвиг бипризмы

$$\Theta = 2\Theta_0 \cos \omega/2, \quad (2.5)$$

где Θ_0 есть угловой сдвиг отдельной призмы.

Формула (2.5) показывает, что угловой сдвиг бипризмы таков, как будто она представляет собой призму Волластона с переменным углом γ , причем $\operatorname{tg} \gamma = 2 \operatorname{tg} \alpha \cos \omega/2$.

При изменении Θ изменяется плоскость локализации полос равного наклона.

Различные значения углового сдвига Θ можно получить с помощью более простой бипризмы, которая состоит из двух простых, не обязательно идентичных, призм Волластона — неподвижной и поворотной, без пластинки в полволны.

В общем случае такая призма разлагает падающее на нее световое колебание на четыре колебания. Когда она помещена между скрещенными (или параллельными) поляроидами и оптические оси неподвижной призмы составляют угол 45° с плоскостью поляризации падающего света, тогда световые колебания после анализатора имеют амплитуды

$$\begin{aligned} a_{oo} &= 0,7 a \cos \omega \cos (\pi/4 + \omega); \\ a_{oe} &= 0,7 a \sin \omega \cos (\pi/4 - \omega); \\ a_{eo} &= 0,7 a \sin \omega \cos (\pi/4 + \omega); \\ a_{ee} &= 0,7 a \cos \omega \cos (\pi/4 - \omega). \end{aligned} \quad (2.6)$$

В этих выражениях a представляет собой амплитуду падающего на призму светового колебания, а первый индекс при амплитуде обозначает, что луч в первом клине бипризмы является обыкновенным (o) или необыкновенным (e); ω — угол поворота призмы.

Согласно соотношениям (2.6) при значениях ω , кратных $\pi/4$, за анализатором распространяется только одна пара световых пучков, которая может иметь сдвиг $0, \Theta_0, 1,41\Theta_0$ и $2\Theta_0$ (с идентичными призмами).

Из анализа выражений (2.6) также следует, что при значениях ω , мало отличающихся от нуля, анализатор практически пропускает только колебания с амплитудами a_{oo} и a_{ee} , которым в этих условиях соответствуют световые пучки почти одинаковой интенсивности. По-другому, изменяя ω от 0 примерно до 10° , можно получить непрерывное изменение углового сдвига интерферирующих пучков.

§ 8. Компенсационные интерферометры

Все известные интерферометры с призмой Волластона, в которых используется широкий источник света, можно разделить на компенсационные и автокомпенсационные. В компенсационных интерферометрах та часть разности хода, которая зависит от положения светящейся точки источника, компенсируется путем пропускания света через вторую призму. В автокомпенсационных интерферометрах компенсация этой разности хода осуществляется путем двукратного пропускания света через одну и ту же призму. При рассмотрении принципов работы поляризационных интерферометров,

как и раньше, будем считать, что его оптическая система идеальна и отъюстирована правильно.

Компенсационный интерферометр может быть получен на основе двухобъективного теневого прибора, если в последнем щель и нож заменить призмами Волластона W_1 и W_2 , установленными перпендикулярно к оптической оси прибора (рис. 11). Для получения поляризованного света и

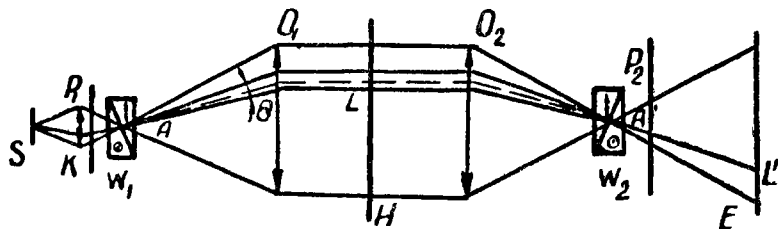


Рис. 11. Компенсационный интерферометр.

наблюдения интерференционной картины перед первой призмой и за второй необходимо соответствующим образом установить поляроиды P_1 и P_2 .

Конденсор K образует изображение источника света S в фокальной плоскости первого главного объектива O_1 . Второй раз изображение источника, перевернутое по отношению к первому, образуется в фокальной плоскости второго объектива O_2 . Исследуемый объект H помещается между линзами O_1 и O_2 в параллельном пучке. Средние плоскости призм параллельны друг другу. Плоскость поляризации поляризатора P_1 составляет угол 45° с оптическими осями призм. Анализатор P_2 параллелен или скрещен с поляризатором.

На рис. 11 изображен ход одной пары интерферирующих лучей в случае, когда призмы находятся «в фокусах» главных объективов, т. е. по отношению к оптической системе линз O_1 и O_2 плоскости локализации изохроматических полос совпадают со взаимосопряженными плоскостями. Падающий луч выходит из внеосевой точки источника. В призме W_1 он разделяется на лучи 1 и 2. Каждый из лучей 1 и 2, пересекая призму, отклоняется в противоположных направлениях на угол $\Theta/2$.

Продолжение падающего луча пересекает исследуемый объект в точке L . После прохождения главных объективов лучи 1 и 2 направляются на вторую призму. Их мнимые продолжения пересекаются в точке A' — изображения точки A в первой призме. В призме W_2 лучи 1 и 2 снова отклоняются на угол $\Theta/2$ и соединяются в один луч. При этом во второй призме лучи 1 и 2 должны отклоняться в том же направлении, что и в первой призме.

Оптические пути лучей в воздухе вычислим в приближении, что толщина призмы $2d$ мала по сравнению с фокусным расстоянием F главных объективов. При вычислении оптических длин лучей в призмах будем пренебрегать наклоном лучей к оси прибора.

Начальная разность хода Δ между лучами 1 и 2 после пересечения ими второй призмы равна сумме разности δ_s оптических длин в воздухе при распространении света от точки A до точки A' и сумме разностей Δ_1 и Δ_2 оптических длин в призмах. Согласно свойству идеальной оптической системы $\delta_s = 0$. Поэтому для получения Δ достаточно знать $\Delta_w = \Delta_1 + \Delta_2$.

В соответствии с формулой (2.2) призмы вносят разность хода $\Delta_1 = \Theta_1 (\xi_1 - x_1)$ и $\Delta_2 = \Theta_2 (\xi_2 - x_2)$. В компенсационных интерферометрах призмы по отношению одна к другой располагаются таким образом, чтобы осуществлялась компенсация разности хода, зависящей от положения светящейся точки, т. е. чтобы $\Theta_1 x_1$ и $\Theta_2 x_2$ имели противоположные знаки. Этому условию удовлетворяют два различных положения второй призмы. В первом положении призмы обращены друг к другу с одинаковыми оптическими осями, но преломляющие углы имеют противоположный знак. Во втором положении призмы обращены друг к другу с разными оптическими осями, а преломляющие углы имеют одинаковый знак.

Когда фокусные расстояния главных объективов равны, компенсация разности хода для различных точек источника света происходит при выполнении условия

$$\Theta_1 x_1 + \Theta_2 x_2 = 0.$$

Обычно увеличение оптической системы $O_1 - O_2$ равно единице, поэтому $|x_1| = |x_2|$. Следовательно, призмы должны иметь одинаковый преломляющий угол. В этих условиях

$$\Delta = \Theta \xi, \quad (2.7)$$

где $\xi = \xi_1 + \xi_2$ определяют взаимное расположение средних плоскостей двух призм. Когда призмы находятся «в фокусах» главных объективов, то есть во взаимосопряженных плоскостях, начальная разность хода по всему полю интерференции есть постоянная величина. С монохроматическим источником на экране наблюдается один цвет — интерферометр настроен на бесконечную полосу.

Когда реализовано условие компенсации разности хода, начальная разность хода не зависит от положения светящейся точки источника света и в интерферометре можно использовать широкий источник света.

При смещении призмы на ξ_1 вдоль оси пучка абсцисса точки падения данного луча на призму изменяется на

$$\Delta x' = \frac{\xi_1}{F} x,$$

где x — абсцисса луча в плоскости главного объектива, или практически то же самое в плоскости исследуемого объекта.

С призмами, не находящимися во взаимосопряженных плоскостях, с учетом формул (2.2) и (2.7) начальная разность хода в поле интерференции определяется соотношением:

$$\Delta = \Theta \left(\xi + \frac{\xi}{F} x \right), \quad (2.8)$$

где $\xi = \xi_2 - \xi_1$ есть взаимная расфокусировка призм.

Следовательно, в этом случае поле интерференции состоит из системы прямолинейных полос, перпендикулярных направлению сдвига. Ширина полос равна

$$e = \frac{\lambda}{\Theta} \cdot \frac{F}{\xi}. \quad (2.9)$$

Формулы (2.7) и (2.8), очевидно, верны с точностью до двукратного значения $\delta\Delta$.

На практике двухлинзовые интерферометры применяются в основном для исследования небольших объектов. Это обусловлено тем, что изготовление больших линз высокого качества сложно и дорого. При небольших сдвигах сравнительно неплохие качества имеют двухлинзовые интерферометры, в которых в качестве главных объективов используются объективы зрительных труб, например, типа ЗРТ-452. Все двухзеркальные теневые приборы также легко могут быть преобразованы в интерферометр. Для этого в них, как и в предыдущем случае, достаточно щель и нож заменить призмами или бипризмами Волластона и соответствующим образом установить поляроиды.

Высокие оптические качества имеет интерферометр на основе оптической системы по коаксиальной схеме. В этом интерферометре оптические оси главных объективов — параболических зеркал совпадают с осью светового пучка. Основной недостаток двухзеркального интерферометра по коаксиальной схеме заключается в том, что центральная часть рабочего поля занята диагональными зеркалами.

Поляризационный интерферометр имеет коэффициент пропускания около 0,2 и не всегда удается получить достаточно яркую интерференционную картину. Небольшим изменением оптической системы компенсационного интерферометра можно добиться многократного повышения освещенности интерферограммы. В так называемом интерферометре

с полем высокой освещенности (рис. 12) весь световой поток, поступающий от источника в конденсор, используется для освещения площадки, размеры которой могут быть зна-

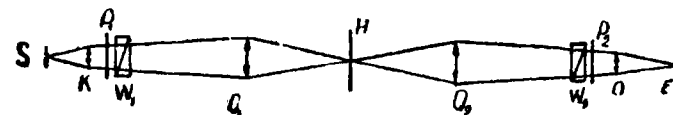


Рис. 12. Интерферометр с полем высокой освещенности.

чительно меньше рабочего поля прибора. На рисунке изображен световой пучок, идущий от осевой точки источника света S . Конденсор K и главный объектив O_1 образуют изображение источника света в плоскости исследуемого объекта. Размеры изображения источника определяют площадь поля наблюдения и зависят от коэффициента увеличения системы $K-O_1$, а также от размеров источника света.

Коэффициент увеличения системы $K-O_1$ равен F/f , где f и F — фокусные расстояния линз K и O_1 . Когда $f = F$, в плоскости H получается изображение источника в натуральную величину. При заданном F/f интенсивность светового пучка, а также освещенность интерферограммы пропорциональны квадрату апертуры конденсора K и яркости источника света.

Пусть как основа интерферометра используется теневой прибор ИАБ-451, а источником света служит лампа ДРШ-250, площадь светящегося тела которой равна $2 \times 4 \text{ мм}^2$. Допустим также, что конденсором K является одна из линз конденсора ИАБ-451 (фокусное расстояние $f = 60 \text{ мм}$, апертура $u = 1/3$). Один и тот же световой поток, поступающий в прибор от источника, в интерферометре с полем высокой освещенности освещает площадь

$$F/f \cdot 8 \text{ мм}^2 = 83 \text{ см}^2,$$

а в интерферометре по обычной схеме площадь

$$\pi F^2 \lg^2 \frac{u}{2} = 3 \cdot 10^3 \text{ см}^2.$$

Следовательно, достигается увеличение освещенности около 40 раз. В остальном принципы работы интерферометра с полем высокой освещенности не отличаются от того, что было сказано выше о двухобъективных поляризационных интерферометрах.

В интерферометре с полем высокой освещенности входные зрачки совмещены с выходными люками. В таком интерферометре и на основе коаксиальной оптической системы может быть устранено мешающее действие диагональных зеркал.

Интерферометр с полем высокой освещенности с лазерным источником света успешно может использоваться для получения временной развертки быстропротекающих процессов. В этом случае для получения плоского светового пучка в исследуемой области в качестве конденсора K используется цилиндрическая линза.

§ 9. Автокомпенсационные интерферометры

В автокомпенсационных интерферометрах свет пересекает исследуемый объект два и более раз. Такие интерферометры лучше приспособлены для исследования слабых оптических неоднородностей.

а) Интерферометр со сферическим зеркалом

Принципы действия автокомпенсационного интерферометра рассмотрим на примере установки со сферическим зеркалом M в качестве главного объектива (рис. 13). Призма

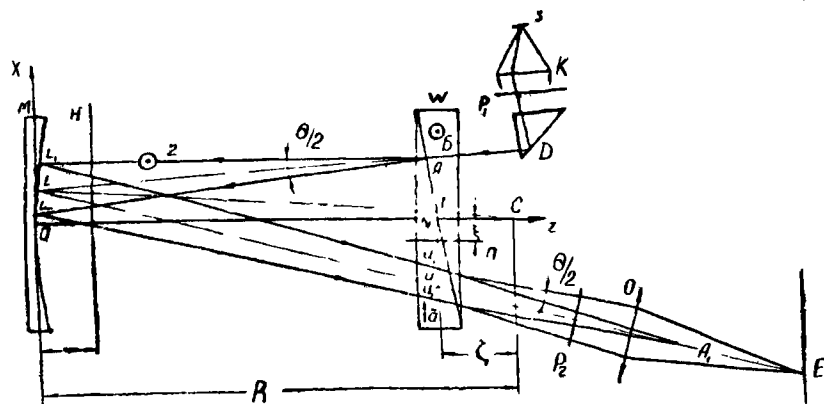


Рис. 13. Автокомпенсационный интерферометр.

Волластона W установлена вблизи центра кривизны C сферического зеркала.

Световой пучок, идущий от источника S , поляризован под углом 45° к оптическим осям $\bar{a}$ и $\bar{b}$ призмы. K — конденсор, D — призма полного внутреннего отражения, P_1 и P_2 — поляризаторы, O — проектирующий объектив, E — экран.

При ранее принятых приближениях (§ 8) вычислим начальную разность хода. Рассмотрим общий случай, когда центр кривизны зеркала не расположен в призме («призма не в центре»). Пусть N есть точка, в которой ось Oz пересекает призму, ξ — длина отрезка CN . Падающий луч в точке A разделяется на два луча — 1 и 2. Лучи 1 и 2, образующие между собой угол Θ , падают на зеркало в точках L_1 и L_2 .

Затем лучи направляются снова к призме и их мнимые продолжения сходятся в точке A' — изображения точки A по отношению к зеркалу M . На рис. 13 ξ — отрицательная величина. Лучи 1 и 2 пересекают призму второй раз соответственно в точках u_1 и u_2 и каждый из них отклоняется еще раз на угол $\Theta/2$. Лучи выходят из призмы слегка расходящимися. В приближении Гаусса можно показать, что мнимые продолжения лучей сходятся на зеркале, в точке L — середины отрезка L_1L_2 . Лучи 1 и 2 проходят через фокусирующий объектив и сходятся на экране в точке E , сопряженной с L по отношению к объективу O .

Начальная разность хода Δ между лучами 1 и 2 после их второго пересечения призмы равна сумме разности δ_s оптических длин в воздухе от точки A до точки E и разности δ_w оптических длин в призме. Для идеальной оптической системы $\delta_s = 0$. Поэтому для получения Δ достаточно вычислить δ . Пусть u и T есть точки, в которых соответственно прямая LA' и радиус зеркала LC пересекают призму. От вершины зеркала направим ось Ox перпендикулярно к средней плоскости Π призмы.

Пусть ξ — абсцисса плоскости Π , x — абсцисса точки L , $x(A)$, $x(u)$ и $x(T) = -\xi \frac{x}{\rho}$ — абсциссы точек A , u и T . В соответствии с формулой (2.2) имеем

$$\delta_w = \Theta [x(A) - \xi] + \Theta [x(u) - \xi].$$

В приближении Гаусса точка T находится в середине отрезка Au , следовательно

$$\begin{aligned} \Delta &= \Theta [x(A) + x(u) - 2\xi] = -2\Theta [\xi - x(T)] = \\ &= -2\Theta \left(\xi + \frac{\xi}{R} x \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Этот результат не зависит от направления оси Ox .

Разность хода Δ в точке E или в точке L не зависит от положения точки A в призме, то есть от положения светящейся точки источника. С широким источником света имеем, следовательно, полосы, локализованные на зеркале. Так как Δ зависит лишь от x , то полосы прямолинейны и перпендикулярны Ox . Когда призма не в центре ($\xi \neq 0$), интерферометр настроен на полосы. Когда $\xi = 0$, разность хода Δ постоянна по всему полю наблюдения. С монохроматическим источником за анализатором наблюдается однородный цвет. Цвет зависит от положения средней плоскости призмы. Следовательно, когда «призма в центре», интерферометр настроен на бесконечную полосу.

Исследуемый объект помещается перед зеркалом как можно ближе к нему.

Основным недостатком интерферометра со сферическим зеркалом является то, что исследуемый объект находится в непараллельном световом пучке. Несовпадение светового пучка с самим собой при падении его на зеркало и после отражения от него может быть устранено использованием полупрозрачного зеркала за счет значительного (примерно в 4 раза) уменьшения освещенности.

Пусть сферическое зеркало интерферометра имеет $R = 400$ см, а расстояние между фокусами светового пучка — 2 см. Если расстояние между зеркалом и объектом составляет 10 см, то расхождение точек встречи луча с объектом составляет 0,05 см. Во многих случаях такое смещение, если его направить в сторону наименьшего изменения оптической толщины неоднородности, не вносит заметной ошибки. В этих условиях ошибка, в основном, будет вызываться отклонением луча в неоднородности.

Используя линзу и плоское зеркало или вогнутое и плоское зеркала можно получить такой автокомпенсационный интерферометр, в котором исследуемый объект будет находиться в параллельном пучке. На рис. 14 приведена схема

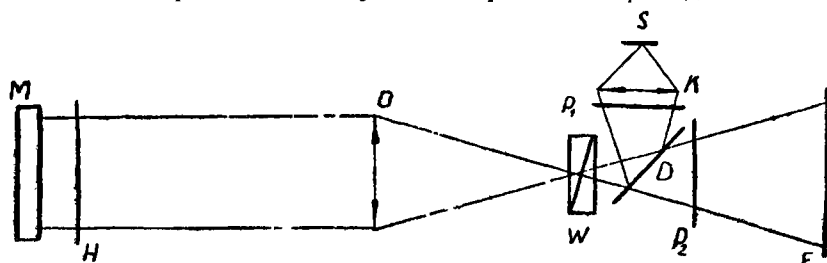


Рис. 14. Интерферометр с параллельным пучком.

такого интерферометра с линзой в качестве главного объектива. Совмещение фокусов светового пучка достигнуто с помощью полупрозрачного зеркала D .

Интерферометры, схемы которых были приведены на рис. 13 и 14, можно преобразовать так, что световой пучок будет проходить через исследуемый объект четыре раза и тем самым чувствительность интерферометра будет повышена еще в два раза. Схема такого интерферометра со сферическим зеркалом приведена на рис. 15. Световой пучок после прохождения через конденсор K и поляризатор P_1 полупрозрачной пластиной D направляется на сферическое зеркало ζ . После двухкратного пересечения исследуемого объекта свет падает не на призму, а в устройство для обращения светового пучка. Это устройство состоит из линзы O и плоского зеркала m или из одного вогнутого зеркала (Дайсон, 1957).

Отразившись от зеркала, световой пучок еще два раза пересекает объект и, проходя второй раз через призму W , затем через пластину D и анализатор P_2 , выходит на экран.

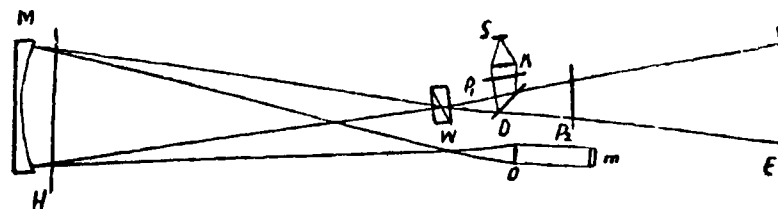


Рис. 15. Интерферометр с 4-х кратным пересечением.

Изображение исследуемого объекта образуется в плоскости зеркала m . Так как плоскости зеркала и объекта взаимосопряжены, то точка выхода луча из неоднородности, независимо от величины углового отклонения, совпадает с точкой входа: луч после отражения от зеркала m приходит в ту же точку неоднородности, из которой он вышел.

Вторичное изображение источника света, которое образуется в плоскости призмы, по отношению к первичному изображению является перевернутым. Поэтому происходит компенсация разности хода и начальная разность хода не зависит от размеров источника света. Когда фокус линзы O совпадает с центром кривизны зеркала M , начальная разность хода выразится формулой:

$$\Delta = -2\theta \left(\xi + \frac{\zeta}{R} x \right),$$

где ξ — смещение призмы из центра;

R — радиус кривизны сферического зеркала.

В интерферометре с четырехкратным пересечением положение плоскости локализации может регулироваться небольшими перемещениями устройства для обращения вдоль оси светового пучка.

Во всех описанных выше схемах вместо простой призмы Волластона можно использовать бипризму. Практически удобнее бипризму использовать в автокомпенсационных схемах. На рис. 16 представлена схема интерферометра с бипризмой на основе наблюдательной части теневого прибора ИАБ-451, W — бипризма Волластона.

Интерферометр с бипризмой имеет некоторые особенности. При значениях $\omega = 0$ и 2π бипризму следует рассматривать как простую призму со сдвигом $\Theta_2 - \Theta_1$ или $\Theta_1 + \Theta_2$. В этом случае начальная разность хода равна алгебраиче-

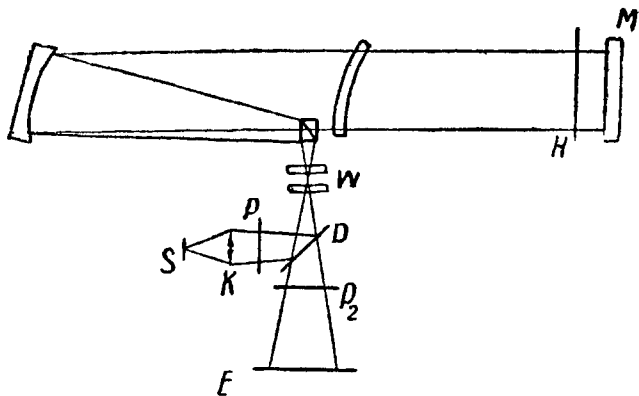


Рис. 16. Интерферометр с бипризмой.

ской сумме разностей хода Δ_1 и Δ_2 в отдельных призмах ($\xi_1 = \xi_2 = 0$):

$$\Delta = 2 (\theta_1 z_1 + \theta_2 z_2) \frac{x}{F}. \quad (2.11)$$

В формуле (2.11), когда z_1 и z_2 имеют противоположные знаки, при $\omega = 2\pi$, Δ_1 и Δ_2 вычитаются, а при $\omega = 0$ — складываются. Следовательно, для того, чтобы настроить интерферометр на бесконечную полосу, необходимо осуществить условие:

$$\text{при } \omega = 2\pi \quad \frac{z_1}{z_2} = \frac{\theta_2}{\theta_1},$$

$$\text{при } \omega = 0 \quad z = \frac{\theta_1 z_1 + \theta_2 z_2}{\theta_2 - \theta_1}.$$

Для данной бипризмы z тем меньше, чем ближе расположены ее компоненты. Выражение для z справедливо также и для значений ω , близких к нулю.

Когда бипризма состоит из идентичных призм, наименьшее значение начальной разности хода равно

$$\Delta = 4\theta_0 d \frac{x}{F}, \quad (2.12)$$

где $2d$ — толщина призмы. Отсюда следует, что с такой бипризмой невозможно настроить интерферометр на бесконечную полосу.

При $\omega = \pi/2$ начальная разность хода равна

$$\Delta = \frac{\sqrt{2}}{F} (\theta_1 z_1 x + \theta_2 z_2 y). \quad (2.13)$$

Направление оси $O\eta$ параллельно расхождению световых лучей во второй призме. Из формулы (2.13) следует, что теперь направление интерференционных полос зависит от величины отношения между $\theta_1 z_1$ и $\theta_2 z_2$ и изменением ее можно регулировать ориентацию интерференционных полос. Например, когда $|\theta_1 z_1| = |\theta_2 z_2|$, полосы составляют угол 45° с направлением сдвига бипризмы. Из формулы (2.13) также ясно, что при $\omega = \pi/2$ начальная разность хода не может быть равной нулю вследствие конечной толщины бипризмы. Формула (2.13) в принципе справедлива и для значений ω , близких к нулю. И в этом случае угол между осями Ox и $O\eta$ остается равным ω .

Бипризма, как и простая призма, имеет компенсационные свойства. Поэтому в интерферометрах с бипризмой можно использовать широкий источник света.

В заключение отметим еще одно различие между компенсационными и некомпенсационными интерферометрами сдвига. В этих интерферометрах одинаковое по размерам интерференционное поле образуется в том случае, если при одинаковых параметрах установки сдвиг в компенсированных интерферометрах в два раза больше сдвига в некомпенсированных интерферометрах, т. е. в интерферометрах с малым источником. Например, при сдвиге равном половине апертуры светового пучка в интерферометрах с малым источником поле интерференции отсутствует, а в интерферометрах с широким источником поперечный размер поля интерференции равен радиусу главного объектива.

§ 10. Юстировка и регулировки поляризационных интерферометров

К точности юстировки оптических систем, служащих основой поляризационного интерферометра, предъявляются такие же требования, как и в случае теневых приборов. Методы юстировки теневых приборов известны и описаны в литературе. В дальнейшем предполагается, что оптическая система интерферометра, которая формирует световой пучок, отъюстирована правильно.

Юстировка поляризационного интерферометра чрезвычайно проста и не требует специальных приборов и приспособлений. Ограничимся лишь краткими замечаниями. Юстировка интерферометра должна привести к тому, чтобы в данных условиях интерферограмма имела самые насыщенные цвета (с монохроматическим источником) или максимальный контраст и самую высокую яркость. Для этого одна призма по отношению к другой должна быть ориентирована таким образом, чтобы происходила компенсация разности

хода. Плоскость поляризации поляроидов должна составлять угол 45° с главными сечениями призм. При этом достаточно выставить призмы перпендикулярно к световому пучку простыми механическими средствами. Высокое качество юстировки обеспечивает методика, в которой основным является получение равенства освещенностей двух изображений какого-нибудь предмета, находящегося в рабочем поле интерферометра («правило равных освещенностей»). По этой методике юстировка компенсационного интерферометра проводится в следующей последовательности.

1. Вторая (по ходу света) призма и поляризатор первыми устанавливаются на свои места, и, наблюдая удвоение изображений какого-нибудь предмета на пути света, выбирается направление сдвига световых пучков. Затем поворотом поляризатора добиваются равенства освещенностей двух изображений. Это положение и будет соответствовать тому, что плоскость поляризации падающего света составляет 45° с оптическими осями призм.

2. Ставят на место анализатор и снова получают равенство освещенностей двух изображений. Это, очевидно, произойдет тогда, когда поляроиды будут параллельны или скрещены.

3. Помещают на место первую призму. При вращении этой призмы равенство освещенностей получается в четырех различных положениях. Но компенсация разности хода может происходить только в одном из этих положений. Небольшими и медленными поворотами одной из призм в вертикальной плоскости вблизи положения равенства освещенностей находят интерференционную картину.

Как было показано выше, компенсация разности хода происходит независимо от того, какими поверхностями призмы обращены друг к другу, что на практике облегчает юстировку компенсационного интерферометра.

При сравнительно больших угловых сдвигах необходимо соблюдать еще такое условие. Когда юстировку интерферометра проводят с источником белого света, с самого начала призмы должны быть выставлены так, чтобы изображение источника света приходилось на их центральную часть. Только в этом случае начальная разность хода будет мало отличаться от нуля и можно сразу получить интерференционную картину. При настройке на один цвет для уменьшения влияния хроматизма и недостатков изготовления призмы их следует располагать как можно ближе к фокусам светового пучка.

После получения интерференционной картины перемещения призм вдоль оси светового пучка интерферометр можно настроить на бесконечную полосу или на полосы.

При малых угловых сдвигах нет смысла говорить о месте локализации интерференционных полос: полосы четкие в любом месте области переналожения двух пучков. При больших сдвигах полосы локализованы в плоскости, проходящей через мнимые точки пересечения лучей в пространстве предметов. Плоскость локализации полос можно совместить с плоскостью исследуемого объекта изменением соотношения между смещениями z_1 и z_2 .

Несколько слов об элементах конструкции поляризационного интерферометра по схеме компенсации. Когда основой такого интерферометра служит теневой прибор, тогда все регулировки интерферометра можно осуществлять при помощи механизмов щели и ножа теневого прибора. Когда интерферометр собирается в лабораторных условиях, то с целью упрощения его конструкции можно снабдить регулировочными винтами только вторую (по ходу луча) призму. При этом регулировочные винты должны обеспечивать смещение призмы перпендикулярно к оси светового пучка с точностью в несколько угловых минут. Для получения достаточно узких полос расфокусировка призмы должна достигать примерно 0,1 фокусного расстояния главных объектов.

«Правило равных освещенностей» годится также для юстировки автокомпенсационных интерферометров. В этом случае юстировка еще более упрощается, так как условие компенсации осуществляется автоматически.

Глава III. МЕТОДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В тех случаях, когда поперечные размеры неоднородности больше сдвига световых пучков, измерение оптической толщины осуществляется косвенным путем: по интерферограмме непосредственно измеряется или дополнительная разность хода $\delta - \Delta$, или угловое отклонение $\varepsilon \approx \frac{\delta - \Delta}{\Delta x}$. В соответствии с этим имеются две группы методов дифференциальной интерферометрии: методы приращений разности хода и методы угловых отклонений. Методы первой группы выводятся из рассмотрения наложения волновых поверхностей в поле интерференции. Физической основой методов второй группы является присущее интерферометрам сдвига так называемое явление компенсации разности хода. Здесь и в дальнейшем предполагается, что световой пучок проходит через неоднородность один раз.

При измерениях как $\delta - \Delta$, так и ε , при настройке интерферометра на бесконечную полосу необходимо предварительно установить соответствие между цветами и значениями разности хода, т. е. шкалу цветов.

§ 11. Экспериментальная шкала цветов

Вследствие того, что дисперсия кристалла, а также стекла отличается от дисперсии воздуха, цвета, которые получают в интерферометрах сдвига с источником белого света, несколько отличаются от цветов шкалы Ньютона. Экспериментальную шкалу цветов можно получить двумя способами.

Первый способ. При настройке интерферометра на один цвет перемещением призмы или компенсатора меняют цвет фона. Например, с призмой Волластона каждому цвету соответствует разность хода

$$\delta = n_e \frac{\Delta x}{F} \xi. \quad (3.1)$$

Второй способ. При настройке интерферометра на полосы на интерферограмме отмечают положения различных параллельных полос. Каждой полосе данного цвета соответствует известная разность хода. Например, с призмой Волластона эта разность хода равна

$$\delta = \theta \left(\xi + \frac{\zeta}{F} \cdot x \right).$$

В этом случае для устранения ошибки, вызванной неуверенностью о положении начала абсцисс, измеряется расстояние каждой полосы от центральной. Для последней, абсцисса которой есть x_0 , разность хода равна нулю. Имеем

$$0 = \theta \left(\xi + \frac{\zeta}{F} \cdot x_0 \right).$$

После исключения ξ из двух равенств получаем значение разности хода δ , соответствующее данному цвету, через разность $x - x_0$:

$$\delta = n_e \frac{\Delta x}{F + \zeta} \cdot \frac{\zeta}{F} (x - x_0). \quad (3.2)$$

Шкала цветов как функция разности хода не зависит от преломляющего угла призмы. Экспериментальная шкала цветов, полученная с лампой ДКСШ-200 в качестве источника света, приведена в приложении. Поляроиды скрещены.

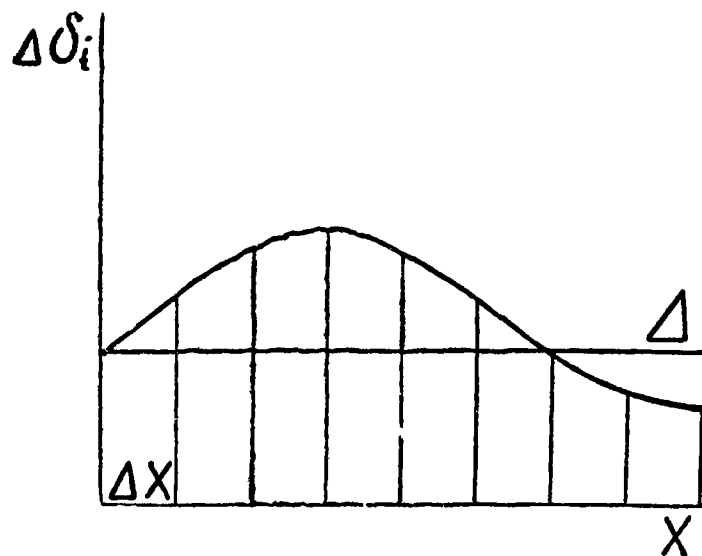
§ 12. Методы приращений разности хода

Способы измерений дополнительной разности хода зависят от настройки интерферометра:

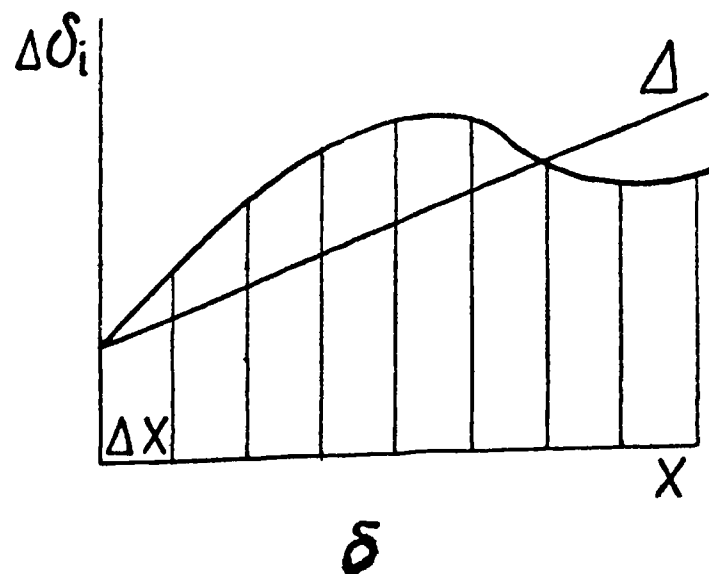
При настройке на один цвет вдоль прямой, проведенной через интересующую точку интерферограммы в направлении сдвига, проводят так называемую отсчетную прямую. Путем сравнения цветов интерферограммы с цветами шкалы получают значения приращений разности хода в различных точках прямой отсчета. По этим данным строят так называемую кривую приращения разности хода. На графике (рис. 17, а) ордината прямой отсчета Δ равна начальной разности хода. Действительные значения дополнительной разности хода получают в результате вычитания из ординат точек кривой приращений ординаты прямой отсчета.

Разность хода в точке неоднородности с координатой x находят путем суммирования значений дополнительной разности хода в интервалах, равных линейному сдвигу:

$$\delta = \sum_{x_0}^x (\delta - \Delta)_i. \quad (3.3)$$



a



б

Рис. 17. Кривая приращений.

При настройке интерферометра на полосы фону соответствует линейное изменение начальной разности хода в направлении сдвига. Поэтому прямая отсчета Δ на графике представляет собой наклонную прямую (рис. 17, б). Приращения разности хода измеряют по смещению интерференционных полос на изображении неоднородности. По полученным результатам строится кривая приращений. Значения дополнительной разности хода опять находят как разность ординат точек кривой приращений и прямой отсчета. Затем по графику в конце каждого интервала, равного линейному сдвигу, определяют значения дополнительной разности хода $(\delta - \Delta)$ и путем суммирования их вычисляют разность хода в интересующей точке исследуемого объекта.

При настройке на полосы для измерения разности хода достаточно знать смещения интерференционных полос. Поэтому, когда известен порядок интерференции, можно работать и в монохроматическом свете.

§ 13. Явление компенсации дополнительной разности хода

На рис. 18 изображена наблюдательная часть поляризационного интерферометра с малым источником света (узкая щель). Обозначения на рисунке соответствуют принятым выше. Призма W находится в фокусе. Такой интерферометр при достаточной яркости интерферограммы имеет некоторые преимущества: имеет лишь одну призму Волластона, не вызывает возмущения, которые обычно появляются при косых отражениях поляризованного света на зеркалах и из-за напряжений в защитных стеклах и т. д.

На рис. 18 изображен ход лучей 1 и 2 светового пучка, идущего от светящейся точки источника. В плоскости исследуемого объекта расхождение лучей 1 и 2 равно линейному сдвигу. Луч 1 распадается в призме Волластона на два луча $1'$ и $1''$, которые образуют с направлением падающего луча угол $\Theta/2$. Луч 2 образует с лучом 1 угол Θ и в призме разделяется на лучи $2'$ и $2''$. Луч $2'$ совпадает с лучом $1''$ и они

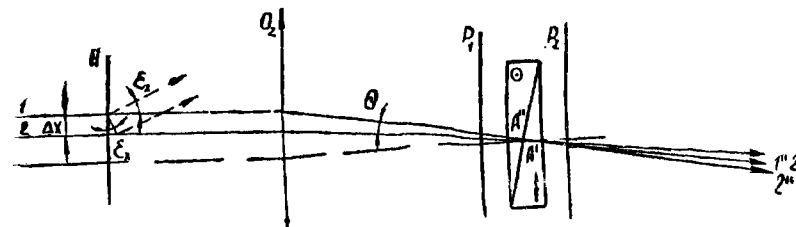


Рис. 18. Поляризационный интерферометр с малым источником.

интерferируют. Аналогичные рассуждения можно провести и для других пар лучей.

В отсутствие оптической неоднородности на пути света лучи 1 и 2 встречаются в точке A' и интерferируют с разностью хода:

$$\Delta = \delta_s + \delta_w,$$

где δ_s — разность хода, которую приобретают лучи в воздухе;

δ_w — разность хода в призме.

Так как A' есть изображение точки A , то разность хода $\delta_s = 0$, а разность хода в призме с точностью до величины $\delta\Delta$ равна $\delta_w = \Delta = \Theta\xi$ (формула (2.2) при $x = 0$).

С исследуемым объектом из-за отклонения в неоднородности точка встречи световых лучей 1 и 2 смещается на некоторое расстояние $d\xi$. Теперь лучи 1 и 2 встречаются вместо точки A' в точке A'' . При этом происходит изменение разности хода между лучами как в неоднородности, так и в воздухе и в призме. Изменение разности хода $d\delta_n$, вызванное неоднородностью, равно изменению оптической толщины неоднородности на расстоянии Δx в направлении сдвига:

$$d\delta_n = -dL = -\Theta F \epsilon_x. \quad (3.4)$$

За $d\delta_n$ принята разность между значениями оптической толщины соответственно по пути луча 2 и луча 1. Поэтому разность хода $d\delta_n$ в соответствии с рис. 18 имеет знак минус (световые лучи отклоняются в направлении градиента оптической толщины).

При пересечении неоднородности участок волнового фронта поворачивается на угол ϵ_x и разность хода лучей 1 и 2 изменяется в воздухе на величину

$$d\delta_s = \epsilon_x dx = \Theta F \epsilon_x. \quad (3.5)$$

Следовательно, дополнительная разность хода компенсируется изменением разности хода в воздухе:

$$d\delta_n + d\delta_s = 0. \quad (3.6)$$

Этот результат, справедливый и для других интерферометров, непосредственно следует из принципа Ферма. Неоднородность и окружающая среда — воздух есть изотропные среды, и к ним применим принцип Ферма. Поэтому имеется компенсация между разностью оптических длин в воздухе, с одной стороны, и разностью оптических длин в неоднородности, с другой.

Можно это объяснить и так. Точка A' , где встречаются лучи 1 и 2, есть изображение точки A в оптической системе, образованной линзами и частью неоднородности вблизи то-

чек L_1 и L_2 . Согласно принципу Ферма пути AL_1A'' и AL_2A'' соответствуют равным оптическим путям. Следовательно, разность оптических путей в воздухе компенсируется разностью оптических путей в неоднородности.

Смещение точки падения лучей 1 и 2 на призму, в свою очередь, приводит к изменению начальной разности хода на

$$d\Delta = -\Theta d\xi = \Theta F \epsilon_x, \quad (3.7)$$

так как $d\xi = \epsilon_x F$.

С принятыми выше приближениями оказывается, что изменение разности хода в призме равно изменению разности хода в неоднородности.

Следовательно, при выходе из призмы разность хода между лучами 1 и 2 равна разностям оптических длин в неоднородности $d\delta_n$, в воздухе $d\delta_s$ и в призме $d\Delta$:

$$\delta - \Delta = d\delta_n + d\delta_s + d\Delta. \quad (3.8)$$

Так как имеется еще компенсация между разностью $d\delta_s$ оптических длин лучей в воздухе и изменением $d\Delta$ разности оптических лучей в призме, то дополнительная разность хода равна разности оптических толщин неоднородности в местах пересечения ее световыми лучами 1 и 2:

$$\delta - \Delta = d\delta_n = dL$$

или через угловое отклонение светового луча

$$\delta - \Delta = \Theta F \epsilon_x. \quad (3.9)$$

Отсюда следует, что в поляризационном интерферометре дополнительная разность хода зависит только от отклонения ϵ_x , которое испытывают световые лучи в неоднородности. Измерение угловых отклонений позволяет определить оптические свойства неоднородности.

Компенсацию разности хода, которая происходит в воздухе и призме, с одной стороны, в воздухе и неоднородности, с другой, можно выразить равенством:

$$d\Delta = d\delta_n = -d\delta_s.$$

Каждая из трех величин $d\Delta$, $d\delta_n$ и $-d\delta_s$ в отдельности равна дополнительной разности хода. Следовательно, дополнительную разность хода можно рассматривать как локализованную или в неоднородности, или в призме Волластона. Эту разность хода можно также вычислять согласно значениям оптических путей в воздухе:

$$\delta - \Delta = d\delta_n = d\Delta = -d\delta_s = \Theta F \epsilon_x.$$

Когда начальная разность хода вычисляется по (2.2), ошибка, допускаемая по Δ , равна $\delta\Delta$ и может превосходить ошибку измерений разности хода и должна учитываться. Но в действительности, важна не точность вычисления Δ , а точ-

ность вычисления дополнительной разности хода $\delta - \Delta$. Именно эта разность хода равна измеряемой величине $d\delta_n$. В вычислении $\delta - \Delta$ ошибки, совершаемые отдельно по δ и Δ , компенсируются. Отсюда следует, что равенства $\delta - \Delta = d\delta_n = d\delta_w = d\delta_a$, через которые выражаем дополнительную разность хода, оправдываются с высокой точностью.

§ 14. Методы угловых отклонений

В этом параграфе методы угловых отклонений рассматриваются применительно к поляризационному интерферометру по схеме компенсации. Результаты этого параграфа нетрудно распространить и на другие поляризационные интерферометры. Формулы общего вида для измерения угловых отклонений были приведены в § 5.

Методы угловых отклонений не нуждаются в знании линейного сдвига Δx и в некоторых случаях более удобны для измерений.

1. Компенсационный метод. При настройке интерферометра на один цвет, изменяя абсциссу средней плоскости призмы, в измеряемых точках неоднородности получают цвет, идентичный цвету фона, т. е. полная разность хода компенсируется введением с помощью призмы равной ей по абсолютному значению разности хода. Можно сказать, что при этом нет необходимости знать постоянную компенсатора. Действительно, при смещении призмы вносится разность хода

$$\Delta = \Theta \xi.$$

Эта разность хода равна полной разности хода в данной точке неоднородности, т. е.

$$\delta = \Theta (\xi_0 + F \epsilon_x).$$

Из равенства разностей хода Δ и δ следует, что

$$\epsilon_x = \frac{\xi - \xi_0}{F}. \quad (3.10)$$

Следовательно, для измерения углового отклонения в различных точках неоднородности необходимо измерить лишь механические величины — расстояния, определяющие положение призмы Волластона. Для этого призма Волластона снабжается микрометренным винтом. Очевидно, что разность $\xi - \xi_0$ не зависит от начала отсчета: необходимо только знать начальное и текущее положения призмы по шкале микрометра.

Компенсационный метод пригоден для измерения угловых отклонений в стационарных неоднородностях.

2. Метод градуированной призмы. В этом случае сначала, перемещая призму перпендикулярно оси светового пучка, получают соответствие (таблицу) между цветами фона и положениями призмы. В этом и заключается градуировка призмы. Исходя из равенства разностей хода, соответствующих идентичным цветам, полученным в отсутствие неоднородности, и цветам на интерферограмме неоднородности, снова приходим к формуле: $\epsilon_x = \frac{\xi - \xi_0}{F}$.

Используя результаты градуировки призмы, по наблюдению цветов на интерферограмме определяется угловое отклонение световых лучей в различных точках неоднородности вдоль прямой отсчета.

Метод градуированной призмы годится для изучения как стационарных, так и нестационарных неоднородностей. Однако в последнем случае необходимо получить цветную интерферограмму объекта.

3. Первый метод эталонной интерферограммы.

При настройке интерферометра на полосы (положение призмы фиксировано) получают две интерферограммы: без неоднородности (эталонную) и с неоднородностью. На интерферограммах вдоль полос идентичного цвета или одного и того же порядка интерференции имеем одинаковую разность хода:

$$\Theta \left[\xi + \frac{\zeta}{F} x_0 \right] = \Theta \left[\xi + \frac{\zeta}{F} x + (F + \zeta_1) \epsilon_x \right].$$

Отсюда

$$(F + \zeta_1) \epsilon_x = \frac{\zeta}{F} (x - x_0), \quad (3.11)$$

где x_0 и x — абсциссы сравниваемых полос на эталонной интерферограмме и на интерферограмме с неоднородностью. Как видно из формулы (3.11), при известных значениях F и $\frac{\zeta}{F}$ измерение углового отклонения ϵ_x сводится к измерению длины $x - x_0$, которая характеризует в каждой точке интерферограммы смещение (искривление) полосы, вызванное неоднородностью.

В монохроматическом свете для измерения ϵ_x достаточно сравнить положение полос одного порядка интерференции. В тех случаях, когда исследуемый объект занимает лишь часть поля интерферометра, в качестве эталонной интерферограммы можно использовать невозмущенные полосы.

4. Второй метод эталонной интерферограммы.

Теперь интерферограмму с неоднородностью получают при настройке интерферометра на один цвет. На эталонной интерферограмме и интерферограмме с неоднородностью

вдоль полос идентичного цвета имеем одинаковую разность хода:

$$\Theta(\xi_0 - F\varepsilon_x) = \Theta\left(\xi_1 + \frac{\zeta}{F}x\right).$$

Откуда

$$F\varepsilon_x = \xi_0 - \xi_1 - \frac{\zeta}{F}x.$$

Так же фону и полосе на эталонной интерферограмме, имеющей цвет фона, соответствует одинаковая разность хода:

$$\Theta\xi_0 = \Theta\left(\xi_1 + \frac{\zeta}{F}x_0\right),$$

откуда

$$\xi_0 - \xi_1 = \frac{\zeta}{F}x_0. \quad (3.13)$$

Исключив $\xi_0 - \xi$ из равенства (4.6), для полосы данного цвета на интерферограмме с неоднородностью получаем:

$$F\varepsilon_x = \frac{\zeta}{F}(x_0 - x), \quad (3.14)$$

где x_0 — абсцисса полосы цвета фона;

x — абсцисса полосы, имеющей цвет данного места изображения неоднородности на эталонной интерферограмме.

Определение эффективной оптической толщины неоднородности сводится к приближенному вычислению интеграла

$$L - L_0 = n_0 \int_{x_0}^x \varepsilon_x dx. \quad (3.15)$$

§ 15. Сравнение методов измерения оптической толщины

Методы приращений разности хода, строгие в принципе, на практике вводят ошибку по той причине, что линейный сдвиг Δx известен лишь с некоторым приближением. Обозначим через $\Delta x'$ ошибку, которую совершают при измерении Δx . Ошибка по разности $L_i - L_{i-1}$ в каждом интервале Δx примерно равна

$$\Delta x' \frac{L_i - L_{i-1}}{\Delta x}.$$

В сумме (3.3) эти ошибки складываются, и ошибка по конечному результату равна

$$\frac{\Delta x'}{\Delta x} (L - L_0). \quad (3.16)$$

Отсюда видно, что относительная ошибка по $L - L_0$ равна относительной ошибке по измерению линейного сдвига.

Для того, чтобы эту ошибку легко можно было сравнить с ошибкой методов угловых отклонений, в формулу (3.3) введем интервал измерений $x - x_0$. Обозначим через A верхнюю границу ε_x в поле неоднородностей исследуемого объекта. Тогда согласно выражению (3.3)

$$L - L_0 < A |x - x_0|.$$

Ошибка по $L - L_0$, следовательно, меньше

$$\eta_1 = A |x - x_0| \frac{\Delta x'}{\Delta x}. \quad (3.17)$$

Ошибка $\Delta x'$ постоянна, каков бы ни был угловой сдвиг Θ . Значит, ошибка η_1 обратно пропорциональна Δx , т. е. углу Θ .

При измерении угловых отклонений отношение $\frac{L_1 - L_2}{\Delta x}$ считается равным производной $\frac{\partial L}{\partial x}$ в середине отрезка прямой $L_1 L_2$. Мы, следовательно, считаем, что отклонение ε_x в месте точки L есть

$$\varepsilon_x(L) = \frac{L_2 - L_1}{\Delta x}. \quad (3.18)$$

Это приближение, очевидно, справедливо лишь тогда, когда оптическая толщина L непрерывна.

С помощью теоремы о конечных приращениях вычислим ошибку, совершаемую по ε_x . Можно записать:

$$\frac{L_2 - L_1}{\Delta x} = \frac{\partial L}{\partial x}(P) = \varepsilon_x(P),$$

где P есть точка, расположенная на отрезке прямой Δx . Повторное применение теоремы о конечных приращениях дает

$$\varepsilon_x(Q) = \varepsilon_x(L) + LP \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x}(R).$$

Точка R расположена между L и P на отрезке прямой Δx . Отсюда имеем

$$\varepsilon_x(L) = \frac{L_2 - L_1}{\Delta x} - LP \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x}(R). \quad (3.19)$$

Используя приближение (3.18), допускаем ошибку

$$LP \left| \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x} \right|(R).$$

Пусть B верхняя граница $\left| \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x} \right|$ в поле наблюдения. Ошибка по ε_x меньше $1/2 \Delta x B$.

На прямой отсчета, параллельной оси x , пусть L_0 есть эффективная оптическая толщина объекта в точке с абсциссой x_0 . Имеем

$$L - L_0 = \int_{x_0}^x \epsilon_x(L) dx. \quad (3.20)$$

Если мы определяем ϵ_x по наблюдению цвета в точке L , т. е. принимаем приближение (3.18), то величину $L - L_0$ получаем с ошибкой меньшей, чем

$$\eta_2 = B |x - x_0| \frac{\Delta x}{2}. \quad (3.21)$$

Эта ошибка возрастает линейно с увеличением Δx , т. е. углового сдвига. Она также тем больше, чем быстрее происходит изменение ϵ_x . Если эффективная оптическая толщина в каком-то месте претерпевает внезапное изменение, то модуль производной $\frac{\partial \epsilon_x}{\partial x}$ принимает значительную величину и ошибка η_2 в этих условиях становится большой. Тогда методы измерений ϵ_x теряют смысл.

Ошибки η_1 и η_2 имеют совершенно различное происхождение, поэтому невозможно дать общее правило для выбора метода. Во всяком случае можно сказать, что методы вычисления $L - L_0$ через приращения разности хода незаменимы, когда оптическая толщина неоднородности имеет прерывность.

Пусть имеется оптическая неоднородность, в которой общее изменение оптической толщины составляет около 5 длин световой волны, т. е.

$$L - L_0 = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ мк.}$$

Ширина неоднородности в направлении сдвига $x - x_0 = 10 \text{ мм}$. Допустим также, что распределение эффективной оптической толщины параболическое

$$L - L_0 = p (x - x_0)^2. \quad (3.22)$$

Значение постоянной p , следовательно, равно $2,7 \cdot 10^{-5} \text{ мм}^{-1}$. Продифференцировав выражение (3.22), получим

$$\epsilon_x = 2p (x - x_0)$$

и

$$\frac{d\epsilon_x}{dx} = 2p.$$

Отсюда верхние границы $|\epsilon_x|$ и $\left| \frac{\partial \epsilon_x}{\partial x} \right|$ в интервале $x - x_0$ равны: $A = 5,4 \cdot 10^{-4}$ и $B = 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ мм}^{-1}$.

Ошибка $\Delta x'$ составляет около 0,1 мм. Вычислим ошибки для рассматриваемого случая:

$$\eta_1 = A |x - x_0| \frac{\Delta x'}{\Delta x} = 5,4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\Delta x};$$

$$\eta_2 = B |x - x_0| \frac{\Delta x}{2} = 2,7 \cdot 10^{-4} \Delta x.$$

На рис. 19 приведены графики изменения ошибок η_1 и η_2 как функции линейного сдвига Δx . Из рисунка следует, что

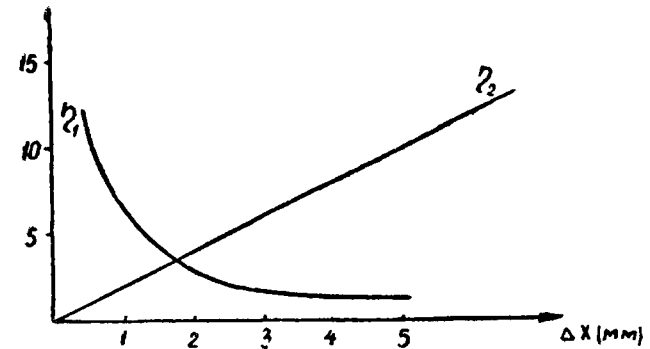


Рис. 19. Ошибки дифференциальных методов.

в нашем случае при значениях $\Delta x < 1,4 \text{ мм}$ преимуществом по точности обладает метод интегрирования функции $\epsilon_x(L)$.

Теперь рассмотрим неоднородность другой ширины, например, ширины $\frac{10 \text{ мм}}{\kappa}$, распределение оптической толщины опять параболическое, разность $L - L_0$ имеет прежнее значение. Теперь коэффициент p и граница A умножаются на κ^2 , а граница B умножается на κ . При тех же значениях Θ ошибка η_1 остается неизменной, а ошибка η_2 умножается на κ . Метод интегрирования угловых отклонений будет иметь преимущество до тех пор, пока η_1 остается больше, чем $\kappa \eta_2$, т. е. пока $\kappa < \frac{\eta_1}{\eta_2}$. Для $\Delta x = 1,4 \text{ мм}$ $\kappa = 2,5$. Следовательно, метод интегрирования ϵ_x будет иметь преимущество до значений ширины неоднородности более 4 мм.

§ 16. Точность дифференциальных методов

Выбор величины сдвига

Пусть δ' ошибка измерения разности хода δ по наблюдению цвета или порядка интерференции. Согласно формуле начальной разности хода ошибка по угловому отклонению ϵ_x есть

$$\frac{\delta'}{\Theta(F + \zeta_1)} = \frac{\delta'}{\Delta x}.$$

Следовательно, ошибка определения разности хода в интервале $x - x_0$, согласно формуле (3.15) выразится так:

$$\eta = \left| \int_{x_0}^x \frac{\delta'}{\Delta x} dx \right| = \frac{\delta'}{\Delta x} |x - x_0|. \quad (3.22)$$

Эта ошибка тем меньше, чем больше Δx . Однако, если работать в белом или немонахроматическом свете, невыгодно Δx брать слишком большим. Тогда в поле наблюдения появляются полосы высоких порядков, которые четко не различаются. Надо брать Δx таким, чтобы образующиеся цвета не были выше второго порядка. Причем, чтобы не было сомнений в знаке разности хода δ , подходящим изменением ξ добиваются того, чтобы цвета полос соответствовали бы таким значениям δ , которые были бы одного и того же знака. Тогда разность хода может изменяться примерно на две длины волны желтого цвета, т. е. будет содержаться между нулем и $1,1 \times 10^{-3}$ мм или между 0 и $-1,1 \cdot 10^{-3}$ мм. В этом интервале можно легко различить 10—12 отдельных цветов: пять или шесть цветов первого порядка и столько же цветов второго. Таким образом, ошибка, по разности хода δ имеет значение около $\delta' = 0,1 \times 10^{-3}$ мм.

Исходя из значения A — верхней границы ϵ_x в данной неоднородности, определяют сдвиг Δx , который должен быть таким, чтобы получались цвета 1 и 2 порядков. Зная фокусное расстояние F интерферометра, далее вычисляют угловой сдвиг Θ .

Допустим, что опыт проводится при настройке на один цвет. Цвет фона выбирают таким образом, чтобы начальная разность хода Δ была около $5,5 \times 10^{-3}$ мм, что соответствует половине интервала, установленного для изменения δ . При скрещенных поляроидах эта разность хода соответствует гашению желтой области спектра. Цветом фона, следовательно, будет чувствительный пурпурный цвет.

Дополнительная разность хода $\delta - \Delta = \Theta F \epsilon_x \approx \Delta x \cdot \epsilon_x$ по модулю меньше или равна $B \Delta x$, т. е.

$$|\delta - \Delta| \leq 0,55 \cdot 10^{-3} \text{ мм},$$

или

$$\Delta \leq \frac{0,55 \cdot 10^{-3} \text{ мм}}{B}.$$

Для приведенного выше примера $B = 5,4 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, линейный сдвиг равен 1 мм. В этих условиях ошибка измерения разности хода согласно (3.22) будет равна:

$$\eta = 1,17 \cdot 10^{-3} \text{ мм}.$$

Ошибки η_1 и η_2 (рис. 19) для этого случая значительно меньше, так что ответ на вопрос о том, каким из методов воспользоваться для вычисления разности хода и оптической толщины, будет зависеть от того, какой метод обеспечивает большие удобства в работе.

§ 17. О чувствительности интерферометра сдвига

Наблюдение и фотографирование неоднородностей известной величины показывают, что при настройке на полосы в благоприятных условиях с помощью интерферометра сдвига можно выявить изменение оптической толщины около $0,01 \lambda$ (однократное пересечение). Более высокая чувствительность достигается при настройке на один цвет. В этом случае чувствительность интерферометра зависит от величины начальной разности хода Δ . В монахроматическом свете самую высокую чувствительность интерферометр имеет при $\Delta = (N \pm 0,05) \lambda$, где N — порядок интерференции (центральная полоса черная). С источником белого света наиболее чувствительными являются металлически-серый и пурпурный цвета (1 порядок).

При чувствительной настройке интерферометр сдвига дает возможность выявить и сфотографировать неоднородность в виде узкой полосы, которой соответствует изменение оптической толщины около $0,002$ мк (метод полного сдвига). В интерферометрах с многократным пересечением предельная чувствительность может быть значительно повышена. Но для этого должны быть приняты все меры для уменьшения интенсивности отраженного и рассеянного света, попадающего в поле интерференции.

На пути к достижению максимальной чувствительности дополнительные трудности возникают при использовании в качестве источника света лазера. В этом случае необходимо добиться совершенной чистоты отражающих и преломляю-

ших поверхностей, находящихся на пути световых пучков и высокой равномерности в освещении поля интерференции.

В одинаковых условиях (оптическая система, источник света и т. д.) теневой метод уступает по чувствительности сдвиговой интерферометрии как при наблюдении ограниченных, так и протяженных неоднородностей. При наблюдении протяженных неоднородностей, уже начиная со сдвига 1 мм, чувствительность интерферометра сдвига превосходит чувствительность теневого прибора.

В случае стационарных неоднородностей и полного сдвига точность измерения оптической толщины в монохроматическом свете определяется точностью визуального воспроизведения цвета. Соответствующие опыты показывают, что точность визуального воспроизведения некоторых цветов может достигать значения около 0,004 мк.

Глава IV. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Как было отмечено выше, с лазерными источниками света устраняются такие трудности интерферометрии, как уравнивание оптических длин интерферирующих пучков, влияние дисперсии на контраст интерферограммы, ограничение размеров источника света и т. д. Например, с искровым источником света и интерференционным фильтром предварительная юстировка интерферометра должна быть осуществлена с точностью всего в несколько длин волн, то есть около 5×10^{-4} см, а с лазером эта точность понижается по крайней мере до нескольких сантиметров. Преимущества использования лазерного источника света могут быть также проиллюстрированы на примере интерферометра Маха-Цендера. С лазером из пяти тонких регулировок остаются лишь две — контроль ширины и направления полос.

Благодаря высокой степени пространственной и временной когерентности излучения, лазерный интерферометр годится лучше всего при изучении объектов, которые вызывают большие изменения разности хода и требуют большого числа контрастных полос. Однако следует иметь в виду, что лазер, работающий в многомодовом режиме, хотя и представляет собой источник малых размеров, но не является идеальным точечным источником.

Принято считать, что для быстропотекающих процессов газодинамики идеальным источником света является такой источник, который обеспечивает получение временной выдержки в одну микросекунду и менее. Рубиновый лазер в многомодовом режиме излучает импульсы длительностью около миллисекунды. Рубиновый же лазер в режиме гигантских импульсов с добротной модуляцией может излучать однофазовый импульс продолжительностью менее 0,1 микросекунды и является идеальным источником света для изучения быстропотекающих процессов.

Рубиновые лазеры в режиме гигантских импульсов способны производить импульсы чрезвычайно высокой мощности. С таким источником света необходимо предусмотреть, чтобы не происходило разрушение оптических деталей.

С лазерным источником света могут быть осуществлены все ранее описанные и другие схемы. В большинстве случаев оптической системой для формирования светового пучка служат оптические системы, аналогичные стандартным теневым приборам, но без светоделителя в том конце, где находится источник. Принципиальная схема интерферометра с лазером в качестве источника света представлена на рис. 20. ОКГ —

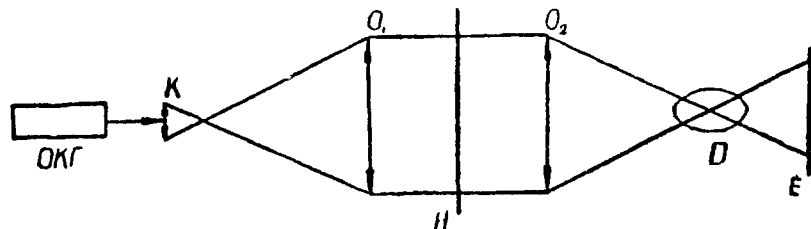


Рис. 20. Стандартная теневая система.

лазерный источник света, O_1 и O_2 — главные объективы (линзы или зеркала), H — плоскость исследуемого объекта, D — светоделитель известного типа, E — экран.

§ 18. Сдвиговые интерферометры

а) Поляризационные интерферометры

С когерентным источником света (лазеры, узкая освещенная щель) первая по ходу света призма Волластона может отсутствовать. При этом ошибка по начальной разности хода уменьшается в два раза. Использование лазера облегчает получение условия когерентности. С лазерами непрерывного действия, так как их излучение плоскополяризовано, становится ненужным поляризатор.

б) Зеркальные интерферометры

Лазерные источники света с большим удобством, чем обычные источники, могут быть использованы в зеркальных интерферометрах. Одна из таких схем уже была описана (§ 4). Простой интерферометр с лучшей экономией света может быть получен использованием призмы Костерса (рис. 21, а) или ее модификации (рис. 21, б). Призма Костерса состоит из двух равных половинок, внутренняя поверх-

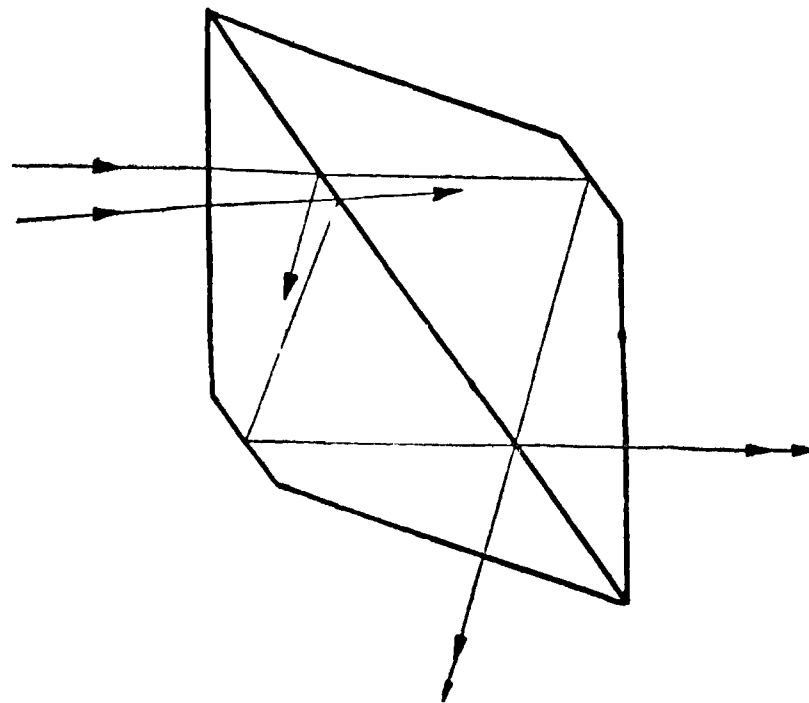
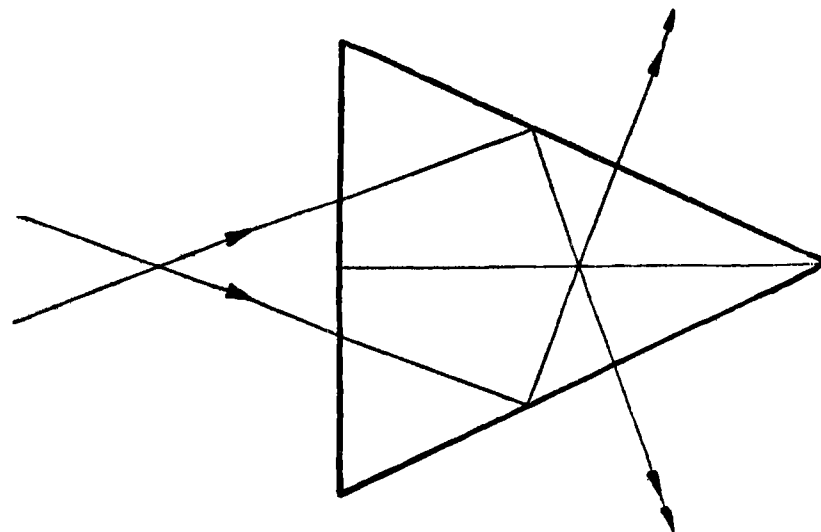


Рис. 21, а, б. Призма Костерса и ее модификация.

ность призмы покрыта полупрозрачной поверхностью. Ход лучей понятен из рисунка.

Более универсальным является кубический светоделитель, изображенный на рис. 22. Этот светоделитель напоминает

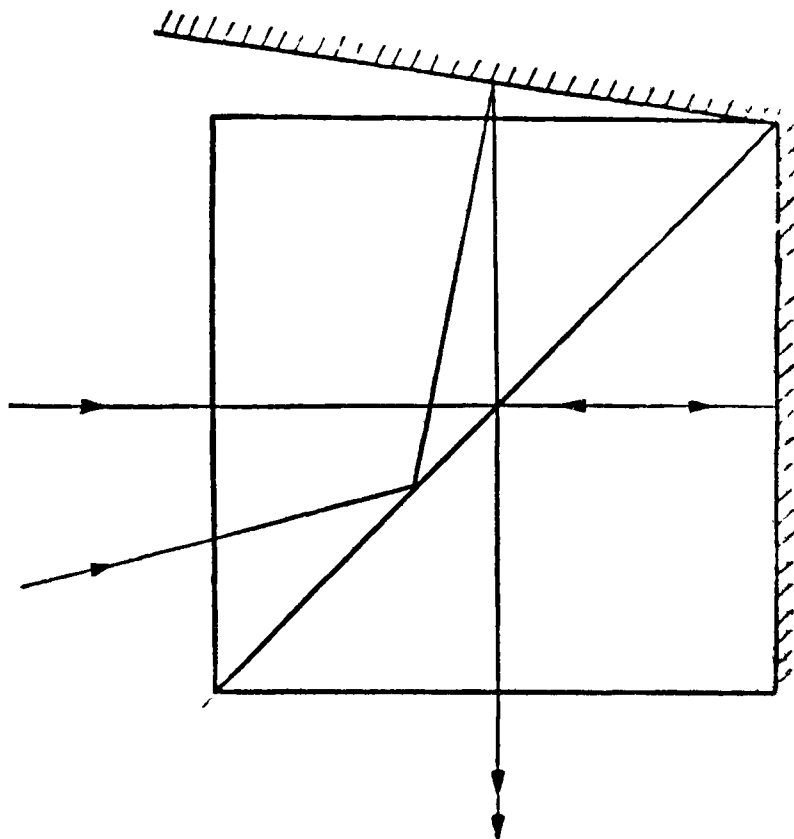


Рис. 22. Кубический светоделитель.

интерферометр Майкельсона. Кубический светоделитель состоит из двух прямоугольных призм, внутренняя поверхность куба полупосеребрена. Боковая поверхность одной компоненты куба покрыта полностью отражающим слоем, а другая призма скомбинирована с плоским зеркалом. Величина сдвига регулируется вращением зеркала. Ширина интерференционных полос в направлении сдвига меняется перемещением светоделителя по отношению к фокусу светового пучка.

Кубический светоделитель легко юстируется и более универсален, чем большинство светоделителей, описанных выше, в том отношении, что можно получить полный предел изменения сдвига.

С кубическим светоделителем из-за отражения света на непосеребренной поверхности куба появляются дополнительные, мешающие интерференционные полосы. Их можно устранить нанесением просветляющего слоя или наполнением пространства между кубом и зеркалом подходящей жидкостью.

При использовании лазера в качестве источника света наиболее простым способом получения интерферограммы является давно известный способ Ллойда. Прямой свет, идущий от светящейся точки, интерферирует со светом от ее изображения (рис. 23). Интерферометр с зеркалом Ллойда

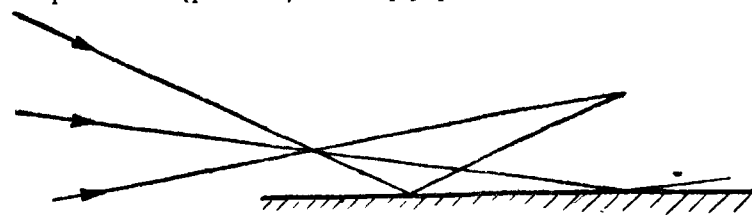


Рис. 23. Зеркало Ллойда.

имеет ограничение, которое заключается в том, что смещение лучей, вызываемое их отклонением в неоднородности, не должно превышать расстояния между фокусами пучка. Это расстояние определяет начальную ширину полос.

в) Интерферометр с нитью в фокусе

В этом интерферометре, как известно, используется узкий щелевой источник и очень тонкая нить. Нить закрывает неотклоненные лучи и интерферограмма образуется в результате наложения отклоненных неоднородностью лучей с дифрагированным на нити светом противоположной фазы.

Очевидный недостаток такого интерферометра с обычным источником света заключается в слабой освещенности интерференционного поля. Однако с лазером щель не требуется, так как размеры фокального пятна определяются только aberrациями оптической системы и дифракцией. С аргонным лазером интерферометр с нитью в фокусе может быть использован с временной выдержкой порядка одной микро-секунды.

г) Решетчатый интерферометр

Решетчатый интерферометр чаще других используется для получения больших сдвигов — до половины диаметра главных объективов. Этот интерферометр прост в работе, с лазерным источником света возможно исключить первую дифракционную решетку.

В плоскости объекта ширина светового пучка d' должна быть примерно равна

$$d' = 2Ftg\Theta, \quad (4.1)$$

где значение Θ (углового сдвига) определяется из уравнения дифракционной решетки

$$\frac{\lambda}{d} = \sin \Theta, \quad (4.2)$$

в котором d есть постоянная решетки.

Дифракционная решетка расщепляет световой пучок на серию дифракционных пучков или порядков. Интерференционные полосы образуются там, где перекрываются дифракционные порядки. Если решетка помещена в фокусе светового пучка, то соответственные лучи пучков не наклонены друг к другу и появляется бесконечная полоса. Когда решетка перемещается от фокуса вдоль оси пучка, расстояние каждого луча от главной оптической оси изменяется (за исключением лучей нулевого порядка). В этом случае два соответственных луча встречаются под малым углом и появляются полосы.

§ 19. Интерферометры с полностью разделенными пучками

Используя лазерные источники света, можно создать интерферометры классического типа, то есть интерферометры с полностью разделенными рабочим и референтным пучками. По отношению к интерферометрам типа Маха-Цендера и Майкельсона в лазерных интерферометрах классического типа оптическая система для отсчетного пучка состоит из оптических деталей малого размера. Такие интерферометры более легко регулируются и их можно сделать менее чувствительными к вибрациям.

а) Интерферометр типа Маха-Цендера

Главная особенность лазерного интерферометра типа Маха-Цендера заключается в том, что отсчетный пучок распространяется так, что перед наложением с рабочим пучком он имеет такое же угловое отверстие, что и последний пучок.

На рис. 24 изображена схема такого интерферометра. Коллимированный лазерный пучок, в несколько миллиметров диаметром, делится полупрозрачной пластиной D_1 на два

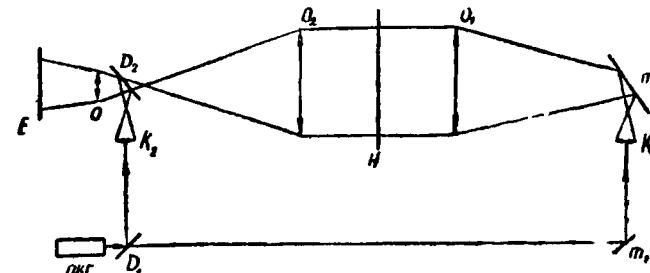


Рис. 24. Интерферометр типа Маха-Цендера.

пучка — рабочий пучок и отсчетный. Рабочий пучок при помощи короткофокусного объектива K_1 и главного объектива O_1 расширяется до диаметра поля наблюдения. Исследуемый объект H помещается в параллельном пучке. Изображение объекта формируется вторым главным объективом O_2 и проектирующим объективом O в плоскости экрана. Отсчетный пучок приводится в совпадение по углу с рабочим пучком при помощи объектива K_2 и соединяется с рабочим пучком на светоделителе D_2 . Плоские зеркала m_1 и m_2 служат лишь для изменения направления света.

Преимущество лазерного интерферометра по сравнению с соответствующим интерферометром, использующим обычный источник света, следует из рассмотрения рис. 24. Зеркала и светоделители в этой установке могут быть сделаны малым — в 1—2 см диаметром. Необходимое оптическое качество может быть легко получено при таких малых размерах. Лазер ОКГ, светоделитель D_1 и главный объектив O_2 могут быть объединены в одну систему; главный объектив O_1 , зеркала m_1 и m_2 и объектив K_1 могут быть объединены в другую систему. Оптические элементы, показанные на рис. 24, могут быть установлены и другим способом, например, так, чтобы два пучка имели одну и ту же оптическую длину. Это важно для наблюдения с очень короткими выдержками (10^{-9} сек), потому что расстояние, проходимое светом за это время, составляет около 300 мм, и пути волн двух пучков должны в достаточной мере перекрывать друг друга. Отдельные системы интерферометра должны быть свободны от вибраций. Две системы могут быть установлены на произвольном расстоянии независимо друг от друга.

Юстировка прибора проста. Вначале приводят в совпадение действительную и мнимую фокальную плоскости объек-

тивов O_2 и K_2 . Это достигается наблюдением интерференционных полос на экране. Если две фокальные плоскости не совпадают, то наблюдаются концентрические полосы. Перемещением объектива K_2 вдоль оптической оси концентрические полосы могут быть сделаны прямыми. Вращением и наклоном одного из зеркал m_1 и m_2 , или одного из светоделителей D_1 и D_2 одна прямая полоса может быть расширена на все поле. Это наиболее выгодно делать, регулируя положение светоделителя D_2 . Оптические оси компонент интерферометра должны быть в одной плоскости. Юстировка проводится в отсутствие объекта H .

Вместо линз могут быть использованы сферические зеркала. Если диаметр мал (менее 150 мм) предпочтение отдается линзам, потому что вообще установка со сферическими зеркалами приводит к неизбежным aberrациям.

Установка, показанная на рис. 24, лучше годится для исследования моделей, в которых рефракционные эффекты значительны.

б) Интерферометр типа Майкельсона

Этот лазерный интерферометр характеризуется тем, что длина отсчетного пучка, как показано на рис. 25, сокращена до минимума. Пучок света, идущий от лазера ОКГ, расши-

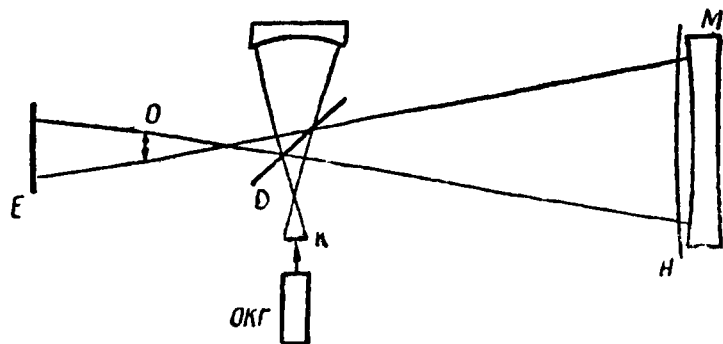


Рис. 25. Интерферометр типа Майкельсона.

ряется короткофокусным объективом K . Светоделитель D помещен непосредственно по соседству с фокальной плоскостью объектива K . Рабочий пучок проходит от светоделителя до зеркала M , затем отражается и возвращается, пересекая исследуемую область H дважды. Центр кривизны сферического зеркала M должен совпадать с мнимым фокусом объектива K . Отсчетный пучок также отражается назад малым сферическим зеркалом m , мнимый центр кривизны которого

должен совпадать с центром кривизны M . Светоделитель D затем снова объединяет рабочий и отсчетный пучки. Окончательно изображение исследуемого объекта H образуется проектирующим объективом O в плоскости экрана.

Рис. 25 изображает простую оптическую установку, которая может быть очень полезной. Она похожа на теневую установку Фуко. Лазер ОКГ, объектив K , светоделитель D и малое сферическое зеркало m должны составить одну систему. Вторая система состоит из сферического зеркала M и его принадлежностей. Внимание должно быть уделено антивибрационному монтажу. Исследуемый объект H должен помещаться как можно ближе к сферическому зеркалу M . Так как оптические компоненты располагаются в двух разделенных друг от друга системах, исследуемый объект может находиться относительно интерферометра множеством различных способов.

Юстировка этого интерферометра также очень проста. После того, как две системы разместили примерно так, как показано на рис. 25, центр кривизны сферического зеркала M приводится к светоделителю D осевым перемещением зеркала. Окончательная юстировка совершается осевым перемещением малого зеркала m до тех пор, пока концентрические интерференционные полосы не станут прямыми. Ширина прямых интерференционных полос может быть отрегулирована поворотом сферического зеркала M или светоделителя D .

Интерферометр, показанный на рис. 25, хорошо годится для исследования слабых неоднородностей, для определения оптического качества защитных стекол и т. д. Так как этот интерферометр легко юстируется, он может быть быстро приведен в действие. Очень важное преимущество интерферометра со сферическим зеркалом в том, что может быть получено большое поле наблюдения. Эта установка наиболее практична для объектов небольшой толщины.

Для исследуемых объектов большой толщины необходимо иметь оптическую систему с параллельным пучком, аналогичную системам, изображенным на рис. 14 или 16.

§ 20. Голографический интерферометр

а) Принципы голографии

Принципы голографии (Д. Габор, 1948) рассмотрим на примере восстановления формы фронта волны, прошедшей через оптическую неоднородность. Для этого можно использовать оптическую установку, напоминающую интерференционную систему Френеля (рис. 26).

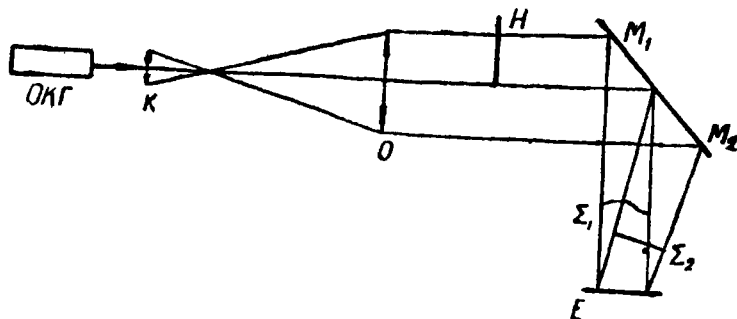


Рис. 26. Голографическая установка.

Световой пучок, идущий от лазера ОКГ, расширяется микрообъективом К и коллимируется линзой О. Часть светового пучка проходит через неоднородность Н. Две части светового пучка, после отражения от плоских зеркал М₁ и М₂, соединяются на фотопластине Е, создавая голограмму.

Рассмотрим два случая.

Первый случай — оптическая толщина неоднородности постоянна.

Волны Σ₁ и Σ₂ образуют углы Θ₁ и Θ₂ с плоскостью пластины, а между собой — угол Θ₁—Θ₂. На фотопластине образуется система прямолинейных интерференционных полос, перпендикулярных, например, оси Ох. Распределение интенсивности света на экране определяется выражением

$$I(x) = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (4.3)$$

В случае малых углов

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} x \Theta_1 \text{ и } \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} x \Theta_2. \quad (4.4)$$

Период (ширина) полос равен $e = \frac{\lambda}{\Theta_1 - \Theta_2}$, а пространственная частота $\nu = \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\lambda}$. Если «интерференционную решетку» осветить плоской волной Σ, как это показано на рис. 27, то от голограммы начнут распространяться три волны: одна — в направлении падающего света Σ₀ и еще две — под углами $+(\Theta_1 - \Theta_2)$ и $-|\Theta_1 - \Theta_2|$ к нормали плоскости пластины — Σ₁₊ и Σ₁₋.

Будем считать одну из волн, создающих интерференционную решетку, например Σ₂ (рис. 26) опорной (отсчетной) волной. Тогда можно сказать, что волны Σ₁₊ и Σ₁₋, возникающие при освещении интерференционной решетки плос-

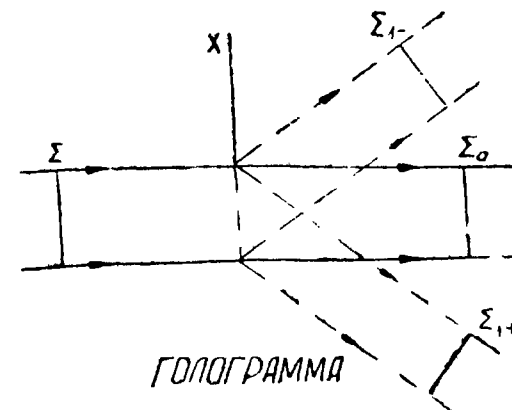


Рис. 27. Восстановление волнового фронта.

кой волной (рис. 26), соответствуют восстановленной плоской волне.

Второй случай — оптическая толщина неоднородности изменяется произвольным образом.

Теперь интерференционная решетка — голограмма образуется в результате наложения промодулированной по фазе волны Σ₁ с плоской волной Σ₂. Поэтому, осветив голограмму плоской волной, мы снова получим три волны: волну нулевого порядка, не содержащую никакой информации, и две боковые волны, промодулированные множителями, являющимися функцией оптической толщины неоднородности. Боковые волны выходят из пластины соответственно под углами $\pm(\Theta_1 - \Theta_2)$. Очевидно, боковые волны являются полностью восстановленной волной Σ₁, которая, в свою очередь, получилась при прохождении через исследуемый объект.

Голограмма подобна обычной двухлучевой интерферогамме, с довольно часто расположенными полосами, за исключением в общем случае того, что объект не сфокусирован на фотопластине.

б) Голографическая интерферометрия

Голография имеет значительные преимущества наряду с некоторыми серьезными ограничениями. Преимущество перед обычной фотографией следует из того, что голография дает возможность зарегистрировать на фотопластинке больше информации. Дополнительная информация может принимать различные формы, включая информации о трехмерной форме объектов, их цвете, или реконструкцию нескольких совершенно различных объектов на одной пластине.

Ограничение возникает скорее всего из очевидного факта, что больше информации означает больше деталей на пластине, и следовательно, голография нуждается в пластинах с высоким разрешением, которые, как правило, мало чувствительны. Требуемое разрешение зависит от используемой угловой апертуры, но если она широка, то разрешение должно быть порядка длины волны.

Так как часто приходится иметь дело с нестационарными процессами, то необходимость иметь высокоразрешающие пластинки является серьезным недостатком. Голография иногда включает в себя использование сравнительно невысоких пространственных частот, что часто находится в пределах разрешающей способности достаточно чувствительных пластин.

Тот факт, что оптические неоднородности являются часто фазовыми объектами, упрощает теорию. Дополнительное упрощение может быть осуществлено фокусировкой объекта на экране. Тогда голограмма подобна обычной двухлучевой интерферограмме с тесно расположенными полосами. При этом теряются некоторые свойства голограмм, тогда, например, информация о любой точке не распространяется по всей пластине. Это не важно для неоднородностей, и голограммы, получаемые этим способом, наименее требовательны к разрешающей способности фотоматериала.

Следовательно, обычная интерферограмма может быть использована как голограмма. Однако, как было показано И. Лейтом и Ю. Упатниексом, пространственная частота несущей, то есть интерферограммы без неоднородности, должна быть по крайней мере в три раза больше максимума изменений частоты (положительных и отрицательных), вызываемых объектом. Голограмма может рассматриваться тогда как дифракционная решетка и будет разделять первые порядки от нулевого. Допустим, что максимальная пространственная частота в плоскости объекта, которую необходимо зарегистрировать, составляет 4 *лин/мм*. Тогда голограмма без неоднородности должна иметь по крайней мере 12 *лин/мм*, а голограмма с неоднородностью — около 16 *лин/мм*. На практике голограмма обычно уменьшается по величине по сравнению с объектом и пространственная частота соответственно увеличивается. Например, если голограмма имеет одну треть полной величины, то голограмма без объекта будет иметь 36 *лин/мм*, а голограмма с объектом — максимум 48 *лин/мм*.

Эти случаи выбраны как представляющие практический интерес и демонстрирующие два момента. Во-первых, требуемое разрешение находится в пределах разрешающей способности сравнительно чувствительных эмульсий (МЗ, Мик-

рат). Во-вторых, общее число полос, подлежащих к регистрации, составляет несколько тысяч. Это означает, что практически может быть использован только лазерный источник света.

Голограмма сама по себе не показывает ничего, кроме очертания непрозрачных предметов. Однако она может быть изучена любым из распространенных оптических методов визуализации. Для этого голограмма помещается в положение самого объекта в теневом приборе. В фокусе главного объектива наблюдательной части пучок нулевого порядка задерживается, в то время как один или оба дифрагированных пучка 1-го порядка используются.

Для голографической интерферометрии имеются два метода получения интерферограммы. Первый метод состоит в том, что голограмма получается при двойной экспозиции на одну и ту же плёнку: одна экспозиция дается с неоднородностью, вторая — без неоднородности. Если результирующую голограмму поместить в теневом приборе так, как было указано выше, то результат будет представлять собой интерферограмму, дающую распределение разности хода в неоднородности.

Интерферограмма показывает изменения, которые происходят между двумя экспозициями. Любые несовершенства в оптической системе остаются неизменными и, следовательно, не появляются на результирующей интерферограмме. Это есть существенное преимущество метода голографии.

Второй метод заключается в получении двух отдельных голограмм — одной с неоднородностью, другой — без неоднородности. Если их наложить друг на друга и поместить в теневой прибор, то результат получится таким же, как в первом методе.

Вообще говоря, метод наложения обычных интерферограмм для исключения ошибок оптической системы использовался и раньше. Однако в этом случае метод имеет недостаток: две системы пересекающихся полос очень хорошо видны и это может преобладать в конечном результате. С голографическим методом голограммные полосы не появляются в конечной интерферограмме и видны лишь полосы, вызванные неоднородностью.

Несколько слов о получении теневых картин неоднородности с помощью голографии. Теневая картина по методу Теплера может быть получена задержкой части светового пучка первых порядков тенью ножом. Если необходимо получить черно-белую фотографию, то может быть использован, например, свет от ртутной лампы типа ДРШ, пропущенный через фильтр. Цветная теньяграмма может быть получена использованием источника белого света и цветной

пленки, так как голограмма сама действует как дифракционная решетка, вызывая спектр в фокусе теневого прибора. Теневая картина по методу Дворжака получается, если экран поместить чуть впереди или позади плоскости, на которую объект сфокусирован.

Указанные методы взаимно дополняют друг друга. Поэтому голограмма эквивалентна получению в один момент фотографии неоднородности всеми различными способами. Это также является значительным преимуществом.

Для получения голограмм оптической неоднородности могут быть использованы все те интерференционные системы, которые позволяют получить достаточно частые интерференционные полосы. Однако наиболее удобными являются интерферометры с полностью разделенными пучками, так как в них не образуется двойное изображение исследуемого объекта.

§ 21. О некоторых особенностях применения интерферометра сдвига

Примеры применения интерферометров сдвига многочисленны и разнообразны. Первые интерферометры сдвига предназначались, главным образом, для микроскопии и применялись в биологии, кристаллографии, металлографии и т. д. Затем были созданы интерферометры сдвига для исследования макроскопических неоднородностей, получившие применение при испытании качества оптических деталей и систем, при визуализации и измерении газодинамических полей, при изучении процессов диффузии и т. д. Однако, несмотря на большое разнообразие явлений, поддающихся изучению с помощью интерферометров сдвига, во всех случаях непосредственной целью является измерение эффективной оптической толщины или показателя преломления исследуемого объекта. Естественно, что особенности применения интерферометров сдвига определяются не природой изучаемого процесса, а структурой неоднородности.

В этом параграфе предполагается, что приемником интерферограммы является фотоэмульсия или глаз, чувствительность которых определяется не абсолютным, а относительным изменением освещенности.

Интерферометр имеет более высокую чувствительность при настройке его на бесконечную полосу. При этом, как уже отмечалось раньше, интерферометр имеет наибольшую монохроматическую чувствительность при значении начальной разности хода, отличающейся примерно на 0,05 от значений, кратных λ (при этом полоса нулевого порядка предполагается темной).

За чувствительность интерферометра условно примем величину, обратно пропорциональную наименьшему изменению разности хода, которое вызывает заметное для глаза или фотоэмульсии изменение освещенности или цвета:

$$\sigma = \frac{1}{(\delta - \Delta)_{\min}}.$$

Опыты со слабыми эталонными неоднородностями показывают, что как монохроматическая, так и хроматическая чувствительность интерферометра с изменением начальной разности хода может изменяться в пределах от 3 до 50, т. е. более чем на один порядок (разность хода выражена в десятках микрон). Предельная чувствительность цветных и черно-белых фотоэмульсий примерно одна и та же.

На фото 1, а приведены интерферограммы узких эталонных неоднородностей, нанесенных на плоскопараллельную стеклянную пластину. Интерферограммы имеют наибольший контраст, а настройка на бесконечную полосу имеет максимальную чувствительность. Изображения неоднородностей удвоены полностью.

На интерферограмме, полученной при настройке на бесконечную полосу, можно уверенно обнаружить неоднородность, вызывающую изменение разности хода на 0,01 ширины полос (крайняя слева неоднородность), и с очень слабым контрастом — неоднородность, которая изменяет разность хода всего лишь около 0,004 ширины полос (крайняя справа неоднородность). При настройке на полосы удается заметить неоднородность, которая вызывает искривление полосы около 0,02 ширины полос.

При выявлении слабых узких неоднородностей необходимо, кроме настройки интерферометра на максимальную

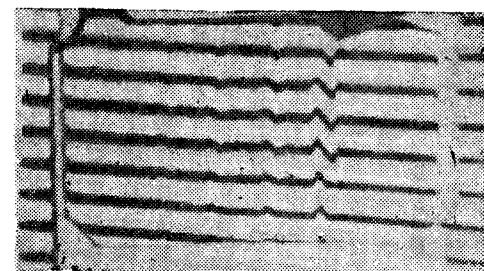
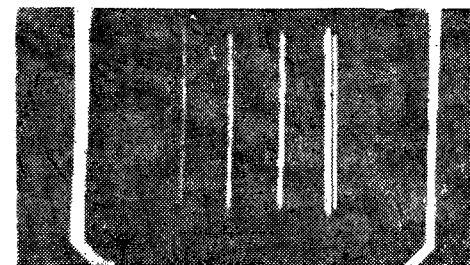


Фото 1, а, б. Интерферограммы эталонных неоднородностей.

чувствительность, использовать полный сдвиг и для усиления контраста картины два изображения неоднородности расположить рядом. При этом для измерений, пока достаточно чувствительность, удобнее всего применять настройку на полосы, перпендикулярные к длине неоднородностей.

Когда применяется неполный сдвиг, т. е. два изображения неоднородности в основной части перекрывают друг друга, чувствительность интерферометра увеличивается по мере увеличения величины сдвига. Эта особенность интерферометра сдвига иллюстрирует фото 2. Снимки *а, б, в*,

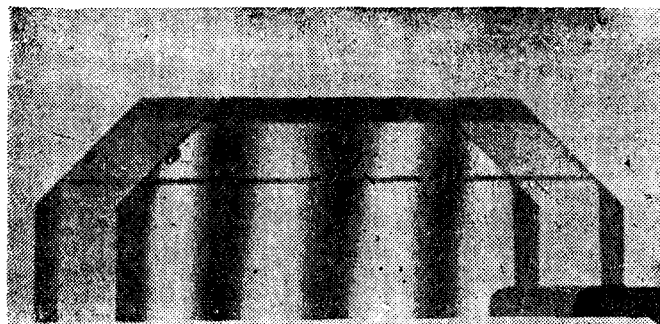
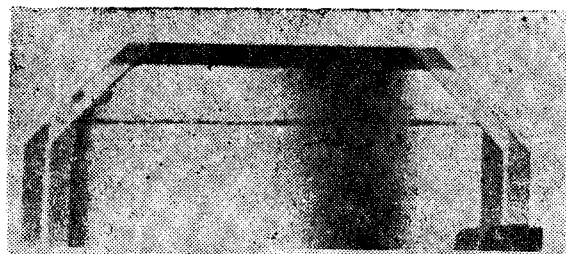
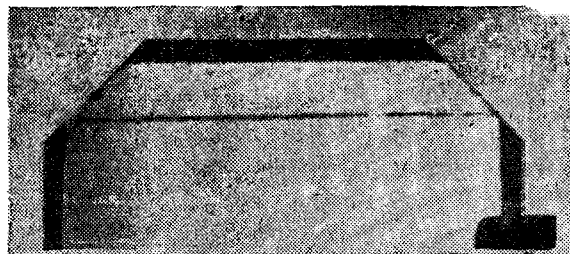


Фото 2, *а, б, в*. Интерферогаммы пластины при разной величине сдвига.

получены соответственно при сдвигах 0,01, 0,05 и 0,2 длины стеклянной пластины. Направление сдвига совпадает с горизонтальной прямой, нанесенной на стеклянную пластину. По мере увеличения сдвига выявляется все больше деталей в изменении эффективной оптической толщины пластины и становятся возможными количественные измерения. Вдоль горизонтальной прямой угловые отклонения ε_x изменяются в пределах от 0 до 10^{-4} рад.

Интерферограмма верхней части стеклянной пластины, полученная при полном сдвиге, представлена на фото 3.

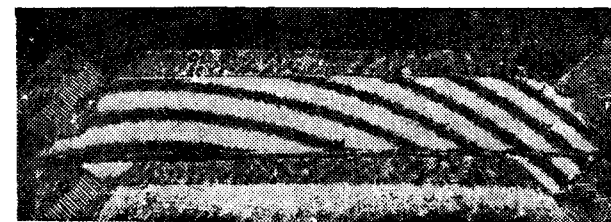


Фото 3. Интерферограмма пластины при полном сдвиге интересующей области.

Здесь полосы выражают изолинии эффективной оптической толщины. Интерферограмма получена с помощью лазера. При изучении «грубых» нестационарных неоднородностей в большинстве случаев разрешение интерференционных полос ограничивается разрешающей способностью фотоэмульсии, и приходится прибегать к сравнительно большим увеличениям и малым экспозициям. Поэтому для изучения грубых неоднородностей большие возможности имеют небольшие интерференционные установки. На фото 4 приведена интерферограмма распространяющегося в трубке пламени, полученная при полном разделении интерферирующих пучков. Несмотря на то, что во фронте пламени имеются большие градиенты оптической толщины, все интерференционные полосы разрешены полностью и их продолжения прослеживаются до стенок трубки. Увеличение $3\times$, пленка А-2, выдержка 5×10^{-5} сек.

Во многих случаях исследуемый объект занимает только часть поля наблюдения интерферометра и в качестве эталонной интерферограммы можно использовать продолжения полос вне неоднородности. Иногда для этого необходимо ориентировать полосы в удобном для измерений направлении, как это показано на фото 5. Направление невозмущенных интерференционных полос перпендикулярно к оси пламени.

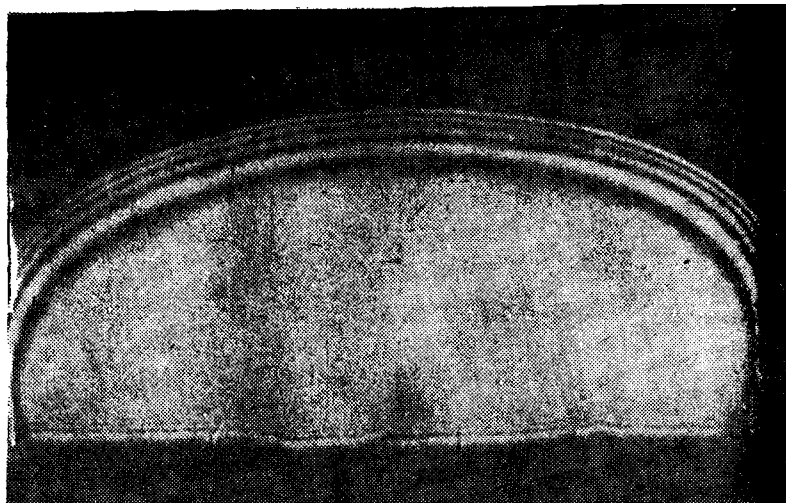


Фото 4. Интерферограмма фронта пламени.

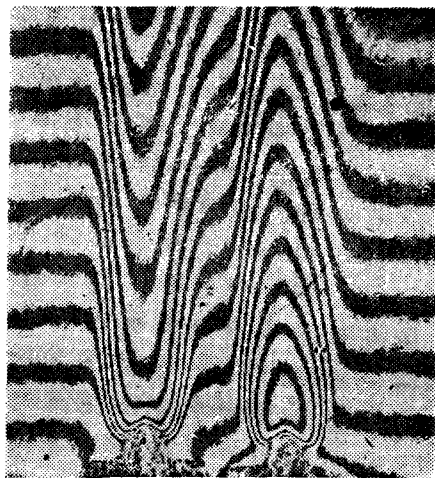


Фото 5 Интерферограмма пламени спиртовки.

ЛИТЕРАТУРА

- Лебедев А. А. Поляризационный интерферометр и его применение. — Труды ГОИ, Л., 5, 53, 1931.
- Франсон М. Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы. Изд. иностр. лит., 1960.
- Михеев М. П. Разработка поляризационных интерферометров для исследования оптических неоднородностей. — Канд. диссертация, Казань, 1965.
- Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
- Bates W., Proc. Phys. Soc. 1947. 59, 336, 940—950.
- Chevalerias R., Latron Y. and Veret C., JOSA, 47, 8, 703 — 706, 1957.
- Gontier G., C. R. Ac. Sci., 242, 3054—3056, 1956; 244, 1019—1022, 2591—2594, 1957.
- Hariharan P. and Sen D., JOSA, 49, 11, 1105—1106, 1959. J. Sci. Instr., 37, 10, 374—376, 1960.
- Murty M., Appl. Opt., 3, 4, 531—534, 1964.
- Drougard R. and Wilczynski J., JOSA, 55, 12, 1638—1642, 1965.
- Grigull U. and Rotten Kolber H., JOSA, 57, 2, 149—155, 1967.
- Tanner L., J. Sci. Instr., 43, 12, 88—885, 1966.

Приложение
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ШКАЛА ЦВЕТОВ

Порядок цвета	Ц в е т	Разность хода в мк
Первый	черный	0,00
	металлически-серый	0,085
	белый	0,18
	желтый	0,35
	коричнево-желтый	0,45
	пурпурный	0,54
Второй	фиолетовый	0,57
	синий	0,59
	голубой	0,63
	зеленовато-голубой	0,70
	светло-желтый	0,84
	желтый	0,91
	оранжевый	0,98
	пурпурный	1,07
Третий	синий	1,14
	голубовато-зеленый	1,23
	желтовато-зеленый	1,30
	зеленовато-желтый	1, 4
	розово-желтый	1,53
	розовый	1,58

	ОГЛАВЛЕНИЕ	Стр.
Глава I.	Зеркальные интерферометры сдвига	10
§ 1.	Треугольный интерферометр	11
§ 2.	Круговой интерферометр	12
§ 3.	Двухпольный интерферометр	13
§ 4.	Интерферометр с плоской пластиной и лазером	19
§ 5.	О некоторых общих свойствах интерферометров сдвига	21
Глава II.	Поляризационные интерферометры сдвига	26
§ 6.	Призма Волластона. Основные соотношения	26
§ 7.	Бипризма Волластона	30
§ 8.	Компенсационные интерферометры	33
§ 9.	Автокомпенсационные интерферометры	38
§ 10.	Юстировка и регулировки поляризационных интерферометров	43
Глава III.	Методы дифференциальной интерферометрии	46
§ 11.	Экспериментальная шкала цветов	46
§ 12.	Методы приращений разности хода	47
§ 13.	Явление компенсации дополнительной разности хода	49
§ 14.	Методы угловых отклонений	52
§ 15.	Сравнение методов измерения эффективной оптической толщины	54
§ 16.	Точность дифференциальных методов. Выбор величины сдвига	58
§ 17.	О чувствительности интерферометров сдвига	59
Глава IV.	Применение лазеров в интерферометрах	61
§ 18.	Сдвиговые интерферометры	62
§ 19.	Интерферометры с полностью разделенными пучками	66
§ 20.	Голографический интерферометр	69
§ 21.	О некоторых особенностях применения интерферометров сдвига	74
	Литература	79
	Приложение	80