

А. Г. Козачок

**Голографические
методы исследования
в экспериментальной
механике**



А. Г. Козачок

**Голографические
методы исследования
в экспериментальной
механике**



МОСКВА «МАШИНОСТРОЕНИЕ» 1984

ББК 22.343.4
К 59
УДК 621.378.9:778.4

Рецензент д-р физ.-мат. наук М. М. Бутусов

Козачок А. Г.

К 59 Голографические методы исследования в экспериментальной механике. — М.: Машиностроение, 1984. — 176 с., ил. 2 р.

Изложены вопросы разработки и применения голографических измерительных систем для определения механических величин. Основное внимание уделено созданию универсальных голографических интерферометров, анализу метрологических характеристик, автоматизации обработки и расшифровки интерферограмм, аппаратурному обеспечению голографических систем и их практическому использованию.

Предназначена для научных и инженерно-технических работников, занимающихся как решением задач механики, так и разработкой и применением голографических методов.

1704050000-257
К 036 (01) - 84 Свод. лл. впаисных изд. 1984

ББК 22.343.4
535

©Издательство "Машиностроение", 1984 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы много внимания уделяется методам голографической интерферометрии. Использование лазеров и голографического принципа заныло возможность запоминать световую волну любой сложности и восстанавливать ее в любой момент времени. При решении задач экспериментальной механики нас интересует не сама волна, а исследуемый объект, через который волна проходит или от которого она отражается. На голограмме регистрируется информация об объекте или изменениях, происшедших с ним. Свойства объекта, сложность его формы перестали играть существенную роль. Стала возможной интерференция между волнами, реально существовавшими в различное время.

Методы голографической интерферометрии обладают такими преимуществами, как бесконтактное и одновременное получение информации о смещении точек по всей поверхности объекта; низкий порог чувствительности, определяемый долями длины световой волны; возможность исследования диффузно рассеивающих объектов; использование в качестве меры длины световой волны; возможность решения как статических, так и динамических задач. Совокупностью перечисленных качеств не обладает ни один из известных методов исследования.

Отсюда понятен тот глубокий интерес к этим методам, который возник у специалистов в области экспериментальной механики. Это естественно, поскольку результаты экспериментов, как правило, служили и служат основой при создании различных теорий механики. Более того, с возрастанием сложности конструкций, со стремлением к их максимальной мощности и минимальной массе экспериментальным исследователям приходится все большее значение.

Практическое применение методов голографической интерферометрии, как и всяких других новых методов, связано с решением ряда задач. Голографическая интерферограмма содержит полную информацию об изменениях, происшедших с объектом. В некоторых случаях уже сам характер интерференционной картины позволяет делать важные выводы о дефектах структуры, резонансных частотах и формах колебаний объектов, сравнивать исследуемые объекты с эталонными и решать другие, так называемые качественные задачи.

Однако в большинстве экспериментальных исследований необходимо получение количественной информации об объекте или процессе, что требует расшифровки голографических интерферограмм. В зависимости от сложности решаемой задачи расшифровка может осуществляться как сравнительно простыми средствами, так и довольно сложными системами, обо-

печатающими автоматический ввод интерферограмм в ЭВМ и представление результатов в удобном для экспериментатора виде. В последнем случае требуется по существу создание нового класса информационно-измерительных систем — голографических измерительных систем (ГИС). Такие системы в настоящее время разрабатывают и начинают использовать. При их создании возникают следующие задачи:

разработка и совершенствование источников когерентного излучения для записи и восстановления голографических интерферограмм;
создание универсальных голографических установок, позволяющих реализовать различные методы голографической интерферометрии;
разработка и совершенствование методов получения и расшифровки голографических интерферограмм, обеспечивающих возможность автоматизации голографического эксперимента;

разработка программного обеспечения и специального периферийного оборудования ЭВМ;

анализ метрологических характеристик голографических измерительных систем и их элементов.

Предлагаемая книга посвящена решению этих вопросов. Она начинается с рассмотрения некоторых задач механического эксперимента и тех величин, измерение которых необходимо для их решения. На основе анализа механических параметров и требований к методам их измерения определяются возможности использования голографической интерферометрии в экспериментальной механике.

Далее, проанализированы методы получения и расшифровки голографических интерферограмм при исследовании напряженно-деформированного состояния объектов и определении рельефа их поверхности. Серьезное внимание уделено метрологическим характеристикам интерферометров, анализу систематических и случайных погрешностей, возникающих при измерении.

Рассмотрено аппаратное обеспечение голографических измерительных систем.

Заканчивается книга описанием конкретных экспериментов, иллюстрирующих возможности и перспективы применения голографических методов исследования в экспериментальной механике.

Работа подытоживает более чем десятилетний опыт исследований по созданию голографических измерительных систем и их применению в экспериментальной механике. Она содержит в основном оригинальные результаты, полученные в лаборатории голографических методов измерений Новосибирского электротехнического института под руководством и при непосредственном участии автора.

Считаю своим долгом выразить искреннюю признательность сотрудникам лаборатории Л. П. Гурьеву, С. Т. Де, В. Ф. Киму, А. В. Логинову, Ю. Н. Солодкину, В. А. Хандогину, совместная работа с которыми способствовала написанию этой книги.

Все замечания и пожелания просьба направлять по адресу: 107076, Москва, Б-76, Стромынский пер., 4, издательство "Машиностроение".

ГЛАВА I.

ИЗМЕРЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

I. МЕХАНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ТРЕБОВАНИЯ К МЕТОДАМ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

Известно, что правильная постановка измерительного эксперимента требует прежде всего четко сформулированной цели. Затем необходимо определение круга параметров, измерение которых приводит к достижению поставленной цели. При этом предполагается выявление не только самих измеряемых величин, но и диапазонов их изменений, минимальных значений, допустимых погрешностей измерения, динамических характеристик, необходимого пространственного разрешения и т.д. Все это позволяет обосновать требования к методам измерений, их метрологическим характеристикам и определить возможность использования того или иного метода для решения поставленной задачи.

С этой точки зрения рассмотрим некоторые задачи экспериментальной механики.

Одной из главных целей механического эксперимента является выявление причин поломок конструкций. Упрощая ситуацию, можно выделить три основные причины поломок: недостаточная прочность, потеря несущей способности и возникновение всевозможных резонансных явлений. Соответственно этому существуют и три группы инженерных задач: расчет на прочность, в результате которого определяется время работы до разрушения при заданном уровне внешних воздействий или предельно допустимая разрушающая нагрузка; расчет несущей способности, состоящий в определении критической нагрузки, при которой либо сжатые элементы конструкции выпучиваются и теряют устойчивость первоначальной формы, либо наступает общее пластическое течение; расчет виброустойчивости, когда интерес представляют собственные формы и частоты колебаний всей конструкции и ее отдельных элементов. При этом общая тенденция развития современных конструкций состоит в максимальном увеличении уровня рабочих напряжений с сохранением высокой надежности при эксплуатации, что, в свою очередь, приводит к необходимости точного учета индивидуальных особенностей конструкции в инженерных расчетах и накладывает жесткие требования на методы экспериментальной проверки получаемых результатов.

Разрушение конструкций обычно связывают с высоким уровнем механических напряжений. В этом случае определение полей напряжений и деформаций, выявление максимальных их значений и сравнение с предельно допустимыми для данной конструкции позволяет решить прочностную задачу. Поэтому для прогнозирования механического поведения конструкций необходимо знать напряженно-деформированное состояние во всех ее точках в достаточно длительном интервале времени. При известной связи меж-

ду напряжениями и деформациями можно ограничиться определенным только полем деформаций. В зависимости от условий это может быть или распределение деформаций при статическом нагружении упругих тел, или распределение скоростей деформаций при установившемся течении упругоэластичных и упругопластических тел или неустановившееся поле скоростей деформаций в заданном интервале времени при нестационарном течении и при динамическом нагружении.

Таким образом, основная задача экспериментальных исследований заключается в определении деформаций или их скоростей.

При нагружении полное приращение деформации de складывается из упругой de^e , пластической de^p и вязкой de^v составляющих:

$$de = de^e + de^p + de^v.$$

На практике решение вопроса о том, какие из трех составляющих имеют доминирующее значение, зависит не только от свойств материала исследуемого объекта, но и от условий его нагружения. Например, при исследовании многократных, достаточно кратковременных нагружений $de \approx de^e$, а $de^p = de^v = 0$. При длительных статических нагружениях накопление вязких деформаций может быть значительно, поэтому $de \approx de^e$, $de^p = de^v = 0$. Наконец, при исследовании остаточных напряжений в сплавах или нагружении в условиях концентрации напряжений $de \approx de^e + de^p$, а $de^v = 0$. Измерение этих величин должно осуществляться в реальном времени, поэтому необходимо, чтобы измерительные устройства имели достаточное быстродействие. Это особенно важно при исследовании ударных нагружений. По данным разных авторов, длительность ударов составляет от нескольких десятков микросекунд (жесткие системы) до нескольких сотен миллисекунд (амортизированные системы). Следовательно, быстродействие измерительного устройства должно быть не менее нескольких десятков измерений в секунду.

Характер нагрузки приобретает решающее значение, если объект подвергается периодическим воздействиям. Значение действующих сил в этом случае играет второстепенную роль, и все обусловлено совпадением частоты нагрузки с одной из резонансных частот объекта. Получение набора картин узловых линий или форм колебаний является главной задачей вибрационных исследований. Особенно актуальна эта задача при испытаниях вращающихся объектов: валов, дисков и лопаток компрессоров авиационных двигателей, турбо- и гидрогенераторов. Информация о резонансных частотах позволяет выбирать безопасные режимы работы. Исследование форм колебаний, конечно, не освобождает от необходимости определения поля смещений точек поверхности и динамических напряжений, возникающих в объекте.

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что деформации определены в каждой точке объекта. На самом деле любые методы измерений не позволяют детализировать поле деформаций подробнее, чем это допускается разрешающей способностью средств измерений. Поэтому при определении деформации всегда получается усредненное значение по элементу разрешения. Для экспериментальной механики это важный фактор. Как известно, деформации условно разделяются на три рода, в зависимости от

вида их измерения. Деформации I рода измеряются на макроскопическом уровне и предполагают усреднение по большому числу элементов микроструктуры. Именно эти деформации определяют поведение объектов и представляют наибольший интерес в экспериментальной механике. Деформации II и III рода характеризуют микрофлуктуации поля деформаций, выявленные микроструктурой материалов. Они определяются по отдельным элементам микроструктуры или их частям. Эти деформации играют важную роль при оценке длительной прочности. Для их измерения необходимы методы с разрешающей способностью десятки микрон и менее.

Таким образом, даже столь схематическое рассмотрение задач экспериментальной механики позволяет заключить, что непосредственно измеряемые параметры в большинстве случаев являются смещения, деформации и их скорости.

Многочисленные эксперименты показывают, что в реальных конструкциях упругие деформации лежат в диапазоне $\sim (10^{-2} \div 10^{-3})$, а пластические и ползучие — в диапазоне $\sim (10^{-3} \div 10^{-1})$. При этом разрешающая способность методов измерения должна быть не менее ~ 1 мм для деформаций I рода и не менее $\sim (10^{-1} \div 10^{-2})$ мм для деформаций II и III рода.

Важным является вопрос оценки достоверности получаемой при измерениях информации. В простых ситуациях экспериментальные данные можно сравнить с теоретическими расчетами. Однако такое сравнение позволяет обнаружить только грубые ошибки. В то же время большое число факторов, связанных с "индивидуальными" особенностями объекта (микроструктурой, формой, шероховатостью поверхности), влияет на измеряемые величины и приводит к их случайному разбросу. При этом не всегда целесообразно повышать точность измерений. Наоборот, для получения значений измеряемых параметров, описывающих состояние однотипных объектов, имеет смысл "загрубить" измерения. Обычно погрешность 5% считается приемлемой, и "индивидуальными" особенностями объектов в этом случае можно пренебречь. Погрешность 1% является достаточно малой для того, чтобы некоторые особенности объектов отразились на результатах измерений.

В дальнейшем основное внимание будет уделено измерению полей смещений и деформаций методами голографической интерферометрии. Поэтому рассмотрим понятия смещений и деформаций более подробно.

Если некоторая материальная точка A в начальный момент времени t_0 имела координаты $x(A, t_0)$, а в момент следующего измерения t_1 — координаты $x(A, t_1)$, вектор перемещения u точки A , заданной своими начальными координатами $x(A, t_0)$, определяется так:

$$u(A, t_0, t_1) \equiv u(x) = x(A, t_1) - x(A, t_0).$$

Поле смещений $u(x)$ является дифференцируемой функцией своего аргумента всегда, пока твердое тело не течет и не разрушается. Поэтому в окрестности некоторой точки x^0 поле смещений можно разложить в степенной ряд:

$$u_\alpha(x) = u_\alpha(x^0) + (x_\epsilon - x_\epsilon^0) \partial_\epsilon u_\alpha(x^0) + U_\alpha(|x - x^0|^2).$$

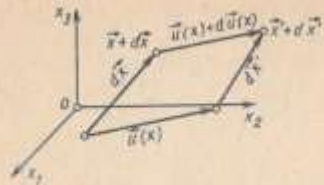
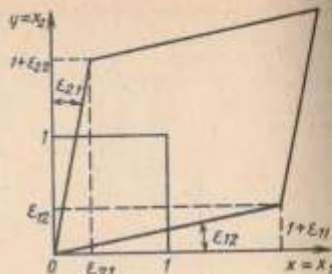


Рис. 1. К определению деформаций в точке

Рис. 2. Деформация единичного квадрата



Градиент вектора перемещений $\partial_\beta u_\alpha \equiv u_{\alpha,\beta}$ является тензором второго ранга. Его принято представлять в виде суммы симметрического $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\beta\alpha}$ и антисимметрического $\omega_{\alpha\beta} = -\omega_{\beta\alpha}$ тензоров второго ранга:

$$u_{\alpha,\beta}(x) = \epsilon_{\alpha\beta}(x) + \omega_{\alpha\beta}(x);$$

$$\epsilon_{\alpha\beta}(x) \equiv \frac{1}{2}(u_{\alpha,\beta}(x) + u_{\beta,\alpha}(x));$$

$$\omega_{\alpha\beta}(x) \equiv \frac{1}{2}(u_{\alpha,\beta}(x) - u_{\beta,\alpha}(x)).$$

Анализируя изменения длин и направлений отрезков, можно выяснить геометрический смысл тензоров $\epsilon_{\alpha\beta}(x)$ и $\omega_{\alpha\beta}(x)$. До деформации расстояние между близкими точками $ds = |dx|$ (рис. 1). После деформации длина элемента ds изменится:

$$ds' = |dx'| = |(dx_\alpha + u_{\alpha,\beta} dx_\beta) \times$$

$$\times (dx_\alpha + u_{\alpha,\beta} dx_\beta)|^{1/2} = ds + u_{\alpha,\alpha} dx_\alpha dx_\beta + O(u_{\alpha,\lambda} u_{\lambda,\beta} dx_\alpha dx_\beta). \quad (2)$$

В реальных инженерных конструкциях, как правило, $|u_{\alpha,\beta}| < 10^{-2}$, поэтому значениями высших порядков малости в выражении (2) обычно пренебрегают.

На основании выражений (1) и (2) можно заключить, что изменение длины элемента $ds' - ds$ связано только с тензором $\epsilon_{\alpha\beta}$, поскольку $\omega_{\alpha\beta} dx_\alpha dx_\beta = 0$. Отсюда следует, что симметричная часть градиента вектора смещений $\epsilon_{\alpha\beta}$ задает деформации окрестности точки x и называется тензором деформаций (линейным), а его антисимметрическая часть $\omega_{\alpha\beta}$ определяет малый жесткий поворот.

Выбирая в выражении (2) начальные элементы dx параллельными координатным осям, можно показать, что диагональные компоненты тензора деформаций являются удлинениями в направлениях соответствующих осей, а недиагональные — изменениями углов между ними. Поэтому они и называются соответственно нормальными и касательными (сдвиговыми) деформациями. На рис. 2 показано изменение формы и размеров плоского единичного квадрата, определяемое тензором деформаций.

Обычно в экспериментах определяются деформации в некоторой систе-

ме координат, выбранной из соображений простоты и удобства измерений.

Для удобства сложной формы приходится вычислять компоненты через $\epsilon_{\alpha\beta}$ в другой системе координат, связанных с поверхностью объекта.

Общий вид преобразования компонент тензора деформаций выглядит следующим образом:

$$\psi' = U \epsilon U^{-1},$$

где U — матрица поворота системы координат, задаваемая направляющими косинусами новых координатных осей. Например, при повороте вокруг оси Oz на угол ψ получим:

$$\epsilon'_{11} = \epsilon_{11} \cos^2 \psi + \epsilon_{12} \sin 2\psi + \epsilon_{22} \sin^2 \psi;$$

$$\epsilon'_{22} = \epsilon_{11} \sin^2 \psi - \epsilon_{12} \sin 2\psi + \epsilon_{22} \cos^2 \psi;$$

$$\epsilon'_{12} = (\epsilon_{22} - \epsilon_{11}) \sin \psi \cos \psi + \epsilon_{23} \cos 2\psi;$$

$$\epsilon'_{13} = \epsilon_{13} \cos \psi + \epsilon_{23} \sin \psi;$$

$$\epsilon'_{23} = -\epsilon_{13} \sin \psi + \epsilon_{23} \cos \psi;$$

$$\epsilon'_{33} = \epsilon_{33}.$$

Подобные соотношения позволяют вычислять компоненты поверхностных деформаций, если известны направления нормалей к поверхности объекта. Получить такую информацию, как будет ясно из дальнейшего, можно с помощью голографической интерферометрии.

Формулы (3) показывают, что при вращениях вокруг оси Oz тензор деформаций $\epsilon_{\alpha\beta}$ разбивается на двумерный тензор, двумерный вектор и скаляр следующим образом:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Такое разбиение тензора деформаций свидетельствует о том, что на практике возможно независимое исследование трех частных видов деформированного состояния, которые возникают при достаточной симметричности объекта и внешней нагрузки [48].

Если хотя бы в одной системе координат отличны от нуля только компоненты ϵ_{11} , ϵ_{22} , ϵ_{33} , то соответствующее деформированное состояние называется плоским. Оно реализуется в достаточно толстых пластинах, нагруженные которых осуществляется равномерно по толщине. Если в тензоре деформаций отличны от нуля лишь сдвиги ϵ_{12} , ϵ_{23} , то говорят об антиплоской деформации, или кручении. Наконец, если хотя бы в одной системе координат все деформации, кроме ϵ_{33} , нулевые, то состояние называется одноосным растяжением (сжатием). Оно реализуется при растяжении или сжатии прямолинейных стержней.

Кроме перечисленных частных случаев напряженно-деформированного состояния представляют интерес еще два — обобщенное плоское напряженное состояние и поперечный изгиб.

Обобщенное плоское напряженное состояние реализуется при растяжении тонких пластин в своей плоскости. В пределах упругого поведения материала имеют место следующие связи между напряжениями, деформациями и смещениями [48]:

$$\epsilon_{11} = \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \epsilon_{22} = \frac{\partial v}{\partial y};$$

$$\epsilon_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); \quad \epsilon_{13} = \epsilon_{23} = 0;$$

$$\epsilon_{33} = -\frac{\nu}{1-\nu} (\epsilon_{11} + \epsilon_{22});$$

$$\sigma_{11} = \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_{11} + \nu\epsilon_{22}); \quad \sigma_{22} = \frac{E}{1+\nu} \epsilon_{12};$$

$$\sigma_{22} = \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_{22} + \nu\epsilon_{11}); \quad \sigma_{13} = \sigma_{23} = \sigma_{33} = 0;$$

$$w(x, y, \pm h/2) = w_0(x, y) \pm \frac{1}{2} [w(x, y)];$$

$$[w(x, y)] \equiv w(x, y, h/2) -$$

$$- w(x, y, -h/2) = -\frac{\nu h}{1-\nu} (\epsilon_{11} + \epsilon_{22});$$

$$2w_0(x, y) = w(x, y, h/2) + w(x, y, -h/2);$$

$$x = (x, y, z); \quad u = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w),$$

где E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; $\sigma_{\alpha\beta}$ — напряжения; h — толщина пластины; $[w(x, y)]$ — сужение нагруженной пластинки; $w_0(x, y)$ — прогиб пластинки.

Прогиб не может быть определен по формулам обобщенного плоского напряженного состояния. В тех случаях, когда нагрузка прикладывается симметрично относительно средней поверхности, прогиб $w_0(x, y) = 0$ и полную информацию о напряженно-деформированном состоянии доставляют любые две компоненты вектора смещения на боковой поверхности. Однако даже малые изгибные напряжения могут существенно по сравнению с сужением изогнуть пластину. Известно, что жесткость пластины при изгибе пропорциональна h^3 [74], поэтому относительно тонкие пластины сравнительно легко поддаются изгибу. Для них нецелесообразно измерять $[w]$ при оценке плоского напряженного состояния. Толстые пластины имеют достаточно большую жесткость на изгиб, поэтому изгибными деформациями в этом случае можно пренебречь и определить сужение по нормальной компоненте вектора смещения.

Поперечный изгиб возникает в тех случаях, когда внешняя нагрузка антисимметрична относительно средней плоскости пластины или имеет отклонение от нуля поперечную составляющую. Наиболее распространенной теорией изгиба является техническая теория четвертого порядка [74], в которой напряжения определяются следующим образом:

$$\sigma_{11} = \frac{1}{h^3} M_{11} = -\frac{Ez}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} \right);$$

$$\sigma_{22} = \frac{1}{h^3} M_{22} = -\frac{Ez}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} \right);$$

$$\sigma_{12} = \frac{1}{h^3} M_{12} = -\frac{Ez}{1+\nu} \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y};$$

$$\sigma_{13} = -\frac{6}{h^3} \left(\frac{h^2}{4} - z^2 \right) Q_1 = -\frac{E}{2(1-\nu^2)} \left(\frac{h^2}{4} - z^2 \right) \frac{\partial}{\partial x} \Delta w_0;$$

$$\sigma_{23} = -\frac{6}{h^3} \left(\frac{h^2}{4} - z^2 \right) Q_2 = -\frac{E}{2(1-\nu^2)} \left(\frac{h^2}{4} - z^2 \right) \frac{\partial}{\partial y} \Delta w_0;$$

$$u = -z \frac{\partial w_0}{\partial x}; \quad v = -z \frac{\partial w_0}{\partial y}; \quad \sigma_{33} = 0,$$

где $M_{\alpha\beta}$ — моменты напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$; Q_1 и Q_2 — перерезывающие силы (результатирующие по высоте векторы напряжений σ_{13} и σ_{23}); Δ — оператор Лапласа.

Соотношения предполагают выполнение условий малости деформаций, кривизны и углов наклона касательных плоскостей к поверхности изогнутой пластинки. Иначе необходимо применять нелинейную теорию изгиба гибких пластин. Эти же соотношения показывают, что все напряжения, а значит, и все деформации определяются по единственной функции $w_0(x, y)$ — прогибу средней поверхности пластины. Прием если отсутствуют растягивающие силы, приводящие к сужению в соответствии с формулами плоской задачи, тогда прогиб средней поверхности с достаточно высокой степенью точности совпадает с z -компонентой вектора смещения на боковой поверхности.

Рассмотренные виды напряженно-деформированного состояния — плоская деформация, кручение, одноосное растяжение, плоское напряженное состояние и поперечный изгиб — допускают естественные обобщения как на динамические нагружения, так и на неупругие материалы. Однако в этих случаях интерес представляют уже не сами деформации, а их скорости и приращения.

Проведенное обсуждение задач экспериментальной механики и требований к методам измерения механических величин позволяет в дальнейшем оценить возможности и области применения голографических методов исследования, которым посвящена книга.

2. ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Способ записи и восстановления световых волн, предложенный Дэвисом Гэбором в 1948 г. и названный им голографией, через 15 лет благодаря появлению лазера пережил второе рождение. Дальнейшее развитие голографических идей оказалось настолько бурным, а приложения настолько существенными, что Гэбор за изобретение голографии в 1971 г. получил Нобелевскую премию.

Основная мысль, приведшая Габора к идее голографии, заключалась в том, что волна, рассеянная объектом, имеющая сложное распределение амплитуд и фаз, в любом сечении содержит полную информацию об изображении объекта. И оптическая система по сути дела расшифровывает эту информацию, преобразуя световую волну в изображение на некоторой плоскости. Но в принципе можно обойтись без оптической системы (не случайно голографию иногда называют безлинзовой фотографией), если найти способ записи и восстановления световой волны. Габор понял, что это можно сделать, используя известные явления интерференции и дифракции световых волн.

Физический смысл самой идеи заключается в следующем. Волна, рассеянная объектом, и опорная волна (рис. 3, а) образуют в области наложения интерференционную картину, которая фиксируется обычным фотографическим способом, например на фотопластинке. Если на полученную таким образом голограмму H падает затем опорная волна, то она дифрагирует на интерференционной структуре. В результате дифракции восстанавливается волна, которая шла при записи от объекта (рис. 3, б). Через голограмму, как через окно, мы видим изображение, ничем не отличающееся от реального объекта. При этом в пределах голограммы можно наблюдать объект с разных ракурсов, ощущая его объемность.

Другое удивительное свойство голограммы в отличие от фотографии заключается в том, что каждая ее часть несет информацию обо всем объекте. Только вся голограмма — это большое окно, а ее часть — малое отверстие. Видно хуже, но все целиком.

Голограмму можно получить в любом месте пространства, где есть интерференция объектной и опорной волн. На рис. 4 а поле интерференции сферической и плоской волн показаны голограммы в четырех характерных положениях, определяющих четыре различных типа голограмм. В положении 1 предъявляются минимальные требования к когерентности источника и разрешающей способности регистрирующей среды, так как разность хода световых волн до голограммы минимальна, а шаг интерференционных полос максимален¹⁾. Не случайно именно в этом положении Габором были получены первые голограммы. В качестве источника он использовал ртутную лампу. Такие голограммы получили название осевых, или габоровых. Главный их недостаток — все порядки дифракции совпадают по направлению, что приводит к низкому качеству восстановленного изображения.

Получение голограмм в других положениях оказалось возможным только после появления лазеров. Первые внеосевые голограммы были получены в 1962 г. Э. Лейтом и Ю. Упатником. Теперь при восстановлении с голограммы (положение 2) дифрагированные волны разделены в пространстве, и качество изображения существенно улучшается. Внеосевые голограммы получили наибольшее распространение при решении технических задач.

1) Полагаем, что такие важные понятия, как когерентность, монохроматичность, интерференция, дифракция и другие, известны читателю.

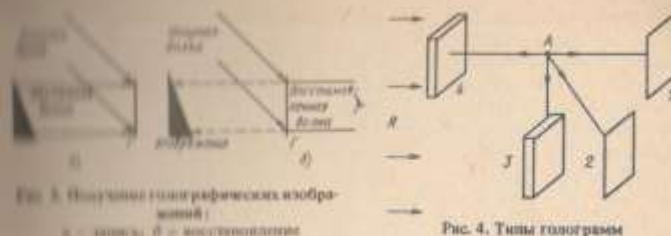


Рис. 3. Получение голографических изображений: а — запись, б — восстановление

Рис. 4. Типы голограмм

Важнейшее увеличение угла между опорной и объектной волнами приводит к уменьшению шага полос в соответствии с равенством

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2}$$

где λ — длина световой волны; θ — угол между интерферирующими волнами; d — шаг полос.

В положении 3 $\theta \approx \pi/2$, а в положении 4 — $\theta \approx \pi$. Шаг полос уменьшается до $\lambda/2$, а разность хода световых волн возрастает до удвоенного расстояния от объекта до голограммы. В этом случае толщина эмульсии фотопластинки, равной 10 — 15 мкм, оказывается достаточно, чтобы зарегистрировать объемную интерференционную картину. Голограммы 3 и 4 в отличие от плоских голограмм 1 и 2 получили название объемных. Голограмма 3 впервые описана П. Ван Хирденом в 1963 г. и получила название брегговской, так как дифракция на такой голограмме подчиняется закону Брэгга. Голограммы 4 была исследована Ю. Н. Денисюком в 1962 г. и называется обычно голограммой на встречных лучах.

Значительным свойством объемных голограмм является их способность восстанавливать изображение в белом свете. Объемная интерференционная структура представляет собой узкополосный фильтр, вырезающий из непрерывного спектра ту длину волны, на которой была записана голограмма.

Каждая из четырех типов голограмм может быть либо амплитудной, либо фазовой. В первом случае коэффициент поглощения голограммы изменяется в соответствии с распределением поля яркости, во втором — коэффициент преломления или рельеф поверхности голограммы.

Фазовые голограммы имеют существенно большую дифракционную эффективность, под которой понимается отношение

$$D = \frac{I_n}{I} \cdot 100 \%,$$

где I_n и I — соответственно интенсивности восстановленной и восстанавливающей световых волн. Для плоских фазовых голограмм $D_{\max} = 33,9 \%$, а для объемных $D_{\max} = 100 \%$. Плоские амплитудные голограммы имеют теоретически $D = 6,25 \%$, и объемные примерно такую же.

В то же время фазовые голограммы ввиду наличия дефектов, царапин,

неоднородностей дают большой уровень шумов в изображении по сравнению с амплитудными голограммами, для которых указанные причины не имеют значения. В зависимости от того, что важнее обеспечить — высокую дифракционную эффективность или низкий уровень шумов, выбирается фазовая или амплитудная голограмма.

Понятие дифракционной эффективности имеет более глубокий смысл, нежели просто характеристика яркости восстановленного изображения. Можно считать, что каждая точка изображения восстанавливается со своей дифракционной эффективностью и само изображение, состоящее из точек разной яркости, возникает за счет изменения дифракционной эффективности. Поэтому для неискаженной передачи изображения важно обеспечить линейность зависимости [44]

$$\sqrt{D} = SE_0 V,$$

где S — голографическая чувствительность регистрирующего материала; E_0 — экспозиция; V — контраст интерференционных полос. Корень означает, что распределение амплитуд световой волны должно быть записано линейно.

Рассмотрим характерные зависимости $\sqrt{D} = f(V)$ при различных экспозициях E_0 (рис. 5). Зависимость 1 соответствует малой экспозиции, когда материал недоэкспонирован. Кривая 2 получена при экспозиции, которая дает максимальный линейный участок, а кривая 3 — при экспозиции, обеспечивающей максимальную дифракционную эффективность. Зависимость 4 характерна для переэкспонированного материала. Оптимальная экспозиция является компромиссом между вторым и третьим случаями и устанавливается обычно экспериментально.

Пока мы считали и даже подчеркивали тот факт, что волна, восстановленная с голограммы, ничем не отличается от волны, рассеянной реальным объектом. Это справедливо, конечно, только в идеальном случае. В реальных ситуациях вследствие нелинейности записи и отличия восстанавливающей волны от опорной изображение искажается. В голографическом измерительном эксперименте важно количественно оценить возможные искажения. Для этого необходимо разобраться в свойствах изображений, восстановленных с голограммы.

На рис. 6, а в плоскости (x, y) изображена голограмма, на которую записана картина интерференции двух сферических волн от точечных рассеивателей $A(x_A, y_A, z_A)$ и $R(x_R, y_R, z_R)$.

Восстанавливающая волна (рис. 6, б) исходит из точки $R_n(x_n, y_n, z_n)$, причем длины волн при записи и воспроизведении также отличаются. Возможные изменения масштаба голограммы, играющие большую роль в неоптической голографии, учитывать не будем. Требуется найти координаты

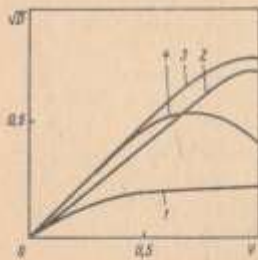


Рис. 5. Характерные зависимости $\sqrt{D} = f(V)$ для разных E_0

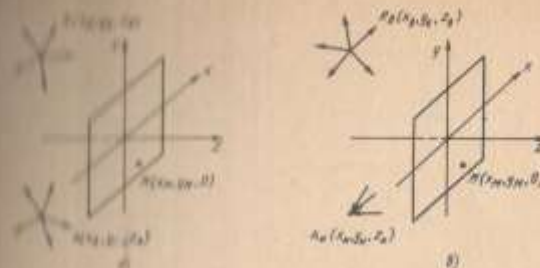


Рис. 6. Регистрация голограммы точечного объекта: а — запись, б — восстановление

той точки $A_n(x_n, y_n, z_n)$, являющейся восстановленным изображением точки A .

Чтобы в аналитическом виде записать распределение яркости на голограмме, выясним, с какой фазой приходит сферическая волна в произвольной точке голограммы $M(x_M, y_M, 0)$ [44]. Пусть в начале координат волна приходит с нулевой фазой. Тогда фаза в точке M

$$\varphi_A = \frac{2\pi}{\lambda_1} (AM - AO) = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left\{ [(x_M - x_A)^2 + (y_M - y_A)^2 + z_A^2]^{1/2} - (x_A^2 + y_A^2 + z_A^2)^{1/2} \right\}.$$

Используя разложение в степенной ряд и предполагая, что $z_A^2 \gg x_A^2 + y_A^2$, получаем в первом приближении

$$\varphi_A = \frac{\pi}{\lambda_1} \frac{1}{z_A} (x_M^2 + y_M^2 - 2x_M x_A - 2y_M y_A).$$

По аналогии

$$\varphi_R = \frac{\pi}{\lambda_1} \frac{1}{z_R} (x_M^2 + y_M^2 - 2x_M x_R - 2y_M y_R).$$

Разность фаз $\varphi_A - \varphi_R$ для множества M определяет интерференционную картину. Если волны A и R имеют единичную амплитуду, то распределение яркости, записываемое голограммой,

$$I = |e^{i\varphi_A} + e^{i\varphi_R}|^2 = 2 + e^{i(\varphi_A - \varphi_R)} + e^{i(\varphi_R - \varphi_A)}. \quad (4)$$

Считая запись линейной, получим пропускание T голограммы в каждой точке пропорциональным выражению (4).

Теперь восстанавливаем изображение с голограммы волной R_n , длина которой λ_2 , а амплитуда по-прежнему равна единице. Фаза, с которой волна R_n приходит на голограмму, определится выражением

$$\varphi_n = \frac{\pi}{\lambda_2} \frac{1}{z_n} (x_M^2 + y_M^2 - 2x_M x_n - 2y_M y_n).$$



Рис. 7. Восстановление изображений с голограммы: а — мнимого; б — действительного

Следовательно, распределение амплитуды световой волны за голограммой будет

$$R_n T = 2e^{j\varphi_0} + e^{j(\varphi_0 - \varphi_R + \varphi_A)} + e^{j(\varphi_0 + \varphi_R - \varphi_A)}$$

Первое слагаемое является копией опорной волны и нас не интересует. Второе и третье слагаемые несут информацию об объектной волне А, причем, когда $\varphi_0 = \varphi_R$, второе слагаемое совпадает с объектной волной и мы видим неискаженное мнимое изображение, как это показано на рис. 7, а. Третье слагаемое показывает, что при этом формируется искаженное изображение объекта, но если $\varphi_0 = -\varphi_R$ (восстанавливающий пучок повернули на 180°), то волна будет отличаться от объектной только знаком фазы. Эта ситуация изображена на рис. 7, б. Формируется действительное неискаженное изображение, которое наблюдается висидим перед голограммой. Очевидно, что это изображение будет псевдоскопическим по отношению к мнимому, так как наблюдение происходит с другой стороны и выпуклости в одном случае видятся как впадины в другом.

Наша цель — оценить искажения восстановленного с голограммы изображения, когда $\varphi_0 \neq \varphi_R$.

Можно утверждать, что если дифрагированная волна сходится в точку $A_M(x_M, y_M, z_M)$, то распределение фазы этой волны в плоскости голограммы должно быть аналогичным ранее записанному выражением для точек А и R:

$$\varphi_M = \frac{\pi}{\lambda_2} \frac{1}{z_M} (x_M^2 + y_M^2 - 2x_M x_0 - 2y_M y_0). \quad (5)$$

Сопоставляя с (5) фазы восстановленных с голограммы световых волн $\varphi_{n1} = \varphi_0 - \varphi_R + \varphi_A$ и $\varphi_{n2} = \varphi_0 + \varphi_R - \varphi_A$ и вводя обозначение $\mu = \lambda_2/\lambda_1$, получим соответственно для мнимого и действительного изображений:

$$\left. \begin{aligned} z_{n1} &= \left(\frac{1}{z_n} - \mu \frac{1}{z_R} + \mu \frac{1}{z_A} \right)^{-1}; \\ x_{n1} &= z_{n1} \left(\frac{x_n}{z_n} - \mu \frac{x_R}{z_R} + \mu \frac{x_A}{z_A} \right); \\ y_{n1} &= z_{n1} \left(\frac{y_n}{z_n} - \mu \frac{y_R}{z_R} + \mu \frac{y_A}{z_A} \right); \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} z_{n1} &= \left(\frac{1}{z_n} + \mu \frac{1}{z_R} - \mu \frac{1}{z_A} \right)^{-1}; \\ z_{n2} &= z_{n1} \left(\frac{x_n}{z_n} + \mu \frac{x_R}{z_R} - \mu \frac{x_A}{z_A} \right); \\ z_{n1} &= z_{n1} \left(\frac{y_n}{z_n} + \mu \frac{y_R}{z_R} - \mu \frac{y_A}{z_A} \right). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) дают в первом приближении информацию об искажениях изображения при изменении характеристик восстанавливающей волны. Для определения aberrаций более высоких порядков необходимо учесть последующие члены разложения в ряд функции фазы в плоскости голограммы.

Из выражений (6) и (7) легко получить продольное и поперечное увеличения голографического изображения:

$$M_z = \frac{\partial z_{n1}}{\partial z_A}, \quad M_x = \frac{\partial x_{n1}}{\partial x_A} = \frac{\partial y_{n1}}{\partial y_A}.$$

Рассмотрим важный для практики случай — голограмму с наклонной опорной волной. Если восстанавливающая волна также плоская, а $x_n = x_R = 0$, то для мнимого изображения из выражений (6) имеем

$$\begin{aligned} z_{n1} &= \frac{z_A}{\mu}; \quad x_{n1} = x_A; \\ y_{n1} &= y_A + z_A \left(\frac{y y_R}{\mu} - y y_R \right), \end{aligned}$$

$$\text{т.е. } \text{tg} \theta_n = y_n/z_n; \quad \text{tg} \theta_R = y_R/z_R.$$

Очевидно, что условиями неискаженной записи являются $\mu = 1$ и $\text{tg} \theta_n = \text{tg} \theta_R$. Но если $\text{tg} \theta_n/\mu = \text{tg} \theta_R$, то в μ раз изменяется только z-координата. На этом основан метод двух длин волн получения топографических карт поверхности объектов, подробно рассмотренный в гл.3. Сейчас же оценим, какова допустимая неточность установки угла падения фронта волны, восстанавливающей изображение, если $\mu = 1$.

Абсолютная погрешность восстановления y-координаты, равная

$$\Delta y = z_A (\text{tg} \theta_n - \text{tg} \theta_R),$$

пропорциональна (нельзя только забывать, что в первом приближении z-координате. Так как всегда $\Delta y \ll z_A$, то угловое разрешение

$$\delta \theta = \Delta y / z_A \approx \theta_n - \theta_R.$$

Например, известно, что предельное разрешение глаза человека составляет $1' - 2'$. Следовательно, и неточность в установке угла, если изображение воспринимается человеком, должна быть не более $1' - 2'$.

Рассмотрим еще один интересный случай, когда $\mu = 1$, $x_R = y_R = x_n = y_n = 0$, $z_R = z_n = z_A$. Эта безлинзовая голограмма Фурье, получающая свое название благодаря тому, что распределение амплитуды световой волны в плоскости голограммы соответствует спектру Фурье исходной

объектной волны. Из выражений (6) и (7) следует, что при восстановлении изображения с голограммы Фурье имеем $x_{м2} = x_A$, $y_{м2} = y_A$, $z_{м2} = z_A$ и $x_{м1} = -x_A$, $y_{м1} = -y_A$, $z_{м1} = z_A$. Это означает, что получаются два мнимых или два действительных неискаженных изображения, расположенных симметрично относительно оси z .

Наибольшее распространение голограммы Фурье получили при создании голографических запоминающих устройств, так как они обеспечивают максимальную плотность записи информации. Однако такие свойства голограмм Фурье, как нечувствительность к перемещению голограммы, возможность получения высокого разрешения, являются важными при использовании голографических методов в экспериментальной механике. Эти свойства объясняются тем, что пространственная частота интерференционных полос по всей площади голограммы практически одинакова.

Голографическое изображение, как и всякое другое, полученное с ограниченной апертурой, имеет конечное разрешение, определяемое дифракционным пределом. Если голограмма круглая, то по критерию Рэлея

$$\delta\theta = 1,22\lambda/d,$$

где d — диаметр голограммы.

Предельное разрешение квадратной голограммы со стороны L

$$\delta\theta = \lambda/L.$$

Во всех предыдущих рассуждениях мы считали, что интерференционная картина записывается на голограмму линейно, т.е. пропускание регистрирующего материала T пропорционально экспозиции E . Реальная $T - E$ -характеристика нелинейна, поэтому возникают искажения изображения. Обычно стремятся к тому, чтобы динамический диапазон изменения яркости на голограмме не выходил за пределы линейной части $T - E$ -характеристики. Для этого яркость опорной волны выбирают в 5 — 7 раз больше объектной. Но это приводит к уменьшению контраста интерференционных полос, а значит, и к снижению дифракционной эффективности. Следовательно, соотношение яркостей опорной и объектной волн имеет оптимальное значение, когда при достаточно высоком контрасте полос искажения от нелинейности не превышают допустимых.

Учет нелинейности $T - E$ -характеристики довольно громоздок. Функция $T - E$ обычно аппроксимируется полиномом второй или третьей степени

$$T = a_0 + a_1 E + a_2 E^2 + a_3 E^3.$$

Однако в голографической интерферометрии, когда сравниваются два восстановленных изображения между собой, одинаковые искажения того и другого не приводят к существенным изменениям результирующей разностной картины. Поэтому, как правило, нет необходимости прибегать к расчетам, а достаточен визуальный контроль. О наличии или отсутствии существенных нелинейных искажений можно судить по хорошо различимому ореолу вокруг восстановленного изображения.

Рассмотренные выше искажения голографических изображений могут привести к появлению систематических погрешностей голографических методов измерений. Кроме этого, голографическому изображению присущи

также искажения, обусловленные шумами. Это относится, главным образом, к диффузно рассеивающим объектам.

Изображения таких объектов в лазерном свете имеют пятнистую резко-контрастную структуру, получившую название спекл-структуры изображения. Ее возникновение связано с тем, что на площадке разрешения, обусловленной дифракционным пределом зрачка, объектива или голограммы, когерентным образом складываются волны со случайными фазами от большого числа точечных рассеивателей.

Спекл-структуру изображения необходимо учитывать при оценке метрологических характеристик голографических методов измерений, как одной из источников погрешностей. Но спекл-структура несет и полезную информацию о параметрах шероховатости поверхностей. Она лежит в основе спекл-интерферометрии, представляющей интерес для экспериментальной механики.

Отметим, что к настоящему времени процесс записи и восстановления голографических изображений исследован достаточно полно и читатель при необходимости может обратиться к книгам [11, 16, 22, 29, 44, 45, 57—59, 71, 78].

Остановимся на некоторых ограничениях при использовании голографических методов. Эти ограничения в первую очередь связаны с источниками излучения — лазерами, которые применяются в голографическом эксперименте.

Идеальный лазер для голографии должен излучать строго одну длину волны. Тогда световые волны в любых точках пространства когерентны между собой и, будучи наложенными друг на друга, дают четкую интерференционную картину. Реальный лазер имеет ограниченный объем когерентности, а это в свою очередь, накладывает ограничения на размеры голографируемых объектов. Поэтому необходимо разобраться, как определяется объем когерентности лазера.

Различают временную и пространственную когерентности. Временная когерентность требует, чтобы разность фаз в двух фиксированных точках вдоль направления светового пучка была постоянна. Пространственная когерентность определяется аналогичным образом, только требование постоянства разности фаз относится к точкам в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка.

Длина лазерного излучения, их ширина, количество, пространственное расположение, другими словами, характеристики модовой структуры ограничивают расстояния между точками, для которых выполняются условия когерентности. Максимальные значения этих расстояний получили соответственно названия длины когерентности и пространственной когерентности.

Можно считать, что продольные моды ответственны за длину когерентности лазера, а поперечные моды определяют пространственную когерентность.

Вычислим длину когерентности. Пусть лазер генерирует только две частоты: ν_1 и $\nu_1 + \Delta\nu$. Тогда при прохождении одного и того же расстояния l они дадут, исходя из равенства $\varphi = 2\pi l/\lambda$, одинаковую разность фаз. Определим, при каком l разность фаз составит π . Нетрудно получить, что

$$l = c/2\Delta\nu.$$

Это означает, что при разности хода интерферирующих пучков L волны с частотой ν_1 проходят в фазе, а с частотой $\nu_1 + \Delta\nu$ — в противофазе. Контраст интерференционной картины падает до нуля. Это соотношение определяет длину когерентности.

Даже в случае одночастотной генерации полоса спектра $\Delta\nu_1$ отчена от нуля. Правда, при разности хода L определенный контраст интерференционной картины сохраняется за счет линий, разделенных расстоянием, меньшим $\Delta\nu_1$. Этого контраста оказывается еще достаточно для записи голограмм. Поэтому в режиме генераций одной продольной моды длину когерентности определяют как $L = c/\Delta\nu_1$. Теоретическая $\Delta\nu_1$ может иметь значения $10^2 - 10^4$ Гц, и длина когерентности достигает астрономических величин — $3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^8$ м. Практически $\Delta\nu_1$ гораздо больше. Например, тепловое изменение длины резонатора на $0,01$ мкм при $L = 1$ м приводит для гелий-неонового лазера к $\Delta\nu_1 \approx 0,5 \cdot 10^9$ Гц, и длина когерентности падает до 60 м. А реально гелий-неоновый лазер генерирует $5 - 10$ продольных мод. Расстояние между ними для $L = 1$ м равно $\Delta\nu = 0,5 \cdot 10^9$ Гц, а ширина спектра, следовательно, $(0,75 + 1,5) \times 10^9$ Гц. Тогда длина когерентности составляет $20 - 10$ см. Конечно, есть различные методы стабилизации частоты лазера, но все они связаны со значительными потерями мощности излучения.

Для обеспечения пространственной когерентности необходимо иметь одну поперечную моду. Это достигается довольно просто — с помощью диафрагмы выделяется наиболее мощная центральная поперечная мода.

Как ясно из предыдущего, критерием когерентности является контраст интерференционной картины, поэтому нетрудно параметризовать когерентности определить экспериментально. Собрав интерферометр по схеме, изображенной на рис. 8, а, и увеличивая разность хода лучей, равную $L = a + b - c$, по падению контраста интерференционных полос можно судить о длине когерентности l_{\max} . Аналогичным образом, расширив лазерный луч и получая интерференцию между отдельными участками фронта волны (рис. 8, б), находим значение пространственной когерентности d_{\max}^2 . Тогда объем когерентности примерно равен $d_{\max}^2 l_{\max}$, и размеры голографируемого объекта не должны выходить за пределы этого объема.

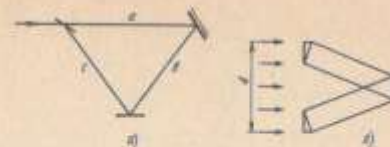
Ограничение размеров исследуемых объектов связано не только с объемом когерентности, но и с мощностью излучения. На первый взгляд может показаться, что мощность не имеет значения. Все решает энергия, а ее можно увеличить за счет времени экспозиции. Однако практически время экспозиции не может быть выбрано достаточно большим из-за механических нестабильностей, тепловых потоков и других причин. Обычно оно не превышает десятков секунд. В этой ситуации возможности голографического эксперимента зависят от мощности лазера и чувствительности регистрирующей среды. Экспозиция, представляющая собой плотность энергии на голограмме,

$$E = \frac{K P \tau_3}{S_T},$$

где K — коэффициент передачи энергии от лазера к голограмме; P — мощность излучения; τ_3 — время экспозиции; S_T — площадь голограммы.

Коэффициент K для диффузно рассеивающих объектов составляет еди-

Рис. 8. Определение когерентности лазера:
а — временной; б — пространственной



ноц процентов. Его нетрудно определить для каждой конкретной схемы голографирования. Пусть $K = 5\%$, $P = 50$ мВт (мощность гелий-неонового лазера ЛГ-38), $\tau_3 = 10$ с, $S_T = 100$ см² (стандартная пластинка 9×12 см²). Тогда $E = 2,5$ Дж/м².

Если в качестве регистрирующего материала используется галодосеребряная эмульсия (все другие среды имеют пока существенно меньшую чувствительность), то оптимальная экспозиция E_0 лежит в пределах $0,1 - 10$ Дж/м². Сравнивая E и E_0 , приходим к выводу, что высокоразрешающие эмульсии, имеющие низкую чувствительность ($E_0 > 2,5$ Дж/м²), не пригодны для записи голограмм в рассматриваемом случае. Более чувствительные эмульсии могут быть использованы, если окажется достаточной их разрешающая способность. Таким образом, можно высказать пригодность лазера и материала для регистрации голограммы, если известен объект исследования.

Довольно жесткие требования предъявляются к вибрационным характеристикам голографической установки. Для получения голограмм используется большое число механических подставок с регулировками, осуществляющими повороты и перемещения различных оптических элементов. За время экспонирования голограммы относительное смещение элементов схемы голографирования не должно приводить к существенному изменению интерференционной картины, записываемой на голограмму. Ширина интерференционных полос может оставлять в пределе $\lambda/2$, а допустимый их сдвиг при этом — не более $\lambda/16$. Это означает, что изменение разности хода опорной и объектной волн не должно превышать значений порядка $0,01$ мкм.

Уровень вибраций в обычных городских условиях существенно превосходит эту величину. Микросейсмические колебания характеризуются виброскоростями $\sim 10^{-3}$ мм/с и имеют спектр частот от единиц до сотен герц. Собственные же частоты механических элементов составляют в лучшем случае единицы килогерц. Относительные смещения, как нетрудно убедиться, даже при малом времени экспозиции ($0,01 - 0,1$ с) могут превышать допустимые значения. Поэтому голографические установки нуждаются в виброзащите.

Схема голографирования собирается на амортизированной плите. Очень часто используют разметочные плиты с пазами и отверстиями для крепления механических подставок. Упругими элементами в разных ситуациях служат пружины, автомобильные камеры, поролоновые маты и т.п. Виброзащитные свойства определяются собственной частотой

$$f_0 = [1/(2\pi)] \sqrt{k/m},$$

где K — упругость амортизатора; m — масса плиты.

Относительные смещения уменьшаются в l/f_0 раз, где f — частота вибраций. Однако возможности уменьшения f_0 ограничены прогибом, возникающим под действием силы тяжести. При $f_0 = 1$ Гц прогиб составляет 25 см, т.е. получение такой собственной частоты практически нереально. Обычно $f_0 = 3-5$ Гц.

Если голографическая установка имеет виброзащиту, то можно не предъявлять жестких требований к месту ее расположения. Тем не менее желательно, чтобы поблизости не было работающих компрессоров, двигателей, генераторов.

Необходимость проведения голографического эксперимента на массивной амортизированной плате ограничивает возможности использования голографических методов в производственных условиях. Объект голографирования в процессе экспозиции должен оставаться практически неподвижным. Однако столь категоричное утверждение справедливо, если для получения голограмм используются лазеры непрерывного действия. При голографировании в свете импульсных лазеров, имеющих достаточную энергию, чтобы за время длительности импульса зарегистрировать голограмму, требования к механической жесткости и виброзащите существенно уменьшаются.

Длительности световых импульсов могут составлять $10^{-7} - 10^{-9}$ с и менее. За такие короткие отрезки времени даже смещения движущихся объектов не успевают превысить допустимых значений порядка 0,01 мкм. Например, при длительности импульса $\tau_H = 10^{-9}$ с и допустимом смещении 0,01 мкм можно голографировать объекты, движущиеся со скоростью менее 10 м/с. С помощью импульсных лазеров удается получить голограммы быстро протекающих процессов.

Применение импульсных лазеров в экспериментальной механике позволяет исследовать объекты при динамических нагрузках, в том числе при ударных воздействиях. Но в настоящее время импульсные лазеры существенно уступают непрерывным по когерентным свойствам и, что не менее существенно для экспериментальной механики, пока нет лазеров, позволяющих получать световые импульсы с малой и регулируемой в широких пределах скважностью. Ведь задача состоит не просто в том, чтобы получить голограмму объекта, надо зафиксировать его состояния, близкие друг другу, в различные моменты времени.

Рассмотренные ограничения приходится учитывать, планируя голографический эксперимент. В то же время следует иметь в виду, что с техническим прогрессом эти ограничения будут постепенно ослабевать.

ГЛАВА 2.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СМЕЩЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ

1. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

Интерференционные методы исследования обладают уникальными возможностями, однако до изобретения лазеров и голографии их применение было весьма ограничено. Интерферометрия, смысл которой заключается

в сравнении *мало отличающихся* друг от друга волновых фронтов, предполагает, кроме исследуемого, наличие эталонного фронта. В качестве эталонного фронта практически может быть использована либо плоская, либо сферическая волна. Отсюда и исследуемые объекты должны быть оптически совершенными — зеркала, линзы, пластины. Размеры этих объектов обычно не превышают нескольких сантиметров в связи с малым объемом когерентности источников света.

После изобретения лазеров и голографии в интерферометрии произошел качественный скачок. Использование голографического принципа записи дало возможность запоминать световую волну любой сложности и восстанавливать ее в любой момент времени. Характеристики объекта, сложность его формы перестали играть существенную роль. Размеры могли быть значительно большими. Надобность в эталонном фронте отпала. Стали возможной интерференция между волнами, реально существовавшими в разное время. Если к этому присовокупить бесконтактность и высокие метрологические характеристики, то станет понятно, почему голографическая интерферометрия привлекла внимание широкого круга специалистов, особенно в области механики и прочности.

Рассмотрим, как образуется интерференционная картина при смещении точек поверхности диффузно рассеивающего объекта.

Пусть точка А, перемещающаяся со скоростью v , голографируется с направления τ_H , а освещается когерентной волной с направления τ_0 (рис. 9). Так как смещения и намного меньше расстояния от точек освещения и наблюдения, то считаем, что направления τ_H и τ_0 не меняются при перемещении точки А. Тогда разность хода световых волн в направлении τ_H составит, как видно на рис. 9,

$$l_0 + l_H = (\tau_0 + \tau_H) v dt. \quad (8)$$

Обозначая

$$(v/v)(\tau_0 + \tau_H) = k,$$

где $v = |v|$, а k — коэффициент, определяемый геометрией схемы и характеризующий ее чувствительность, можем записать волну, рассеянную движущейся точкой, в виде

$$a \cos[2\pi/\lambda] k f v dt],$$

где a — амплитуда волны.

Если такая волна записывается на голограмму и время экспозиции равно τ_0 , то в результате будет зафиксировано среднее значение амплитуды:

$$\bar{a} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} a \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} k f v dt\right) dt. \quad (9)$$

Очевидно, что при $v = 0$ $\bar{a} = a$.

Рассмотрим некоторые характерные движения точки.

Если скорость постоянна, то из выражения (9) следует, что

$$\bar{a} = a \frac{\sin(2\pi/\lambda) k v \tau_0}{(2\pi/\lambda) k v \tau_0}.$$

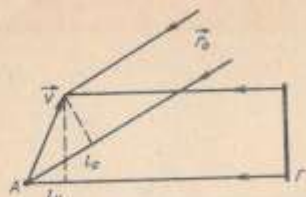


Рис. 9. Голографирование смещающейся точки

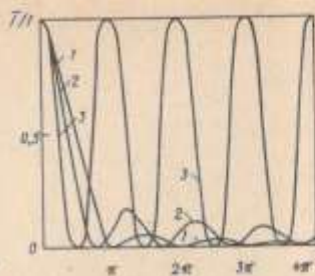


Рис. 10. Изменение яркости голографического изображения

Отношение яркости восстановленного с голограммы изображения $\bar{I} = \bar{a}^2$ к записываемой на голограмму яркости $I = a^2$ описывается функцией вида $\sin^2 x/x^2$, изображенной на рис. 10 (кривая 1).

Как интерпретировать этот результат?

Неподвижные точки ($v = 0$) восстанавливаются с голограммы с максимальной яркостью. Если смещения точек за время экспозиции таковы, что $(2/\lambda)kv\tau_2 = n$, где n — целые числа, то $\bar{I} = 0$. Изображения таких точек не восстанавливаются с голограммы. В целом образуется интерференционная картина, при этом точки, принадлежащие линиям равной яркости, имеют одинаковые скорости перемещения. Отметим, что контраст интерференционных полос резко падает с увеличением скорости.

В случае гармонических вибраций $v = v_0 \sin \omega t$ при подстановке этого выражения в уравнение (9) получим

$$\bar{a} = \frac{1}{\tau_2} \int_0^{\tau_2} a \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} k v_0 \cos \omega t\right) dt,$$

где $v_0 = v_0/\omega$ — амплитуда вибросмещения.

Если $\tau_2 \gg T = 2\pi/\omega$, то

$$\bar{a} = a J_0\left[(2\pi/\lambda)k v_0\right],$$

где J_0 — бesselова функция первого рода нулевого порядка (см. рис. 10, кривая 2). Линии равной яркости на интерференционной картине отображают точки, имеющие равные амплитуды вибросмещений. Узловые линии, объединяющие неподвижные точки, получают максимально яркими. С увеличением амплитуды вибраций контраст полос падает, однако он выше, чем в первом случае.

Оба рассмотренных случая являются типичными примерами получения голографических интерферограмм методом усреднения [106]. Этот метод используется обычно для исследования периодических колебаний. Необходимым условием является обесценивание времени экспозиции существенно большего, чем период колебаний.

При исследовании статических деформаций наибольшее распространение получил метод двух экспозиций. Его суть заключается в том, что на голограмму записывается начальное положение точки A (первая экспози-

ция), а затем — конечное положение, например, после приложения нагрузки (вторая экспозиция). Промежуточные положения, в отличие от метода усреднения, не фиксируются голограммой. Восстановленное с голограммы изображение есть результат интерференции двух волн, рассеянных объектом до и после деформации. Яркость каждой точки при этом определяется выражением

$$I = 2a^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} ku\right),$$

где u — смещение точки в результате деформации. Зависимость нормированного значения яркости от смещения точки в этом случае изображена на рис. 10 (кривая 3). Контраст интерференционных полос высок и одинаков по всей исследуемой поверхности.

Метод двух экспозиций реализуется также при голографировании с помощью импульсного лазера. Одна экспозиция определяется длительностью первого светового импульса, другая — длительностью второго светового импульса, а интерференционная картина несет информацию о смещении объекта за промежуток времени между двумя импульсами. Импульсы должны быть достаточно короткими, чтобы можно было пренебречь смещением объекта за время их длительности.

Импульсное освещение эффективно используется при исследовании периодических колебаний. Такие методы получения интерферограмм были названы *стробогографическими* [59]. Их смысл заключается в том, что вибрирующий объект при голографировании освещается только в определенных моменты времени, например, соответствующие амплитудным значениям вибраций. Интерференционная картина в этом случае точно такая же, какая была бы при статических деформациях со смещениями точек, равными размаху колебаний.

По сравнению с методом усреднения контраст полос существенно возрастает, расширяются пределы измерения, однако эксперимент усложняется: требуется оптический модулятор, синхронизация с источником исследуемых колебаний. Кроме того, необходим компромисс при выборе длительности световых импульсов. Если импульсы очень коротки, то может стать неприемлемым время экспозиции. При возрастании же длительности импульсов падает контраст интерференционных полос.

Методы голографической интерферометрии позволяют проводить исследования не только статических деформаций или периодических колебаний, но и более сложных движений, в том числе ударных импульсов. Для этого используется метод получения интерферограмм в реальном времени, который часто называют методом "живых" полос [58]. Суть метода заключается в том, что на голограмму записывается волна, рассеянная объектом в некотором начальном состоянии. Голограмма должна быть обработана на месте экспонирования, так как ее смещения в процессе эксперимента недопустимы. Затем объект подвергается воздействию. С голограммы постоянно восстанавливается начальное изображение объекта, и эта волна интерферирует с волной, рассеянной реальным объектом, подвергнувшимся воздействию. Через голограмму наблюдается интерференционная картина, причем она меняется в соответствии с изменениями, происходящими с объектом. По объекту бегут интерференционные полосы, что и дало основание наз-

вать их "живыми". Через голограмму можно производить кино съемку этих полос.

Во всех предыдущих рассуждениях считалось само собой разумеющимся, что фаза опорной волны при голографировании остается постоянной. Это было необходимым условием, поскольку иначе неясно, как интерпретировать интерференционную картину. Голограмма фиксирует разность фаз опорной и объектной волны, а какая из них при этом меняется, не имеет значения.

Однако целенаправленное изменение фазы опорной волны в процессе голографирования в ряде случаев имеет смысл, и методы голографической интерферометрии с *фазовой модуляцией опорной волны* получили распространение [58].

Например, при исследовании полей вибраций с очень малой амплитудой (меньше 0,1 мкм) методом усреднения, изменения яркости составляют меньше одной полосы, и приходится определять градиенты яркости на фоне освещенного объекта, что приводит к большим погрешностям измерения. Если же при голографировании объекта зеркало, отражающее опорную волну, вибрирует с амплитудой 0,191λ, что соответствует первому нулю функции Бесселя (см. рис. 10), то неподвижные точки объекта не записываются на голограмму. Поэтому небольшие изменения яркости, связанные с вибрациями объекта, происходят на черном фоне и могут быть измерены значительно точнее. Это известное преимущество метода компенсации, широко используемого в измерительной технике.

Интересным методом является использование фазовой модуляции опорной волны при исследовании резонансов навесных элементов на печатных платах. Зеркало, отражающее опорную волну, как и печатная плата, жестко крепится на столе вибростенда. Если нет относительных смещений зеркала и объекта, то восстановленное с голограммы изображение получается без полос. Это все равно, что голографировать неподвижный объект. Если же как-то элементы начинают резонировать, то они на восстановленном изображении покрываются интерференционными полосами.

Важную роль при решении задач экспериментальной механики может играть сочетание различных методов голографической интерферометрии. В качестве иллюстрации приведем задачу исследования форм колебаний и амплитуд вибраций объектов с распределенными упругостью и массой. Требуется в заданном частотном диапазоне найти резонансные частоты, зафиксировать картину узловых линий стоячей волны и определить амплитуды вибраций в характерных точках поверхности.

Решая задачу, сначала получают голограмму неподвижного объекта, как в методе интерферометрии в реальном времени. Затем объект поворачивают на некоторый угол, и тогда через голограмму наблюдается интерференционная картина, которая есть результат наложения волны, восстановленной с голограммы, и волны, рассеянной объектом после поворота. Если теперь объект начинает вибрировать, то возникает бегущая волна, и интерференционная картина размывается. В том случае, если частота оказывается резонансной, полосы исчезают только в пучностях, а в узлах стоячей волны полосы и их контраст сохраняются. Таким образом, в виде интерференционных штрихов через голограмму наблюдается картина узловых линий, кото-

рая может быть зафиксирована фотоаппаратом. Для определения амплитуд вибраций на резонансных частотах получают голограммы методом усреднения. В дальнейшем эксперимент по определению форм колебаний и амплитуд вибраций будет описан более подробно.

Рассмотренные методы голографической интерферометрии позволяют решать как статические, так и динамические задачи экспериментальной механики. Они хорошо дополняют друг друга, и выбор конкретного метода или их сочетания зависит от условий и цели эксперимента.

2. МЕТОДЫ РАСШИФРОВКИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

Интерферограмма, представляющая собой двумерный сигнал в виде распределения интенсивности световой волны, содержит большой объем информации об исследуемом объекте. Эту информацию необходимо извлечь путем обработки и расшифровки интерферограмм. Методы расшифровки и возможности их автоматизации имеют важное значение и зачастую определяют целесообразность использования голографических методов исследования. Естественно, что расшифровке уделяется серьезное внимание в многочисленных работах по голографической интерферометрии [1, 8-10, 12-14, 18, 21, 38, 46, 52, 62-64, 67, 70, 80, 82, 83, 85-91, 95, 97, 99, 101-108, 112-117, 119, 120].

Вернемся к выражению (8), определяющему разность хода световых волн, рассеянных движущейся точкой поверхности. Исходя из него разность фаз этих волн для двух положений точки, разделенных смещением u , составит

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\tau_0 + \tau_N) u. \quad (10)$$

В то же время яркость точки является периодической функцией разности фаз φ и может быть выражена через число интерференционных полос N следующим образом:

$$\varphi = 2\pi N. \quad (11)$$

Одной полосой считается период изменения яркости.

Приравняв (10) и (11), получим

$$u(\tau_0 + \tau_N) = N\lambda. \quad (12)$$

Уравнение (12) является исходным при расшифровке интерферограмм. Очевидно, что оно позволяет определить проекцию вектора смещения u на биссектрису угла между направлениями освещения τ_0 и наблюдения τ_N . Поэтому при расшифровке важную роль играют априорные данные о характере смещений или деформаций объекта.

Самым простым является случай, когда смещение u совпадает по направлению с τ_0 и τ_N . Тогда из (12) следует, что

$$u = (N/2)\lambda.$$

Подчеркнем, что N — это число полос, пробежавших через точку при ее смещении по величине u . Практически, если исключить интерферометрию

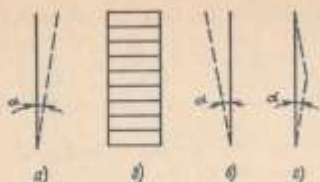


Рис. 11. "Чистый" поворот объекта

в реальном времени, имеется неподвижная интерференционная картина и судить о числе полос N можно только косвенным образом. Если известны на объекте неподвижные точки или так называемая нулевая полоса, то N можно определить, считая число полос между неподвижной точкой и смещавшейся. Естественно, что N может быть и числом дробным.

Довольно простым случаем является "чистый" поворот объекта (рис. 11, а). Так как угол поворота α мал, то $u = r\alpha$, где r — расстояние от оси вращения до точки, в которой определяется смещение. Тогда

$$\alpha = (\lambda/2)(N/r).$$

Интерференционные полосы при этом параллельны оси поворота, имеют одинаковую пространственную частоту N/r линий на один миллиметр и локализованы на поверхности объекта (рис. 11, б).

Нетрудно увидеть, что точно такая же картина интерференционных полос получится, если объект повернется в противоположную сторону (рис. 11, в) или деформируется, как показано на рис. 11, г. Это является следствием того, что проекция вектора смещения определяется с точностью до знака. Поэтому при получении количественной информации по интерферограмме возникает проблема однозначности расшифровки. Ее решению будет уделено внимание несколько позже, при рассмотрении задачи расшифровки в общем виде.

Интересным является случай параллельного смещения объекта (рис. 12). Все точки поверхности смещаются одинаково, поэтому на восстановленном с голограммы изображении они будут иметь одну и ту же яркость, меньшую или большую в зависимости от разности фаз двух волн. На объекте полос нет, однако на бесконечности или (что то же самое) в фокальной плоскости линзы образуется интерференционная картина. Для этих полос, локализованных на бесконечности, найдено [38] аналитическое выражение, позволяющее определить вектор смещения объекта:

$$u(\cos\alpha_0 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2 + y^2}}) + v(\cos\beta_0 - \frac{y}{\sqrt{r^2 + x^2 + y^2}}) + w(\cos\gamma_0 - \frac{f}{\sqrt{r^2 + x^2 + y^2}}) = N\lambda,$$

где u, v, w — компоненты вектора смещения \vec{u} в прямоугольной системе координат; $\cos\alpha_0, \cos\beta_0, \cos\gamma_0$ — направляющие косинусы вектора освещения \vec{r}_0 ; f — фокусное расстояние линзы (см. рис. 12). Число полос N подчи-

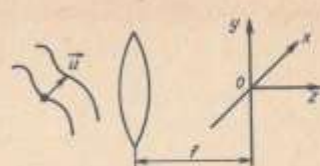


Рис. 12. Параллельное смещение объекта

тывается от начала координат до точки с координатами (x, y) . Для нахождения u, v, w составляется система из трех линейно независимых уравнений.

Общее решение задачи расшифровки

Чистый поворот и параллельное смещение являются крайними случаями. В общем виде исследуемую поверхность можно представить в виде совокупности элементарных участков, каждый из которых не испытывает деформаций. Положение такого участка характеризуется тремя проекциями вектора смещения его центра и тремя углами Эйлера, описывающими повороты вокруг осей прямоугольной системы координат. Метод определения шести указанных параметров по голографической интерферограмме был предложен в работе [99].

Авторам удалось найти взаимосвязь этих параметров с шагом интерференционных полос и расстоянием от объекта до места их локализации. Уравнения оказались весьма громоздкими, и такой метод расшифровки практически не получил распространения. Это объясняется следующими причинами.

Во-первых, возникают трудности определения размеров элементарного участка. При деформациях сложных по форме объектов, когда использование методов голографической интерферометрии наиболее эффективно, размеры элементарных участков очень малы, а число их соответственно велико.

Во-вторых, сложно определить с достаточной точностью расстояние до места локализации интерференционных полос. Вследствие этого возникает большая погрешность измерения.

В-третьих, расшифровка по этому методу оказывается трудоемкой и физически мало наглядной, а ее автоматизация — практически невозможной.

Гораздо более плодотворным оказался другой подход, когда поверхность исследуемого объекта представляется в виде совокупности точек и расшифровка интерферограмм сводится к нахождению трех компонентов вектора смещения каждой из них. Именно такой подход привел к уравнению (12), из которого может быть определена одна проекция вектора смещения.

Для нахождения всех трех компонентов вектора необходимо получить три линейно независимых уравнения вида (12). Это можно сделать, изменяя или направление наблюдения \vec{r}_n , или направление освещения \vec{r}_0 , либо поворачивая объект, что приводит к изменению обоих направлений.

Наибольшее распространение получил метод, основанный на изменении направления наблюдения. Он был описан в работе [1]. Нахождение вектора смещения осуществляется следующим образом.

Выбирается первоначальное направление наблюдения \vec{r}_{n1} (рис. 13), для которого в соответствии с выражением (8) имеем

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} u(\vec{r}_0 + \vec{r}_{n1}).$$

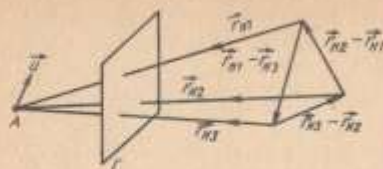


Рис. 13. Определение вектора смещения на основе изменения направления наблюдения

Затем определяется число N_{12} периодов изменения яркости исследуемой точки в процессе изменения направления наблюдения с r_{n1} на r_{n2} . Очевидно, что

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} u(r_0 + r_{n2}),$$

а разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ равняется

$$u(r_{n2} - r_{n1}) = N_{12}\lambda. \quad (13 \text{ а})$$

Как и уравнение (12), полученное равенство определяет проекцию вектора смещения с точностью до знака. Однако теперь это проекция не на бисектрису угла между направлениями освещения и наблюдения, а на разностный вектор $r_{n2} - r_{n1}$. Это весьма существенно, поскольку интерферометр в зависимости от того, как подсчитываются интерференционные полосы, оказывается наиболее чувствительным к различным составляющим вектора смещения.

Изменяя направление наблюдения с r_{n2} на r_{n3} и возвращаясь с r_{n3} на r_{n1} , получим аналогичным образом два других уравнения:

$$u(r_{n3} - r_{n2}) = N_{23}\lambda; \quad (13 \text{ б})$$

$$u(r_{n1} - r_{n3}) = N_{31}\lambda. \quad (13 \text{ в})$$

Чтобы уравнения (13) были линейно независимы, направления наблюдения не должны лежать в одной плоскости.

Система трех уравнений вида (13), левые части которых определены только по модулю, является недоопределенной. Она дает четыре пары решений: $\pm u_1$, $\pm u_2$, $\pm u_3$, $\pm u_4$. Чтобы узнать, какая из этих пар векторов содержит достоверный результат, необходимо четвертое уравнение, например

$$u(r_{n4} - r_{n3}) = N_{34}\lambda. \quad (13 \text{ г})$$

Подставляя решения $\pm u_i$ в это уравнение, находим такое решение, при котором оно обращается в тождество. В итоге получаем решение, достоверное по модулю, но неопределенное по знаку. При исследовании вибраций это не имеет никакого значения, так как нас интересует именно модуль вибросмещения. В случае статической деформации знак смещения обычно нетрудно определить из условий эксперимента.

Таким образом, метод расшифровки, предложенный в работе [1], позволяет по одной голограмме, четырежды меняя направление наблюдения, определить векторы смещений точек поверхности объекта. Метод нагляден, математическая обработка исходных данных достаточно проста и связана с решением системы линейных алгебраических уравнений. Для расшифровки интерферограммы не требуется знания направления освещения.

Это особенно существенно, когда исследуются большие объекты, освещаемые сферической волной. Кроме того, отсутствует необходимость в задании полосы нулевого порядка, так как подсчитываются только полосы, проходящие через исследуемую точку.

Перечисленные преимущества метода позволили ему стать одним из основных методов расшифровки интерферограмм, практически применяемых экспериментаторами.

Однако при одноголограммном методе расшифровки возможность изменения направления наблюдения ограничена размерами голограммы. Это приводит к тому, что во многих случаях регистрируемое изменение интенсивности при изменении направлений наблюдения незначительно и составляет малые доли интерференционной полосы. Возможности измерения при этом ограничены шумами голографического изображения.

Другим недостатком одноголограммного метода является необходимость малой апертуры наблюдения для выделения одного направления, что приводит к значительной потере интенсивности изображения.

Указанные недостатки во многом устраняются при голографировании во встречных лучах [9] и многоголограммном методе расшифровки интерферограмм [91, 114]. По своему физическому смыслу он не отличается от одноголограммного метода. Несколько голограмм, которые располагаются под разными углами по отношению к исследуемому объекту, можно представить как составные части одной большой голограммы. Но так как в данном случае нет возможности непрерывно изменять направление наблюдения, то на каждой интерферограмме необходимо иметь начало отсчета — неподвижную точку, через которую проходит полоса нулевого порядка. В результате получаем систему уравнений вида (12):

$$u(r_0 + r_{ni}) = N_i\lambda, \quad (14)$$

где $i = 1, 2, 3, 4$; N_i — число интерференционных полос от полосы нулевого порядка до исследуемой точки на каждой из полученных интерферограмм.

Четвертое уравнение, как и в предыдущем методе, является дополнительным.

Возможность изменения направления наблюдения теперь не ограничена размерами голограммы, и r_{ni} существенно отличаются друг от друга. Другим преимуществом многоголограммного метода является то, что расшифровку можно производить по фотографиям интерференционных картин. Это важно, если используется устройство ввода интерферограмм в ЭВМ.

К недостаткам многоголограммного метода следует отнести необходимость задания полосы нулевого порядка, сложность оптической схемы записи голограмм. Кроме того, при записи голограмм с разных направлений форма и размеры голографических изображений объекта отличаются друг от друга. Поэтому при определении смещений в заданных точках нужна идентификация точек на разных интерферограммах.

Методы расшифровки, основанные на изменении направления наблюдения, получили наибольшее распространение. Что касается двух других возможных методов — изменения направления освещения и поворота объекта [63], то они используются в настоящее время гораздо реже. Тем не менее в ряде случаев применение этих методов может быть весьма эффективным.

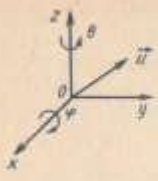


Рис. 14. Определение вектора смещения на основе поворота объекта

При изменении направления освещения можно получить три голограммы на одной фотопластинке, при этом упрощается идентификация точек. Однако оптическая схема усложняется, так как надо не только изменить направление освещения, но и иметь три различных опорных пучка, каждый из которых восстанавливает свою голографическую интерферограмму. Если использовать три фотопластинки, то можно обойтись одним опорным пучком Система уравнений, получаемых в этом случае, аналогична (14):

$$u(\tau_{0i} + \tau_u) = N_i \lambda,$$

и все, отмеченное ранее, остается для нее справедливым.

При повороте объекта все три голограммы также могут быть получены на одной фотопластинке, при этом требуются три различных опорных пучка, но схема голографирования существенно проще, чем при изменении направления освещения. Кроме того, интерференционная картина в 2 раза более чувствительна к повороту. Это объясняется тем, что при повороте объекта искомым вектор смещения поворачивается на тот же угол, что и объект. При таком повороте векторов τ_0 или τ_u направление биссектрисы угла изменится только на половину угла поворота.

Направления вращения выбирают такими, чтобы система уравнений для определения вектора смещения была как можно проще. Если геометрия интерферометра такова, как изображена на рис. 14, то повороты вокруг оси Oz на угол θ и вокруг оси Ox на угол φ приводят к следующей системе уравнений [64]:

$$\begin{cases} u \cos \beta = N_1 \lambda; \\ u(\cos \beta \cos \theta + \cos \alpha \sin \theta) = N_2 \lambda; \\ u(\cos \beta \cos \varphi + \cos \gamma \sin \varphi) = N_3 \lambda; \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \end{cases}$$

где $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ — направляющие косинусы вектора смещения.

Решая эту систему, получаем довольно простое выражение для определения модуля вектора смещения:

$$u = \lambda \left[N_1^2 + \frac{(N_2 - N_1 \cos \theta)^2}{\sin^2 \theta} + \frac{(N_3 - N_1 \cos \varphi)^2}{\sin^2 \varphi} \right]^{1/2}.$$

В связи с неопределенностью знака числа полос N_i и в этом случае имеют четыре возможных значения модуля, а для выяснения, какое из них достоверное, нужна либо априорная информация, в каком октанте находится искомым вектор, либо дополнительное уравнение.

Метод поворота объекта является перспективным при измерении поля вибраций точек поверхности. При измерении статических смещений использование метода поворота, как и метода изменения направления освещения,

связано с трудностями механической регулировки, которая должна выполняться с высокой точностью. Во время первой экспозиции объект или освещающий пучок трижды меняет свое положение. Затем действует нагрузка, вызывающая деформацию объекта. Во время второй экспозиции объект или освещающий пучок должен последовательно занять те же самые положения, что и до деформации, так, чтобы не возникали интерференционные полосы от неточности установки.

Таким образом, методы расшифровки интерферограмм, основанные на представлении диффузной поверхности в виде совокупности точек, являются наиболее общими, и позволяют в каждой из этих точек определить вектор смещения.

Непосредственное определение деформаций по интерферограмме

В большинстве случаев при решении задач экспериментальной механики нас интересуют не собственно смещения, а то, какие деформации и напряжения они вызывают. Так как по голографической интерферограмме можно получить только двумерные функции $u(x, y)$, $v(x, y)$, $w(x, y)$, то полностью могут быть определены лишь компоненты поверхностной деформации $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$, которые вычисляются как производные от поля смещений. Поскольку при расшифровке интерферограмм поле смещений получается дискретным, необходимо аппроксимировать его непрерывными функциями. В простейшем случае используется линейная аппроксимация, при необходимости можно воспользоваться сплайн-функциями.

Прямое решение задачи, связанной с аппроксимацией и последующим дифференцированием, является трудоемким и приводит к значительным погрешностям определению деформаций [32, 39]. Поэтому понятно стремление к непосредственному определению деформаций по интерференционной картине. Авторы работы [89] для этой цели используют информацию о линиях полной локализации интерференционных полос, работ [108, 116] вводят понятие вектора-полосы. Нам представляется более рациональным для непосредственного определения деформаций по интерферограмме использовать тот факт, что деформация в точке связана с градиентом интенсивности в этой же точке.

Действительно, смещение двух точек поверхности относительно друг друга определяется числом интерференционных полос между ними. Поэтому, кстати, при определении поля деформаций в отличие от поля смещений совсем не обязательно знать нулевую точку или полосу. В качестве отсчетной можно выбирать любую удобную точку объекта. Устремляя к нулю расстояние между точками, приходим к тому, что деформация в точке определяется градиентом интенсивности. Следовательно, дифференцирование интерференционной картины, полученной в результате смещений точек поверхности, позволяет найти распределение интенсивности, характеризующее деформацию поверхности.

Покажем, каким образом вычисляются деформации.

Нормированное на единицу значение яркости восстановленной с голограммы интерференционной картины определяется выражением

$$I = \frac{1}{2} (1 + \cos \varphi),$$

где φ — фаза, которая обусловлена смещением и определяется выражением (10).

Дифференцируя функцию яркости по координатам x и y , считая при этом направления освещения и наблюдения постоянными, получим с точностью до знака:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \frac{1}{2} (r_o + r_n) (i \frac{\partial u}{\partial x} + j \frac{\partial v}{\partial x} + k \frac{\partial w}{\partial x}) \sin \varphi; \quad (15)$$

$$\frac{\partial I}{\partial y} = \frac{1}{2} (r_o + r_n) (i \frac{\partial u}{\partial y} + j \frac{\partial v}{\partial y} + k \frac{\partial w}{\partial y}) \sin \varphi.$$

Уравнения (15) определяют взаимосвязь между производной от функции распределения интенсивности $I(x, y)$ и линейными деформациями. Из этих уравнений видно, что отгибающая производная от интерференционной картины пропорциональна линейным деформациям.

Для определения компонент линейной деформации по аналогии с (13) или (14) составляют систему уравнений, только вместо чисел полос N_1 здесь используют производные $\partial I_1/\partial x$ и $\partial I_1/\partial y$, полученные при разных направлениях наблюдения.

Таким образом, для определения деформаций поверхности исследуемого объекта сначала получают голографическую интерферограмму, характеризующую поле смещений точек поверхности, затем находят производную от распределения яркости в исходной интерферограмме, далее выделяют отгибающую полученного в результате дифференцирования распределения яркости и по ней вычисляют деформации поверхности в заданных точках.

Изложенный способ определения деформаций [21] обладает важными преимуществами. Во-первых, устраняется необходимость нахождения поля смещений точек и его аппроксимации. Во-вторых, не требуется счета интерференционных полос. В-третьих, вычисляется деформация именно в точке, а не усредненная по некоторому участку поверхности.

При вычислении производных от поля $I(x, y)$ могут возникнуть определенные трудности. К ним относится неравномерность освещения объекта, что приводит к необходимости учитывать изменение яркости по поверхности объекта. Кроме того, интерференционная картина оказывается сильно зашумленной вследствие зернистости изображений диффузных объектов. Так как зернистая структура является высокочастотной, то это существенно скажется на значениях производной в точках поверхности.

В то же время есть возможность обойти эти трудности, если учесть, что деформации проявляются, по сути дела, в изменении частоты интерференционных полос. Выделяя середины полос и проводя через них синусоиды по направлениям x и y , можно использовать полученные модулированные по частоте гармоники в качестве $I(x, y)$. При этом амплитуда гармоник не имеет значения, поскольку коэффициенты нормируют по максимальному значению.

Использование эффекта муара интерференционных полос

При расшифровке голографических интерферограмм может быть успешно использован эффект муара, называемый еще механической интер-

ференцией. Применение эффекта муара не позволяет получать такую же подробную информацию о полях смещений и деформаций, как при использовании методики, изложенной выше. Однако простота реализации и наглядность результатов в ряде случаев компенсируют недостаточные точность и детализацию при определении деформаций.

Принципы получения муаровых картин достаточно хорошо изучены и успешно используются в экспериментальной механике [30, 73]. Муаровые полосы обычно получают при наложении эталонного и деформированного вместе с образцом растров. Полученные таким образом муаровые линии в свою очередь могут быть использованы как интерферирующие растры при наблюдении муара второго порядка.

Рассмотрим муаровые эффекты, возникающие при наложении разных картин интерференционных полос, восстановленных с интерферограмм. Это явление во многом похоже на муар второго порядка, но значительно проще реализуется на практике.

Пусть интенсивность картины полос, восстановленной с k -й интерферограммы, описывается функцией

$$I_k(x, y) = A_k (1 + V_k \cos \frac{2\pi}{\lambda} f_k(x, y)), \quad (16)$$

где A_k — коэффициент, зависящий в основном от мощности восстанавливающего пучка и пропускания голограмм; $f_k(x, y)$ — некоторая функция, связанная с механическими характеристиками исследуемого объекта; V_k — контраст интерференционных полос, определенный как

$$V_k = \frac{\langle I_k \rangle_{\max} - \langle I_k \rangle_{\min}}{\langle I_k \rangle_{\max} + \langle I_k \rangle_{\min}},$$

где $\langle I_k \rangle_{\max}$ и $\langle I_k \rangle_{\min}$ — среднее значение интенсивности соответственно в окрестности яркой полосы и в окрестности темной полосы.

Спекл-шумы восстановленных изображений являются быстро осциллирующими случайными функциями и поэтому не влияют на рассматриваемые ниже низкочастотные муаровые картины до тех пор, пока шаг интерференционных полос значительно больше размера спекла. В этом случае как исходные интерференционные, так и полученные на них муаровые картины полос будут наблюдаться на фоне спекл-структуры.

Механическая интерференция полос возникает как результат взаимодействия интенсивностей, описанных функцией (16). Осуществить этот процесс можно, например, путем последовательного экспонирования разных систем полос на одну и ту же фотопластинку, которую для краткости будем называть муарограммой. При этом в пределах линейного участка характеристики фотоматериала амплитудное пропускание, или почернение пластинки, пропорционально интенсивности экспонируемой картины и времени ее экспозиции t_k . Суммарное пропускание после экспонирования двух картин полос $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ пропорционально следующей функции:

$$t_1 I_1 + t_2 I_2 = (B_1 + B_2) (1 + V_m \cos \frac{2\pi}{\lambda} f_1 + V_m \cos \frac{2\pi}{\lambda} f_2);$$

$$B_k = t_k A_k; \quad V_{0k} = \frac{V_k B_k}{B_1 + B_2}; \quad k = 1, 2.$$

Пренебрегая деталями распределения исходных относительно высокочастотных картин полос, получаем

$$I_1 I_2 + I_2 I_1 \approx (B_1 + B_2) \left[1 + V_0 \cos \frac{\pi}{\lambda} (f_1 + f_2) \cos \frac{\pi}{\lambda} (f_2 - f_1 - \varphi) \right];$$

$$\varphi = \frac{\lambda}{\pi} \arcsin \frac{V_{01} - V_{02}}{V_0}; \quad V_0 = \sqrt{2(V_{01}^2 + V_{02}^2)}.$$

Таким образом, исходные системы интерференционных полос модулируются по амплитуде относительно низкочастотной функцией

$$\cos \frac{\pi}{\lambda} [f_2(x, y) - f_1(x, y) - \varphi].$$

узловые линии которой и будут восприниматься как светлые муаровые полосы. Расшифровать эти полосы удобно, когда время экспонизации подобрано так, что $\varphi = 0$. В этом случае и множитель V_0 будет максимальным. Ясно, что видимость (контраст) муаровых полос будет наибольшей, если контраст исходных интерференционных полос равен единице: $V_1 = V_2 = 1$, поэтому $V_0 = 1$. Ввиду в дальнейшем будем иметь в виду именно эту ситуацию.

На практике интерес представляет случай, когда функции $f_k(x, y)$ не произвольные, а лишь немного отличаются друг от друга. Муар дает возможность получить количественную оценку этого отличия и выявляет области, где функции $f_k(x, y)$ не совпадают.

Остановимся на дифференцировании с помощью муара картины интерференционных полос, необходимым, как было показано ранее, для непосредственного определения деформаций по интерферограмме. Отметим сразу, что такое дифференцирование не позволяет получить градиент интенсивности в точке, а дает информацию о градиенте числа интерференционных полос.

На пластинку дважды экспонируется одна и та же система интерференционных полос, причем вторая экспозиция делается после сдвига фотопластинки. Пусть сдвиг сделан вдоль оси Ox на достаточно малую величину x_0 . Суммарное амплитудное пропускание фотопластинки после двух экспонизаций пропорционально функции, определяющей картину муаровых полос:

$$I_1(x, y) = 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} u(x, y, z) \right] r(x, y, z) \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} \Delta u(x, y, z) r(x, y, z) \right], \quad (17)$$

где

$$\Delta u(x, y, z) r(x, y, z) \equiv u(x, y, z) r(x, y, z) - u(x - x_0, y, z) r(x - x_0, y, z).$$

Здесь координата $z = z(x, y)$ соответствует поверхности исследуемого объекта. Если расстояние от объекта до точек наблюдения и освещения намного больше его геометрических размеров и вектор $r(x, y, z)$ оказывается практически постоянным, муаровые полосы, как видно из выражения (17) непосредственно связаны с тензором дисторсий $\partial u_\alpha / \partial x_\beta$; $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. Действительно,

$$r[u(x, y, z) - r \cdot u(x - x_0, y, z)] = x_0 r \frac{\partial}{\partial x} u(x, y, z) + O(x_0^2); \quad (18)$$

$$I_1(x, y) \approx 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} r \cdot u(x, y, z) \cos \frac{\pi x_0}{\lambda} r \frac{\partial}{\partial x} u(x, y, z).$$

и муаровые полосы являются линиями уровня величины $r \partial u / \partial x$. Точно так же можно получить муаровую картину при сдвиге фотопластинки вдоль оси Oy на y_0 . В этом случае амплитудное пропускание муарограммы пропорционально функции

$$I_2(x, y) \approx 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} r u(x, y, z) \cos \frac{\pi x_0}{\lambda} r \frac{\partial}{\partial y} u(x, y, z).$$

Если такую же процедуру осуществить еще над двумя интерферограммами, для которых направления наблюдения и освещения отличны от предыдущей, то получается замкнутая система для определения шести из девяти компонентов тензора дисторсий $\partial u / \partial x$ и $\partial u / \partial y$:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\lambda}{x_0} N_{1x}; \quad \epsilon_2 \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\lambda}{x_0} N_{2x}; \quad \epsilon_3 \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\lambda}{x_0} N_{3x}; \\ \epsilon_1 \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\lambda}{y_0} N_{1y}; \quad \epsilon_2 \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\lambda}{y_0} N_{2y}; \quad \epsilon_3 \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\lambda}{y_0} N_{3y}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где $\epsilon_k = \epsilon_{nk} + \epsilon_{ok}$, а числа N со своими индексами указывают порядки муаровых полос на соответствующих картинках.

Полученные по уравнениям (19) компоненты тензора дисторсий позволяют подсчитать три плоские деформации на поверхности объекта:

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}; \quad \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

и угол ψ малого жесткого поворота вокруг оси Oz :

$$\psi = \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}.$$

Необходимо отметить, что в данном случае муаровые полосы есть линии уровня производных, взятых в точках объекта при первой экспозиции. Поэтому им приспаны начальные координаты (x, y, z) . Однако с таким же успехом их можно отнести и ко второму положению фотопластинки и присписать им координаты $(x - x_0, y, z)$. В действительности полученным значениям производных надо присписать некоторые средние координаты $(x - \alpha x_0, y, z)$, где $0 \leq \alpha \leq 1$. Поэтому область локализации муаровых полос оказывается размыта на величину сдвига между экспозициями. Это обстоятельство не вызывает затруднений при расшифровке, пока шаг муаровых полос больше сдвига x_0 . Иначе необходимо отказаться от интерпретации полос как линий уровня производных и считать их линиями уровня разностей:

$$r[u(x, y, z) - u(x - x_0, y, z)] = \lambda N;$$

$$N = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$$

В этом случае с учетом изменения знака числа полос N разностям можно присписывать как исходные (x, y, z) , так и сдвинутые координаты $(x - x_0, y, z)$.

Интерпретация муаровых полос как линий уровня первых производных нарушается еще в одном случае, когда разность (18) наблюдается в

окрестности стационарных точек поля смещений ($\partial u/\partial x = 0$). Тогда в (18) необходимо учесть квадратичную составляющую:

$$\tau[u(x, y, z) - u(x - x_0, y, z)] = \frac{x_0^2}{2!} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tau + O(x_0^3).$$

Количество муаровых полос при механическом дифференцировании можно оценить следующим образом. Пусть для определенности муарограмма получена при сдвиге вдоль оси Ox . Проведем вдоль направления Ox линию по всей ширине объекта от начала изображения ($x = 0$) до его конца ($x = b$) и считаем все пересеченные ею муаровые полосы. Число это N_0 будет удовлетворять неравенству

$$N_0 > N_{\text{муар}} \Big|_a^b > N_{\text{инт}} \Big|_{b-x_0}^b - N_{\text{инт}} \Big|_a^{a+x_0},$$

где через $N_{\text{муар}}$ обозначен порядок муаровых полос, а через $N_{\text{инт}}$ — порядок исходных интерференционных полос, пересеченных проведенной прямой. Оценка будет более точной, если вдоль линии порядок муаровых полос изменяется монотонно.

Муар интерференционных полос может быть успешно использован также при решении задач о концентрации напряжений в окрестности некоторого дефекта.

Известно [48], что упругие смещения в этом случае можно представить в виде суммы

$$u(x, y, z) = u^0(x, y, z) + u^*(x, y, z),$$

где $u(x, y, z)$ — полное смещение точек объекта; $u^0(x, y, z)$ — смещение в отсутствии дефекта, но при тех же условиях нагружения и закрепления; $u^*(x, y, z)$ — возмущение смещений, вносимое дефектом. Относительно $|u^*|$ заметим, что при удалении от дефекта он достаточно быстро убывает [48]:

$$|u^*(x, y, z)| < U/R; \quad R = \sqrt{(x - x_*)^2 + (y - y_*)^2 + (z - z_*)^2},$$

$$U = \text{const} < \infty,$$

где (x_*, y_*, z_*) — координаты центра тяжести дефекта. Видно, что на достаточном удалении от дефекта $u(x, y, z) = u^0(x, y, z)$.

Предположим, что методом двух экспозиций записаны интерферограммы двух разных образцов в идентичных условиях. Первый был без дефекта, а второй — с дефектом. Экспонируем обе картины интерференционных полос на одну фотопластинку, совмещая контуры образцов. Суммарное амплитудное пропускание муарограммы в этом случае будет пропорционально следующей функции ($N_0 = 1$):

$$I(x, y) = I + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (u^0 \tau) \cos \frac{\pi}{\lambda} (u^* \tau); \quad \tau = \tau_0 + \tau_1.$$

Муаровые линии в этом случае являются линиями уровня величины $u^* \tau$. Причем эти линии либо замкнуты, либо выходят на поверхность дефекта потому, что $|u^*|$ убывает при удалении от дефекта. Это свойство муаровых полос позволяет локализовать дефекты.

Примеры приложения муарового эффекта к расшировке интерферограммы приведены в гл. 5.

Подытоживая сказанное, можно заключить, что в настоящее время известны основные принципы расшировки голографических интерферограмм, разработаны методы, позволяющие по интерферограммам получать поля смещений и деформаций. Практическая реализация методов расшировки будет рассмотрена в последующих главах.

3. МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

К метрологическим характеристикам обычно относят погрешность измерения, порог чувствительности, чувствительность и пределы измерения.

Рассмотрим вопросы оценки погрешности измерения.

Источники погрешности очевидны. Это неточность определения геометрических параметров схемы интерферометра и неточность отсчета числа интерференционных полос. В простейшем случае, когда известно направление вектора смещения и требуется достоверно определить его модуль, для измерения с максимальной точностью биссектриса угла между направлениями освещения и наблюдения должна совпадать с направлением смещения. Тогда по одной интерферограмме можно найти смещение с погрешностью [70]

$$\delta u = \frac{|\Delta u|}{|u|} = \left\{ \left(\frac{1}{2} \Delta \varphi \frac{\varphi}{2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (20)$$

где φ — угол между направлениями освещения и наблюдения; $\Delta \varphi$ и ΔN — абсолютные погрешности измерения соответствующих величин.

При несовпадающих направлениях смещения и биссектрисы выражение (20) дает погрешность определения проекции вектора смещения.

В общем случае для определения вектора u необходимо получить три его проекции. Из теории решения линейных алгебраических уравнений следует, что минимальная погрешность определения вектора имеет место, если направления биссектрис образуют ортогональную систему. Тогда погрешность определения вектора смещения составляет

$$\delta u = \left[\frac{u^2 (\delta u)^2 + v^2 (\delta v)^2 + w^2 (\delta w)^2}{u^2 + v^2 + w^2} \right]^{1/2}, \quad (21)$$

где δu , δv , δw — относительные погрешности измерения проекций u , v , w , определяемые равенством (20).

При выборе схемы интерферометра, определяющей базисную систему векторов, следует учитывать два обстоятельства:

физическая реализация голографического интерферометра должна быть по возможности простой;

чувствительность интерферометра по всем трем направлениям желательна иметь одинаковой.

Первое обстоятельство связано в основном с практическими трудностями освещения и наблюдения под малыми углами к его поверхности. При скользящем освещении шероховатые поверхности начинают вести себя как

зеркальные, поэтому интерферограмму можно получить только под углом отражения, равным углу падения. Следовательно, угол между освещением и наблюдением становится близким к π , а чувствительность интерферометра — очень малой. При прочих равных условиях предпочтение следует отдать такой базисной системе, при которой векторы составляют максимально возможный угол с плоскостью объекта. Это имеет место, когда розетка векторов симметрична относительно нормали к поверхности, и каждый вектор направлен под углом $35,3^\circ$ к поверхности объекта.

Второе обстоятельство означает, что предпочтительной является ортогональная система, в которой проекции векторы смещения u, v, w примерно равны между собой. Тогда из (21) следует, что вектор смещения определяется с такой же погрешностью, как каждая из его проекций. Другими словами, базисные векторы должны составлять одинаковый угол со средним направлением векторов смещений. Если среднее направление совпадает с нормалью к поверхности, то ортогональная система с одинаковой чувствительностью по трем направлениям оказывается одновременно и наиболее просто реализуемой. Это имеет место, когда направления векторов смещений равномерно распределены в интервале $[0, \pi]$. В других случаях требуется компромиссное решение.

Практическая реализация ортогональных систем, даже тех, которые выше были определены как "наиболее простые", сложна, особенно если форма поверхности объектов существенно отличается от плоской. Поэтому приходится пользоваться косоугольной системой координат, и возникает важный вопрос, насколько погрешность определения векторов смещений будет больше, чем в ортогональной системе.

Рассмотрим направления биссектрис, заданные в прямоугольной системе координат, связанной с объектом (рис. 15). Ось z нормальна к поверхности объекта, так что компоненты u и v характеризуют смещения в его плоскости. Каждая из биссектрис составляет угол γ с осью z , и все они расположены равномерно вокруг оси x , т.е. углы между их проекциями на плоскость xy равны 120° . Угол между проекцией первого направления на плоскость xy и осью x , определяющий поворот розетки биссектрис вокруг оси z , обозначим через β . Такая система становится ортогональной, когда $\gamma \approx 54,7^\circ$. Нам интересно, как изменяется погрешность измерения при изменении угла γ . Можно предположить, что от угла β эта погрешность зависеть не будет.

Если вектор смещения u представлен в прямоугольной системе координат в виде проекций u, v, w , то уравнения (14) можно записать в виде:

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \pm \lambda \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где a_{ij} — коэффициенты, определяемые геометрией голографического интерферометра.

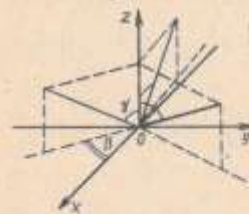


Рис. 15. Косоугольная система направлений биссектрис

Уравнения (22) записаны в предположении, что векторы наблюдения r_n и освещения r_0 совпадают. Если угол между r_n и r_0 не равен нулю, то это приводит лишь к некоторому уменьшению чувствительности интерферометра.

Для нашего случая уравнения (22) принимают следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \cos \beta \sin \gamma & \sin \beta \sin \gamma & \cos \gamma \\ -\sin(\beta + 30^\circ) \sin \gamma & \cos(\beta + 30^\circ) \sin \gamma & \cos \gamma \\ \sin(\beta - 30^\circ) \sin \gamma & -\cos(\beta - 30^\circ) \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \pm \frac{\lambda}{2} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix}.$$

Решая эту систему уравнений, находим компоненты вектора смещения:

$$\left. \begin{aligned} u &= \lambda \frac{\pm N_1 \cos \beta \mp N_2 \sin(\beta + 30^\circ) \pm N_3 \sin(\beta - 30^\circ)}{3 \sin \gamma}; \\ v &= \lambda \frac{\pm N_1 \sin \beta \pm N_2 \cos(\beta + 30^\circ) \mp N_3 \cos(\beta - 30^\circ)}{3 \sin \gamma}; \\ w &= \lambda \frac{\pm N_1 \pm N_2 \pm N_3}{6 \cos \gamma}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Верхние знаки в равенствах (23) имеют место, когда все числа полос положительны. Различные сочетания знаков полос дают четыре пары решений:

$$\pm (u_1, v_1, w_1); \pm (u_2, v_2, w_2);$$

$$\pm (u_3, v_3, w_3); \pm (u_4, v_4, w_4);$$

Для указания достоверного результата необходимо либо определять знаки чисел полос, либо иметь дополнительную информацию в виде четвертого уравнения.

Отметим, что выражения (23) в каждом конкретном случае позволяют легко определить погрешности измерения проекций вектора смещения в зависимости от неточности определения угловых параметров и чисел полос. Сделать же какие-либо общие выводы о характере изменения погрешности в косоугольном интерферометре на основании выражений (23) не представляется возможным. Анализ этих выражений приводит лишь к тривиальному выводу, который следует из простых геометрических соображений: при углах $\gamma \rightarrow 0$ хорошо определяется нормальная компонента w , а при углах $\gamma \rightarrow 90^\circ$ интерферометр наиболее чувствителен к тангенциальным составляющим u и v . Можно также утверждать, что погрешности определения компонент u, v, w значительно превышают погрешности, с которыми определены угловые параметры и числа полос, возникают как в силу неустойчивости решения системы уравнений (22), так и вследствие того, что числители в равенствах (23) могут представлять собой малые разности больших чисел.

Для более основательного анализа погрешности измерения смещения голографическим интерферометром [21] воспользуемся результатами хорошо разработанной теории решения линейных алгебраических уравне-

ний. Эта теория дает соотношение между погрешностью нормы вектора-столбца искомого величин, возмущением угловой матрицы и неточностью определения коэффициентов в правой части уравнений (22). Оно может быть записано таким образом:

$$\delta|u| < \frac{\nu_A}{1 - \nu_A \delta A} (\delta A + \delta N), \quad (24)$$

где δA и δN — соответственно относительные погрешности определения нормы матрицы $\|A\|$ и модуля чисел полюсов; ν_A — число обусловленности, характеризующее устойчивость решения уравнений (22).

Выражение (24) определяет максимальную погрешность измерения модуля вектора смещения. Эта погрешность отличается от выражения (21). Она равняется

$$\delta|u| = \frac{u^2 \delta u + v^2 \delta v + w^2 \delta w}{u^2 + v^2 + w^2}. \quad (25)$$

Оценки (21) и (25) совпадают, когда $u = v = w$. Тогда $\delta u = \delta v = \delta w$ и $\delta u = \delta|u| = \delta u$. Выражение (25) дает достоверную оценку погрешности, когда $\delta u, \delta v, \delta w < 0,1$. Практически большие погрешности вряд ли имеет смысл рассматривать. Тогда очевидно, что

$$\delta u < \sqrt{0,18} |u|, \quad (26)$$

и максимальная погрешность модуля вектора смещения (24) одновременно позволяет оценить сверху погрешность вектора смещения (21).

Рассмотрим величины, входящие в выражение (24). По определению

$$\delta N = \frac{\Delta|N|}{N} \approx \frac{|N_1| + |N_2| + |N_3|}{N_1^2 + N_2^2 + N_3^2} \Delta N,$$

где ΔN — абсолютная погрешность определения числа полюсов, принятая одинаковой для всех трех значений N_1, N_2, N_3 .

Чтобы определить величины ν_A и δA , необходимо вычислить норму матрицы $\|A\|$. Для этого находим матрицу AA^T :

$$AA^T = \begin{pmatrix} 1 & k & k \\ k & 1 & k \\ k & k & 1 \end{pmatrix},$$

где A^T — транспонированная матрица, а $k = \cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \sin^2 \gamma$, и составляем для нее характеристическое уравнение

$$\lambda^3 - 3\lambda^2 + 3(1-k)\lambda - (1-3k^2+2k^3) = 0.$$

Решая это уравнение, находим собственные значения матрицы A :

$$\lambda_1 = \sqrt{3} \cos \gamma; \quad \lambda_{2,3} = \sqrt{3/2} \sin \gamma.$$

Следовательно,

$$\|A\| = \begin{cases} \sqrt{3} \cos \gamma & \text{при } \gamma < \arctg \sqrt{2}, \\ \sqrt{3/2} \sin \gamma & \text{при } \gamma > \arctg \sqrt{2}. \end{cases} \quad (27)$$

Погрешность определения нормы матрицы

$$\delta A = \|E\| / \|A\|, \quad (28)$$

где E — возмущение матрицы A , связанное с неточностью определения угла γ . Угол β , определяющий поворот розетки направлений вокруг оси, как и предполагалось, не влияет на погрешность определения $\|A\|$.

Матрицу E можно записать как

$$E = dA/d\gamma \Delta\gamma,$$

где $\Delta\gamma$ — погрешность определения угла γ . Тогда

$$\|E\| = \|dA/d\gamma\| \|\Delta\gamma\|.$$

Получив матрицу $dA/d\gamma$ и вычислив ее собственные значения, имеем

$$\lambda_{1E} = \sqrt{3} \sin \gamma; \quad \lambda_{2,3E} = \sqrt{3/2} \cos \gamma.$$

Поэтому

$$\|dA/d\gamma\| = \begin{cases} \sqrt{3/2} \cos \gamma & \text{при } \gamma \leq \arctg 1/\sqrt{2}, \\ \sqrt{3} \sin \gamma & \text{при } \gamma \geq \arctg 1/\sqrt{2}. \end{cases}$$

Подставляя результаты в (28), получим

$$\delta A = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} |\Delta\gamma| & \text{при } \gamma \leq \arctg \frac{1}{\sqrt{2}}; \\ \operatorname{tg} \gamma |\Delta\gamma| & \text{при } \arctg \frac{1}{\sqrt{2}} \leq \gamma \leq \arctg \sqrt{2}; \\ \sqrt{2} |\Delta\gamma| & \text{при } \gamma \geq \arctg \sqrt{2}. \end{cases} \quad (29)$$

В соответствии с (29) построена зависимость $\delta A/|\Delta\gamma|$ от γ (рис. 16). На рисунке видно, что погрешность δA мало отличается от погрешности $\Delta\gamma$, не более чем в 1,4 раза.

Кроме погрешностей δA и δN в выражение (24) входит число обусловленности ν_A . Это число определяется как

$$\nu_A = \|A\| \|A^{-1}\| = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}},$$

где λ_{\max} и λ_{\min} — соответственно максимальное и минимальное собственные значения матрицы A . Тогда имеем

$$\nu_A = \begin{cases} \sqrt{2} \operatorname{ctg} \gamma & \text{при } \gamma \leq \arctg \sqrt{2}, \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{tg} \gamma & \text{при } \gamma \geq \arctg \sqrt{2}. \end{cases}$$

Зависимость ν_A от γ важна (рис. 17), так как она показывает, во сколько раз погрешность определения модуля вектора смещения больше, чем погрешности определения коэффициентов в исходной системе уравнений. Если величина δA достаточно мала, можно считать

$$\delta|u| < \nu_A \delta N.$$

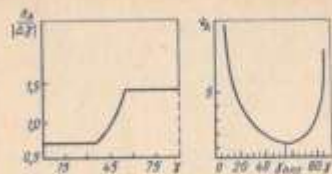


Рис. 16. Зависимость погрешности нормы матрицы от γ

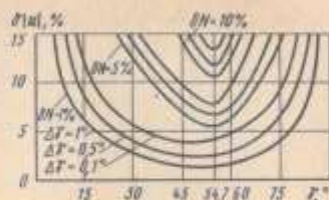


Рис. 17. Изменение числа обусловленности

Рис. 18. Семейство зависимостей погрешности измерения модуля вектора смещения

Минимальное значение $\nu_A = 1$ имеет место при $\gamma = \arctg \sqrt{2} \approx 54,7^\circ$, т.е. в случае ортогональности собственных векторов матрицы. Если проекции вектора смещения на направления биссектрис обозначить u', v', w' , то для них получим выражения, аналогичные (23), но максимально простые:

$$u' = \pm \frac{\lambda}{2} N_1; \quad v' = \pm \frac{\lambda}{2} N_2;$$

$$w' = \pm \frac{\lambda}{2} N_3;$$

$$|u| = \frac{\lambda}{2} \sqrt{N_1^2 + N_2^2 + N_3^2}.$$

Обратим внимание на то, что в ортогональной системе собственных векторов матрицы не только погрешность оказывается минимальной, но и модуль вектора смещения определяется однозначно с трех направлений. Во всех других случаях для однозначного определения модуля необходимо иметь, как было показано ранее, четыре направления.

На рис. 17 видно, что число обусловленности существенно зависит от γ , причем эта зависимость, как и следовало ожидать, становится более резкой по мере уменьшения или увеличения угла по сравнению с оптимальным. Так, $\nu_A < 2$ в диапазоне $35^\circ < \gamma < 70^\circ$. Если $20^\circ < \gamma < 80^\circ$, то $\nu_A < 4$.

При дальнейшем расширении диапазона кривая круто идет вверх. Однако даже при очень малых углах $\gamma \approx 8^\circ$, $\nu_A \approx 10$. Поэтому практически можно считать, что устойчивость решения исследуемой системы уравнений в широком диапазоне углов γ достаточно высока.

Таким образом, определены все величины, входящие в неравенство (24), и могут быть получены зависимости относительной погрешности модуля вектора смещения $\delta|u|$ от угла γ . Семейство этих зависимостей для характерных значений $\Delta\gamma$ и δN приведено на рис. 18.

Из графиков следует, что область экстремума функции $\delta|u| = f(\gamma)$ при уменьшении значений $\Delta\gamma$ и δN становится более пологой.

Чем точнее отсчитывается угол и число полос, тем меньше меняется погрешность при изменении геометрии интерферометра. Так, при $\Delta\gamma = 0,1^\circ$ и $\delta N = 1\%$, погрешность измерения в диапазоне $30^\circ < \gamma < 75^\circ$ увеличивается на 1,5–2% по сравнению с минимальной. При $\Delta\gamma = 1^\circ$ и $\delta N = 10\%$ аналогичное увеличение составит 15–20%. Следовательно, при больших погрешностях измерения коэффициентов исходных уравнений допустимы существенно меньшие отклонения геометрии схемы от оптимальной.

Другой вывод, который может быть сделан, исходя из рис. 18, заключается в том, что погрешность измерения мало зависит от неточности отсчета угла $\Delta\gamma$ и в основном определяется неточностью отсчета числа полос. Поэтому важной представляется обработка интерферограмм в целях увеличения точности отсчета числа полос. Точность отсчета числа полос должна быть такой, чтобы $\delta N \approx \delta A$. Например, при $\Delta\gamma = 1^\circ$ ($0,017$ рад) целесообразно иметь $\delta N \approx 1 \pm 2\%$. Какая при этом должна быть точность отсчета каждого числа полос δN , зависит от значений N_1, N_2, N_3 .

Напомним, что погрешность измерения вектора смещения, в соответствии с неравенством (26), может быть больше, чем погрешность определения модуля. Например, если $\delta|u| < 1\%$, то $\delta u < 3\%$.

Когда система уравнений (22) оказывается плохо обусловленной, а погрешность измерения — слишком большой, возникает необходимость уменьшения погрешности.

Если $\nu_A < 10$, а это, как видно из рис. 17, охватывает широкий диапазон угловых параметров интерферометра, то целесообразно использовать для уменьшения погрешности метод наименьших квадратов.

В этом случае составляется переопределенная система из уравнений вида (22):

$$\begin{cases} a_{11}u + a_{12}v + a_{13}w = \lambda N_1; \\ a_{21}u + a_{22}v + a_{23}w = \lambda N_2; \\ \dots \\ a_{n1}u + a_{n2}v + a_{n3}w = \lambda N_n. \end{cases}$$

Обозначив остаточные погрешности как

$$\alpha_i = \lambda N_i - (a_{i1}u + a_{i2}v + a_{i3}w),$$

где $i = 1, \dots, n$, из условия минимизации величины $\sum_{i=1}^n \alpha_i^2$ получаем:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n a_{i1} [\lambda N_i - (a_{i1}u + a_{i2}v + a_{i3}w)] &= 0; \\ \sum_{i=1}^n a_{i2} [\lambda N_i - (a_{i1}u + a_{i2}v + a_{i3}w)] &= 0; \\ \sum_{i=1}^n a_{i3} [\lambda N_i - (a_{i1}u + a_{i2}v + a_{i3}w)] &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

В результате решения системы уравнений (30) находим значения проекций вектора смещения u, v, w . Естественно, что точность результатов

тем выше, чем больше число n . Вопрос о необходимом числе уравнений на преопределенной системе решается в зависимости от допустимой погрешности измерения. По существу он сводится к нахождению некоторого минимального числа направлений наблюдения, при котором разброс результатов находится в пределах допустимой погрешности измерения. Эта задача обычно решается в процессе расшифровки голографических интерферограмм.

Остановимся на других метрологических характеристиках. Определим чувствительность голографического интерферометра. Поскольку интерферометр является преобразователем поля смещений в число интерференционных полос, чувствительность $S = N/|u|$ и является постоянной величиной для заданной схемы интерферометра. Из выражения (12) следует, что

$$S = \frac{2}{\lambda} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \psi,$$

где φ — угол между направлениями освещения и наблюдения, а ψ — угол между вектором смещения и его проекцией на биссектрису угла φ .

Если $\varphi \approx \pi/2$, то чувствительность близка к нулю, и даже большие смещения не вызывают появления интерференционных полос. Изменяя угол ψ , можно подбирать чувствительность, исходя из условий эксперимента. При этом решающую роль играет априорная информация о характере смещений. Угол φ по возможности стараются сделать близким к нулю, т.е. выбирают совпадающими направления освещения и наблюдения. Несовпадение этих направлений, как уже отмечалось в начале параграфа, приводит к уменьшению чувствительности.

Порог чувствительности, характеризующий минимальное смещение, которое может быть измерено голографическим интерферометром, определяется возможностью отсчета минимальной доли интерференционной полосы:

$$|u|_{\min} = \Delta N.$$

Аналогичным образом можно получить и предел измерения, зависящий от того, какое максимальное число интерференционных полос может быть разрешено на изображении объекта:

$$|u|_{\max} = SN_{\max}.$$

За внешней простотой приведенных выражений скрываются немалые трудности в определении величин ΔN и N_{\max} . Это связано с необходимостью анализа статистических характеристик спекл-структуры голографических интерферограмм.

4. ВЛИЯНИЕ НЕТОЧНОСТИ ОТСЧЕТА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС

Рассматривая в начале главы образование полос в голографической интерферометрии, мы учитывали только распределение разности фаз между соответствующими точками поверхности объекта до и после деформации. Однако вследствие шероховатости поверхности рассеянная объектом све-

товая волна имеет случайную составляющую фазы, и поэтому интерферирующие волны должны быть записаны как

$$\begin{aligned} a(\xi, \eta) &= e^{i\theta(\xi, \eta)}, \\ b(\xi, \eta) &= e^{i\varphi(\xi, \eta) + i\psi(\xi, \eta)}, \end{aligned} \quad (31)$$

где θ и ψ — некоторые случайные функции.

Распределение яркости в интерференционной картине $I(x, y)$ с учетом импульсного отклика системы регистрации $K(x, y)$ определяется выражением

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} (a_1 a_2^* + b_1 b_2^* + a_1 b_2^* + b_1 a_2^*) \\ &K(x - \xi_1, y - \eta_1) K^*(x - \xi_2, y - \eta_2) d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь $a_1 a_2^* + b_1 b_2^*$ — суммарный вклад в интенсивность от начального и конечного состояний объекта, а $a_1 b_2^* + b_1 a_2^*$ — интерференционные члены.

Подставив (31) в (32) и воспользовавшись преобразованием Эйлера, получим

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ e^{i(\theta_1 - \theta_2)} + e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + i(\psi_1 - \psi_2) + 2\cos\{\varphi_1 + \right. \\ &\left. + (\psi_1 - \psi_2)\} \right\} K_1 K_2^* d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2. \end{aligned} \quad (33)$$

Предположим, что θ и ψ — гауссовы случайные функции со средними значениями $\langle \theta \rangle = \langle \psi \rangle = 0$, дисперсиями $\sigma_\theta^2 = \langle \theta^2 \rangle$, $\sigma_\psi^2 = \langle \psi^2 \rangle$, корреляционными функциями $\langle \theta_1 \theta_2 \rangle = R_\theta$, $\langle \psi_1 \psi_2 \rangle = R_\psi$ и взаимной корреляционной функцией $\langle \theta \psi \rangle = R_{\theta\psi}$. Тогда средняя интенсивность поля изображения

$$\begin{aligned} \langle I(x, y) \rangle &= \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ e^{-\sigma_\theta^2} + R_\theta + e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} e^{-\sigma_\psi^2} + R_\psi + \right. \\ &\left. - \frac{1}{2}(\sigma_\theta^2 + \sigma_\psi^2) e^{R_{\theta\psi}} \right\} K_1 K_2^* d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2. \end{aligned} \quad (34)$$

При идеальном разрешении (K — дельта-функция) имеем:

$$\langle I(x, y) \rangle = 2 \left[1 + e^{-\frac{1}{2}(\sigma_\theta^2 + \sigma_\psi^2)} + R_{\theta\psi}(0,0) \cos\varphi(x, y) \right].$$

В этом случае контраст интерференционных полос

$$V = e^{-\frac{1}{2}(\sigma_\theta^2 + \sigma_\psi^2)} + R_{\theta\psi}$$

т.е. соответствует множителю при $\cos\varphi$. Если статистические характеристики θ и ψ совпадают, то $V = 1$.

Уменьшение разрешения всегда ведет к падению контраста интерференционных полос.

Определим, как изменяется контраст вследствие конечного разрешения в отсутствие шумов. Ограничимся рассмотрением простого примера — чистого поворота объекта, когда

$$\varphi(\xi) = (2\pi/x_0)\xi, \quad (35)$$

где x_0 — шаг интерференционных полос.

Пусть импульсный отклик имеет также простейший вид:

$$K(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq \Delta/2, \\ 0 & \text{при } |x| > \Delta/2, \end{cases} \quad (36)$$

где Δ — линейное разрешение системы.

Исходя из (35), (36) и усредняя по Δ , из выражения (34) получим

$$\langle I(x) \rangle = 1 + \left(\frac{x_0}{\pi\Delta}\right)^2 \sin^2 \frac{\pi\Delta}{x_0} + 2\left(\frac{x_0}{\pi\Delta}\right) \sin \frac{\pi\Delta}{x_0} \cos \frac{2\pi x}{x_0}. \quad (37)$$

Первое слагаемое — это интенсивность объектного поля до поворота объекта, второе — после поворота, а третье описывает собственно интерференционную картину. Из выражения (37) видно, что конечное разрешение голографической системы приводит, во-первых, к различию между интерферирующими изображениями, во-вторых, к потере контраста интерференционных полос, который равен

$$V = \frac{2(x_0/2\pi) \sin(\pi\Delta/x_0)}{1 + (x_0/\pi\Delta)^2 \sin^2(\pi\Delta/x_0)}$$

И тем, и другим можно пренебречь, если выполняется условие

$$\Delta \ll x_0/\pi.$$

Тогда регистрируется идеальная интерферограмма:

$$I_0(x) \approx 1 + 1 + 2 \cos\left(\frac{2\pi}{x_0}x\right).$$

В голографическом эксперименте указанное условие обычно выполняется. Это позволяет упростить соотношение (34), считая, что первый и второй интегралы дают одинаковый вклад, а в третьем φ не зависит от переменных интегрирования:

$$\langle I(x, y) \rangle = 2 \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma_\theta^2 + R_\theta} K_1 K_2^* \times$$

$$x d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2 + 2 \cos \varphi \times$$

$$x \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2) + R_\theta} K_1 K_2^* d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2.$$

Вместе с тем при идеальном разрешении

$$\langle I(x, y) \rangle = 2 \langle I_0 \rangle [1 + V \cos \varphi(x, y)], \quad (38)$$

где $\langle I_0 \rangle$ — средняя яркость изображения без полос, $V = \langle I_1 \rangle / \langle I_0 \rangle$,

$$\langle I_1 \rangle = 2 \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2) + R_\theta} K_1 K_2^* d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2; \quad (39)$$

$$\text{а } \langle I_0 \rangle = 2 \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma_\theta^2 + R_\theta} K_1 K_2^* d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2.$$

Из определения контраста следует, что

$$\langle I_0 \rangle = \frac{\langle I \rangle_{\max} + \langle I \rangle_{\min}}{2}, \quad \langle I_1 \rangle = \frac{\langle I \rangle_{\max} - \langle I \rangle_{\min}}{2}.$$

Набег фазы на основании соотношения (38) определяется выражением:

$$\varphi = \arccos \frac{\langle I \rangle - \langle I_0 \rangle}{\langle I_1 \rangle},$$

и для строгого определения погрешности отсчета полос необходимо вычисление интегралов (39).

В то же время нетрудно определить верхнюю оценку погрешности. Обратимся к рис. 19. Очевидно, что максимальная погрешность, определяемая шумами, имеет место в области экстремальных значений изменения яркости. Кроме того, из этого же рисунка ясно, что неточность отсчета значения яркости можно считать примерно равной $\langle I \rangle_{\min}$.

Учитывая это, получаем

$$\Delta N = \pm \frac{1}{\pi} \arccos \left(2 - \frac{1}{V} \right).$$

Таким образом, максимальное значение ΔN определяется контрастом интерференционных полос (рис. 20).

Отметим, что при контрасте полос $V < 1/3$ имеем $\langle I \rangle_{\max} < 2 \langle I \rangle_{\min}$ и экстремумы оказываются неразличимыми. Погрешность в этом случае равна целой полосе, и измерения без обработки, увеличивающей отношение сигнал/шум, становятся невозможными.

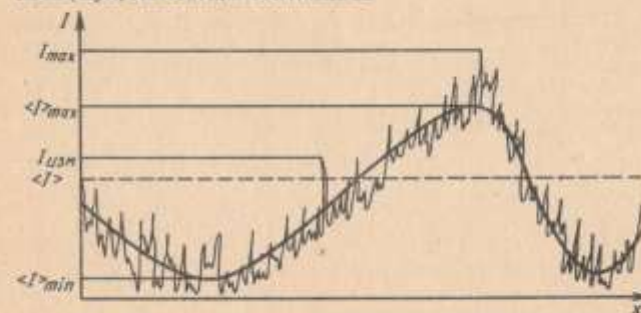


Рис. 19. Неточность отсчета значения яркости при зашумленном сигнале



Рис. 20. Зависимость погрешности от контраста полос.

Если возникает необходимость в более строгом анализе, приходится, исходя из параметров шероховатости исследуемого объекта и характеристик оптической системы, вычислять значения $\langle I_0 \rangle$ и $\langle I_1 \rangle$. Они зависят, естественно, от наших предположений о статистических свойствах рассеянных объектами полей, т.е. от величин σ_ρ , σ_φ , R_ρ , R_φ , $R_{\rho\varphi}$ и от формы импульсного отклика оптической системы $K(x, y)$.

Если изображение объекта строит с помощью линзы диаметром a с фокусным расстоянием f , то импульсный отклик такой системы известен и имеет вид [44]

$$K(x, y) = \frac{2\pi a^2}{\lambda^2 f^2} \frac{J_1[2\pi a/(\lambda f)]\sqrt{x^2 + y^2}}{[\pi a/(\lambda f)]\sqrt{x^2 + y^2 - 1}}, \quad (40)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода.

Выражение (40) можно аппроксимировать функцией вида

$$K(x, y) = K_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\Delta^2}\right), \quad (41)$$

где $\Delta = 1,29 Mf/(\pi a)$; $K_0 = 2\pi a^2/(\lambda^2 f^2)$.

Для автокорреляционной функции случайной фазы примем следующее выражение:

$$R_\rho = \sigma_\rho^2 \exp\left\{-\frac{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2}{l^2}\right\}. \quad (42)$$

где l — интервал корреляции высот неровностей исследуемой поверхности.

Выражения (41), (42) достаточно хорошо аппроксимируют характеристики реальных объектов и оптических систем. Подставляя их в (39), получаем

$$\langle I_0 \rangle = K_0^2 \int \int \int \int \exp\left[-\sigma_\rho^2 - \frac{(x - \xi_1)^2 + (y - \eta_1)^2}{\Delta^2} - \frac{(x - \xi_2)^2 + (y - \eta_2)^2}{\Delta^2}\right] \times \\ \times \exp\left[\sigma_\rho^2 e^{-\frac{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2}{l^2}}\right] d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2.$$

После замены переменных

$$u_1 = \frac{x - \xi_1}{\Delta}; \quad u_2 = \frac{y - \xi_2}{\Delta}; \\ v_1 = \frac{y - \eta_1}{\Delta}; \quad v_2 = \frac{y - \eta_2}{\Delta}$$

и поворота в плоскостях (u_1, u_2) и (v_1, v_2) на $\pi/4$ соотношение можно переписать в виде

$$\langle I_0 \rangle = (K_0 \Delta^2)^2 e^{-\sigma_\rho^2} \int \int \int \int d\omega_1 d\omega_2 dt_1 dt_2 \exp\left[-\omega_1^2 - \omega_2^2 - \right. \\ \left. - t_1^2 - t_2^2 + \sigma_\rho^2 e^{-2M(\omega_1^2 + t_1^2)}\right] = \pi(K_0 \Delta^2)^2 e^{-\sigma_\rho^2} \int \int \exp\left[-\omega_1^2 - \right. \\ \left. - t_1^2 + \sigma_\rho^2 e^{-2M(\omega_1^2 + t_1^2)}\right] d\omega_1 dt_1,$$

где $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_1 - u_2)$; $t_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 - v_2)$;

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_1 + u_2); \quad t_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + v_2);$$

$$M = \Delta/L$$

Вводя полярные координаты (ρ, φ) в плоскости (ω_1, t_1) и интегрируя по φ , получаем

$$\langle I_0 \rangle = 2\pi^2 (K_0 \Delta^2)^2 e^{-\sigma_\rho^2} \int_0^\infty \rho \exp(-\rho^2 + \sigma_\rho^2 e^{-2M^2 \rho^2}) d\rho = \\ = \pi^2 (K_0 \Delta^2)^2 e^{-\sigma_\rho^2} \int_0^\infty \exp(-z + \sigma_\rho^2 e^{-2M^2 z}) dz. \quad (43)$$

Из выражения (43) видно, что основной вклад дает область вблизи $z = 0$. Оценка этого выражения, проведенная методом перевала, дает соотношение для средней яркости изображения без полос:

$$\langle I_0 \rangle \approx \frac{(\pi K_0 \Delta^2)^2}{1 + 2M^2 \sigma_\rho^2}. \quad (44)$$

Отметим, что величина M^2 имеет смысл эффективного числа рассеивающих центров на элементе разрешения.

Вычисление $\langle I_1 \rangle$ существенно сложнее, поскольку оно зависит от характера нагружения и должно выполняться для каждого конкретного случая отдельно. Тем не менее, можно получить общее представление об $\langle I_1 \rangle$, если сделать предположение, что функция взаимной корреляции $R_{\rho\varphi}$ имеет тот же вид, что и автокорреляционная функция R_ρ (42), но с другими дисперсией σ_ρ^2 и интервалом корреляции βl .

$$R_{\rho\varphi} = (\sigma_\rho^2) \exp\left[-\frac{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2}{(\beta l)^2}\right].$$

Тогда расчет $\langle I_1 \rangle$ подобен расчету $\langle I_0 \rangle$, и по аналогии с оценкой (44), можно записать (при условии $\sigma_\rho^2 = \sigma_\varphi^2$)

$$\langle I_1 \rangle \approx \frac{(\pi K_0 \Delta^2)^2}{1 + 2(\sigma_\rho^2/\beta^2)M^2 \sigma_\rho^2}. \quad (45)$$

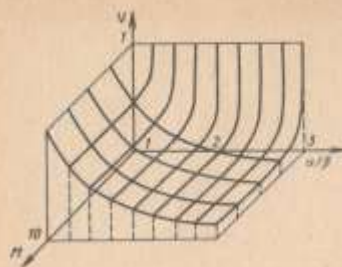


Рис. 21. Зависимость контраста полос от α/β и M

Используя выражения (44), (45), получаем контраст

$$V = \frac{1 + 2M^2 \sigma_0^2}{1 + 2(\alpha^2/\beta^2)M^2 \sigma_0^2} \quad (46)$$

На рис. 21, где приведена зависимость контраста интерференционных полос от α/β и M , видно, что контраст (а вместе с ним и точность) падает как с увеличением M

(это соответствует либо ухудшению разрешения оптической системы, либо уменьшению интервала корреляции высоты неровностей исследуемой поверхности), так и с увеличением параметра α/β , характеризующего степень декорреляции полей, рассеянных объектом до и после нагружения.

Соотношения, связывающие погрешность отсчета дробных долей интерференционных полос с параметрами шероховатости исследуемой поверхности, разрешением оптической системы и декорреляцией полей, рассеянных объектом до и после деформации, позволяют в каждом конкретном случае оценить погрешность и указать возможные пути ее снижения.

ГЛАВА 3

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЛЬЕФА

1. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ТОПОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

Общая идея, лежащая в основе топографических методов, давно используется в картографии и заключается в том, что рельеф трехмерного объекта представляется в виде плоского изображения, являющегося топографической картой (топограммой) поверхности объекта. Линии на такой топограмме, называемые линиями равного уровня, — это следы сечения поверхности объекта равноотстоящими друг от друга плоскостями.

Методы голографической интерферометрии позволяют получать картины интерференционных полос, являющиеся топографическими картами поверхности объектов. Известны три метода получения голографических топограмм: метод смещенного источника, иммерсионный и метод двух длин волн. Ниже рассмотрены эти методы и проведен их сравнительный анализ.

Метод смещенного источника

Метод впервые был описан в работе [96]. С помощью этого метода получают двухэкспозиционную голограмму исследуемого объекта, причем

перед второй экспозицией изменяют положение источника, освещающего объект (рис. 22). Восстановленные с этой голограммы изображения интерферируют между собой вследствие наличия разности фаз для каждой точки поверхности объекта. Разность фаз описывается выражением

$$\Delta\Phi = (2\pi/\lambda)(r_{11} - r_{12}),$$

где r_{11} и r_{12} — расстояния от некоторой точки объекта до освещающего источника при первой и второй экспозициях соответственно. При $\Delta\Phi = 2\pi N$, где N — число интерференционных полос, получаем

$$r_{11} - r_{12} = N\lambda \quad (47)$$

Следовательно, полосы — это следы пересечения поверхности объекта секущими поверхностями (гиперболами вращения), описываемыми выражением (47).

Если освещающие пучки плоские, то (47) принимает следующий вид:

$$z(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) + x(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) = N\lambda,$$

где θ_1 и θ_2 — углы между направлением освещающих пучков и осью z . В этом случае секущие поверхности — это плоскости, наклонные по отношению к плоскости голограммы. При $\theta_2 = \pi - \theta_1$ угол наклона равен нулю, и получаются "истинные" топографические сечения. Под "истинной" топографией понимается такая, при которой поверхность объекта сечется эквидистантными плоскостями, перпендикулярными к направлению наблюдения. В этом случае

$$2z\cos\theta_1 = N\lambda,$$

откуда расстояние между секущими плоскостями

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2\cos\theta_1},$$

или

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2\sin\alpha/2},$$

где α — угол между направленными освещающих пучков.

Изменяя угол α , можно менять Δh в широких пределах. Например, при $\alpha \approx 1'$, $\Delta h \approx 2,5$ мм, а при $\alpha \approx 3,5^\circ$, $\Delta h \approx 10$ мкм.

При использовании метода смещенного источника из-за бокового освещения образуются тени, вследствие чего нельзя определить рельеф неосвещенных участков поверхности.

На приведенной топограмме выпуклой сферы (рис. 23) наглядно видно, что ввиду теневого эффекта

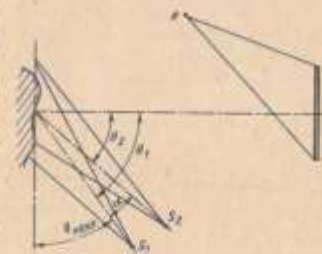


Рис. 22. Схема записи топограмм методом смещенного источника



Рис. 23. Топограмма выпуклой сферы, полученная методом смещенного источника

Рис. 24. Топограмма выпуклой сферы с дополнительной подсветкой



Рис. 25. Топограмма образца минерала при наклонном освещении



Рис. 26. "Истинная" топограмма образца минерала

на половине поверхности объекта нет полос. В работе [35] была предложена видоизмененная схема метода, с помощью которой в некоторых случаях удается избавиться от теневых эффектов. Это достигается следующим образом. Коллимированный пучок света, отразившись от поворотного зеркала, разделяется светоотделителем на два пучка, которые после отражения от зеркала освещают объект с противоположных сторон. Применение этой схемы позволяет получать замкнутые интерференционные полосы по всей поверхности выпуклого объекта, обращенной к голограмме. На топограмме выпуклой сферы (рис. 24), полученной по этой схеме, отсутствуют затемненные участки. Однако для вогнутых или сложных поверхностей теневой эффект устранить не удается. Усовершенствования метода, предложенные в работе [121], также устранят теневой эффект лишь в простых случаях, но это достигается ценой неоправданного усложнения самого эксперимента.

Другое решение проблемы состоит в освещении объекта под острым углом к линии наблюдения, что улучшает условия освещения и устраняет образование теней. Получаемые при этом контуры не являются истинной топографией, но могут быть преобразованы в линии равного уровня в результате обработки топографической картины [22]. На рис. 25 приведена фотография объекта сложной формы (образец минерала) с интерференционными полосами при наклонном освещении объекта. Расстояние между секущими плоскостями равно 2 мм. В результате обработки получена контурная карта этого образца (рис. 26) с $\Delta h = 2,8$ мм.

Анализ возможностей метода смещенного источника позволяет сделать следующие выводы:

оптические схемы получения топограмм сравнительно просты, а качество записываемых интерферограмм достаточно высокое;

возможна простая регулировка шага секущих плоскостей в широких пределах;

отсутствуют масштабные искажения, и полосы всегда локализованы на поверхности объекта; как следствие — максимальная видимость полос и отсутствие затруднений при регистрации топограмм.

Однако применение метода ограничено следующими его свойствами:

"истинные" топограммы получаются только при среднем угле между направлениями освещения и наблюдения, равном 90° ;

можно проводить измерение рельефа только выпуклых поверхностей, имеющих один экстремум. При этом часть объекта оказывается неосвещенной, и топограмма этих участков не регистрируется. Введение зеркала для подсветки теневых областей улучшает ситуацию только для простых выпуклых объектов;

практически невозможно получить топограммы участков поверхностей, расположенных под малыми углами (меньше 5°) относительно секущих плоскостей, так как в этом случае рассеяние света в направлении наблюдения весьма мало.

Иммерсионный метод

Иммерсионный метод, предложенный авторами работы [100], состоит в том, что исследуемый объект помещают в кювету с плоским окном, заполненную прозрачной жидкостью или газом с показателем преломления n_1 , и экспонируют голограмму. Затем изменяют показатель преломления до значения n_2 и вторично экспонируют голограмму. При восстановлении образуются два изображения, интерференция которых дает топографические полосы. Схемы записи и восстановления иммерсионных топограмм приведены на рис. 27 и рис. 28 соответственно. Разность фаз, регистрируемую в точке наблюдения, в этом случае можно записать:

$$\begin{aligned} \Delta\phi = & k_0(r_{11} - r_{12}) + (k_1 r_{11} - k_2 r_{12}) + \\ & + (k_1 r_{11} - k_2 r_{12}) + k_0 n_{ct} [(D_1 B_1 - D_2 B_2) + \\ & + (C_1 E_1 - C_2 E_2)] - k_0(r_{11} - r_{12}) + k_0(r_{c1} - r_{c2}) - k_0(r_{b1} - r_{b2}), \end{aligned}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$, $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$ — волновые числа. Другие обозначения ясны из рис. 27 и 28.

рометров до нескольких миллиметров. Например, пара азот — углекислый газ обеспечивает $\Delta h = 2$ мм, пара вода — глицерин — $\Delta h = 2,32$ мкм. Минимальные значения Δh получают при использовании пары газ — жидкость. Так, пара азот — вода дает $\Delta h = 0,95$ мкм. Использование различных иммерсионных пар позволило получить топограммы объектов сложной формы с шагом секущих плоскостей от 10 мкм до нескольких миллиметров [57].

При подборе сред разность показателей преломления измеряют интерференционными рефрактометрами.

Применяя иммерсионный метод на практике, необходимо использовать дешевые нетоксичные иммерсионные среды. Для выбора нужного числа дискретных значений Δh в качестве иммерсионной среды целесообразно использовать смесь двух фракций с различными показателями преломления. Для этого пригодны только жидкости (разность показателей преломления газов недостаточна). В качестве пары иммерсионных жидкостей могут быть рекомендованы дистиллированная вода и водный раствор поваренной соли.

Иммерсионная жидкость с требуемым показателем преломления готовится добавлением в дистиллированную воду соляного раствора с измеренным показателем преломления n_d . Концентрация соляного раствора должна быть

$$C = \frac{n_d - n_1}{n_2 - n_1}$$

Приведен значения Δh и соответствующие им разности показателей преломления Δn иммерсионных жидкостей [57].

Δh , мкм	1000	750	500	250	100	75	50	25	10
$\Delta n \cdot 10^3$	0,3164	0,4218	0,6328	1,2656	3,164	4,218	6,328	12,656	31,64

В целом иммерсионный метод можно охарактеризовать следующим образом:

метод достаточно хорошо отработан и может быть реализован на обычной голографической установке с применением серийного гелий-неонового лазера;

при использовании метода обеспечивается широкий диапазон значений шага интерференционных полос ($\Delta h = 10$ мкм ÷ 10 мм), значение которого можно задавать с хорошей точностью;

этим методом можно исследовать объекты со сложной формой поверхности, так как отсутствуют теневые эффекты.

К недостаткам метода следует отнести:

необходимость помещения исследуемого объекта в кювету с иммерсионной средой, что приводит к усложнению эксперимента и ограничению размеров объекта;

наличие пристеночных пузырей и различных неоднородностей иммерсионной среды ввиду образования у поверхности объекта пограничного слоя, что сильно искажает картину топографических полос. Эти явления трудно учесть. Особенно сильно они проявляются при получении топограмм с малыми Δh .

Метод двух длин волн

Впервые метод двух длин волн для получения топограмм был описан в работе [96]. Теоретический анализ, учитывающий различные аспекты этого метода, и его тщательная экспериментальная проверка были описаны в работах [6, 28].

Суть метода двух длин волн заключается в том, что на одну фотопластинку записывают две голограммы одного и того же объекта, причем одну — при использовании длины волны λ_1 , а другую — λ_2 . Восстанавливая изображение источником с одной длиной волны (λ_1 или λ_2), получают два изображения, которые интерферируют, образуя топографическую картину поверхности объекта.

Для определения разности фаз восстановленных изображений в первом приближении имеем следующее выражение:

$$\Delta\Phi = (r_1 + r_n)(k_1 - k_2) - (k_1 r_{11} - k_2 r_{12}), \quad (53)$$

где r_1 — расстояние от объекта до источника освещения; r_n — расстояние от объекта до точки наблюдения; r_{11} и r_{12} — расстояния от голограммы до источников с длиной волны λ_1 и λ_2 соответственно. Из выражения (53) следует, что уравнение, описывающее интерференционные полосы, имеет вид

$$(k_1 - k_2)(r_1 + r_n) - (k_1 r_{11} - k_2 r_{12}) = 2\pi N. \quad (54)$$

При практической реализации идеи получения топограмм методом двух длин волн возникли серьезные затруднения. Оказалось, что изображения объекта, записанные в двух длинах волн, а затем восстановленные в одной длине волны, имеют различный масштаб и смещены относительно друг друга. Это приводит по мере уменьшения Δh к размытию интерференционных полос, вплоть до полного их исчезновения. Практически полосы исчезают при $\Delta h = 0,5 + 0,8$ мм. Для устранения этих явлений была использована [96] схема компенсации (рис. 30), которая сводилась к тому, что между экспозициями изменялись направление и расходимость опорного пучка. В результате выполнения компенсации удалось получить топограмму объекта площадью 6 см^2 с $\Delta h = 23$ мкм. На приведенных на рис. 31 топограммах наглядно видно влияние компенсации. Анализируя выражение (54), нетрудно заметить, что условие компенсации опорного пучка можно записать как $k_1 r_{11} = k_2 r_{12}$.

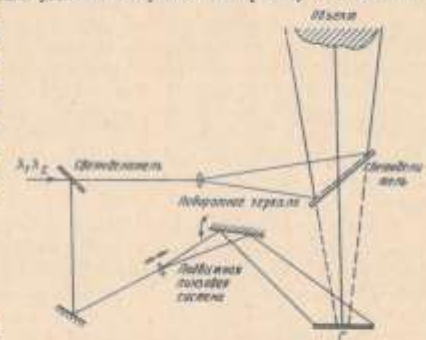


Рис. 30. Схема получения топограмм методом двух длин волн

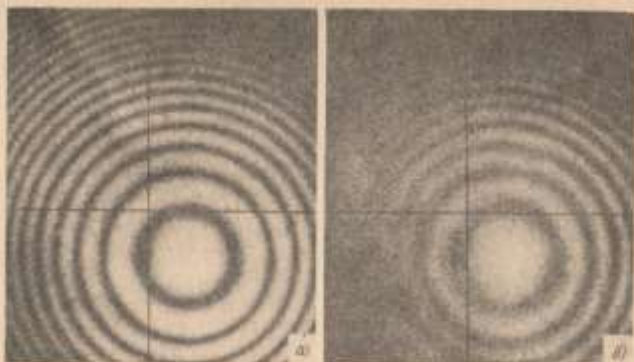


Рис. 31. Влияние компенсации углового положения опорного пучка при использовании метода двух длин волн:
а — топограмма, полученная с компенсацией; б — без компенсации

При выполнении компенсации уравнение для сечущих поверхностей принимает вид

$$\Delta k(r_1 + r_2) = 2\pi N, \quad (55)$$

Соотношение (55) описывает семейство эллипсоидов с фокусами, расположенными в точках наблюдения и освещения. При $(r_1 - r_2) \ll \Lambda$, где Λ — расстояние от объекта до голограммы, сечущие поверхности в первом приближении можно считать сферами, расстояние между которыми

$$\Delta h = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (56)$$

Автор работы [118] предложил схему с автоматической компенсацией углового положения опорного пучка. Компенсация достигалась применением голографической решетки, отклоняющей опорные пучки на разные углы в зависимости от длины волны. Но оставшееся несоответствие размеров изображений в двух длинах волн не позволяло получить топограммы на большой площади. Так, для $\Delta h = 30$ мкм линейный размер участка, покрытого полосами, не превышает 30–35 мм при расстоянии от объекта до голограммы 200–250 мм. Можно существенно увеличить размер оконтурированной поверхности, уменьшая это расстояние, но на практике его трудно сделать меньше 100–150 мм.

В то же время для получения "истинных" топограмм необходимо, чтобы сечущие поверхности были как можно меньшей кривизны, но для этого расстояние от объекта до голограммы должно быть как можно больше. Это противоречие устраняется в схеме, предложенной в работе [121] (рис. 32). Использование голограмм сфокусированных изображений позволило получить топограммы объектов с квазиплоскими сечениями на большой поверх-

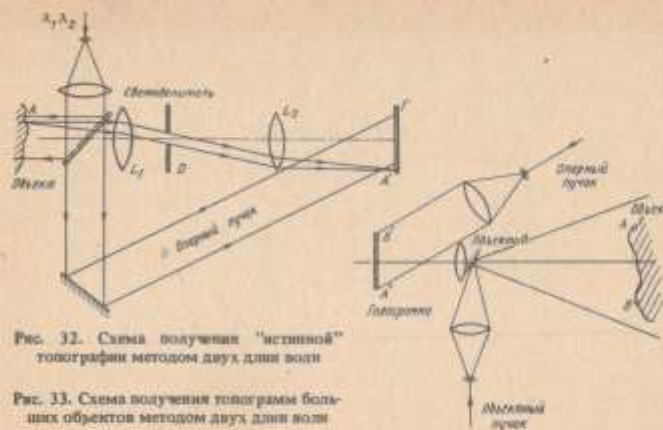


Рис. 32. Схема получения "истинной" топографии методом двух длин волн

Рис. 33. Схема получения топограмм больших объектов методом двух длин волн

ности (80 см^2 при $\Delta h = 9,25$ мкм) без компенсации. Эта схема была усовершенствована (рис. 33), что позволило получать топограммы объектов значительно больших размеров [111]. В полученной схеме без светоделителя удалось совместить направления наблюдения и освещения. Использование светоделителя для этих целей в предыдущих схемах приводит к дополнительному переотражению от его граней, в результате чего может сильно исказиться картина полос. Кроме того, в схеме со светоделителем требуются мощности лазерного излучения в 4 раза выше.

Очевидно, что практическая реализация метода в значительной степени определяется выбором источника излучения. Лазер, используемый в методе двух длин волн, должен генерировать как минимум две длины волны, отличающиеся между собой на $\Delta\lambda$. Чем шире диапазон значений $\Delta\lambda$ позволяет получить лазер, тем больше выбор величины Δh шага топографических сечений. На практике могут быть применены лазеры различных типов. С помощью двухчастотного гелий-неонового лазера [121] получены топограммы с $\Delta h = 9$ мкм. Но малая выходная мощность и излучение только одной пары длин волн предопределили практическую нецелесообразность использования этого лазера. Применяя импульсный рубиновый лазер с анурезонаторным эталоном Фабри-Перо, можно получить несколько эквидистантных длин волн с разностью $\Delta\lambda = \lambda^2 / (2dn)$, где d — толщина эталона, а n — показатель преломления материала эталона. Шаг сечений при этом равен оптической толщине эталона; $\Delta h = dn$.

Ввиду трудностей в изготовлении качественных эталонов с толщинами меньше 3–5 мм с помощью рубиновых лазеров можно получать только грубые топограммы с $\Delta h \geq 5$ мм [98].

Отметим, что применение импульсного лазера позволяет получать топо-

граммы объектов в динамике. Это существенно расширяет возможности метода.

Наиболее подходящими лазерами для использования метода двух длин волны являются перестраиваемые по частоте лазеры на химических красителях и многочастотные ионные лазеры на инертных газах.

Лазеры на красителях с внутррезонаторным эталоном позволяют получить излучение нескольких эквидистантных длин волны, как и в рубино-вом лазере. В первых экспериментах для получения топограмм использовался импульсный лазер на красителях с ламповой накачкой и внутррезонаторным эталоном Фабри-Перо толщиной $d = 6,35$ мм [110]. С помощью этого лазера были получены топограммы с $\Delta h = 9,5$ мм. В более поздней работе [111] авторы описали лазер на красителях непрерывного действия с накачкой от аргонового лазера и выходной мощностью 10 – 100 мВт. Используя различные эталоны, они получили топограммы объектов с $\Delta h = 1,5$ мм и 3,7 мм. Так как спектр излучения лазера на красителях с внутррезонаторным эталоном содержит больше двух длин и с уменьшением $\Delta \lambda$ их число увеличивается, то при больших Δh вследствие эффекта многократной интерферометрии на топографической картине наблюдается сужение полос [110].

Результаты экспериментов различных авторов показывают, что применение лазеров на красителях целесообразно в грубой топографии с $\Delta h > 1,5 \div 2,0$ мм. Это вызвано тем, что для более мелких шагов с помощью эталона трудно получить необходимые значения $\Delta \lambda$, а установка λ перестройкой резонатора не обеспечивает приемлемой точности. Например, при $\Delta h = 500$ мкм и $\lambda = 500$ нм неточность установки λ в 0,05 нм приводит к погрешности в шаге сечений, равной 25 % тогда как точность установки длины волны у лучших моделей лазеров на красителях не превышает 0,2 – 0,5 нм.

В настоящее время наиболее подходящим для использования в топографии является ионный лазер, позволяющий получать дискретный набор частот. В табл. 1 приведены длины волны, шаг сечений и мощность излучения, полученные на ионном газовом лазере НЭТИ, работающем на аргоне или криптоне. Подробно этот лазер описан в следующей главе.

Таблица 1

λ_1 , нм	λ_2 , нм	$\Delta \lambda$, нм	Δh , мкм	P, мВт
530,865	528,690	2,175	64,50	300
528,690	520,831	7,859	17,51	200
520,831	514,579	6,252	21,43	200
514,579	498,001	26,576	4,72	2500
514,579	496,507	18,072	7,06	700
501,716	496,507	5,209	23,90	400
496,507	488,003	8,504	14,24	700
488,003	482,517	5,486	21,46	100
488,003	476,486	11,517	10,09	500
482,517	476,486	6,031	19,06	100
476,486	476,243	0,243	466,8	100
476,486	472,686	3,80	29,64	200
457,935	454,605	3,33	30,34	100

Метод двух длин волны для получения топограмм обладает рядом преимуществ:

большой диапазон шагов сечений – от нескольких микрометров до десятков миллиметров;

высокая точность задания шагов сечений, определяемая разностью длин волн;

отсутствие различных ограничений на исследуемый объект; возможность получения топограмм движущихся объектов.

Тем не менее, метод не получил должного распространения. В частности, это связано с тем, что при его реализации выявляются ряд сложностей, а именно:

необходимость компенсации углового положения опорного пучка;

необходимость учета хроматических aberrаций и их устранения;

зависимость характера сечений от параметров оптической схемы;

проблема локализации полос.

Но эти трудности принципиально разрешимы и не являются решающими.

Сравнение трех методов

В целом каждый из рассмотренных методов получения топографических интерферограмм имеет определенные преимущества и недостатки, и выбор метода для решения конкретной задачи должен опираться на детальный анализ возможностей самого метода, с учетом имеющейся аппаратуры для проведения экспериментов. В табл. 2 сопоставлены по ряду основных параметров три метода получения топограмм. Знак (+) означает, что данная характеристика является хорошей, (–) – плохой, а (±) – средней.

Таблица 2

Сравниваемые характеристики	Рельеф ($\Delta h > 0,5$ мм)		Миллирельеф ($0,05$ мм $< \Delta h < 0,5$ мм)		Микро-рельеф ($\Delta h < 0,05$ мм)	
	Метод смещенного источника	Иммерсионный метод	Метод двух длин волн	Иммерсионный метод	Метод двух длин волн	Метод двух длин волн
Бесконтактность	+	–	+	–	+	+
Простота реализации метода	+	–	+	–	+	+
Простота изменения шага сечений	+	–	+	–	±	+
Отсутствие теневых эффектов	–	+	+	+	+	+
Отсутствие масштабных искажений	+	±	±	±	±	–
Локализация полос	+	+	+	±	±	–

Как видно из табл. 2, по совокупности параметров лучшие характеристики имеют метод двух длин волн и иммерсионный. Метод смещенного источника практически пригоден только при исследовании макрорельефа простых по форме объектов. Микрорельеф поверхностей можно исследовать только методом двух длин волн.

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ТОПОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

В ряде случаев качественного анализа топографических картин оказывается достаточно для получения необходимого результата. Например, по искривленно идущим линиям можно судить о кривизне поверхности предмета. Сравнение топограммы двух однотипных объектов, один из которых эталонный, можно получить нужную информацию об исследуемом объекте.

Однако в большинстве задач требуется количественная информация о параметрах рельефа, для чего необходима расшифровка топограмм. Под расшифровкой топограмм понимается вычисление по топограмме высот или z -координат точек поверхности.

Информация о рельефе на топограмме представлена в виде двумерного распределения поля яркости $I(x, y)$. Изменение яркости вдоль x -координат определяется выражением

$$I(x) = \frac{I_{\max}}{2} [1 + V \cos \varphi(x)], \quad (57)$$

где $\varphi(x)$ — разность фаз в точке x ; I_{\max} — максимальное значение яркости. Для упрощения выкладки пока будем считать, что $V = 1$.

Таким образом, если известна зависимость $\varphi(x) = f[z(x)]$, то, измеряя непосредственно по топограмме $I(x)$, можно с помощью выражения (57) вычислить $z(x)$. Как уже отмечалось, в голографической топографии разность фаз зависит от профиля рельефа, причем эта зависимость может быть весьма сложной. Но для "истинной" топографии все существенно упрощается и разность фаз определяется соотношением

$$\varphi(x) = (2\pi/\Delta h)z(x). \quad (58)$$

Из (57) и (58) следует, что профиль поверхности описывается выражением

$$z(x) = \frac{\Delta h}{2} \left\{ N + \frac{1}{\pi} \arccos \left[\left(2 \frac{I(x)}{I_{\max}} - 1 \right) (-1)^N \right] \right\}, \quad (59)$$

где N — число интерференционных полос. Второе слагаемое определяет дробную долю полосы.

Расшифровка топограмм сводится к подсчету числа полос и нахождения их координат вдоль направления искомого профиля.

Необходимо отметить, что по топографической интерферограмме z -координата определяется с точностью до знака.

В некоторых задачах, когда не требуется большой точности и для построения рельефа оказывается достаточным ограниченное число точек, можно воспользоваться упрощенной расшифровкой. В этом случае подсчитывают или только целое число полос, или лишь темные либо светлые полосы:

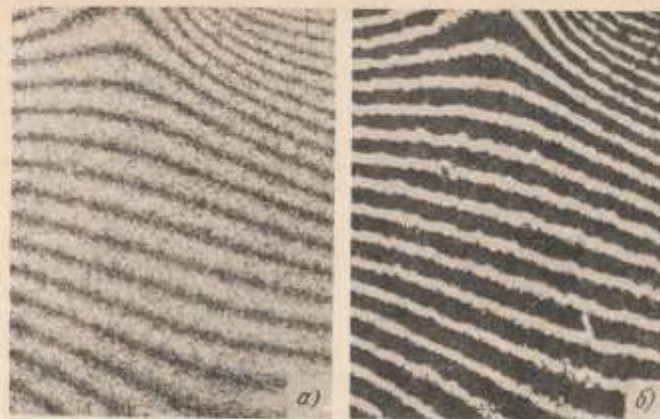


Рис. 34. Выделение середины полос фотографическим способом:
а — топограмма до обработки; б — после обработки

$$|z_1| = (\Delta h/2)N_1 \text{ или } |z_2| = \Delta h N_2.$$

При этом относительная погрешность определения z -координаты аналогична погрешности квантования по уровню и равняется соответственно:

$$\delta_{z1} = \frac{\Delta h}{4|z_1|} \text{ или } \delta_{z2} = \frac{\Delta h}{2|z_2|}.$$

В этих двух наиболее простых случаях для расшифровки топограмм требуется определить координаты середины интерференционных полос. Середины полос могут быть определены визуально оператором с помощью несложного специального приспособления, представляющего собой упрощенную модель компаратора. Экспериментально установлено, что погрешность определения координат полос этим способом не превышает 5% [22]. Но этот путь расшифровки топограмм достаточно трудоемок. Выделяя середины полос фотографическим методом (рис. 34), можно существенно упростить расшифровку топограмм. Но наиболее эффективное решение этой задачи, как и в случае исследования напряженно-деформированного состояния объектов, заключается в автоматизации процесса обработки с использованием ЭВМ.

Ниже дана оценка погрешности, возникающей при количественной расшифровке топографических интерферограмм. Значение погрешности, с одной стороны, зависит от свойств самого метода и схемных решений, его реализующих. С другой стороны, погрешность измерения параметров рельефа обусловлена влиянием пространственных шумов голографического изобра-

жения на точность отсчета числа интерференционных полос. Хотя природа этого вида погрешности та же самая, что и при других методах голографической интерферометрии, ее анализ для топографических интерферометров имеет ряд особенностей и будет рассмотрен в следующем параграфе.

Использование соотношения (59) для определения z-координат приводит к неточному результату, так как топограммы, полученные в реальных интерферометрах, отличаются от "истинных" топограмм. В зависимости от метода и реализующей его схемы, значение погрешности может быть самым различным. Оно определяется следующими основными факторами: неоднозначностью определения z-координат; кривизной секущих поверхностей; неточностью определения шага сечений.

Используя зависимость погрешности от перечисленных факторов, можно указать пути повышения точности в каждом конкретном случае. Кроме того, это позволит упростить как сам эксперимент, так и процесс расшифровки.

Определение знака z-координаты

Методы голографической топографии, как и все интерференционные методы, позволяют измерять параметры рельефа с точностью до знака, т.е. по топограмме невозможно отличить выпуклость от вогнутости объекта. Поэтому для определения знака или требуется априорная информация о рельефе исследуемого объекта, или необходимо принимать дополнительные меры. Одной из них может быть получение нескольких топограмм с различных направлений. Рассмотрим конкретный пример. На рис. 35 показан характерный рельеф, содержащий конус и конусообразную воронку. Топограмма этого объекта, приведенная на рис. 36, а, не позволяет отличить конус от воронки (см. рис. 35, а). На рис. 36, б приведена интерферограмма того же объекта, но с другого направления. При этом в соответствии с рис. 35, б частота полос на склонах с положительной производной увеличивается, а на склонах с отрицательной производной уменьшается. Таким образом можно определить знак z-координаты.

В общем случае для определения знака рельефа необходимо получить интерферограммы с трех направлений. Так как получение нескольких топограмм с различных направлений значительно усложнит схему голографического интерферометра, то для упрощения следует с одного направления снимать несколько топограмм, причем для каждой топограммы объект поворачивать на некоторый угол. Поворот объекта в данном случае эквивалентен изменению направления голографирования.

Описанный способ определения знака z-координаты легко реализуется при использовании метода двух длин волн. При иммерсионном методе применение этого способа затруднено, так как условие перпендикулярности направления наблюдения к окну кюветы не позволяет регистрировать топограммы с нескольких направлений, а необходимость поворота объекта в кювете на заданные углы приводит к сильному усложнению конструкции кюветы. При методе смещенного источника вследствие теневых эффектов использование этого способа для многих объектов может оказаться вообще неприемлемым.

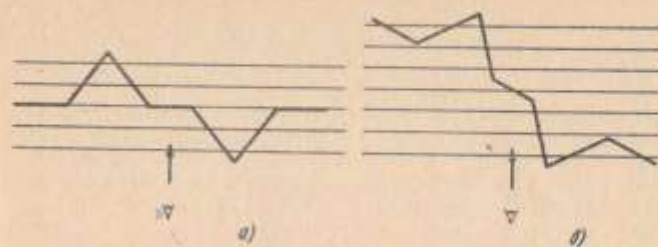


Рис. 35. Характер сечений на выпуклых и вогнутых участках рельефа: а — при фронтальном наблюдении; б — при боковом

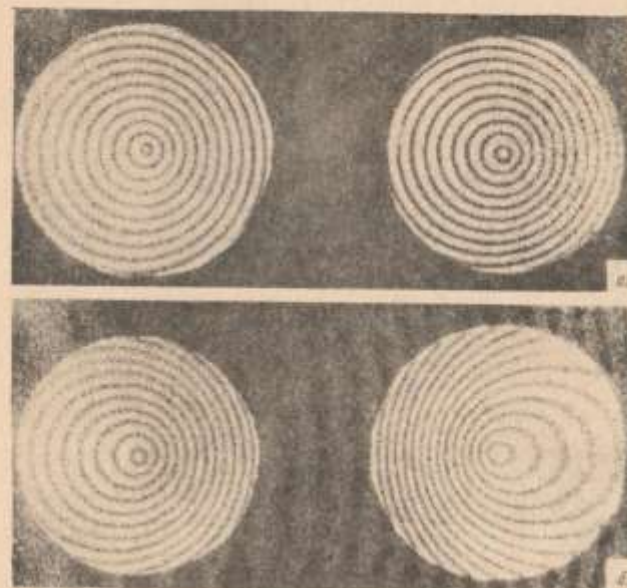


Рис. 36. Топограммы конуса и воронки, полученные с двух направлений: а — при фронтальном наблюдении; б — при боковом

Оценка кривизны секущих поверхностей

Требование плоскостности секущих поверхностей, являющееся одним из основных в топографии, в действительности удается выполнить с приемлемой точностью только при использовании метода смещенного источника. Это объясняется тем, что при данном методе выполнение этого требования целиком определяется степенью плоскостности освещающих пучков, которую можно реализовать с хорошей точностью, правда, при небольших поперечных размерах. При использовании двух других методов кривизна секущих поверхностей определяется геометрией схемы интерферометра и может быть весьма значительной. Остановимся более подробно на этом вопросе.

Как следует из соотношения (51), условие плоскостности секущих поверхностей при использовании иммерсионного метода может быть реализовано, если пренебречь угловыми размерами исследуемого объекта. Но так как в действительности угловые размеры достигают 15–20°, то не учитывать их уже нельзя. Если пренебречь толщиной окна иммерсионной кюветы и учесть угловые размеры объекта, то из формулы (48) после ряда алгебраических преобразований получим

$$k_0 z \left[\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \psi} - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \psi} \right] + (n_1 - n_2) + \frac{n_1 - n_2}{2n_1 n_2 L^2} (x_0^2 + y_0^2) \approx 2\pi N, \quad (60)$$

где x_0, y_0 — координаты точек семейства топографических полос.

Из выражения (60) видно, что, несмотря на ряд упрощающих предположений, сечения описываются сложными поверхностями третьего порядка. Так как уравнение (60) имеет сложный вид и мало пригодно для практических оценок, то желательно вместо него использовать более простое соотношение, которое бы позволяло оценивать радиус кривизны секущих поверхностей. Для этого в качестве исследуемой поверхности возьмем плоскость $z = L_0$, и для упрощения выкладок положим $N = 1$. В этом случае топограмма плоскости будет представлять собой концентрические кольца с разностью квадратов радиусов

$$\rho_{N+1}^2 - \rho_N^2 = 2 \frac{\lambda n_1 n_2}{\Delta n} \frac{1}{L_0},$$

Поскольку для сферических секущих поверхностей разность радиусов колец на плоскости

$$R_{сф} \approx \frac{\rho_{N+1}^2 - \rho_N^2}{2\Delta h},$$

получим приближенное значение радиуса кривизны секущих поверхностей для иммерсионного метода:

$$R_{кр} \approx R_{сф} \approx 2n^2 L^2 / L_0, \quad (61)$$

где L_0 — минимальное расстояние от объекта до окна кюветы

Соотношение (61) дает возможность определить дополнительные тре-

бования к схеме интерферометра, выполнение которых практически полностью устраняет погрешности, обусловленные кривизной секущих поверхностей. Например, при $L \approx 300$ мм, $n \approx 1,3$, $L_0 \approx 25$ мм максимальное значение дополнительной погрешности определения высоты рельефа при поперечном размере объекта 150 мм составляет $\pm 0,35$ мм. Если $z \approx 2,5$ мм, то значение этой погрешности не превышает $\pm 0,05$ мм.

При использовании метода двух длин волн секущие поверхности описываются соотношением (55) и представляют собой семейство эллипсоидов с фокусами в центре входного зрачка системы наблюдения и в точке расположения освещающего источника. Параметры схем, задающие положение этих точек, и определяют характер секущих поверхностей. Использование соотношения (55) для количественной расшивки приводит к громоздким вычислениям. Поэтому целесообразно рассмотреть случаи, когда секущие поверхности можно представлять более простыми поверхностями, например, сферами.

Рассмотрим задачу аппроксимации секущих поверхностей для общего случая, когда направления наблюдения и освещения не совпадают (рис. 37).

В системе координат (x, y, z) уравнение (55) записывается в виде

$$\frac{[x - (d/2)\sin\theta_s]^2}{b^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{[z + (d/2)\cos\theta_s]^2}{c^2} = 1,$$

где a и b — параметры эллипсоида, определяемые геометрией схемы.

Уравнение для аппроксимирующей сферы выглядит следующим образом:

$$(x - \rho \sin\theta_p)^2 + y^2 + (z + \rho \cos\theta_p - r_0)^2 = \rho^2.$$

Отклонения от плоскости $r_0 = z_0$ для эллипсоида и сферы соответственно

$$\delta z_{эл} = r_0 + \frac{d}{2} \cos\theta_s - 2\sqrt{1 - \frac{y^2}{b^2} - \frac{[x - (d/2)\sin\theta_s]^2}{b^2}}; \quad (62)$$

$$\delta z_{сф} = \rho \cos\theta_p - \rho \sqrt{1 - \frac{y^2}{\rho^2} - \frac{[x - \rho \sin\theta_p]^2}{\rho^2}}.$$

Погрешность аппроксимации эллипсоидов сферами будет

$$\delta = \delta z_{эл} - \delta z_{сф}.$$

Задача определения δ существенно упрощается, если угловой размер исследуемых объектов не превышает 15–20°, а значение угла между направлением освещения и наблюдения меньше 10–15°. Второе условие легко реализуется, если для регистрации топограмм использовать действительно изображение (здесь играет роль малый размер голограмм). При этих ограничениях справедливы следующие неравенства:

$$\frac{y_{ам}^2}{b^2} \ll 1; \quad \frac{[x_{ам} - (d/2)\sin\theta_s]^2}{b^2} \ll 1;$$

$$\frac{y_{ам}^2}{\rho^2} \ll 1; \quad \frac{[x_{ам} - \rho \sin\theta_p]^2}{\rho^2} \ll 1,$$

где $x_{ам}$ и $y_{ам}$ — максимальные поперечные размеры исследуемого объекта.

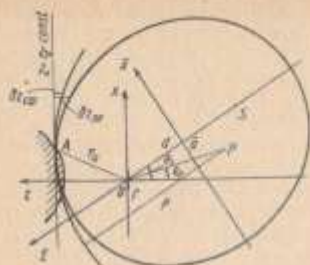


Рис. 37. Схема построения секущих поверхностей и аппроксимирующих сфер: S — освещающий источник; Г — голограмма; d — расстояние от центра голограммы до освещающего источника; rho — радиус аппроксимирующих сфер; P — центр этих сфер; r_a — расстояние от точки на объекте до голограммы

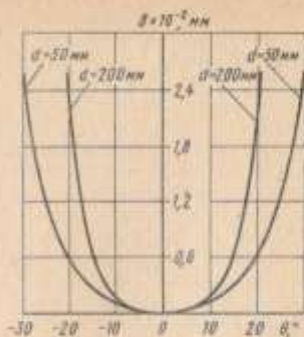


Рис. 38. Влияние углового размера объекта и положения освещающего источника на точность аппроксимации



Рис. 39. Топограммы эталонной плоскости, полученные при различных параметрах схемы записи

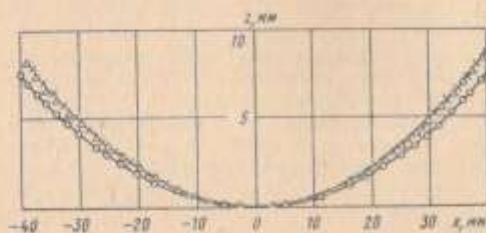


Рис. 40. Профиль эталонной сферы: —х— по данным механических измерений; — — по результатам расшифровки топограммы без учета кривизны секущих поверхностей; — — по результатам расшифровки с учетом кривизны секущих поверхностей

Введем коэффициент $q > 1$, чтобы

$$\sin \theta_p = q \sin \theta_s.$$

На основании изложенного выше получаем:

$$\delta = \left\{ [\rho \cos \theta_p - \rho] - \left[(r_a + \frac{d}{2} \cos \theta_p) - a \right] \right\}^2 + \frac{1}{2} y_{am} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{a}{b^2} \right) - \frac{a}{2b^2} (x_{am} - \frac{d}{2} \sin \theta_s)^2 + \frac{1}{2\rho} (x_{am} - q\rho \sin \theta_s)^2. \quad (63)$$

Анализируя (63), нетрудно заметить, что при $\rho = b^2/a$ и $q = d/2\rho$ значение δ минимально и не зависит от координат точек поверхности объекта. Таким образом, радиус аппроксимирующих сфер и положение их центра определяются следующими соотношениями:

$$\rho = \frac{(r_a + r_b)^2 - d^2}{2(r_a + r_b)}; \quad (64)$$

$$\theta_p = \arcsin \frac{d(r_a + r_b)}{(r_a + r_b)^2 - d^2}.$$

Используя уравнения (64), можно получить точное значение δ . Угловые размеры реально исследуемых объектов обычно не превышают 10° , поэтому значения δ , как видно на рис. 38, достаточно малы, и секущие поверхности можно считать сферами.

Для проверки соотношений (64) были получены топограммы эталонной плоскости при различных параметрах r_a , r_b и d (рис. 39). В табл. 3 приведены результаты определения радиуса кривизны как расчетным путем по формулам (64), так и экспериментально. Совпадение можно считать достаточно хорошим.

Таблица 3

Топограмма	r _a	r _b	d	ρ _{расч}	ρ _{эксп}
Рис. 39, а	400	400	40	399	421
Рис. 39, б	400	800	404	533	538
Рис. 39, в	800	800	42	800	802

В реальных схемах $r_a \ll r_b \ll \infty$, тогда из уравнений (64) получаем $r_a \ll \rho \ll 2r_a$. Следовательно, радиус кривизны секущих поверхностей определяется в основном расстоянием r_a от объекта до голограммы. Кривизна приводит к существенной погрешности определения z-координаты. Например, при $r_a = 500$ мм, $r_b = 700$ мм, $d = 200$ мм и поперечном размере объекта 200 мм максимальная абсолютная погрешность составляет 5,5 мм. Однако эту погрешность легко учесть, вводя поправку

$$\Delta z(x, y) = \rho \cos \theta_p - \rho \sqrt{1 - \frac{y^2}{a^2} - \frac{(x - \rho \sin \theta_p)^2}{\rho^2}}.$$



Рис. 41. Топограмма эталонной сферы

тогда

$$z(x, y) = (\Delta h/2)N - \Delta z(x, y).$$

Из рис. 40, на котором приведены профили сечения эталонной сферы, полученные по данным механических измерений и результатам расшифровки топограммы (рис. 41) без учета и с учетом кривизны секущих поверхностей, видно, что профили, полученные первым и третьим способом, совпадают.

Оценка неточности определения шага сечений

При методе смещенного источника, если освещающие пучки плоские, шаг сечений определяется только углом α . Относительная погрешность шага

$$\delta(\Delta h) = \text{ctg} \frac{\alpha}{2} \frac{\Delta \alpha}{2}. \quad (65)$$

При методе двух длин волн, как показывает анализ выражения (56), Δh сложным образом зависит от целого ряда параметров схемы. Поэтому имеет смысл провести оценку определения шага сечений для случаев, реализуемых в конкретных интерферометрах. Если принять, что угловые размеры объекта не превышают $15 - 20^\circ$, а его глубина l , намного меньше расстояний r_2 и r_1 (рис. 42), то из (55) получим:

$$z(\cos \theta_0 + \cos \theta_1) + \frac{z^2}{2} \left(\frac{\sin^2 \theta_0}{r_{10}} + \frac{\sin^2 \theta_1}{r_{10}} \right) + r_{10} + r_{10} = N \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (66)$$

Для соседних эквифазных поверхностей из (66) получим соотношения

$$z_{N+1}(1 + \cos \theta_1) + \frac{z_{N+1}^2}{2} \frac{\sin^2 \theta_1}{r_{10}} + (r_{10} + r_{10}) = (N+1) \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}; \quad (67)$$

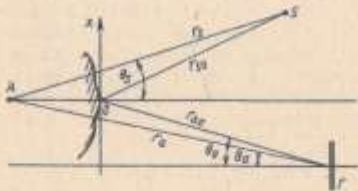


Рис. 42. Определение шага сечений: O — центральная точка объекта; A — произвольная точка объекта; r_{10} , r_{20} — средние расстояния до объекта от источника освещения и топограммы соответственно

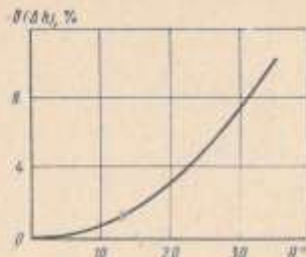


Рис. 43. Зависимость погрешности шага сечений от углового размера объекта в методе двух длин волн



Рис. 44. Зависимость погрешности шага сечений от углового размера объекта в иммерсионном методе

$$z_N(1 + \cos \theta_1) + \frac{z_N^2}{2} \frac{\sin^2 \theta_1}{r_{10}} + (r_{10} + r_{10}) = N \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Так как $z_{N+1} - z_N = \Delta h_N$, то из (67) находим

$$\Delta h_N = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{1}{1 + \cos \theta_1 + \frac{z_{N+1} + z_N}{2} \frac{\sin^2 \theta_1}{r_{10}}}. \quad (68)$$

Как видно из уравнения (68), шаг сечений при использовании метода двух длин волн зависит не только от длин волн освещающих источников, но и от их углового положения. Кроме того, из (68) также следует, что шаг сечений неравномерен по глубине объекта. Простой расчет показывает, что в большинстве случаев этой неравномерностью можно пренебречь. Так, при глубине объекта, равной $(0,2 + 0,3)B$, где B — поперечный размер объекта, максимальная относительная погрешность $\delta(\Delta h) < 1\%$. Это дает возможность вместо уравнения (68) пользоваться выражением

$$\Delta h_N \approx \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{1}{1 + \cos \theta_1}. \quad (69)$$

Сравнение выражений (69) и (56) показывает, что при $\theta_1 < 20^\circ$ различие в шагах полос не более 3% (рис. 43).

Значительно сложнее обстоит дело с заданием шага сечений при использовании иммерсионного метода. Простое выражение для шага полос (52) справедливо, если направления наблюдения и освещения совпадают и перпендикулярны к окну кюветы ($\varphi = \psi = 0$). Это условие реализуется в схемах со светоделителем (см. рис. 29). Как уже отмечалось, такие схемы обладают серьезными недостатками, и применение их нежелательно. Кроме того, необходимость постоянства направления наблюдения для всех точек объекта накладывает ограничения на его размеры.

При несовпадении направлений освещения и наблюдения и угловых размерах объекта меньше 20° из выражения (60) получим

$$\Delta h = 1/\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \psi} - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \psi} + (n_1 - n_2) + \frac{n_1 - n_2}{2n_1 n_2 L^2} (x^2 + y^2). \quad (70)$$

Сравнивая (70) с шагом сечений, полученным из уравнения (51), нетрудно заметить, что при $\psi = 0$ эти выражения отличаются только последним слагаемым в знаменателе. На рис. 44 видно, что погрешность, определяемая относительной разностью этих выражений не превышает 2% при угловых размерах не более 20° и резко возрастает с их увеличением.

3. ВЛИЯНИЕ ШУМОВ НА МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОПОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

На первый взгляд может показаться, что не представляет труда достичь заданной точности в измерениях высоты рельефа. Достаточно лишь уменьшить Δh до необходимого значения. В действительности по мере уменьшения Δh ухудшается видимость интерференционных полос, в результате чего затрудняется или даже делается невозможной регистрация топограмм [4]. Уменьшение видности полос вызывается разными причинами, в том числе пространственными шумами голографического изображения.

Кроме уменьшения Δh есть еще один путь снижения погрешности измерения и увеличения чувствительности топографических интерферометров — это учет градиентной интенсивности в интерференционной картине. В этом случае отсчитывают доли полос, что без уменьшения шага сечений позволяет измерять рельеф с гораздо большей точностью, чем $\Delta h/2$. Теоретически, измеряя сколь угодно малые изменения яркости интерференционной картины, можно различать любые малые неровности рельефа. Но практически всегда имеются минимальные градиенты интенсивности, которые невозможно отсчитать. Они определяют порог чувствительности метода, зависящий также от пространственных шумов голографического изображения.

Характеристикой, определяющей погрешность измерения яркости и соответственно погрешность определения z -координаты, является дисперсия пространственных шумов $D(I)$. В общем случае пространственные шумы зависят от характеристик оптической схемы интерферометра, условий получения топограмм, а также от свойств исследуемой поверхности.

Рассмотрим, как связана погрешность измерения z -координаты с погрешностью измерения яркости. Функция яркости $I(x, y)$, как следует из сути метода, является гармонической с периодом, равным Δh . Из-за шумов при измерении $I(x, y)$ возникает погрешность. Как показано в п. 4 гл. 2, она зависит от значения яркости и максимальна в точках $I = 0$ и $I = I_{\max}$. Абсолютное значение погрешности в этом случае равно Δz_{\max} . Минимальная погрешность Δz_{\min} имеет место при $I = I_{\max}/2$. Величина Δz_{\min} может быть получена из выражения (59):

$$\Delta z_{\min} = \frac{\Delta h}{z} \frac{\Delta I}{I_{\max}}$$

Для определения Δz_{\max} необходимо подставить в (59)

$$I = I_{\max} \left(1 - \frac{\Delta I}{I_{\max}}\right).$$

И в том, и в другом случае погрешность измерения z -координаты определяется относительной погрешностью измерения яркости

$$\delta_I = \frac{\Delta I}{I_{\max}} = \frac{\sqrt{D(I)}}{I_{\max}}.$$

Авторы работ [4, 109] экспериментально установили, что контраст топографических полос наиболее сильно зависит от шероховатости исследуемой поверхности. Поэтому вначале рассмотрим влияние свойств поверхности на точностные характеристики топографического интерферометра.

Представим исследуемый рельеф для произвольного направления в виде:

$$z(x) = z_1(x) + z_2(x),$$

где $z_1(x)$ — измеряемый макрорельеф, а $z_2(x)$ — шероховатость исследуемой поверхности. Если элементы шероховатости $z_2(x)$ разрешаются в голографическом изображении, то минимальное значение z -координаты, которое может быть измерено, определяется дисперсией яркости (здесь и далее аргумент x опускается):

$$D(I) = \frac{I_{\max}^2}{4} D\left[\cos \frac{2\pi}{\Delta h} (z_1 + z_2)\right]. \quad (71)$$

Из выражения (71) следует, что дисперсия яркости, определяющая порог чувствительности, зависит не только от шероховатости $z_2(x)$, но и от макрорельефа $z_1(x)$. Найдем эту зависимость. Выражение (71) можно переписать в виде:

$$D(I) = \frac{I_{\max}^2}{4} \left\{ \cos^2\left(\frac{2\pi}{\Delta h} z_1\right) D\left[\cos\left(\frac{2\pi}{\Delta h} z_2\right)\right] + \sin^2\left(\frac{2\pi}{\Delta h} z_1\right) D\left[\sin\left(\frac{2\pi}{\Delta h} z_2\right)\right] \right\}. \quad (72)$$

Прямое определение дисперсий гармонических функций от случайной величины z_2 приводим к громоздким и неудобным для практического использования выражениям. Ограничимся случаем малых значений z_2 и представим гармонические функции в виде первых членов их разложения в степенной ряд. С погрешностью 10% можно считать, что для значений $z_2 < \Delta h/(2\pi)$

$$\cos \frac{2\pi}{\Delta h} z_2 \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\Delta h}\right)^2 z_2^2;$$

$$\sin \frac{2\pi}{\Delta h} z_2 \approx \frac{2\pi}{\Delta h} z_2.$$

Тогда

$$D[\cos \frac{2\pi}{\Delta h} z_2] \approx \frac{1}{4} (\frac{2\pi}{\Delta h})^4 D[z_2^2]; \quad (73)$$

$$D[\sin \frac{2\pi}{\Delta h} z_2] \approx (\frac{2\pi}{\Delta h})^2 D[z_2].$$

Во многих случаях можно считать $z_2(x)$ нормальным случайным процессом. Тогда $D[z_2^2] = 2D^2[z_2]$ и уравнения (73) принимают вид

$$D[\cos \frac{2\pi}{\Delta h} z_2] \approx \frac{1}{2} (\frac{2\pi}{\Delta h})^4 D^2[z_2]; \quad (74)$$

$$D[\sin \frac{2\pi}{\Delta h} z_2] \approx (\frac{2\pi}{\Delta h})^2 D[z_2].$$

Подставляя (74) в (72), получаем

$$D[1] \approx \frac{I_{max}^2}{4} \left\{ \cos^2(\frac{2\pi}{\Delta h} z_1) \frac{1}{2} (\frac{2\pi}{\Delta h})^4 D^2[z_2] + \sin^2(\frac{2\pi}{\Delta h} z_1) (\frac{2\pi}{\Delta h})^2 D[z_2] \right\}. \quad (75)$$

Рассмотрим зависимости относительного среднего квадратического отклонения яркости от высоты рельефа при различных дисперсиях шероховатости σ_z^2 (рис. 45). Как и следовало ожидать, среднее квадратическое отклонение яркости максимально между полосами и спадает при приближении к яркой или темной полосе.

Перейдем теперь к определению порогового значения z -координаты. Примем за порог чувствительности значение Δz , определяемое средним квадратическим отклонением яркости $\sigma_I = \sqrt{D[1]}$:

$$\Delta z = |z_1 + \frac{\Delta h}{2\pi} \arccos[\frac{2(I_1 \pm \sigma_I)}{I_{max}}]|. \quad (76)$$

Выражение (76) после подстановки (75) принимает достаточно сложный вид. Практически целесообразно характеризовать порог чувствительности максимальным значением величины Δz . Из выражений (76) и (75) получаем

$$\Delta z_{max} = \frac{\Delta h}{2\pi} \arccos[1 - \frac{1}{\sqrt{2}} (\frac{2\pi}{\Delta h})^2 D[z_2]]. \quad (77)$$



Рис. 45. Зависимость отклонения средней квадратической яркости от высоты рельефа



Рис. 46. Влияние шага топографических сечений на контраст интерференционных полос: а - $\Delta h = 470$ мкм; б - $\Delta h = 64$ мкм; в - $\Delta h = 30$ мкм

При учете градиент яркости, как показано далее, порог чувствительности практически не зависит от шага Δh , а определяется только дисперсией шероховатости. Это связано с тем, что уменьшение цены полосы одновременно приводит к снижению контраста интерференционной картины и, как следствие, к уменьшению числа различаемых градиент яркости. Порог чувствительности при этом практически не меняется. Установим взаимосвязь между порогом чувствительности, контрастом интерференционных полос и дисперсией шероховатости.

Контраст интерференционных картин определяется выражением

$$V = \frac{\langle I \rangle_{max} - \langle I \rangle_{min}}{\langle I \rangle_{max} + \langle I \rangle_{min}}. \quad (78)$$

Соответствующие значения средней интенсивности $\langle I \rangle_{max}$ и $\langle I \rangle_{min}$ можно записать следующим образом:

$$\langle I \rangle_{max} \approx I_{max} - \sigma_I |z = 0|; \quad (79)$$

$$\langle I \rangle_{min} \approx \sigma_I |z_1 = \Delta h/2|.$$

Подставляя (79) в (78) и учитывая (75), имеем для контраста интерференционных полос:

$$V \approx 1 - \frac{2\sigma_I |z_1 = 0|}{I_{max}} \approx 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} (\frac{2\pi}{\Delta h})^2 D[z_2]. \quad (80)$$

Отсюда

$$\Delta h \approx \frac{2\pi\sigma_z}{\sqrt{1-V}}. \quad (81)$$

где $\sigma_z = \sqrt{D[z_2]}$.

Полученное соотношение при заданной шероховатости исследуемой поверхности определяет зависимость между контрастом и ценой интерференционных полос. Наглядно эта взаимосвязь иллюстрируется интерферограммами, приведенными на рис. 46.

Отметим, что выражение (81) может быть использовано для определе-

ния средней квадратической шероховатости поверхностей, что само по себе является важной задачей, особенно в машиностроении:

$$\sigma_z \approx \frac{\Delta h}{2\pi} \sqrt{1-V^2}$$

Отсюда легко, например, определить среднюю квадратическую шероховатость, приводящую к нулевому контрасту: $\sigma_z \approx \Delta h/6$.

Из выражения (81) непосредственно следует, что при учете только целого числа полос порог чувствительности

$$\Delta z = \frac{\pi \sigma_z}{\sqrt{1-V^2}} \quad (82)$$

Если различаются градивы полос, то, подставив (80) и (81) в (77), получим

$$\Delta z_{\text{max}} = \frac{\sigma_z}{\sqrt{1-V^2}} \arccos V \quad (83)$$

Отношение $\Delta z_{\text{max}}/\sigma_z$ при изменении контраста практически не меняется и близко к единице. Это означает, что порог чувствительности не зависит от Δh и определяется дисперсией шероховатости.

При нахождении порога чувствительности предполагалось, что элементы шероховатости разрешаются в голографическом изображении. Более реальным является случай, когда шероховатость, вследствие конечного разрешения используемой в интерферометре оптики и самой голограммы, приводит к образованию резко контрастной зернистой структуры голографического изображения. Флуктуациям яркости в таком изображении можно поставить в соответствие эквивалентную шероховатость поверхности $z_{\text{ш}}$, существенно отличающуюся от действительной шероховатости объекта:

$$z_{\text{ш}} = \frac{\Delta h}{2\pi} \arccos \left\{ \left(2 \frac{I_c + I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}} - 1 \right) \sqrt{2 \frac{I_c}{I_{\text{max}}} - 1} + \sqrt{\left[1 - \left(2 \frac{I_c + I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}} - 1 \right)^2 \right] \left[1 - \left(2 \frac{I_c}{I_{\text{max}}} - 1 \right)^2 \right]} \right\} \quad (84)$$

где $I_{\text{ш}}$ — шум голографического изображения, а I_c — полезный сигнал, соответствующий измеряемому рельефу. Тогда

$$D\{z_{\text{ш}}\} = \left(\frac{\Delta h}{2\pi} \right)^2 D \left\{ \left(2 \frac{I_c + I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(2 \frac{I_c}{I_{\text{max}}} - 1 \right) + \left\{ \left[1 - \left(2 \frac{I_c + I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}} - 1 \right)^2 \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[1 - \left(2 \frac{I_c}{I_{\text{max}}} - 1 \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \right\} \quad (85)$$

В этом случае для определения погрешности измерения z-координаты необходимо знать характеристики шума в изображении.

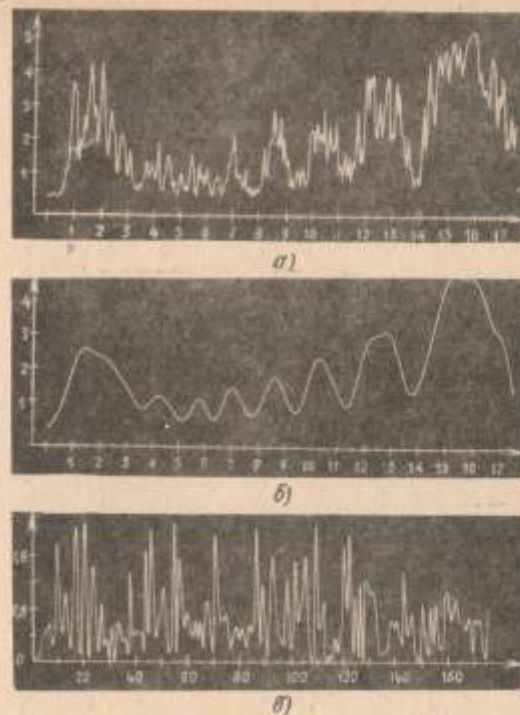


Рис. 47. Определение реального порога чувствительности с помощью ЭВМ: а — смесь сигнала с шумом; б — полезный сигнал; в — эффективная шероховатость, характеризующая порог.

Аналитическое определение дисперсии шероховатости является сложной задачей. Однако значение $D\{z_{\text{ш}}\}$ можно вычислить, если экспериментально определены функции $I_c + I_{\text{ш}}$ (рис. 47, а) и I_c (рис. 47, б); при этом I_c выделяется обработкой. Полученное таким образом значение $D\{z_{\text{ш}}\}$ (рис. 47, в) определяет порог чувствительности интерферометра, если обработка отсутствует. Очевидно, что обработка интерферограмм, направленная на уменьшение флуктуаций яркости, позволяет существенно снизить порог чувствительности, в том числе сделать его ниже среднего квадратического отклонения реальной шероховатости.

Абсолютная погрешность определения z-координаты тесно связана с пороговым значением и может быть принята равной $2\sqrt{D\{z_{\text{ш}}\}}$.

Перейдем теперь к рассмотрению пределов измерения.

Динамический диапазон топографического интерферометра определяется соотношением

$$k = z_{\text{max}} / \Delta z_{\text{max}}, \quad (86)$$

где z_{max} — максимальная высота рельефа исследуемого объекта, которую можно измерить в данной схеме, а Δz_{max} — определенное ранее пороговое значение.

Для получения интерференционных полос смещение по z-координате двух изображений исследуемого объекта должно быть не больше глубины резкости оптической схемы. Это накладывает ограничение на допустимую высоту объекта:

$$z_{\text{max}} = 8 \Delta h (f/a)^2, \quad (87)$$

где f — фокусное расстояние используемого объектива; a — его апертура.

Подставляя (81) и (87) в (86), получаем

$$K = \left(\frac{4f}{a} \right)^2 \frac{1}{\arccos \left[1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi\sigma_z}{\Delta h} \right)^2 \right]}. \quad (88)$$

При $f = 200$ мм, $a = 25$ мм, $\Delta h = 0,01$ мм, $\sigma_z = 0,001$ К $\approx 10^4$.

Чтобы информация об отдельных участках объекта не пропадала в изображении, кроме условия (87), связанного с характеристиками оптической схемы, существует ограничение, налагаемое исследуемым рельефом:

$$|\text{grad}z(x, y)| \leq \alpha_{\text{max}}, \quad (89)$$

где α_{max} — максимальный угол наклона исследуемого рельефа.

Это связано с тем, что при больших углах наклона рельефа интерференционные полосы в изображении становятся неразличимыми. Оценим максимально допустимый угол α_{max} .

Поскольку расстояние между интерференционными полосами в плоскости изображения Δb определяется шагом Δh и углом наклона рельефа α , т.е. $\Delta b = \Delta h / \text{tg} \alpha$, то $\text{tg} \alpha_{\text{max}} = \Delta h / \Delta b_{\text{min}}$.

Минимальное расстояние Δb_{min} , при котором интерференционные полосы различимы, определяется пространственными шумами голографического изображения и может быть принято равным размеру зерна пятнистой структуры.

Средний размер зерна в голографическом изображении соответствует ширине главного максимума автокорреляционной функции яркости. Более точно пространственная частота, соответствующая размеру, может быть определена по спектру мощности шума.

Основными характеристиками, влияющими на вид автокорреляционной функции, являются дифракционное разрешение, обеспечиваемое оптической схемой $\Delta l/a$, и размер сканирующей диафрагмы d , причем

$$\begin{aligned} \text{при } d \gg \lambda f/a & \quad \Delta b_{\text{min}} \approx d; \\ \text{при } d \gg \lambda f/a & \quad \Delta b_{\text{min}} \approx 2d; \\ \text{при } d < \lambda f/a & \quad \Delta b_{\text{min}} \approx \lambda f/a + 2d. \end{aligned} \quad (90)$$

Таблица 4

d, мкм	Δb_{min} , мкм, при $\Delta l/a = 10$		Δb_{min} , мкм, при $\Delta l/a = 60$	
	экспериментальные	расчетные	экспериментальные	расчетные
15	60	30	90	90
30	90	60	130	120
50	80	100	230	160
100	150	100	400	200

В табл. 4 приведены результаты вычисления ширины главного максимума автокорреляционной функции яркости. Для этого действительное изображение объекта, восстановленное с голограммы, сканировалось фотоприемником с различными диафрагмами.

Как видно из таблицы, оценка Δb_{min} в общем соответствует экспериментальным результатам и имеет значение порядка сотен микрометров.

Ясно, что величина α_{max} зависит от Δh . Так, для $0,01$ мкм $< \Delta h < 0,5$ мм, получаемых при использовании ионного газового лазера, $6^\circ < \alpha_{\text{max}} < 80^\circ$.

Сравним топограммы ($\Delta h = 0,467$ мм) наклонных плоскостей, полученные при $\alpha_1 = 25^\circ$ и $\alpha_2 = 40^\circ$, что соответствует $\Delta b_1 = 1$ мм и $\Delta b_2 = 0,55$ мм (рис. 48). Разрешение оптической системы составляло 130 мкм, а $d = 100$ мкм. Учитывая условия (90), имеем $\Delta b_{\text{min}} = 330$ мкм. Сравнение топограмм позволяет заключить, что Δb_2 близко к минимальному, т.е. угол α_2 близок к предельному при заданных параметрах.



Рис. 48. Топограммы наклонных плоскостей:
а — $\alpha_1 = 25^\circ$; $\Delta b_1 = 1,0$ мм; б — $\alpha_2 = 40^\circ$; $\Delta b_2 = 0,55$ мм

АППАРАТУРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

1. ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

Из предыдущих глав ясно, что обработка и расшифровка голографических интерферограмм сопряжена в общем случае с большим объемом вычислительных операций. Поэтому реализация голографического эксперимента, как было отмечено в предисловии, приводит к созданию голографических измерительных систем, содержащих лазер, голографическую установку, устройство ввода интерферограмм в ЭВМ, собственно ЭВМ с набором периферийных устройств и устройство представления результатов измерения в удобном для экспериментатора виде. В этой главе последовательно рассмотрена аппаратная реализация перечисленных элементов голографических измерительных систем.

Возможности применения голографических методов во многом определяются лазерами. При использовании лазеров в измерительном эксперименте кроме обычных требований достаточной когерентности и мощности излучения предъявляются дополнительные требования, связанные с длительной и кратковременной стабильностью мощности и стабильностью направления излучения. Кратковременная стабильность мощности излучения определяется в основном характеристиками источника питания, а длительная стабильность и угловой дрейф — параметрами резонатора.

Выбор лазеров, удовлетворяющих требованиям голографического эксперимента, весьма ограничен. Наибольшее распространение в практических исследованиях получил галлий-неоновый лазер ЛГ-38, излучающий волну длиной $\lambda = 632,8$ нм. Мощность излучения составляет 50 мВт, длина когерентности 0,2 м. С помощью такого лазера можно исследовать небольшие по размерам объекты с хорошо отражающими поверхностями.

Существенно большие возможности заложены в использовании ионных газовых лазеров. Однако серийный аргонный лазер ЛГ-404А, генерирующий излучение мощностью в сумме линий 1 Вт, имеет длину когерентности при излучении одной линии всего 0,04 — 0,06 м.

В НЭТИ разработан ионный газовый лазер, обладающий высокой мощностью излучения, стабильностью, широким набором длин волн во всем оптическом диапазоне, хорошей временной и пространственной когерентностью.

Типичные параметры ионных лазеров с выходной мощностью 1 — 10 Вт: давление 10 — 100 Па, плотность разрядного тока $10^2 - 10^3$ А/см² при общей мощности дугового разряда до 25 кВА, напряженность магнитного поля до 1000 Э. При этом для генерации одной поперечной моды разрядный канал должен иметь диаметр 1,5 — 4 мм и длину 300 — 1000 мм.

Попытка обеспечить перечисленные параметры привела к созданию разборной прокачной металлокерамической конструкции активного элемента. Такой элемент имеет ряд преимуществ перед отпаянной конструкцией. Исчезают проблемы устраниения перепадов давлений в различных

частях разрядного канала, которые приводят к нарушению оптимальных условий для генерации и способствуют развитию неустойчивости плазмы разряда. Кроме того, в прокачном лазере в отличие от отпаянного нет падения давления газа вследствие его жесткости, поэтому не надо вводить специальную подпитывающую прецизионную систему.

В разрядном канале с прокачкой можно подбирать оптимальное давление рабочего газа, менять газовый состав без выключения лазера и работать на смеси газов. Прокачной лазер имеет разборную конструкцию активного элемента, что делает возможным оперативно заменять вышедшие из строя отдельные узлы.

Основные технические и эксплуатационные характеристики активного элемента ионного лазера определяются разрядным каналом и катодом. Нилудшим материалом для разрядного канала является бериллиевая керамика, которая обладает необходимыми термомеханическими свойствами и имеет высокую стойкость к ионной бомбардировке. Керамическая трубка через центрирующий анодный фланец с одной стороны и сифона с другой стороны соединена с узлами анода и катода. Соединение осуществляется методом активной пайки титана и бериллиевой керамики. Этот спай выдерживает температуру до 500 — 600°С и хорошо переносит переходные режимы, так как коэффициенты теплового расширения обоих материалов совпадают. Крепление трубки с помощью мембраны на анодном фланце и сифона со стороны катода позволяет устранить механические напряжения, которые могут возникнуть при сборке и работе активного элемента и приводить к разрушению такого хрупкого материала, как бериллиевая керамика.

В активном элементе использован полый самоподогреваемый катод на основе гексаборида лантана, который обеспечивает большой ток эмиссии в непрерывном режиме, обладает высокой стойкостью к ионной бомбардировке, не теряет свойств при развакуумировании, имеет большую механическую прочность и достаточно длительный срок службы (до 500 ч).

Анод представляет собой массивную медную трубку. На торцах активного элемента расположены окна Брюстера, заменить которые в случае необходимости можно, не вынимая активный элемент из резонатора.

Работу прокачного активного элемента обеспечивают системы охлаждения, подачи и дозировки рабочего газа, электротопления и вакуумная. Все они расположены в одном блоке.

Система охлаждения выполнена по двухконтурной схеме. Во внутреннем контуре, охлаждающем активный элемент, циркулирует с помощью центробежного насоса дистиллированная вода, которая, в свою очередь, охлаждается в теплообменнике проточной водопроводной водой.

Создание вакуума в разрядном канале осуществляется малогабаритным форвакуумным насосом, а система подачи и дозировки газов состоит из двух малополитражных металлических баллонов высокого давления, редукторов с манометрами и двух прецизионных игольчатых натекателей. С помощью натекателей подбирается оптимальное давление для генерации различных длин волн, меняется газовый состав без выключения лазера и обеспечивается работа на смеси газов. В частности, для устойчивой работы лазера на крптоне с высокой выходной мощностью (2,5 Вт в линии 647,1 нм), в разрядный канал через натекатели подносятся крптон и неон и

подбирается оптимальное соотношение давлений. Использование в качестве рабочих газов аргона и криптона позволило получить генерацию белого света.

В системе электропитания ионного лазера главную роль играет источник питания дугового разряда. Чтобы нестабильность выходной мощности не превышала 5 %, нестабильность тока разряда не должна быть более 2 %. При этом для реализации всех возможных режимов генерации прокачкового лазера требуется плавная регулировка тока от 20 до 60 А, что соответствует изменению напряжения горения от 250 до 420 В.

С учетом перечисленных требований для стабилизации тока разряда ионного лазера были использованы тиристорные преобразователи напряжения [49]. В отличие от компенсационного стабилизатора с последовательным регулирующим транзистором, рассеиваемая мощность на котором достигает нескольких киловатт, а число транзисторов поэтому превышает сто, в стабилизаторе на тиристорах регулирующим элементом работает в ключевом режиме, что существенно снижает рассеиваемую на нем мощность. Другим преимуществом таких регуляторов является возможность изменения выходного напряжения в широких пределах без значительных потерь мощности. Возникающие на выходе преобразователя пульсации напряжения устраняются применением LC-фильтра. В качестве регулятора напряжения служит симметричный трехфазный мостовой преобразователь. Его выбор связан с тем, что он дает наибольшую среди схем с естественной коммутацией частоту основной гармоники пульсаций напряжения на выходе, это позволяет снизить габаритные размеры и массу фильтра.

Плавная регулировка тока обеспечивается в диапазоне от 20 А до 50 А. Среднее квадратическое отклонение тока при 20 А составляет 2 %, а при увеличении среднего тока абсолютная величина пульсаций снижается вследствие уменьшения угла регулирования. Наибольшие пульсации тока наблюдаются на частотах 50, 100 и 300 Гц. Система показала устойчивую работу в широком диапазоне нагрузок. При изменении давления в разрядном канале лазера от 10 до 100 Па (изменение напряжения на нагрузке от 270 до 390 В), изменение тока разряда не превышает 1 %, а нестабильность тока за несколько часов работы составляет менее 1 %. Следует отметить, что использование такой схемы позволило на 30 % увеличить КПД ионного лазера по сравнению со схемами, использующими балластные сопротивления.

Активный элемент прокачкового ионного лазера помещен в резонатор, параметры которого, как было отмечено в начале параграфа, определяют долговременную стабильность мощности и направления излучения.

Для обеспечения необходимой механической и температурной стабильности несущая конструкция резонатора выполнена в виде цельного толстостенного Г-образного дюралюминиевого профиля. В профиле имеются три отверстия для установки термостабильных стержней, на торцы которых опираются юстируемые платформы с лазерными зеркалами. Угловое положение платформ с зеркалами задается микроинитами. Стержни выполнены из нескольких последовательно расположенных кварцевых трубок, между которыми помещены термокомпенсирующие вставки. Суммарный коэффициент линейного расширения по всей длине не превышает 10^{-6} на 1°C .

Генерация отдельных линий обеспечивается внутрирезонаторным при-

емным селектором, который устанавливается на одну из юстируемых платформ. Перестройка линий осуществляется простым поворотом лимба микроинита.

Лазер работает в режиме генерации одной центральной поперечной моды TEM_{002} . Для селекции продольных мод используется термостабилизированный эталон Фабри-Перо. Эталон закрепляется на юстируемой платформе, расположенной внутри резонатора. Он представляет собой кварцевую пластинку толщиной 20 мм с нанесенными по обеим сторонам покрытиями, коэффициент отражения которых составляет 10 – 20 %. Эталон помещен в термостат, поддерживающий температуру с точностью $0,01^\circ\text{C}$. Такая нестабильность температуры вызывает уход частоты излучения не более 300 МГц/ч. Коэффициент преобразования многомодовой мощности в одномодовую составляет 50 %. При использовании эталона длина когерентности составляла не менее 2 м.

В табл. 5 приведены основные длины волн, генерируемые лазером, и соответствующие им мощности излучения. Наиболее мощными линиями являются в криптоне 647,1 нм – 2,5 Вт, а в аргоне 488,0 нм – 4,9 Вт и 514,5 нм – 5,1 Вт. Максимальная суммарная мощность излучения на аргоне составляет 15 Вт.

Расходимость луча при длине волны 514,5 нм составляет 0,5 – 0,6 мрад. Изменение направленности излучения после 2 ч работы не более $1,5 \cdot 10^{-1}$ мрад. Нестабильность выходной мощности за 30 мин работы не превышает $\pm 1,5$ %, за 5 ч – $\pm 2,5$ %. Средние квадратические пульсации на длине волны 488 нм при выходной мощности 2 Вт не более ± 2 %.

Срок службы ионного лазера определяется в основном длительностью работы катода и составляет около 500 ч. Замена внешнего из строя катода осуществляется за 20 – 30 мин.

Максимальная потребляемая мощность – 25 кВт.

Резонатор с активным элементом имеет габаритные размеры 250X200X1500 мм³ и массу 50 кг, а блок питания – соответственно 900X700X450 мм³ и 90 кг.

Таким образом, рассмотренный прокачковый ионный газовый лазер, имея большую мощность излучения, широкий набор перестраиваемых во всем оптическом диапазоне длин волн, хорошую временную и пространственную когерентность, высокую стабильность и надежность, длительный срок службы, полностью удовлетворяет тем требованиям, которые предъявляются к источнику излучения в голографическом эксперименте.

Таблица 5

Длина волны, нм	Мощность, Вт		Длина волны, нм	Мощность, Вт	
	Криптон	Аргон		Криптон	Аргон
647,1	2,5	-	488,0	-	4,9
568,2	0,1	-	482,5	0,1	-
539,9	0,3	-	476,5	-	1,3
528,7	-	0,1	476,2	0,15	-
520,8	0,2	-	472,7	-	0,4
514,5	-	5,1	465,8	-	0,2
501,7	-	0,6	457,9	-	0,5
496,5	-	1,0	454,5	-	0,15

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

Голографическая установка представляет собой массивную виброизолированную плиту и набор оптических элементов, механических устройств и приспособлений, позволяющих реализовать практически все методы голографической интерферометрии.

Наибольший вклад в разработку универсальных голографических установок в нашей стране внес ВНИИ оптико-физических измерений. Здесь разработана серия установок типа УИГ, которые выпускаются промышленностью [22, 57].

Хорошим комплектом и широкими возможностями характеризуется установка СИИ. В нее кроме гелий-неонового лазера входят зрительная труба, микроскоп, микрообъективы, диафрагма, линзы, светоделительные пластины, зеркала, светофильтры, зеркальный фотоаппарат, различные держатели, оправы, столики, элементы крепления.

Аналогичные универсальные голографические установки выпускаются за рубежом, например, LT — 1000H, R430ModII и им подобные [45, 58].

Опыт эксплуатации существующих голографических установок в составе измерительных систем показал необходимость совершенствовать известные элементы и конструировать новые, расширяющие возможности или упрощающие проведение голографических экспериментов. Ниже описан комплект оборудования универсальной голографической установки, использованный нами в экспериментальных исследованиях.

При создании комплекта оборудования разработчики стремились к обеспечению возможности простой перестройки и компоновки друг с другом отдельных механических элементов; максимальной унификации деталей и стандартизации посадочных мест, отверстий, резьбовых соединений; наличия достаточного числа юстировок, для удобства и простоты настройки оптических схем; механической жесткости и виброзащиты; технологичности изготовления деталей и узлов.

Основа установки выполнена в виде горизонтальной виброизолированной массивной плиты с размерами рабочей поверхности 2000x1200 мм² (рис. 49). Плита установлена на четырех пневмоопорах. Собственная частота колебаний составляет 3 — 5 Гц.

Возможность перемещения и регулировки высоты позволяет при необходимости жестко стыковать несколько плит вместе, увеличивая тем самым рабочую поверхность стола до нужных размеров. На поверхности плиты сделана система параллельных Т-образных пазов и резьбовых отверстий, позволяющих устанавливать подставки для оптических элементов или другие приспособления в любой точке рабочей поверхности.

Рассмотрим основные приспособления и элементы, используемые для построения голографических интерферометров.

Малая юстируемая платформа, предназначенная для закрепления оптических элементов, в основном зеркал размерами до 80x80 мм², позволяет выполнять поворот вокруг вертикальной оси, осуществлять регулировку по высоте. Кроме этого, имеет точную юстировку по вертикальному и горизонтальному углам в пределах $\pm 5^\circ$ с помощью микровинтов.

Универсальный юстируемый держатель с набором сменных платформ,

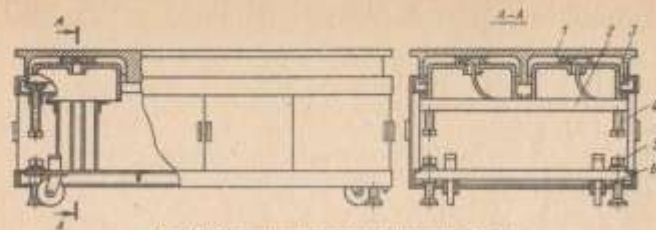


Рис. 49. Конструкция голографического стола:

1 — плита; 2 — рама; 3 — пневмоопоры; 4 — домкраты для подъема и фиксации плиты; 5 — домкраты для установки высоты рабочей поверхности и обеспечения ее горизонтальности; 6 — колеса для перемещения установки

предназначенный для установки зеркал размерами до 140x140 мм², объективов, оптических систем, призм и т.п., позволяет осуществлять поворот вокруг вертикальной оси, регулировку по высоте, горизонтальные смещения и точную юстировку вертикального и горизонтального углов микровинтами.

Узел микрообъектива с точечной диафрагмой, предназначенный для пространственной фильтрации и расширения лазерного пучка, укомплектован набором сменных диафрагм диаметрами 8 — 50 мкм.

Кюветы для обработки голограмм на месте экспонирования с набором сменных кассет предназначена для получения голографических интерферограмм в реальном времени. Для устранения оптических потерь и перетраченной окла кюветы сделаны из пластины с многослойным просветляющим покрытием. Кассеты с фотопластинками могут размещаться не только внутри кюветы, но и снаружи, что очень удобно при исследовании форм колеблющихся объектов.

Устройство для записи матриц голограмм предназначено для записи на одну фотопластинку (максимальные размеры 80x105 мм²) серии голограмм размером 10x10 или 20x20 мм². Размер голограмм задается специальной рамкой. Запись матрицы голограмм обеспечивается перемещением фотопластинки относительно неподвижной рамки с помощью двухкоординатного механизма с фиксацией по каждой координате через 10 мм. Устройство позволяет записывать до 40 голографических интерферограмм на пластинку размером 60x90 мм². Светонепроницаемая кассета и закрывающаяся шторка на рамке предохраняет фотопластинку от засвечивания при включенном освещении.

Так как запись и обработка голограмм проводится в идентичных условиях, достигается высокая повторяемость результатов. Кроме того, существенно снижается трудоемкость голографического эксперимента. Устройство целесообразно использовать в тех случаях, когда анализируются действительные изображения, восстановленные с голограмм.

Устройство регулировки направления и уровня лазерного луча позволяет поднимать уровень луча на высоту до 450 мм по отношению к плоскости стола и поворачивать его в горизонтальной плоскости на угол $\pm 150^\circ$. По углу имеется точная юстировка.

Универсальный кронштейн имеет три независимых, жестко фиксируемых сочленения, что позволяет быстро и надежно установить закрепленный элемент в нужное положение.

Устройство компенсации положения опорной световой волны предназначено для использования в двухдлинноволновых голографических интерферометрах. Изменение углового положения опорного пучка задается прецизионным микрометрическим винтом, а значение угла определяется с помощью индикаторной головки большой точности. Устройство обеспечивает изменение углового положения пучка от 0 до 5° с точностью $2'$.

Столики регулируемые входят в комплект установки ОСК-2. Для обеспечения требуемой жесткости были изменены некоторые детали крепления. Один столик обеспечивает горизонтальное перемещение до 60 мм с точностью 0,01 мм и установку по высоте и углу, другие столики с крестообразным ходом позволяют перемещать рабочую поверхность по двум координатам в горизонтальной плоскости с точностью 0,01 мм и 0,1 мм. Столик поворотный дает возможность поворачивать платформу на $\pm 20^\circ$ с точностью $1'$.

Универсальный трехшариковый зажим, предназначенный для крепления линз диаметром до 80 мм, позволяет перемещать линзу вдоль оптической оси и в поперечном направлении.

Важную роль в голографическом эксперименте играют устройства измерения и контроля: микроскопы, дающие возможность контролировать интерференционную картину в плоскости голограммы; люксметры, необходимые для правильного выбора соотношений опорного и объектного пучков; экспониметры, предназначенные для определения оптимальных экспозиций.

Существенно упрощает получение голограмм, обеспечивает повторяемость результатов и надежность записи универсальное автоматическое устройство экспонирования голограмм [54]. При его разработке учитывались следующие факторы: чувствительности используемых в голографии регистрирующих сред различаются на несколько порядков; освещенность в плоскости голограммы в зависимости от используемого оборудования, свойств объекта и схемы голографирования изменяется от 10^{-2} до 10^4 лк, что соответствует диапазону выдержек от 10^{-2} с до десятков минут; при длительных экспозициях освещенность в плоскости голограммы может значительно изменяться.

Прибор способен работать в трех режимах: люксметра, реле времени и интегратора светового потока. В режиме "люксметр" он представляет собой измеритель интенсивности светового потока и является по существу цифровым вольтметром, измеряющим ЭДС калиброванного фотопреобразователя. Диапазон измерения освещенности 10^{-1} — 10 лк (без ослабляющих фильтров). В режиме "реле времени" прибор управляет работой электромагнитного затвора. Время экспозиции определяет экспериментатор и устанавливает требуемую экспозицию на приборе. Диапазон экспозиций от 10^{-2} до 10^4 с. В режиме "интегратор светового потока" прибор также управляет электромагнитным затвором и позволяет автоматизировать процесс экспонирования в условиях изменяющейся освещенности. С началом экспонирования открывается электромагнитный затвор и текущее значение

освещенности линейно преобразуется в число импульсов, поступающих в накапливающий счетчик. При совпадении показаний счетчика с набранным значением экспозиции электромагнитный затвор автоматически перекрывает световой поток. Таким образом, изменения освещенности объекта приводят к автоматической корректировке продолжительности времени экспонирования.

В заключение отметим, что в этом параграфе рассмотрены в основном механические устройства, входящие в комплект универсальной голографической установки, оптические же элементы — зеркала, линзы, объективы, светоделители и т.д., которые использованы в установке, серийно выпускаются промышленностью.

3. УСТРОЙСТВА ВВОДА ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ В ЭВМ

Для обработки и расшифровки голографических интерферограмм необходимо автоматически вводить в ЭВМ значения распределения яркости интерференционной картины. В связи с этим устройства ввода играют важную роль в голографических и мерительных системах.

Природа позаботилась о создании весьма совершенных устройств восприятия и обработки оптической информации. Зрение человека характеризуется пределом различимости контраста, равным 0,5 %, пределом углового разрешения $1 - 2'$, временем экспозиции или накопления 0,1 — 0,2 с. Диапазон освещенностей, в котором работает глаз, составляет 10^{11} [65]. Такие возможности глаза в совокупности с не менее уникальными способностями мозга обрабатывать информацию делают участие человека при расшифровке голограмм вполне оправданным и достаточным во многих практических случаях. Поэтому без настоятельной необходимости целесообразно полностью автоматизировать голографический измерительный эксперимент.

Необходимость автоматизации возникает тогда, когда недостаточными оказываются точность и быстрдействие человека. Так, при исследовании вибрационных характеристик требуется быстрдействие 10^6 измерений в секунду и выше, а точность определения координат точек изображения часто требуется порядка единиц микрометров.

"Электронное зрение" развивается давно в связи с созданием телевизионных систем, фототелеграфа, аппаратуры для обработки аэрокосмической информации. Однако голографический измерительный эксперимент имеет ряд специфических особенностей, которые необходимо учитывать при создании устройства ввода оптических изображений в ЭВМ. Диапазонный диапазон яркостей голографического изображения составляет примерно 10^8 . Поэтому использование промежуточной фоторегистрации приводит, как правило, к нелинейным искажениям. При обработке голографических изображений необходимо обеспечить высокое пространственное разрешение — до 10^2 линий/мм. Яркость голографических изображений вследствие невысокой дифракционной эффективности голограмм и недостаточной мощности излучения лазера может быть весьма малой, что предъявляет повышенные требования к чувствительности устройств ввода. Чувствительность должна быть стабильной во времени и не меняться по площади фото-

приемного элемента. Создание устройства ввода, отвечающего всем требованиям голографического эксперимента, является важной задачей.

Любое устройство ввода изображений в ЭВМ может быть представлено в виде следующих друг за другом преобразователей — оптического, осуществляющего перенос, увеличение или формирование изображения; сканатора, обеспечивающего пространственную развертку; фотоэлектрического преобразователя, с выхода которого электрический сигнал поступает на аналого-цифровой преобразователь и далее через блок связи в ЭВМ.

В зависимости от конкретной реализации преобразователей устройства ввода могут существенно различаться как параметрами, так и областями применения. Однако возможно выделение характерных признаков, совокупность которых определит принадлежность устройства к тому или иному классу. Прежде всего их делят по виду вводимых изображений — зарегистрированных на фотоносителе или реальных изображений, например, непосредственно восстановленных с голограмм. Второй вид устройств более универсален, потому что изображение на фотоносителе всегда может быть преобразовано в реальное.

Другой отличительной особенностью устройства ввода является тип сканатора — электромеханический или электронный. В устройствах с электромеханической разверткой изображений перемещение считывающей апертуры относительно изображения выполняют либо шаговые электродвигатели, либо аналоговые со следящим приводом. Электронная развертка изображения может осуществляться световым пятном, генерируемым на экране электронно-лучевой трубки и переносимым на фотоноситель проекционным объективом. Возможна также развертка с использованием луча лазера, проходящего через дефлектор. В случае работы с реальными изображениями электронное сканирование осуществляется с помощью телевизионных передающих трубок, преобразующих распределение освещенности $I(x, y)$ на входном окне трубки в последовательность электрических сигналов $i(t)$.

Тип сканатора выбирают, исходя из конкретных условий работы и вида решаемых задач. Следует отметить, что электронная развертка имеет такие преимущества перед механической, как быстрдействие, произвольное сканирование, осуществляемое ЭВМ, и возможность электронного управления размером считывающей апертуры. Вместе с тем она уступает электромеханической по числу элементов разложения изображения, возможности применения считывающей апертуры произвольной формы, а также в простоте визуального контроля за положением сканирующего элемента. Существенным преимуществом электромеханических устройств является почти полное отсутствие геометрического искажения раstra и неравномерности чувствительности по полю.

Важное отличие устройств ввода друг от друга, во многом определяющее их характеристики, заключено в принципе фотоэлектрического преобразования, положенного в основу устройства.

Для осуществления фотоэлектрического преобразования в устройствах ввода применяют различные электронные приборы: фотодиоды, фотоэлектронные умножители (ФЭУ), вакуумные передающие телевизионные трубки, их твердотельные аналоги — матрицы приборов с зарядовой связью и т.п. Тот или иной прибор выбирают, исходя из конкретных

требований, предъявляемых к устройству ввода. Если ввод изображений происходит с фотоматериалов и при этом используется принцип сканирования бегущим лучом, чаще других применяют ФЭУ, так как они имеют малый уровень шумов, высокую линейность преобразования и высокую чувствительность. Номенклатура разработанных и выпускаемых промышленностью ФЭУ достаточно широка, чтобы можно было выбрать прибор с необходимыми параметрами [40, 79].

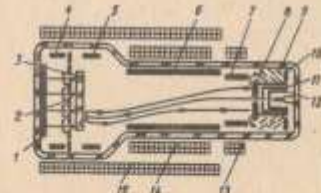
Существует широкий класс фотоэлектрических преобразователей, которые одновременно с преобразованием осуществляют сканирование изображения. Это телевизионные передающие трубки. Наибольшее распространение в настоящее время получили трубки с накоплением заряда — суперорбитроны, видикконы, а также трубки мгновенного действия — диосекторы.

Суперорбитрон — передающая трубка с внешним фотоэффектом и накоплением заряда [24]. Он состоит из оптико-электронного преобразователя, секции переноса, мишени, секции коммутации, электронного прожектора и вторично-электронного усилителя (рис. 50).

Принцип работы суперорбитрона следующий. Изображение, спроектированное объективом на полупрозрачный фотокатод 1, преобразуется в электронный поток. Фотоэлектроны, ускоренные полем электрода 4, пролетают сквозь мелкоструктурную сетку 2 и бомбардируют стеклянную изолированную мишень 3, выбивая из нее вторичные электроны, собираемые сеткой 2. Вследствие потерь выбитых электронов, элементы поверхности мишени приобретают некоторый положительный заряд, пропорциональный потерянному электроном, а следовательно, распределению освещенности фотокатода. Этот заряд создает на емкости сетка — мишень распределенный по мишени потенциальный рельеф. Благодаря малой толщине мишени (около 3 — 5 мкм) распределение зарядов и потенциала на противоположной стороне мишени будет таким же. Сканирующий поток электронов, эмиттируемый катодом 12, ускоренный и сфокусированный анодом 8, который имеет диафрагмирующее отверстие ~ 50 мкм, с помощью фокусирующего электрода 6 и магнитной фокусирующей системы 15, при подходе к мишени попадает в поле действия тормозящего электрода 5. Образовавшийся поток медленных электронов взаимодействует с зарядом, накопленным на мишени 3. При этом часть потока электронов расходуется на нейтрализацию положительного заряда мишени, а часть отбрасывается от нее. Если первичный поток электронов постоянен во времени, то отраженный поток будет негативным отображением рельефа мишени, который пропорционален освещенности катода. Таким образом, отраженный поток оказывается

Рис. 50. Суперорбитрон:

1 — полупрозрачный фотокатод; 2 — сетка; 3 — мишень; 4 — ускоряющий электрод; 5 — тормозящий электрод; 6 — фокусирующий электрод; 7 — цилиндр умножителя; 8 — анод; 9 — диоды; 10 — коллектор; 11 — модулятор; 12 — термокатод; 13 — корректирующие катушки; 14 — отклоняющая система; 15 — фокусирующая система



промодулированным световым потоком, падающим на фотокатод суперорotronа. Отражаясь от мишени, электроны попадают в поле действия тормозящего электрода, которое для них является ускоряющим, и бомбардируют диск анода 8, выбивая из него вторичные электроны. Эти электроны увеличиваются ускоряющим полем диодов 9 вторично-электронного умножителя и собираются коллектором 10, с которого снимается выходной сигнал. Развертка первичного сканирующего потока электронов по поверхности мишени приводит к тому, что отраженный поток изменяется во времени по закону, соответствующему распределению яркости по поверхности фотокатода, проинтегрированному за время накопления, равное периоду сканирования кадра.

Суперорotron является наиболее совершенной из современных передающих трубок по таким важнейшим параметрам, как чувствительность и разрешающая способность. Разработанные в настоящее время суперорotronы работают начиная с освещенностей $5 \cdot 10^{-8}$ лк и имеют разрешающую способность 500 – 1000 строк. Однако достижение столь высоких показателей требует существенного усложнения конструкций устройств ввода и создает определенные трудности при эксплуатации.

Существенного упрощения устройства и снижения эксплуатационных требований можно достичь использованием другой передающей трубки с накоплением – видикона [15]. В отличие от суперорotronа в видиконе используется внутренний фотоэффект. На внутренней поверхности входного окна прибора (рис. 51) расположена мишень, представляющая собой прозрачную проводящую подложку – сигнальную пластину 1 с нанесенным на нее слоем фотопроводника 2. Вблизи мишени расположена мелкоструктурная сетка 3. Электронный прожектор видикона содержит термокатод 7, модулятор 6 и ускоряющий анод 5 с выходной диафрагмой. Для фокусировки луча в прибор введен второй анод 4 и на колбе размещена фокусирующая система 9. Отклонение луча выполняет магнитная отклоняющая система 10. Коррекцию луча электронного прожектора осуществляет система 8.

В процессе работы электронный луч, сканируя поверхность мишени, заряжает накопительные емкости, образованные сигнальной пластиной и правой стороной мишени. Точечный заряд с поверхности мишени будет стекать на сигнальную пластину с рассеиванием по фотопроводящему слою, приблизительно равному его толщине, т.е. единицы микрометров. Поэтому мишень видикона можно представить в виде набора большого числа независимых конденсаторов. При сканировании поверхности мишени сфокусированным электронным лучом происходит заряд этих конденсаторов по мере движения луча по мишени до некоторого потенциала, зависящего от коэффициента вторичной эмиссии фотопроводящего слоя. Если теперь спроецировать изображение на мишень, скорость разряда этих конденсаторов будет зависеть от локальной освещенности мишени.

При последующем сканировании поверхности лучом происходит новый дозаряд этих конденсаторов, причем ток заряда пропорционален степени разряда элемента мишени, т.е. интегральному действию света за время между двумя коммутациями данного элементарного участка. Характерной особенностью видиконов, которую необходимо учитывать при анализе их работы, является инерционность. Она может быть различной для разных

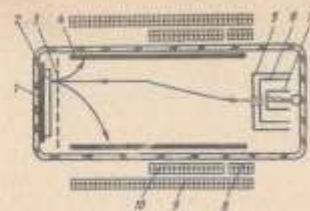


Рис. 51. Видикон:
1 – сигнальная пластина; 2 – фотопроводящий слой; 3 – сетка; 4 – второй анод; 5 – ускоряющий анод; 6 – модулятор; 7 – термокатод; 8 – корректирующая система; 9 – фокусирующая система; 10 – отклоняющая система

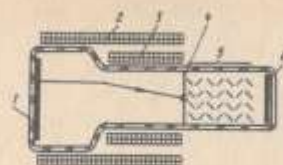


Рис. 52. Диссектор:
1 – фотокатод; 2 – фокусирующая система; 3 – отклоняющая система; 4 – ускоряющий электрод; 5 – электронный умножитель; 6 – коллектор

типов. Наименьшей инерционностью обладают кремниконы и плембиконы [15].

Отношение сигнал/шум для видиконов можно считать в первом приближении пропорциональным квадратному корню из тока луча. Поскольку емкость мишени видикона на два порядка больше, чем в суперорotronе, то и ток луча может быть больше на два порядка. Следовательно, получается десятикратный выигрыш в отношении сигнал/шум. Однако видеосигнал, генерируемый видиконем при рабочих освещенностях, очень мал ($\sim 10^{-7}$ А), поэтому отношение сигнал/шум определяется в основном шумами усилителя и растет пропорционально току сигнала. В связи с этим видикон правильно характеризовать величиной видеосигнала, а не отношением сигнал/шум, как в суперорotronе.

Высокую линейность световой характеристики в широком диапазоне освещенностей и почти полную безинерционность преобразования свет–ток имеют телевизионные трубки мгновенного действия – диссекторы (рис. 52). Диссектор состоит из фотокатода, ускоряющего электрода с диафрагмирующим отверстием и вторичного электронного умножителя. Сфокусированное на фотокатод 1 оптическое изображение за счет внешнего фотоэффекта преобразуется в электронное, фокусируемое магнитной системой 2 и ускоряющим полем электрода 4, в центре которого имеется отверстие. В зависимости от тока в отклоняющей системе 3 в это отверстие попадают фотоэлектроны с того или иного участка фотокатода, т.е. происходит сканирование изображения. Прошедшие в отверстие электроны после усиления умножителем 5 собираются коллектором 6, с которого снимается видеосигнал. Такой принцип работы позволяет осуществлять произвольный порядок сканирования реальных изображений, восстановленных с голограмм, максимально использовать преимущества непосредственной связи устройства сканирования с ЭВМ.

Дополнительное удобство при использовании диссектора в устройствах ввода обусловлено отсутствием зависимости видеосигнала от общей освещенности катода, в отличие от ранее рассмотренных трубок, а также

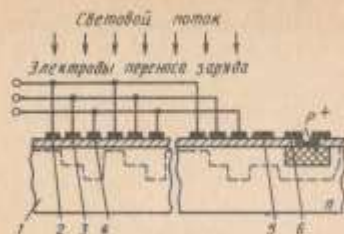


Рис. 53. Трехэлектродный фотоэлектрический преобразователь на ПЗС: 1 — кремниевая подложка; 2—4 — металлические электроды переноса заряда; 5 — затвор; 6 — выходной электрод

передачей им абсолютного уровня черного, когда полностью затемненным элементам изображения соответствует нулевой видеосигнал. Однако по отношению сигнал/шум и порогу чувствительности он существенно уступает ранее рассмотренным трубкам, поскольку в нем отсутствует процесс накопления сигнала.

Вместе с продолжающимся совершенствованием рассмотренных вакуумных телевизионных трубок ведется поиск их твердотельных аналогов [31]. Существенный прогресс в этом направлении был достигнут с появлением приборов с зарядовой связью (ПЗС) [66]. ПЗС представляет собой регулярную систему простых МДП-структур (металл — диэлектрик — полупроводник), выполненных на общей кремниевой подложке. Промежутки между соседними МДП-структурами делают достаточно малыми, что создает условия для зарядовой связи между ними. Наибольшее распространение получили трехэлектродные ПЗС, когда каждая ячейка формирователя состоит из трех МДП-структур (рис. 53).

Рассмотрим образование видеосигнала в ПЗС. При приложении к металлическому электроду 2 отрицательного напряжения под электродом у поверхности полупроводника образуется обедненная область, которая для неосновных носителей-дырок представляет собой потенциальную яму. Образующиеся в подложке 1 полупроводника под действием света неосновные носители локализируются в узком поверхностном слое под электродом, создающем накопительную потенциальную яму для них. Если под соседним электродом 3 создать более глубокую потенциальную яму, то положительный заряд переместится под этот электрод, а в следующем такте — под электрод 4. Далее заряд переходит в соседнюю ячейку и таким образом движется к затвору 5 и выходному электроду 6. Амплитуда выходных импульсов пропорциональна проинтегрированной за время накопления локальной освещенности ячеек матрицы, а огибающая этих импульсов представляет собой видеосигнал.

Из возможных способов организации матричных формирователей изображений наибольший интерес представляют строчно-кадровый и адресный [56]. В случае строчно-кадровой организации, при которой оптическая секция и секция хранения совмещены, столбцы фотоприемной матрицы и матрицы хранения (защищенные от света) чередуются друг с другом. Поэтому накопленный фотозаряд всего за один такт переноса сбрасывается в секцию хранения. Далее осуществляется построчный сдвиг информации в выходной регистр и поэлементный вывод видеосигнала. Существенный недостаток этих устройств заключается в том, что при выходе из строя всего лишь одной элементной ячейки будет искорчена вся строка или даже кадр. Устра-

нить этот недостаток можно с помощью адресной организации матрицы приборов с зарядовой связью. Такие приборы содержат в каждом узле матрицы пару зарядово-связанных светочувствительных МОП-конденсаторов. Один конденсатор присоединен к горизонтальной шине, другой — к вертикальной. В режиме накопления на шины подается отрицательное напряжение. После накопления зарядов, пропорциональных локальной освещенности, считывание видеосигнала происходит в точках пересечения тех горизонтальных и вертикальных шин, с которых снимается напряжение. Преимуществом такой матрицы является возможность произвольного порядка сканирования.

Шумовые характеристики формирователей видеосигнала на ПЗС определяются наводками тактового питания, темновым током термогенерации и шумами, возникающими при передаче и детектировании неосновных носителей вследствие флуктуаций заряда, захватываемого поверхностными и объемными ловушками. Минимальная освещенность, определяемая шумами, составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ лк [60]. Основные трудности использования ПЗС возникают вследствие большого темнового тока и геометрического шума, обусловленного разным числом переносов зарядов с различных участков поверхности кристалла [26].

Большое число разных типов фотоэлектрических преобразователей позволяет выбирать наиболее подходящий в зависимости от требований эксперимента. В голографических исследованиях динамических процессов наилучшими возможностями обладают ФЗУ (при наблюдении в точке) и диссекторы. Если необходимо реализовать максимальную чувствительность, следует использовать суперрентгоны. Несколько меньшую чувствительность имеют видиконы, но зато они более надежны и удобны в эксплуатации. Весьма перспективными являются фотопреобразователи на ПЗС, в которых отсутствуют геометрические искажения раstra, нет высоковольтного питания и у которых существенно меньше масса, габаритные размеры и потребляемая мощность.

Таким образом, в зависимости от решаемой задачи разрабатываются различные устройства ввода изображений в ЭВМ [23, 72]. Рассмотрим наиболее характерные из них.

В Институте автоматизации и электрометрии СО АН СССР разработана система "Ромб" прештронного ввода-вывода изображений для ЭВМ [61]. Система содержит два барабана. На одном укрепляется фотошленка с изображением, подлежащим вводу, а другой предназначен для вывода изображений. Вращение барабанов осуществляется синхронным двигателем со скоростью $1 - 4$ с⁻¹. Максимальный размер изображений 13×13 см². Шаг квантования по координате устанавливается 25, 50 или 100 мкм в зависимости от скорости вращения барабана. Перемещение считывающей головки осуществляет шаговый двигатель с микровинтом. Погрешность позиционирования по координатам x и y составляет ± 2 мкм. Оптические системы каналов считывания и записи обеспечивают получение апертуры квадратной формы $25 \times 25, 50 \times 50, 100 \times 100$ мкм².

Канал считывания имеет два диапазона измерения: 0 — 3 и 0 — 2 единицы оптической плотности. Сигнал с выхода ФЗУ поступает на логарифмирующий усилитель, преобразуется восьмиразрядным аналого-цифровым

преобразователями (АЩП) и по командам блока управления передается в ЭВМ. Перед сканированием каждой строки проводится калибровка аналогового тракта. Приведенная погрешность измерения оптической плотности по результатам экспериментов составляет $\pm 0,5\%$.

Для более точного фотометрирования изображения, зарегистрированного на фотоносителе, применяют устройства плоскостного сканирования. В таких устройствах оптические системы обычно расположены неподвижно, а каретка с закрепленным носителем изображения перемещается относительно этих систем в двух ортогональных направлениях. Благодаря отсутствию люфтов барабана и плоскому носителю изображения они могут обеспечить разрешение по координате ~ 1 мкм. Примером такого ввода является автоматический микроденситометр с плоскостной разверткой, работающий с ЭВМ СМ-4, предназначенный для обработки черно-белых и цветных полутоновых изображений [3]. Сканирование изображения осуществляется оптико-механической разверткой на основе дискретного следящего привода. Блок фотометрирования построен по прямоотсчетному методу с применением двухлучевой схемы и с фотодиодами в каждом канале. Микроденситометр имеет следующие характеристики: диапазон измеряемой оптической плотности изображений черно-белых 0–4, а цветных 0–2,5.

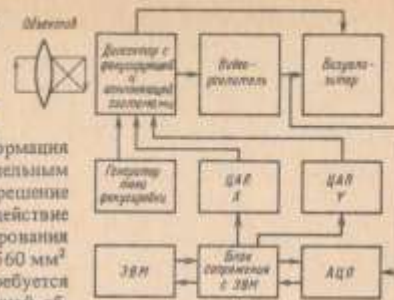
Точность измерения плотности 1%, быстродействие до 10^6 измерений/с, площадь сканирующей апертуры 100 мм², размер обрабатываемых снимков 250 × 250 мм, точность шага сканирования $\pm 2,5$ мкм.

Повысить быстродействие автоматов, обрабатывающих изображения, можно объединением быстрого электронного сканирования малой площади с механическим перемещением фотоносителя. Такой принцип был положен в основу фотограмметрического автомата "Зенит-2", разработанного в Институте автоматизации и электротехники СО АН СССР и предназначенного для автоматического ввода в ЭВМ оптической информации, зарегистрированной на фотопластинке [2, 55].

Сканирующая система содержит электронно-лучевую трубку высокого разрешения, установленную неподвижно над кареткой с закрепленной фотопластинкой. Световое пятно по команде на ЭВМ может быть выведено в любую из 4096 × 4096 точек на экране ЭЛТ. Экран ЭЛТ с помощью объектива проецируется на фотопластинку. Свет, прошедший через изображение, попадает на ФЭУ, электрический сигнал с выхода которого после преобразования поступает в ЭВМ. Каретка перемещается электроприводом в горизонтальной плоскости по ортогональным направлениям. Датчиками положения каретки служат лазерные измерители перемещений с дискретностью отсчета 0,32 мкм. Основные технические характеристики системы "Зенит-2": максимальный размер изображения 420 × 420 мм, точность позиционирования сканируемого пятна 2 мкм, его диаметр 6 мкм, диапазон измеряемой оптической плотности 0–2, время измерения в одной точке 1 мкс, число регистрируемых уровней плотности 256, отношение сигнал/шум 50.

Другим путем повышения быстродействия работы вводных устройств является организация сканирования и ввода по нескольким параллельным каналам. Фирма "Оптроникс" (Ortronics, США) дополнила семейство вводно-выводных устройств "Фотомейши" (Photomation) системой П-1800 "Фотомейши Марк-III". В этой системе с вращающимся барабаном сканиро-

Рис. 54. Структурная схема устройства ввода на диссекторе



вание и ввод изображений ведется восемью считывающими головками, и информация передается по восьми параллельным каналам. Такое аппаратное решение позволило поднять быстродействие до 240 00 точек/с. Для сканирования изображения размером 430 × 560 мм² с разрешением 50 мкм требуется всего 7 мкс. Для высокоточной обработки изображений эта же фирма выпускает систему С-3400 "Фотомейши Марк-IV". Это сканирующе-воспроизводящая система с плоским столом, перемещающимся на воздушной подушке. Размер вводимого изображения 250 × 250 мм². Шаг сканирования 1–100 мкм с точностью позиционирования ± 1 мкм на 5 см. Диапазон измеряемой плотности 0–4. Число уровней квантовая плотности 256. Скорость сканирования до 5000 отсчетов/с.

Для анализа изображений без промежуточного носителя фирма "Джойс Лозби" (Joyce Loebel, Великобритания) выпустила систему "Мэддискан" (Magiscan), в которой устройство ввода выполнено на основе передающей телевизионной камеры. В камере использована трубка дальнокон, обладающая линейностью преобразования, высоким разрешением и малым уровнем шумов. Разложение изображения – 512 × 512 элементов с квантованием выходного сигнала на 64 уровня. Линейность разверток по строкам и кадру не менее 1%.

Для ввода в ЭВМ изображений, получаемых в голографическом эксперименте, в НЭТИ были разработаны электронное и электромеханическое устройства ввода. В электронном устройстве ввода [25] для оптоэлектронного преобразования и сканирования изображения использован диссектор ДИ-605 (рис. 54). Такой выбор был сделан с учетом преимуществ адресного принципа считывания информации и возможности решать динамические задачи методами голографической интерферометрии в реальном времени.

Для уменьшения гистерезиса отклоняющая система выполнена на магнитомягком пермаллоевом кольцевом сердечнике. Экспериментально определено значение гистерезиса при возвращении системы в ноль из левого и правого крайних состояний не превышает 0,06%. Для уменьшения захвата фокусирующего магнитного поля сердечник отклоняющей системы набран из отдельных колец с диаманитными прокладками между ними. Регулируемый стабилизатор тока фокусирующей магнитной линзы обеспечивает стабильность не хуже 0,1%. Все это позволило фокусировать электронное изображение с достаточной степенью точности. Системы отклонения и фокусировки спроектированы так, что рассеивают минимальную мощность и эффективно охлаждаются с для снижения темновых токов фотокатода.

Видеоусилитель выполнен на полевых транзисторах, имеет линейную амплитудную характеристику и может работать в трех диапазонах осе-

щенностей фотокатода при автоматическом выборе, осуществляемом ЭВМ.

Координатные токовые цифроаналоговые преобразователи (ЦАП) предназначены для преобразования кодов координат точки считывания яркости, которые выдаются ЭВМ, в токи, питающие отклоняющую систему. ЦАП состоит из малоомощного преобразователя код — ток и усилителя мощности, охваченного отрицательной обратной связью по току. Для уменьшения дрейфа во входном каскаде усилителя применена транзисторная пара. Оконечный каскад выполнен по схеме составного эмиттерного повторителя с динамической нагрузкой.

Для контроля порядка сканирования, а также наблюдения формы выходного сигнала имеется визуализатор. Применение специального светозащитного тубуса позволяет фотографировать изображения с экрана без общего затемнения помещения, в котором проводится эксперимент.

Блок сопряжения предназначен для обеспечения работы устройства ввода с ЭВМ СМ-4. Он состоит из дешифратора адреса, схемы записи данных и схемы выработки служебных сигналов и размещается в электронной стойке устройства ввода и в блоке расширения системы ЭВМ. Это позволяет избежать удлинения общей шины ЭВМ и по соединительному кабелю передавать потенциальные сигналы пониженной частоты, что повышает помехозащищенность системы и создает дополнительные удобства при эксплуатации.

Устройство имеет следующие технические данные: размер рабочей поверхности фотокатода $18 \times 18 \text{ мм}^2$, размер вырезающей апертуры 50 мкм , число адресуемых точек считывания 256×256 , время вывода апертуры в координату не более 70 мкс , приведенная погрешность координаты считывания 3% , рабочий диапазон освещенностей фотокатода $0,1 - 100 \text{ лк}$, число уровней квантования видеосигнала 256 .

Другое устройство ввода, разработанное для одной из систем, имеет плоскостную электромеханическую развертку и ФЭУ в качестве преобразователя [33]. Это позволило получить большое число элементов разложения, что весьма важно, например, при исследовании статистических характеристик голографических изображений. Устройство обеспечивает возможность анализа полей яркости как зарегистрированных на фотоэмульсиях, так и непосредственно восстановленных с голограмм. Рассмотрим схему оптико-механической части этого устройства в режиме сканирования действительных изображений, восстановленных с голограмм (рис. 55).

Опорный лучок, расширенный коллиматором, состоящим из линз 1, 2, восстанавливается с голограммы 3 действительное изображение, которое поворотными зеркалами 4 и 8 проектируется в плоскость сканирования. Для наводки на резкость и визуального контроля режима сканирования зеркало 8 при повороте на 90° проектирует изображение на матовое стекло 9. На стекле нанесено перекрестие масштабных линеек с ценой делений $0,1 \text{ мм}$. Центр перекрестия оптически совмещен с центром входной диафрагмы 7 ФЭУ 6. Зеркало 10 и окуляр 11 позволяют контролировать сканирование. Элементы 6 — 11 конструктивно объединены в узел 5, установленный на двухкоординатном столе 12. Перемещением узла 5 по координатам x', y' шаговыми электродвигателями 13 с цифровым управлением достигается сканирование по координатам x, y .

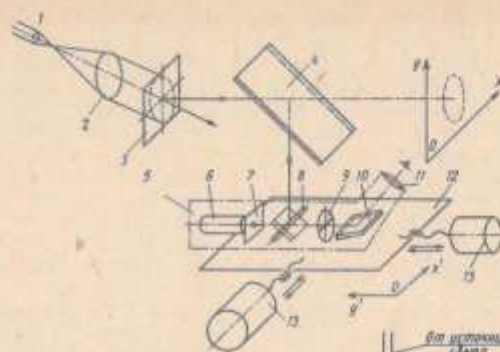


Рис. 55. Схема оптико-механической части электромеханического устройства ввода

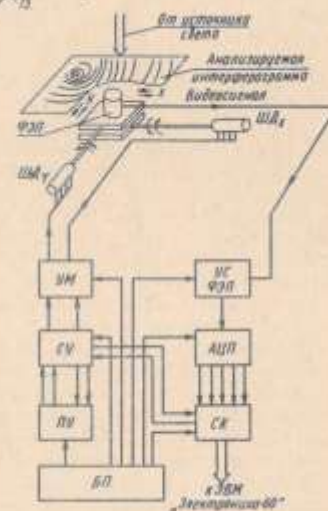


Рис. 56. Структурная схема электронной части электромеханического устройства ввода

ФЭП — фотоэлектронный преобразователь; ШД_x, ШД_y — шаговые двигатели для осей x, y ; УМ — усилитель мощности; СУ — система управления; ПУ — пульт управления; УС ФЭП — усилитель сигналов ФЭП; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; СК — сопрягающий комплекс; БП — блок питания

Управление электронной частью устройства ввода осуществляется от микроЭВМ "Электроника-60" (рис. 56).

Электромеханическое устройство имеет следующие технические характеристики: размер сканируемого поля $62,5 \times 62,5 \text{ мм}^2$, максимальное число точек в строке 10^4 , максимальное число строк в кадре 10^4 , шаг сканирования по строке и кадру $6,25 \text{ мкм} - 12,5 \text{ мм}$, размер сканирующей апертуры $10 - 500 \text{ мкм}$, быстродействие до 300 точек/с .

Опыт эксплуатации устройств ввода изображений в ЭВМ на основе диссектора и с электромеханическим сканированием показывает, что они могут быть успешно использованы в голографическом измерительном эксперименте.

4. ЭВМ И ПЕРИФЕРИЙНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

ЭВМ, используемые в голографических измерительных системах (ГИС), должны иметь достаточно высокое быстродействие, развитую систему математического обеспечения, широкий набор периферийных устройств, возможность простого подключения нестандартных внешних устройств, малые габаритные размеры и сравнительно низкую стоимость.

Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют мини-ЭВМ, которые в последние годы нашли широкое применение в самых разных областях науки и техники.

Благодаря модульному принципу построения мини-ЭВМ пользователи имеют возможность приобрести вычислительные средства нужной ему конфигурации и дополнять ее по мере необходимости, вместо того чтобы приобретать большую универсальную машину. Эти свойства мини-ЭВМ особенно важны для измерительных систем, так как экспериментальные исследования зачастую довольно разнообразны и для их выполнения требуются различные сочетания вычислительных модулей.

Мини-ЭВМ работают по принципу "прерывания", поэтому в них обеспечивается эффективное управление связью с внешними устройствами и вводом-выводом данных. Они имеют небольшие размеры и могут размещаться непосредственно у объекта исследования в лаборатории. Машины подобного класса просты в обслуживании и более надежны, чем большие машины.

В нашей стране широкое применение получила международная система малых ЭВМ (СМ ЭВМ), созданная как агрегатная система технических и программных средств вычислительной техники [50]. Она предназначена для построения вычислительных комплексов, используемых в системах управления технологическими процессами, в системах автоматизации научных исследований и проектирования, а также для выполнения научных и инженерных расчетов.

Два обстоятельства позволяют из ряда машин СМ ЭВМ выделить машину СМ-4 и отдать ей предпочтение при построении ГИС: во-первых, использование в ней принципа общей шины для объединения различных устройств в систему; во-вторых, широкое распространение микроЭВМ "Электроника-60", программно совместимой с СМ-4 и имеющей достаточно широкие функциональные возможности при малых габаритных размерах и низкой стоимости.

Особенностью этого типа мини-ЭВМ является использование интерфейса магистрального типа "Общая шина", который обеспечивает единый алгоритм связи между различными устройствами и позволяет подсоединять большое число устройств. Четыре аспекта особенно важны для понимания технических и математических возможностей системы.

1. Общая шина — единственная магистраль, которая связывает процессор, память и все внешние устройства. Алгоритм связи одинаков для каждого устройства на шине. Процессор использует тот же алгоритм для связи как с памятью, так и с внешними устройствами. Внешние устройства также используют этот алгоритм для связи с процессором, памятью или друг с другом. Все команды для ячеек памяти в равной степени могут быть приме-

нены и для регистров внешних устройств. Это свойство присуще только машинам с одношиной структурой, благодаря чему в системе команд ЭВМ отсутствуют команды ввода-вывода.

2. Большинство линий на шине являются двунаправленными. Это означает, что регистр внешнего устройства может быть использован как для функций ввода, так и вывода.

3. В любой операции общей шиной участвуют два устройства, связанные между собой как задачик и исполнитель. Приоритетная структура определяет, какое устройство получит управление шиной. Такая двусторонняя организация на шине позволяет осуществлять обмен информацией между двумя внешними устройствами, минуя процессор.

4. Связь по шине между устройствами построена по принципу "запрос — ответ". На каждый сигнал управления, посылаемый задачиком, должен быть получен ответ от исполнителя. Такая организация обмена управляющими сигналами позволяет не накладывать жестких ограничений на физическую длину общей шины и длительность сигналов.

Перечисленные особенности этого типа ЭВМ отвечают почти всем требованиям, предъявляемым к ЭВМ в голографических измерительных системах.

В последнее время при создании измерительных систем все чаще используются микроЭВМ на больших интегральных схемах. Выпускаемые микропроцессоры по своей производительности сравнимы с мини-ЭВМ, но выгодно отличаются от них по таким характеристикам, как надежность, потребляемая мощность, габаритные размеры и стоимость [7]. Большой интерес при построении ГИС представляет микроЭВМ "Электроника-60". Она, как и ЭВМ СМ-4, построена по модульному принципу с магистральной архитектурой. Все функциональные блоки ЭВМ выполнены в виде конструктивно законченных модулей, связь между которыми осуществляется через одну обидную магистраль. Пользователю предоставляется возможность самому выбирать необходимую конфигурацию системы в зависимости от ее конкретного применения.

Процессор управляет общей шиной, внешними устройствами и выполняет арифметические и логические операции. Поскольку процессор ЭВМ "Электроника-60" имеет такой же основной набор команд, как и любая из ЭВМ: М-400, СМ-3, СМ-4, "Электроника-100/16" или "Электроника-100/25", то в распоряжении пользователя имеются широкие возможности для создания совместных систем обработки данных. При этом обеспечивается использование прикладных программ или даже законченных операционных систем в ГИС, основанных на разных ЭВМ. Таким образом, исследователь, работавший, например, с машиной М-400, может легко перейти к более дешевой машине "Электроника-60" без потери уже произведенных затрат на разработку программного обеспечения.

Находясь на нижнем уровне иерархии мини-ЭВМ и одновременно на верхнем уровне иерархии микроЭВМ, машины "Электроника-60" позволяют частично устранить разрыв между высокопроизводительными, но дорогими мини-ЭВМ и дешевыми, но малопродуктивными микроЭВМ.

Возможности вычислительных комплексов в значительной степени определяются периферийным оборудованием. В функциональном отноше-

нии периферийное оборудование разделяется на четыре группы: средства ввода-вывода, устройства периферийной памяти, аппаратура для работы с линиями связи и специальное оборудование для сопряжения мини-ЭВМ с приборами или между собой.

В простых системах расшифровки интерферограмм в качестве носителя информации используется перфоленга. Работать с перфоленгой можно при наличии в составе ЭВМ устройства ввода-вывода ленточного типа, например СМ-6204. В этом устройстве считыватель и перфоратор совмещены и обеспечивают ввод-вывод информации со скоростью 100 знаков/с. Более быстрое перфоленочное оборудование применять в миниэлектронике не имеет смысла — оно значительно дороже и сложнее в обслуживании, а заметного увеличения производительности, как правило, не обеспечивает. Примерно такими же характеристиками обладают фотосчитыватель FS-1501 и перфоратор ПЛ-150.

Повышения эффективности ввода-вывода в мини-ЭВМ можно достичь не увеличением скорости перфоленочных устройств, а заменой перфоленги более совершенным носителем — магнитной лентой, обеспечивающей в сотни раз большую плотность записи информации и соответственно большую скорость ввода-вывода, а также возможность стирания и многократного использования для новой записи. Таким устройством в номенклатуре СМ ЭВМ является устройство СМ-5208 на базе кассетного магнитофона РК 1/3. Типичная миникассета (например, МК-60) имеет емкость 100 — 200 кбайт, а время ее считывания-записи составляет около 10 мин. В небольших системах кассетные магнитофоны могут использоваться как периферийная память.

Другое значительное усовершенствование техники ввода-вывода в миниэлектронике связано с использованием дисплеев на основе ЭЛТ. Типичными представителями этих устройств являются алфавитно-цифровые терминалы VT-340, ВТА-2000, РИН-609, обеспечивающие одновременное отображение до 24 строк. В сочетании с клавиатурой эти дисплеи представляют собой эффективное средство общения человека с машиной. В этой роли дисплейные терминалы благодаря их бесшумности, быстроте действия и удобству редактирования текста успешно конкурируют с телегайками и пишущими машинками.

Наиболее существенным недостатком экранных дисплеев является то, что они не обеспечивают возможности получения печатной копии, которую предоставляет телегайка или пишущая машинка. Поэтому помимо дисплейного терминала в системе требуется наличие печатающего устройства. В противоположность большому ЭВМ печатающие устройства миниэлектронике малогабаритны, сравнительно дешевы и производят меньше шума, имея вполне достаточную скорость печати. Типичными являются матричные устройства последовательной печати, такие, как DZM-180 или DARO-1156.

К следующей группе периферийных устройств относятся устройства внешней памяти. В отличие от основной внешней память не используется процессором непосредственно. Из нее вызываются в главную память необходимые в процессе работы программы и данные. От внешней памяти требуется не столько быстрота доступа к произвольно адресуемому слову, сколько достаточно большая емкость.

Основным видом внешней памяти в миниэлектронике являются магнитные диски. Эти устройства дешевле, компактнее и проще в обслуживании, чем аналогичные устройства для больших ЭВМ, но имеют, как правило, меньшую емкость.

Съемные диски с перемещаемыми головками записи-считывания — самые дешевые и обеспечивают наибольшую емкость из всех видов дисковой памяти. Типичным для миниэлектроники является использование устройства СМ-5402 с накопителями на сменных магнитных дисках ИЗОТ-1370. Емкость одного накопителя составляет около 5 Мбайт, а время доступа 30 — 50 мс.

Распространенным устройством периферийной памяти в малых системах является накопитель на гибком магнитном диске, например устройство СМ-5603, содержащее два программно доступных диска, емкость которых равна 0,5 Мбайт, а среднее время доступа около 300 мс.

Наряду с магнитными дисками в качестве внешней памяти используются также магнитная лента. Устройства памяти на магнитной ленте принципиально отличаются от устройств дисковой памяти. Доступ к информации на диске — произвольный, а на магнитной ленте — последовательный. В устройстве СМ-5300 время доступа может достигать нескольких минут. Такая память хороша либо для обработки записей в порядке их расположения на ленте, либо как архив для хранения информации, например копий программ, рабочие экземпляры которых находятся на дисках.

Все перечисленные основные стандартные периферийные устройства могут быть использованы при создании голографической измерительной системы. Все они подключаются к ЭВМ с помощью машинного интерфейса. Нестандартные периферийные устройства, такие, как устройства ввода оптической информации в ЭВМ, описанные в предыдущем параграфе, и устройства вывода графической и полутоновой информации из ЭВМ, которым посвящен следующий параграф, могут быть подключены к ЭВМ с помощью специально разработанных блоков сопряжения в стандарте ЭВМ.

Использование в измерительно-вычислительных комплексах магистрально-модульной системы КАМАК приводит к значительному расширению возможностей создаваемых систем. В принятом стандарте (ГОСТ 26.201—80) на систему КАМАК сформулированы условия обеспечения информационной, энергетической и конструктивной совместности. Они распространяются как на функциональные модули, размещенные в общем корпусе — крейте, который является основным конструктивным элементом КАМАК, так и на несколько взаимодействующих крейтов, образующих мультикрейтную систему. Обмен информацией в крейте организуется специальным управляющим модулем — контроллером. Обмен данными между крейтами, а также между ними и процессором организуется групповым устройством управления системой — драйвером вези.

Аппаратура КАМАК содержит конструктивные элементы, такие, как шасси различных модулей, источник питания, крейт, стойку, вентиляционную панель и отражатель, и функциональные модули: контроллеры, модули связи с периферийными устройствами, системные модули, модули для обработки аналоговой информации, для связи с видеоконтрольными устройствами и т.п.

Устройством связи магистрально-модульной системы КАМАК с ЭВМ СМ-4 и "Электроника-60" является универсальный крайт-контроллер К-16.

Применение системы КАМАК при построении голографических измерительных систем позволяет использовать весь набор уже разработанных модулей, что дает возможность значительно сократить сроки подготовки системы к работе и одновременно обеспечить более широкие функциональные возможности.

5. УСТРОЙСТВА ВЫВОДА ИЗ ЭВМ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБРАБОТКИ И РАСШИФРОВКИ

Вывод информации из ЭВМ в удобном для экспериментатора виде является важным требованием при автоматизации эксперимента. Особое значение ему придается при работе с большими массивами данных, в том числе при обработке и расшифровке голографических интерферограмм. В этом случае устройства вывода должны не только отображать конечную информацию, но и воспроизводить промежуточные результаты, поскольку невозможно процесс расшифровки полностью автоматизировать и исключить из него оператора. Использование полутонных воспроизводящих устройств позволяет оперативно оценивать ход обработки и существенно повышает надежность результатов.

На конечном этапе часто бывает необходимо проводить документирование обработанной интерферограммы совместно с полученными алфавитно-цифровыми данными. Именно сочетание экспресс-контроля с конечной регистрацией результатов позволяет эффективно управлять процессом расшифровки интерферограмм и получать результаты в удобной для экспериментатора форме.

В настоящее время разработано много различных устройств отображения, которые могут быть применены в голографической измерительной системе. Однако нет ни одного, которое полностью бы соответствовало всем предъявляемым требованиям. Так, электромеханические устройства вывода изображений на фотоноситель имеют, как правило, очень высокую геометрическую точность и разрешающую способность при широком динамическом диапазоне плотности восстановленного изображения, однако они существенно уступают электронным в быстродействии и удобстве визуального контроля. Поэтому в голографических измерительных системах предпочтительно следует отдать электронным устройствам вывода, так как при выводе результатов голографического эксперимента требуются не столько точность и высокое разрешение, сколько быстродействие и наглядность.

Широкими возможностями обладает универсальный микрофильмирующий автомат "Караг" с видеоконтрольным устройством, разработанный в СКБ научного приборостроения СО АН СССР [68]. Блок микрофильмирования выполнен на основе высокоразрешающей ЭЛТ с фокусирующе-отклоняющим комплексом, который управляется 12-разрядным ЦАП с усилителями мощности. Изображение, воспроизводимое на экране ЭЛТ, регистрируется на 35-миллиметровой пленке фотокамерой РФК-5, работающей в старт-стопном режиме. Устройство имеет генераторы векторов и символов и блок динамической подфокусировки, с помощью которого обеспечивает

ся диаметр пятна не более 20 мкм по полю 60 × 60 мм². Для построения широких линий диаметр пятна может программно изменяться до 160 мкм. Мощность оптического излучения, генерируемого экраном ЭЛТ, можно изменять от 0 до 3 мВт, а время экспозиции в точке — от 0,2 до 2 мкс. Устройство позволяет документировать алфавитно-цифровую, графическую и полутонную информацию.

Видеоконтрольное устройство, выполненное на запоминающей ЭЛТ, имеет две градации яркости и позволяет оценивать выводимое на пленку изображение. Наличие видеоконтрольного блока в составе устройства значительно повышает удобство при эксплуатации и производительность, так как позволяет исключать кадры с машинным сбоем.

В устройстве восстановления полутонных изображений "Визир", разработанном в ИЭТИ, выводимое на экран ЭЛТ для наблюдения и фоторегистрации изображение имеет размеры 100 × 100 мм² и 64 градации яркости [27]. Устройство может работать непосредственно с ЭВМ, а также восстанавливать изображения, закодированные на перфоленте. При работе с ЭВМ для упрощения программного обеспечения совместной работы с устройством ввода на дисекторе в устройстве "Визир" применена адресная организация поточечного построения изображения. "Визир" состоит из блока сопряжения с ЭВМ, блока управления фотосенситивателем, двух восьмиразрядных координатных ЦАП с усилителями мощности и генератора импульсов подсвета. Особенностью устройства является применение функционального ЦАП кода яркости, который осуществляет коррекцию нелинейной зависимости свечения экрана от напряжения модулятора, что позволяет получать линейную зависимость между кодом яркости и яркостью свечения экрана ЭЛТ без загрузки памяти машины значениями правок.

Приведем основные технические характеристики устройства "Визир": размер изображения 100 × 100 мм²; число адресуемых точек 256 × 256; число градаций яркости 64; погрешность воспроизведения координат точек не более 1%; время перевода луча по диагонали не более 100 мкс; время подсвета точки от 1 до 150 мкс. Сопряжение устройства с ЭВМ осуществляется через интерфейс "Общая шина".

Наряду с устройствами поточечного построения выводимого изображения, к которым относятся рассмотренные выше "Караг" и "Визир", применяются также телевизионные (растровые) системы вывода изображений. Основным их преимуществом является использование обычных серийно выпускаемых телевизоров. Для согласования сравнительно медленной работы базовой ЭВМ с быстрым телевизионным растром и ее разгрузки эти системы имеют собственную оперативную память, которая определяет число элементов разложения и градаций яркости изображения.

К устройствам такого типа относятся выпускаемые мелкими сериями черно-белые и цветные телевизионные дисплеи, выполненные в стандарте КАМАК [53]. Эти дисплеи позволяют строить изображения, состоящие из 256 строк по 384 точки в каждой строке. При использовании максимальной памяти (девять модулей по 96 К бит) обеспечивается вывод черно-белого изображения с 512 градациями яркости или цветного изображения с восемью градациями яркости на каждый из трех основных цветов. Входящий

в состав дисплея генератор символов позволяет строить на экране 192 различных символа.

Существенно большую детализацию выводимого кадра обеспечивает устройство для хранения и отображения оцифрованных изображений. Оно принимает из ЭВМ, хранит в памяти и воспроизводит на экране черно-белого или цветного телевизора полутоновые и цветные изображения, состоящие из 512×512 элементов с 256 градациями интенсивности или цвета и частотой 25 кадров/с [77]. Регенеративная память емкостью 2048 К бит выполнена на микросхемах К565 РУЗ и имеет произвольный доступ к любой ячейке. В устройстве предусмотрено преобразование восьмиразрядного кода интенсивности в цветовой код с помощью программируемого от ЭВМ постоянного запоминающего устройства. Такое преобразование дает возможность проводить препарирование изображения, что обеспечивает дополнительные удобства экспериментатору.

Из серийно выпускаемых устройств вывода наиболее распространенные получили экранные пульты, позволяющие в отличие от рассмотренных ранее устройств отображать не полутоновую, а только графическую информацию. Так, экранный графический пульт ЭПГ СМ работает совместно с ЭВМ СМ-4, используя ее оперативную память и режиме прямого доступа. Пульт состоит из графического индикатора, дисплейного процессора, буквенно-цифровой и функциональной клавиатур и светового пера. Графический индикатор служит для отображения аналоговой информации, поступающей из дисплейного процессора. Дисплейный процессор обрабатывает команды графического языка, вырабатывает аналоговые сигналы для построения векторов и символов в соответствии с информацией, поступающей из памяти ЭВМ. С помощью буквенно-цифровой и функциональной клавиатуры в ЭВМ вводятся коды, отображаемых сигналов стандартного набора, а также команды управления работой ЭВМ.

Наличие светового пера, позволяющего оператору корректировать процесс обработки и расшифровки интерферограмм, является важной особенностью этого дисплея.

Выбор того или иного устройства вывода информации из ЭВМ, входящего в состав голографической измерительной системы, определяется классом задач, решаемых с помощью этой системы.

6. ПРИМЕРЫ ПОСТРОЕНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Основываясь на аппаратуре, описанной в предыдущих параграфах, можно создавать различные по возможностям и назначению ГИС [17, 34, 41-43, 47, 69, 76].

В зависимости от сложности решаемой задачи и места проведения экспериментов были использованы два типа вычислительных комплексов — на базе микроЭВМ "Электроника-60" и на базе мини-ЭВМ СМ-4.

Ранее перечисленные архитектурные особенности микроЭВМ "Электроника-60" делают ее удобной для создания сравнительно простых ГИС [33, 47]. В состав измерительной системы для исследования статистических



Рис. 57. Структурная схема ГИС на базе микроЭВМ "Электроника-60"

характеристик яркости голографических изображений (рис. 57) включены описанные ранее оптический квантовый генератор, голографическая установка, видеотерминал, алфавитно-цифровое печатающее устройство, устройство внешней памяти на гибких магнитных дисках и электромеханическое устройство ввода оптической информации, а объем оперативной памяти (ОЗУ) ЭВМ расширен до 32К слов.

Видеотерминал необходим как средство общения экспериментатора с системой в режиме диалога. Алфавитно-цифровое печатающее устройство (АЦПУ) документирует результаты эксперимента, служит для получения листингов программ и т.д. Накопитель на магнитном диске выполняет две функции: обеспечивает работу дисковой операционной системы и является внешним ЗУ для хранения больших массивов экспериментальных данных. Перечисленная конфигурация технических средств достаточна для эффективной разработки программного обеспечения, реализующего основные функции системы. Основой для создания программного обеспечения является дисковая операционная система реального времени РАФОС, которая позволяет существенно облегчить задачи создания и отработки системных алгоритмов и программ. Она дает возможность пользователю легко и просто подготавливать исходные модули программ на различных языках, раздельно транспилировать их и объединять в готовые к выполнению модули. Экспериментатор получает в распоряжение такие языковые средства, как Макроассемблер, ФОРТРАН, Бейсик, Паскаль. Макроассемблер позволяет использовать все архитектурные особенности системы. На нем пишутся программы работы с нестандартными внешними устройствами, в частности, с устройством ввода оптической информации и его визулизатором. Кроме того, на Макроассемблере реализуются алгоритмы, требующие специфических действий или максимального быстрого действия, включаемые в прикладные программы в виде подпрограмм.

Прикладные программы написаны на языках высокого уровня, что значительно облегчает труд системных программистов. В системе преимущественно используются два языка высокого уровня, Бейсик и ФОРТРАН. Бейсик — интерпретатор, который позволяет быстро и эффективно отлаживать новые алгоритмы. В дальнейшем эти алгоритмы реализуются на ФОРТРАНЕ, что на порядок повышает скорость их выполнения.

Электромеханическое устройство ввода оптической информации явля-

ется относительно автономной частью системы. ЭВМ обеспечивает только запуск и отслеживание процесса сканирования и прием вводимой информации. Устройству ввода автономно задается режим сканирования: число точек в строке, шаг между ними, число строк и шаг между строками. Вводимая информация накапливается в оперативной памяти или записывается на гибкий диск. Визуализатор выполнен на основе электронно-лучевого осциллографа с цифровым управлением от ЭВМ и позволяет оперативно оценивать качество и достоверность вводимой информации. Графическое изображение на экране состоит из 256 × 256 точек. Конструктивно вычислительный комплекс системы выполнен в стандартной стойке АСВТ-М. При низкой стоимости, малых габаритных размерах и простоте эксплуатации, система, тем не менее, пригодна для решения разнообразных задач по обработке и расшифровке голографической информации.

Более универсальной является система на базе мини-ЭВМ СМ-4 [18, 34]. Она включает измерительный голографический интерферометр с оптическим квантовым генератором, устройство ввода оптической информации на основе точечного диссектора, собственно ЭВМ с необходимым периферийным оборудованием и устройство "Карат" для вывода графической информации из ЭВМ (рис. 58).

Вычислительный комплекс, входящий в состав системы, состоит из процессора СМ-4П, ОЗУ емкостью 128 К слов, накопителя на магнитных дисках СМ-5402, накопителя на гибких магнитных дисках СМ-5603, алфавитно-цифрового видеотерминала ВТА-2000 и АЦПУ ДЗМ-180.

Важной составной частью комплекса является программное обеспечение, в частности операционная система, поддерживающая его работу. При выборе программного обеспечения для ГИС важны следующие факторы: минимальное время отклика; возможность обеспечения одновременности ввода оптического кадра с цифровой обработкой информации на ЭВМ; наличие широкого набора команд оператора для обеспечения управления системой; возможность использования разработанных пакетов стандартных программ; возможность разработки и отладки собственных алгоритмов.

Как и в системе на базе микроЭВМ "Электроника-60", здесь используется операционная система РАФОС. Она обеспечивает работу с максималь-



Рис. 58. Структурная схема ГИС на основе СМ-4

ным объемом памяти, что делает возможным при необходимости хранить в ОЗУ весь кадр изображения. Это значительно сокращает время его обработки. Для обслуживания устройств ввода-вывода оптической информации были разработаны и включены в систему драйверы этих устройств, что позволяет использовать их как стандартные устройства системы.

Экспериментатору доступны стандартные пакеты программ, облегчающие выполнение различных математических операций: пакет программ численного анализа, пакет программ обработки данных методами математической статистики, пакет программ обработки данных в системах автоматизации прочностных экспериментов.

Для выполнения операций, связанных с обработкой изображений, разработан пакет программ, в который входят программы ввода оптических изображений, их обработки и вывода результатов в удобной для экспериментатора форме.

Отметим, что системы на основе "Электроники-60" и СМ-4 связаны посредством накопителей на гибких магнитных дисках, так что информация, введенная в ЭВМ с помощью электромеханического устройства ввода, может обрабатываться как той, так и другой машиной.

Эксплуатация систем показала, что их структура, состав и программное обеспечение удовлетворяют основным требованиям эксперимента в области голографической интерферометрии. С помощью системы на базе мини-ЭВМ СМ-4 решался ряд задач по исследованию напряженно-деформированного состояния объектов при статических и динамических нагрузках и по определению параметров рельефа сложных поверхностей. Система на базе микроЭВМ "Электроника-60" использовалась для определения параметров шероховатости исследуемых поверхностей и для определения зависимости контраста интерференционных полос от параметров шероховатости и характера нагружения. Решение некоторых из этих задач рассмотрено в следующей главе. Отметим, что обработка и расшифровка информации проводилась в этих экспериментах постфактум. Осуществление двумерного быстрого преобразования Фурье (БПФ) и других двумерных операций при обработке и расшифровке интерферограмм связано с большими затратами машинного времени.

В тех случаях, когда необходимо решать более сложные задачи экспериментальной механики, приходится использовать в составе ГИС более мощные вычислительные комплексы [76]. Рассмотрим систему, разработанную для решения таких задач (рис. 59).

Голографический интерферометр, устройство ввода оптической информации в ЭВМ и устройство вывода информации из ЭВМ остались прежними. Существенные изменения произошли в вычислительном комплексе. Система организована на базе расширенного комплекса УВК СМ-4 и содержит системный кейт КАМАК и матричный процессор [51].

В системный кейт входят кейт-контроллер, процессор микропрограммного управления, процессор ввода, драйверы черно-белого и цветного телевизоров и КАМАК-управление 1.

Матричный процессор состоит из следующих модулей: арифметического устройства, генератора тригонометрических функций, сверхоперативного запоминающего устройства (СОЗУ), индексного устройства СОЗУ, мат-

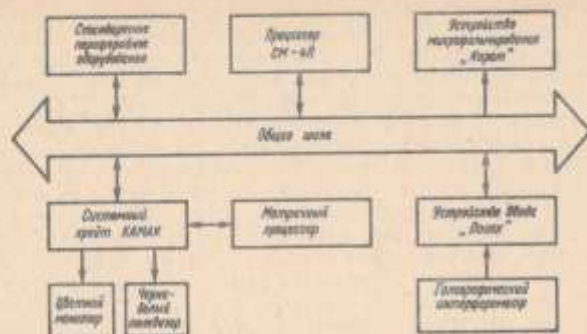


Рис. 59. Структурная схема системы на базе SM-4 с использованием матричного процессора

ричного ОЗУ, индексного устройства матричного ОЗУ и КАМАК-управления 2.

Система выполнена в стандарте КАМАК. Системный крейт является стандартным КАМАК-крейтом.

Крейт-контроллер К-16 осуществляет связь системы с ЭВМ SM-4. Он обеспечивает управление крейтом КАМАК, содержащим до 23 сменных блоков, выполняя следующие основные функции: прием из ЭВМ кодов команд и служебной информации для исполнения в контроллере или в регистрах КАМАК, передачу данных из буферного регистра ЭВМ в регистры КАМАК, передачу данных из регистров КАМАК в ЭВМ, предварительную обработку запросов, формирование сигнала "запрос передачи" и векторов прерывания, однозначно соответствующих приходящим запросам, контрольные функции исполнения команд.

Процессор микропрограммного управления является управляющим устройством системы, работа системы определяется микропрограммами, записываемыми из ЭВМ в его память. Емкость микропрограммного ОЗУ — 1024 48-разрядных слова. Время выполнения одной микрокоманды — 1 мкс.

Процессор ввода предназначен для записи и хранения массивов данных, поступающих по магистрали КАМАК, а также для их предварительной обработки. Объем ОЗУ — 128 К байт. В процессоре ввода осуществляется предварительная обработка записанного в память изображения (вычитание фона, вычисление математического ожидания и вычитание его из исходного изображения).

Драйвер черно-белого телевизора осуществляет вывод исходных и обработанных изображений на экран стандартного телевизора. Емкость ОЗУ — 64 К четырехразрядных слов, что обеспечивает 16 градаций яркости. Драйвер цветного телевизора обеспечивает вывод данных на экран цветного монитора. КАМАК-управления 1 и 2 транслируют данные и управляющие команды магистрали КАМАК в матричный процессор.

Матричный процессор предназначен для осуществления ускоренных вычислений над комплексными массивами (матрицами) чисел. Он подключен к ЭВМ через магистраль КАМАК и, следовательно, может функционировать в любой системе автоматизации эксперимента, построенной на базе КАМАК, как ее специализированный модуль. В состав матричного процессора входят три сверхоперативных ОЗУ, предназначенных для временного хранения данных, над которыми осуществляются основные операции в арифметическом устройстве (АУ). Объем одного модуля — 4 К 12-разрядных слов. Доступ к ячейкам памяти — произвольный, генерирование кода адреса и управляющих сигналов для модулей в режимах обмена данными осуществляется индексным устройством сверхоперативного ОЗУ.

Матричное ОЗУ предназначено для хранения исходных, промежуточных и конечных двумерных массивов данных. В состав матричного процессора входят два таких модуля, каждый емкостью 64 К 14-разрядных слов. Доступ к ячейкам памяти произвольный. Генерирование кода адреса и управляющих сигналов для модулей в режимах обмена данными осуществляется индексным устройством.

Модуль АУ входит в состав матричного процессора и предназначен для осуществления ускоренных логических и арифметических операций над комплексными числами с блочно-плавающей запятой. Время выполнения любой операции над парой чисел или одним числом 1,9 мкс. Формат представления чисел — квазинормализованный (порядок общий для действительной и мнимой частей комплексного числа). Порядки положительные. Формат слова — четыре разряда порядка и по 12 разрядов действительной и мнимой частей мантиссы. Модуль осуществляет выполнение команд над массивами следующих типов: команды Фурье-арифметики, команды комплексной арифметики, команды нормализации и порядка, команды перезаписи.

АУ обеспечивает выполнение алгоритма быстрого преобразования Фурье над массивом 1 К чисел за 9 мс. Рассмотренный комплекс обеспечивает высокий уровень автоматизации всех этапов голографического измерительного эксперимента.

Разработанная система может быть использована также для решения задач анализа напряженно-деформированного состояния объектов численными методами. Комбинированное применение экспериментальных и численных методов анализа в единой измерительно-вычислительной системе позволит полнее использовать преимущества этих методов для решения задач механики.

Глава 5.

РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ МЕХАНИКИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ

Исследование плоского напряженно-деформированного состояния представляет большой интерес для экспериментальной механики, поскольку оно реализуется во многих инженерных конструкциях. В этом параграфе

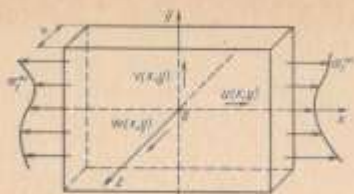


Рис. 60. Нагруженная пластина в своей плоскости:
 σ_x — приложенные внешние напряжения;
 $u(x, y)$, $v(x, y)$, $w(x, y)$ — ортогональные составляющие вектора смещения

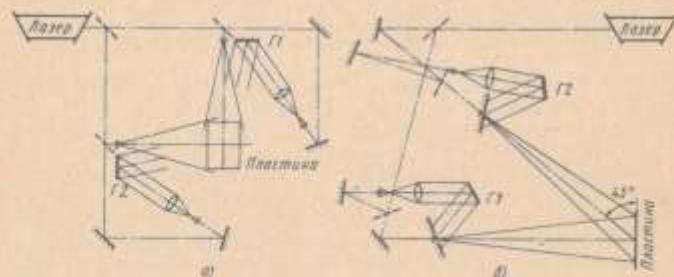


Рис. 61. Практические схемы интерферометров для определения плоскостных компонент вектора смещения:
 α — двух; β — одной

рассмотрены наиболее типичные виды плоского нагружения. Все они хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. Поэтому их исследование методами голографической интерферометрии позволяет, с одной стороны, почувствовать особенности применения этих методов, а с другой — убедиться в достоверности получаемых результатов. В связи с ограниченным объемом книги в этой главе изложены лишь результаты, полученные в Новосибирском электротехническом институте.

Особенности голографических интерферометров. При нагружении плоских тонких пластин в своей плоскости возникает обобщенное плоское напряженное состояние [48]. Напряжения в этом случае определяются как средние по толщине пластинки h и могут быть определены по результатам измерений полей смещений на боковой плоскости пластины (рис. 60).

Экспериментальное исследование плоского напряженного состояния методами голографической интерферометрии естественно проводить с помощью интерферометров, максимально чувствительных к плоскостным компонентам смещения. Для этого направления освещения и наблюдения, как следует из п. 2, гл. 2, надо максимально приближаться к плоскости пластины, что приводит к уменьшению угла, под которым наблюдается восстановленное изображение исследуемого образца. Это снижает интенсивность объектной волны, а значит, время экспозиции интерферограмм. Поэтому целесообразно выбирать угол наклона направлений освещения и наблюдения к плоскости пластины меньшим $10 - 20^\circ$. Возможная схема такого интерферометра показана на рис. 61, а.

Часто всю полезную информацию о напряженно-деформированном состоянии пластины можно получить по одной плоскостной компоненте смещения. Это позволяет ослабить требования к интерферометру. На рис. 61, б показана схема интерферометра для измерения одной плоскостной компоненты смещений, лежащей в плоскости чертежа. Угол наклона боковых направлений наблюдения и освещения к плоскости пластины относительно большой и составляет 45° , поэтому здесь не возникают затруднения, связанные с малыми углами наклона. Запись нормальной компоненты на голограмму Г1 позволяет в необходимых случаях учитывать и изгибные деформации. При этом расшифровка получаемых картин интерференционных полос осуществляется обычным образом (см. п. 2 гл. 2). Начало системы координат всегда совмещается с центром образца (см. рис. 60). В этом случае орты направлений наблюдения \vec{T}_H и освещения \vec{T}_O имеют следующий вид для первой и второй голограмм соответственно:

$$\vec{T}_H = \vec{T}_O = \frac{x}{L} \vec{i} + \frac{y}{L} \vec{j} + k + O\left(\frac{x^2}{L^2}\right) + O\left(\frac{y^2}{L^2}\right); \quad (91)$$

$$\vec{T}_H = \vec{T}_O = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} + \vec{k}) + \frac{y}{L} \vec{j} + O\left(\frac{x^2}{L^2}\right) + O\left(\frac{y^2}{L^2}\right),$$

где L — расстояние от образца до голограммы Г1 или Г2, которое в экспериментах составляло 750 мм. Для определения смещений получают два уравнения:

для Г1

$$w + \frac{x}{L} u + \frac{y}{L} v = \frac{\lambda}{2} N_1;$$

для Г2

$$w + u + \sqrt{2} \frac{y}{L} v = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} N_2, \quad (92)$$

где N_1, N_2 — числа интерференционных полос; λ — длина волны. Из уравнений (92) видно, что интерферометр практически нечувствителен к y -компоненте смещений $v(x, y)$, поскольку $(y/L) < 0,025$. Решения системы (92) имеют вид:

$$u \approx \frac{\lambda}{\sqrt{2}} N_2 \left(1 + \frac{x}{L}\right) \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{N_1}{N_2}\right); \quad (93)$$

$$w \approx \frac{\lambda}{2} N_1 - \frac{\lambda}{\sqrt{2}} N_2 \frac{x}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{N_1}{N_2}\right).$$

В частности, при $N_1/N_2 = 0,1 \pm 0,14$ с точностью 10 % можно считать, что первая голограмма Г1 регистрирует только нормальную компоненту смещения w , а вторая Г2 — только боковую — u . Это условие выполнялось во всех экспериментах, поэтому грубую расшифровку картин полос можно провести с помощью формул

$$u \approx (\lambda/\sqrt{2}) N_2; \quad w \approx (\lambda/2) N_1. \quad (94)$$



Рис. 62. Форма гладких образцов с размерами $a = 35$ мм; $b = 20$ мм

Если указанная точность равенств (94) недостаточна, то необходимо воспользоваться более точными выражениями (93), которые справедливы при любых значениях отношения N_1/N_2 .

Образцы, исследованные по схеме рис. 61, б, изготавливались из медных и дюралевых пластины толщиной 0,5 и 0,7 мм соответственно. Размеры рабочего поля составляли 70 X 40 мм во всех случаях. Нагружение образцов осуществлялось так, что один из концов оставался неподвижным, а другой вытягивался до заданного уровня продольного смещения.

Однородное растяжение прямоугольной пластины. Это простейший вид

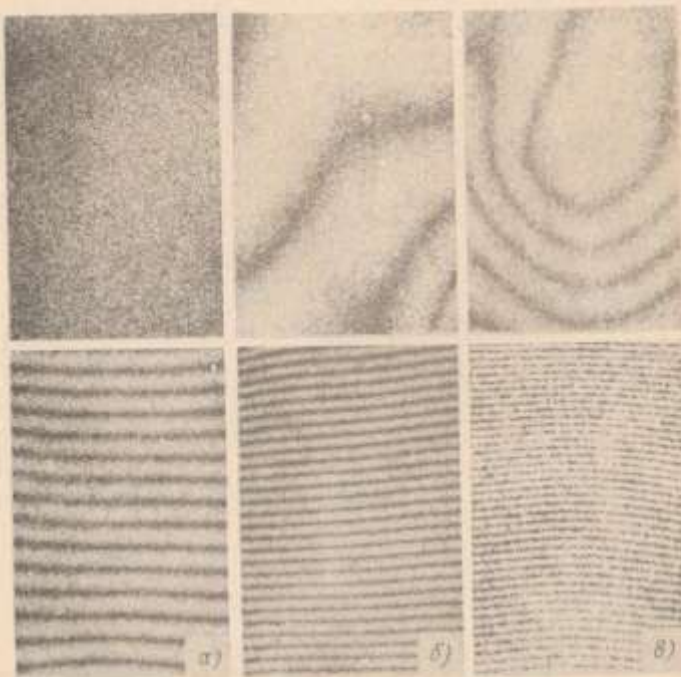


Рис. 63. Интерферограммы растяжения гладких медных пластин (верхний ряд восстановлен с голограмм Г1, нижний - с Г2), полученные для трех уровней нагружения: $a - u_0 = 10$ мкм; $b - u_0 = 20$ мкм; $c - u_0 = 30$ мкм

плоского нагружения пластины, поэтому его удобно использовать для проверки интерферометра и обработки методики экспериментов. Компоненты смещений боковой поверхности первоначально плоской пластины имеют вид линейных функций:

$$u(x, y) = u(x) = \frac{u_0 x}{2a}; \quad [w] = -\frac{\nu b_0 u_0}{2(1-\nu)a}, \quad (95)$$

$$v(x, y) = v(y) = -\frac{\nu u_0 y}{2a}, \quad u_0 = \frac{2a\sigma_1}{E},$$

где $2a$ - длина образца (рис. 62); σ_1 - приложенные внешние напряжения; ν - коэффициент Пуассона. Если первоначальная форма пластины не была плоской, то распределение смещений может заметно искажаться вследствие вытягивания начальных дефектов.

Вид интерференционных картин, полученных при нагружении до уровней $u_0 = 10, 20, 30$ мкм, приведен на рис. 63 для медных образцов и на рис. 64 - для дюралевых. Как было сказано выше, интерференционные по-

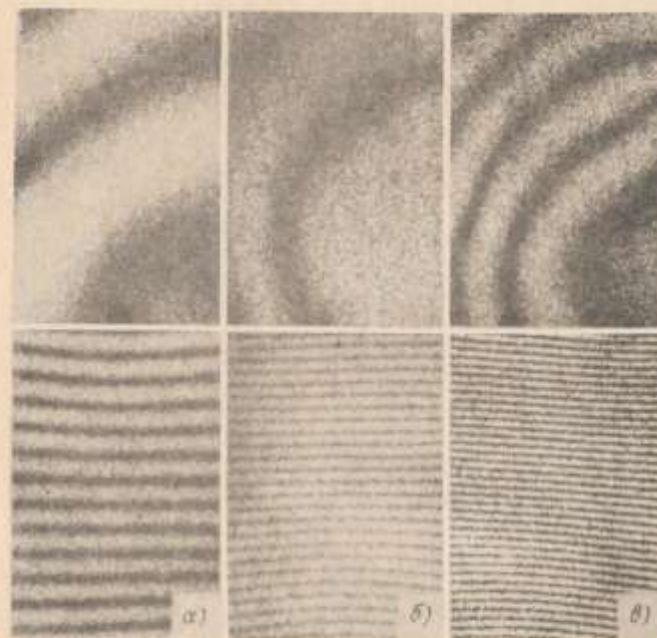


Рис. 64. Интерферограммы растяжения гладких дюралевых пластин (верхний ряд восстановлен с голограмм Г1, нижний - с Г2), полученные для трех уровней нагружения: $a - u_0 = 10$ мкм; $b - u_0 = 20$ мкм; $c - u_0 = 30$ мкм

лосы, полученные при восстановлении с голограммы Г1 (см. рис. 61, б), представляют собой линии уровня нормальной компоненты смещения, которая вызвана изгибом образцов при вытягивании начальных погибов. Эти системы полос не несут полезной информации о плоском напряженном состоянии и записывались только для выбраковки слишком изогнутых образцов.

Интерференционные полосы, полученные при восстановлении с голограммы Г2, представляют собой линии уровня x -компоненты смещений. Некоторое искривление полос в окрестности заделок вызвано влиянием зажимов устройства нагружения. Из графиков смещения $u(x, y)$ на средней линии образцов, построенных (рис. 65, а, б) по расчетным формулам (95), и результатам экспериментов, рассчитанным по (93), видно, что расхождение результатов находится в пределах точности формул и не превышает 5%.

Однородное растяжение прямоугольной пластины с круглым отверстием. Как известно, это типичная задача о концентрации напряжений около отверстий с гладким контуром. Если радиус отверстия R достаточно мал ($R/b \leq 0,2$) (рис. 66), то влиянием конечной ширины пластины можно пренебречь. В этом случае напряжения оценивают по известным формулам плоской задачи [48]:

$$\sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_1^{\infty} \left(1 - \frac{2R^2}{r^2} \cos 2\varphi\right);$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr} + 2i\sigma_{r\varphi} = \sigma_1^{\infty} \left(\frac{R^2}{r^2} - e^{-i2\varphi} + \frac{2R^2}{r^2} e^{-i2\varphi} - \frac{3R^4}{r^4} e^{-i2\varphi}\right);$$

где r, φ — полярные координаты; σ_1^{∞} — внешние напряжения. Деформации рассчитывают по закону Гука, в частности, на линии $x = 0$

$$\epsilon_{xx}(0, y) = k_{\epsilon}(y) \frac{\sigma_1^{\infty}}{E}; \quad k_{\epsilon}(y) = 1 + \frac{R^2}{y^2} \frac{1+3\nu}{2} + \frac{R^4}{y^4} \frac{3(1+\nu)}{2}, \quad (97)$$

где k_{ϵ} — коэффициент концентрации деформации ϵ_{xx} .

Видно, что при $y = R$ $k_{\epsilon} = 3$ вне зависимости от значений коэффициента Пуассона и модуля Юнга. Теоретическая зависимость $k_{\epsilon}(y)$ для $\nu = 0,3$ показана на рис. 67 непрерывной линией. При экспериментальных исследованиях удобно определять именно коэффициент концентрации деформаций, а не напряжения. Значения k_{ϵ} рассчитывают по изменению шага полос с помощью формулы, следующей из выражений (93) и (97):

$$k_{\epsilon}(y) = \frac{t(0, b)}{t(0, y)} \left[\frac{\sqrt{2} - (\partial N_I / \partial x) t(0, y)}{\sqrt{2} - (\partial N_I / \partial x) t(0, b)} \right], \quad (98)$$

где $t(0, y)$ — шаг полос в середине образца ($x = 0$). Причем, множитель, заключенный в квадратные скобки, мало отличается от единицы.

Сравнивая рассчитанные по формуле (98) значения коэффициентов $k_{\epsilon}(y)$ с теоретическими (рис. 67), видим, что совпадение результатов нахо-

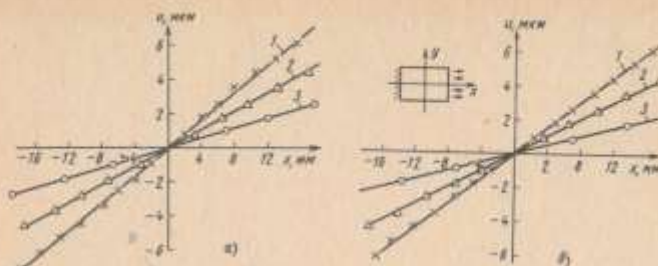


Рис. 65. Распределения смещений на средней линии образцов: а — медных; б — дюралевых; 1 — $u_0 = 30$ мкм; 2 — $u_0 = 20$ мкм; 3 — $u_0 = 10$ мкм

Рис. 66. Форма образцов с центральным круглым отверстием: $a = 35$ мм; $b = 20$ мм; $R = 4$ мм

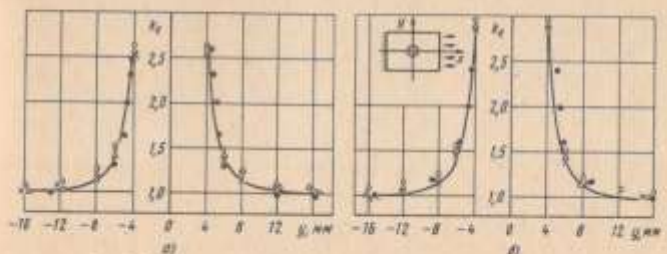
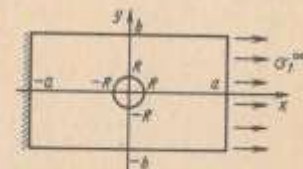


Рис. 67. Изменение коэффициента концентрации деформаций: а — для медных образцов; б — для дюралевых образцов при трех уровнях нагружения: $\circ - u_0 = 10$ мкм; $\Delta - u_0 = 20$ мкм; $\bullet - u_0 = 30$ мкм (по муаровым полосам)

дится в пределах точности формул (97), (98) и погрешность не превышает 10%.

При нагружении общее смещение заделок по образцу составляло $u_0 = 10, 20, 30$ мкм. Эквивалентные внешние напряжения σ_1^{∞} оценивались по формулам (95). Принимая в качестве ширины пластины $2(b - R)$ для верхней и $2b$ для нижней оценок, окончательно получим

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{1\delta} < \sigma_1^{\infty} < \sigma_{1H}; \\ \sigma_{1\delta} &= \frac{E u_0}{2a}; \\ \sigma_{1H} &= \frac{b \sigma_{1\delta}}{b - R} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &13,5; 27,0; 40,5 \text{ МПа (медь)} \\ &9; 18; 27 \text{ МПа (дюраль)} \end{aligned} \quad (99)$$

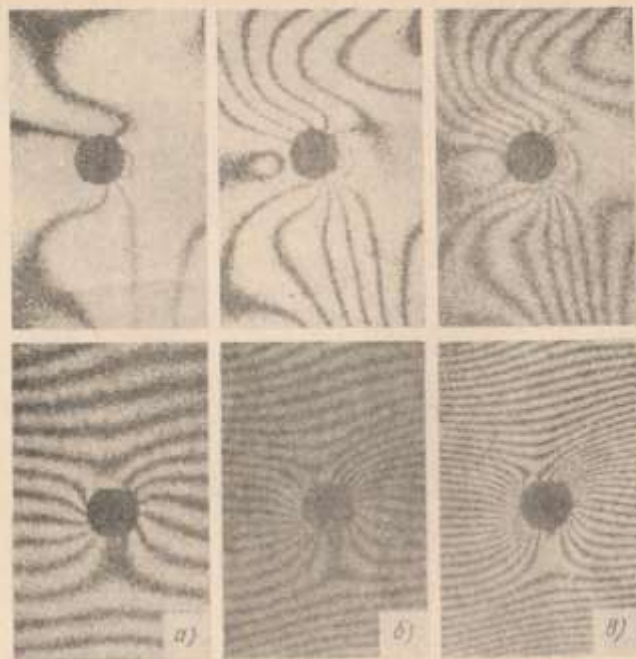


Рис. 68. Интерферограммы растяжения медных пластин с центральным круглым отверстием (верхний ряд восстановлен с голограмм $G1$, нижний - с $G2$), полученные для трех уровней нагружения:
 $a - u_0 = 10$ мм; $b - u_0 = 20$ мм; $в - u_0 = 30$ мм

Картины интерференционных полос, восстановленных с голограмм $G1$ и $G2$ (см. рис. 61, б), показаны на рис. 68 для медных и на рис. 69 для дюралевых образцов. Изгиб этих образцов при нагружении сильнее, чем гладких, вследствие локальной потери устойчивости плоской формы в окрестности отверстия при предварительном нагружении. Однако формулы (93) позволяют точно рассчитать смещения и на средней линии образца $x = 0$ (рис. 70). Разность смещений в образцах с отверстием и без него для одного и того же уровня нагружения u_0 (рис. 71) представляет собой возмущение, вносимое концентратором, и может наблюдаться непосредственно. Для этого необходимо совместить две картины интерференционных полос, соответствующих образцам с отверстием и без него, при одинаковом уровне нагружения. Полученная в результате система муаровых полос дает линии уровня разности смещений, записанных в исходных интерференционных

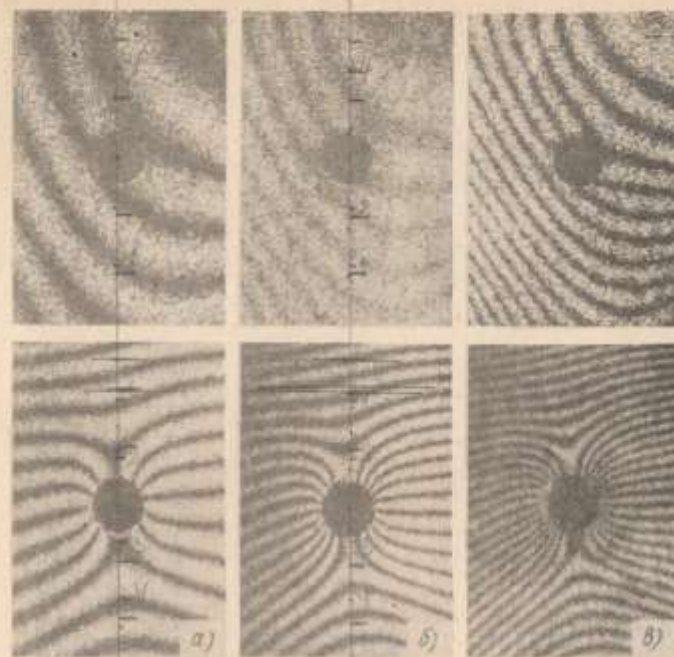


Рис. 69. Интерферограммы растяжения дюралевых пластин с центральным круглым отверстием (верхний ряд восстановлен с голограмм $G1$, нижний - с $G2$), полученные для трех уровней нагружения:
 $a - u_0 = 10$ мм; $b - u_0 = 20$ мм; $в - u_0 = 30$ мм

картинах. Например, на рис. 72, а показаны картины муаровых полос, образующихся при наложении интерференционных полос для гладких образцов (см. рис. 64) и образцов с круглым отверстием (см. рис. 69). Разность соответствующих смещений, восстановленная по муаровым картинкам, показана на рис. 71, а штриховой линией G' .

Деформация $\epsilon_{xx}(x, y)$ может наблюдаться и непосредственно. Для этого необходимо дважды наложить одну и ту же систему полос, представляющую собой линии уровня поля $u(x, y)$ с некоторым сдвигом по оси Ox . Образующиеся муаровые полосы являются линиями равных деформаций ϵ_{xx} . Например, на рис. 72, б показаны картины муаровых полос, полученные при наложении со сдвигом $x_0 = 4$ мм интерференционных полос, представленных на рис. 68 и 69. Рассчитанные по этим муаровым полосам значения коэффициентов концентрации K_t приведены на рис. 67 (затененные кружки).

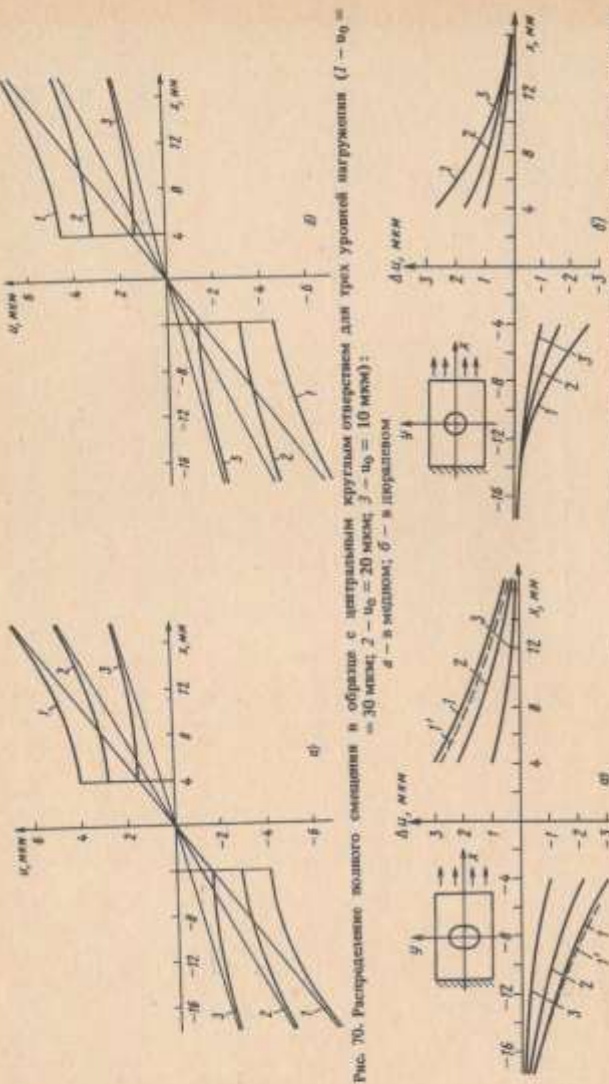


Рис. 70. Распределение полного смещения в образце с центральным круглым отверстием для трех уровней нагрузки ($J = \sigma_0 = 30$ МПа; 2 - $\sigma_0 = 20$ МПа; 3 - $\sigma_0 = 10$ МПа): а - в медном; б - в дюралевом

Рис. 71. Распределение разности смещений в гладком образце и смещение в образце с центральным круглым отверстием для трех уровней нагрузки ($J, J' - \sigma_0 = 30$ МПа; 2 - $\sigma_0 = 20$ МПа; 3 - $\sigma_0 = 10$ МПа): а - в медном; б - в дюралевом



Рис. 72. Муар:

а - интерферограмм растяжения дюралевых образцов с отверстием и без него; б - механического дифференцирования интерферограмм медного и дюралевого образцов (соответственно слева направо)

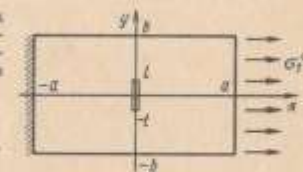


Рис. 73. Форма образца с центральным разрезом

Совпадение результатов удовлетворительное и находится в пределах формул (94).

Однородное растяжение пластины с центральным разрезом. Этот вид напряженного состояния является простейшим примером нагружения тел с трещинами (рис. 73). При исследовании напряжений и деформаций в таких задачах интерес представляют измерения полей смещений в окрестности разреза, форма раскрытия трещины, оценки для коэффициентов интенсивности и J -интеграла с учетом всех индивидуальных особенностей образцов. В рассматриваемом случае поля упругих напряжений и деформаций можно оценить по известному решению [48] для трещины в бесконечной пластине:

$$\sigma_{xx}(0, y) = \frac{l^2 \sigma_1^\infty}{\sqrt{y^2 - l^2} \Omega y + \sqrt{y^2 - l^2}} + \sigma_1^\infty; |y| > l, \quad (100)$$

где $2l$ - длина трещины; σ_1^∞ - приложенные внешние напряжения (см. рис. 73). При этом трещина раскрывается в тонкий эллипс. Смещения верхнего и нижнего берегов трещины

$$u(\pm 0, y) = \pm \frac{2\sigma_1^\infty}{E} \sqrt{l^2 - y^2}, |y| \leq l. \quad (101)$$

Коэффициент интенсивности k_I и J -интеграл имеют следующие значения:

$$k_I = \sigma_1^\infty \sqrt{\pi l}; J = \frac{\pi l^2 \sigma_1^\infty}{E}. \quad (102)$$

Экспериментальное исследование этого вида нагружения проводилось на медных и дюралевых образцах размерами $80 \times 40 \times 0,5$ мм и $80 \times 40 \times$

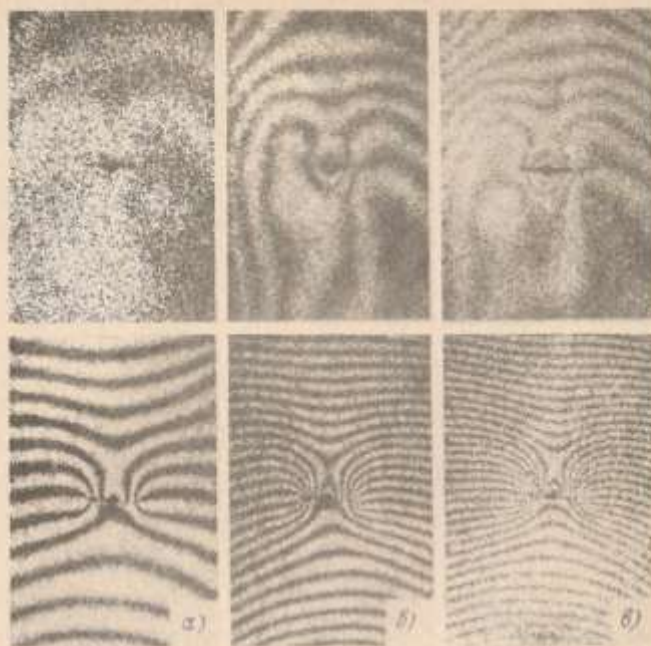


Рис. 74. Интерферограммы растяжения медных образцов с центральным разрезом (верхний ряд восстановлен с голограммы Г1, нижний — с Г2), полученные для трех уровней нагружения:
а — $u_0 = 10$ мкм; б — $u_0 = 20$ мкм; в — $u_0 = 30$ мкм

$\times 0,8$ мм соответственно и длиной разреза $2L = 8$ мм. Нагружение осуществлялось вытягиванием одного из концов образца. При этом общее смещение заделок составляло $u_0 = 10, 20, 30$ мкм. Эквивалентные внешние напряжения σ_0^* оценивались по формулам (99).

При предварительном нагружении образцов для вытягивания начальных погибов возникла местная потеря устойчивости первоначальной плоской формы. Вследствие этого нормальная компонента смещения, вызванная изгибом, больше, чем при растяжении гладких образцов (рис. 74, 75).

По этим интерферограммам, как и в случае пластины с круглым отверстием, рассчитывались полные смещения по средней линии пластины (рис. 76, а, б) и разности смещений в гладких пластинах и смещений в пластинах с разрезом (рис. 77, а, б). Штриховыми линиями I' на рис. 77 приведена зависимость разности смещений, полученная в результате рас-

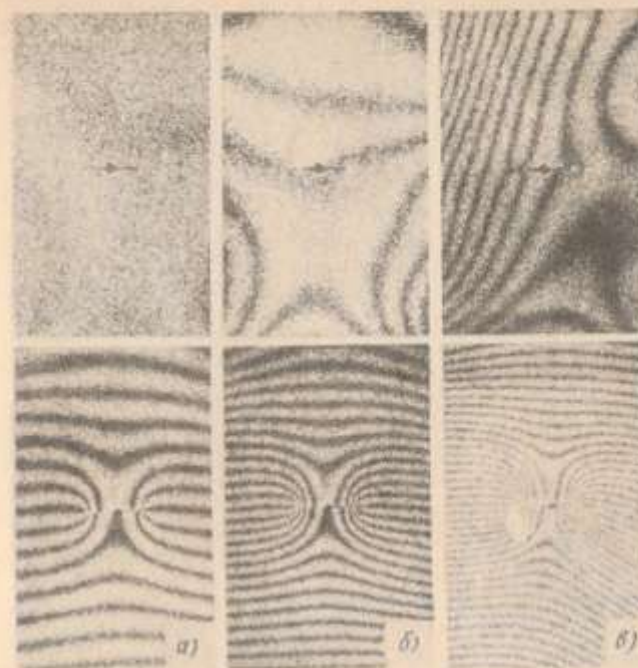


Рис. 75. Интерферограммы растяжения дюралюминевых образцов с центральным разрезом (верхний ряд восстановлен с голограммы Г1, нижний — с Г2), полученные для трех уровней нагружения:
а — $u_0 = 10$ мкм; б — $u_0 = 20$ мкм; в — $u_0 = 30$ мкм

шифровки муарограмм (рис. 78), образованных наложением интерферограмм нагруженной гладкой образца и образца с разрезом. Видно, что совпадение результатов, полученных по интерференционным и муаровым картинам полос, находится в пределах точности формул (94). На рис. 79 различными значениями показаны результаты обработки экспериментальных данных для формы раскрытия разрезов при нагружении. Для сравнения непрерывной линией построены раскрытия в соответствии с расчетной формулой (101). Незначительное отличие раскрытия от эллиптического в окрестностях концов разреза вызвано пластическим течением в вершине. Для мелких, пластичных образцов это отличие больше, чем для более упругих дюралюминевых.

Коэффициент интенсивности напряжения K_I можно оценить двумя способами: по длине разреза и уровню внешней нагрузки с помощью равенства

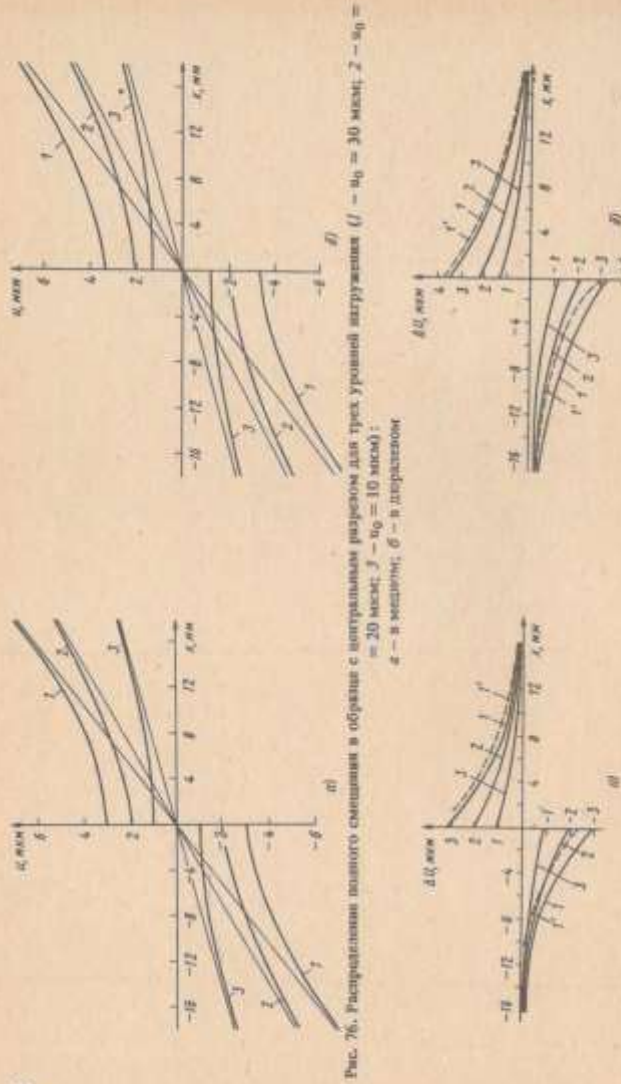


Рис. 76. Распределение полного смещения в образце с центральным разрезом для трех уровней нагружения (1 - $\sigma_0 = 30$ мкс; 2 - $\sigma_0 = 20$ мкс; 3 - $\sigma_0 = 10$ мкс):
а - в меди; б - в дюралюмин

Рис. 77. Распределение разности смещений в галстевом образце и смещения в образце с центральным разрезом для трех уровней нагружения (1 - $\sigma_0 = 30$ мкс; 2 - $\sigma_0 = 20$ мкс; 3 - $\sigma_0 = 10$ мкс):
а - в меди; б - в дюралюмин

125

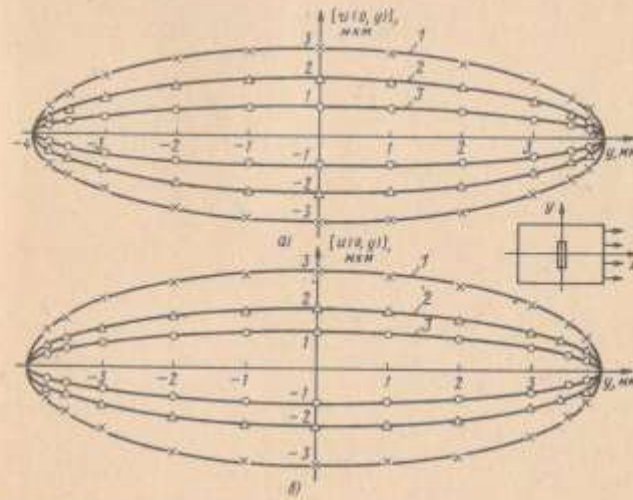


Рис. 79. Форма раскрытия разрезов для трех уровней нагружения (1 - $\sigma_0 = 30$ мкс; 2 - $\sigma_0 = 20$ мкс; 3 - $\sigma_0 = 10$ мкс):
а - медные образцы; б - дюралевые образцы



Рис. 78. Муар интерферограмм растяжения образцов с разрезом и без него для уровней нагружения $\sigma_0 = 30$ мкс:
а - медные образцы; б - дюралевые образцы

(102), а также по раскрытию разреза при нагружении в соответствии с формулой (101). Поскольку уровень внешних напряжений лежит между σ_{1A} и σ_{1B} (99), то первым способом получают верхнюю и нижнюю оценки коэффициенты интенсивности, а истинное значение k_I лучше определить вторым способом. Результаты расчетов по данным экспериментов приведены в табл. 6 (значения коэффициентов интенсивности указаны в $\text{МН}/\text{м}^{3/2}$).

Таблица 6

Материал	$k_{IS} = \sigma_{1B} \sqrt{\pi l}$	k_{IB}	$k_{II} = \sigma_{1A} \sqrt{\pi l}$
Медь	1,57	1,68	1,99
	3,29	3,03	3,99
	4,78	5,32	5,98
Дюраль	1,06	1,30	1,33
	2,13	2,13	1,99
	3,29	3,43	2,99

Для медных образцов оценка коэффициента интенсивности по скачку смещений k_{IB} несколько больше сдвинута в сторону верхней оценки k_{II} , чем для дюралевых. Это вызвано более развитой зоной пластического течения в вершине разреза.

Сжатые по диаметру диски и кольца. Для исследования этого вида нагруженного состояния образцы выполнялись из органического стекла ($\nu = 0,44 \pm 0,45$, $E = 2900 \pm 3500 \text{ МН}/\text{м}^2$). Если сосредоточенные силы равномерно распределены по толщине пластины с плотностью P (рис. 80), то смещения, деформации и напряжения можно оценить по известным решениям плоской задачи [48, 75]. При этом изгибные деформации не возникают.

Выбранная схема интерферометра (см. рис. 61, а) обеспечивала максимальную чувствительность к плоскостным компонентам вектора смещения, поскольку угол между направлениями наблюдения (или освещения) и нормалью к плоскости образца составлял 76° . Для определения смещений по картинкам интерференционных полос (рис. 81, 82), восстановленных с голограмм $G1$ и $G2$, имеем уравнения:

$$r_k u(x, y) = \lambda N_k(x, y); \quad k = 1; 2; \quad N_k = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \quad (103)$$

$$r_k = r_{k0} + r_{kH}; \quad r_{1H} = r_{10} = i \cos 14^\circ + j \frac{r}{L} + k \sin 14^\circ; \quad (104)$$

$$r_{2H} = r_{20} = i \cos 14^\circ + k \sin 14^\circ,$$

где r_{k0} и r_{kH} — орты направлений освещения и наблюдения для k -й интерферограммы; L — расстояние от центра образца до интерферограмм, которое в экспериментах составляло 0,8 м. Оценка сужения образца при нагружении, рассчитанная по формуле (95) для средней части диска ($x \approx 0$) будет

$$|w|/\lambda \approx \mu_0/(2 \lambda R), \quad (105)$$

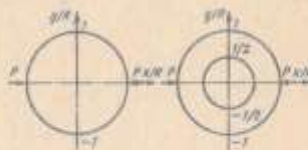


Рис. 80. Сжатые по диаметру диск и круговое кольцо

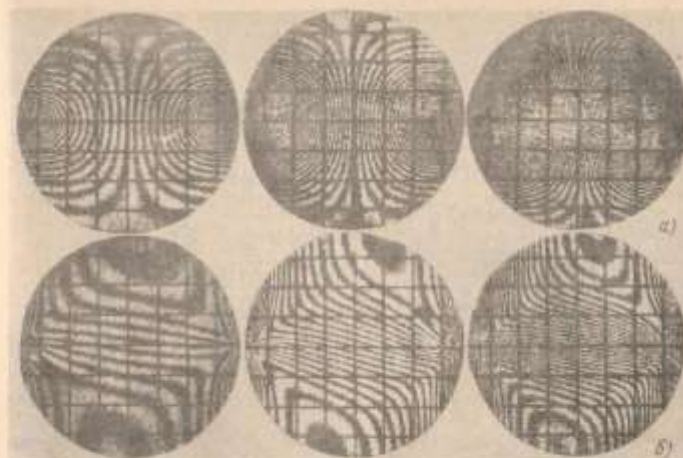


Рис. 81. Картинки интерференционных полос сжатого по диаметру диска при смещении, равном 15, 30, 50 мкм соответственно: а — линии уровня поля $u(x, y)$; б — линии уровня $v(x, y)$

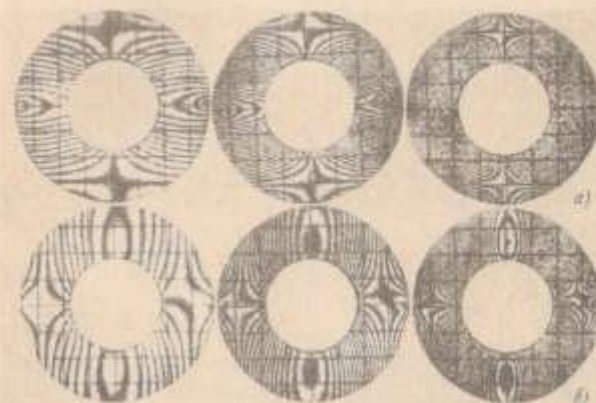


Рис. 82. Картинки интерференционных полос для сжатого по диаметру кругового кольца при смещении, равном 5, 15, 30 мкм соответственно: а — линии уровня поля $u(x, y)$; б — линии уровня $v(x, y)$

где u_0 — взаимное смещение точек приложения нагрузки; $R = 37$ мм — радиус диска. Для менее жесткого кольца сужение будет меньше, чем для диска. Учитывая (104) и (105), уравнение (103) можно записать следующими выражениями:

$$u = \frac{\lambda N_1}{2 \cos 14^\circ} = 0,265 N_1; \quad (106)$$

$$v = \frac{\lambda N_2}{2 \cos 14^\circ} = 0,265 N_2$$

при $\lambda = 0,5145$ мкм (длина волны аргонового лазера). Погрешность вычисления смещений в средней части образца ($x, y < R/2$) не превышает $R/L = 0,05$.

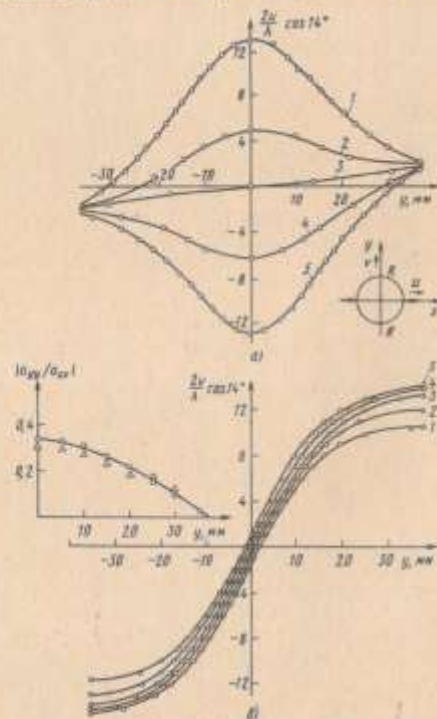


Рис. 83. Результаты расчета по интерферограмме диска, сжатого на 50 мкм сосредоточенными силами (1 — $x = -10$ мм; 2 — $x = -5$ мм; 3 — $x = 0$; 4 — $x = 5$ мм; 5 — $x = 10$ мм); а, б — нормализованные смещения u и v ; в — изменение отношения напряжений

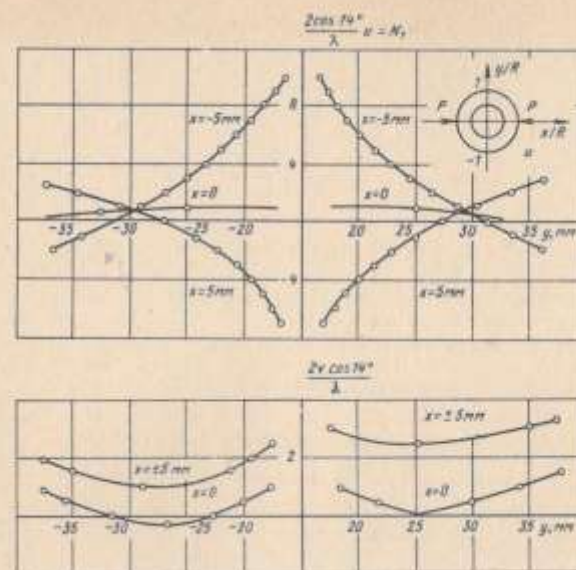


Рис. 84. Нормализованные смещения u и v в сжатом сосредоточенными силами кольце (уровень нагружения $u_0 = 30$ мкм)

Нагружение осуществлялось сжатием между двумя плитами, смещение которых составляло $u_0 = 5, 15, 30, 50$ мкм. Некоторая асимметрия смещений диска вызвана его вращением вокруг точки приложения нагрузки, которое не удалось полностью устранить.

По кривым нормализованных смещений u и v для пяти сечений диска $x = 0, \pm 5, \pm 10$ мм (рис. 83, а, б) с помощью графического дифференцирования определяли деформации $\epsilon_{xx}(0, y)$ и $\epsilon_{yy}(0, y)$. Далее по ним подсчитывались упругие напряжения $\sigma_{xx}(0, y)$ и $\sigma_{yy}(0, y)$. Рассматривая график отношения этих напряжений (σ_{xx}/σ_{yy}), показанный на рис. 83, в, рассчитанный по точному решению [75] и данным эксперимента, видим, что расхождение результатов не превышает 5 %.

По графикам нормализованных смещений u и v (рис. 84) в трех сечениях кольца $x = 0, \pm 5$ мм при нагружении до уровня $u_0 = 30$ мкм подсчитывались деформации $\epsilon_{xx}(0, y)$ и $\epsilon_{yy}(0, y)$, а затем напряжение $\sigma_{xx}(0, y)$. Полученный таким образом график действующих напряжений $\sigma_{xx}(0, y)$ показан на рис. 85 непрерывной линией, а расчетная кривая [75] — штриховой. Сосредоточенная сила P , сжимающая кольцо, в экспериментах не измерялась. Это вызвало некоторую трудность при выборе масштаба рассчитанных по данным измерений u и v напряжений $\sigma_{xx}(0, y)$. Для пред-

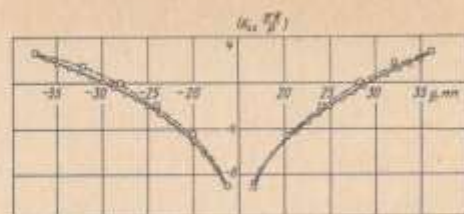


Рис. 85. Распределение напряжений $\sigma_{xx}(0, y)$ в сжатом кольце

ления этой трудности теоретическая и расчетная кривые действующих напряжений совпали в одной точке $y/R = 0,5$. При этом расхождение этих кривых не превышало погрешности обработки данных измерений, составляя $0,05 \sigma_{xx}(0, R/2)$. Например, согласно точному решению $\sigma_{xx} = 0$ при $y/R = 0,8$, а по данным измерений при $y/R = 0,77$.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ ПЛАСТИН ПРИ ИЗГИБЕ

Особенности исследования поперечного изгиба

При изгибе пластины их состояние описывается одной скалярной функцией $w_0(x, y)$ — прогибом срединной поверхности [74]. Но в экспериментах эту функцию невозможно измерять непосредственно, поскольку прямое измерение дает только значение смещения по боковой поверхности пластины. Если напряжения в исследуемом образце достаточно велики, чтобы вызвать заметное сужение $[w(x, y)]$, то прогиб $w_0(x, y)$ будет отличаться от нормальной компоненты смещения $w(x, y, \pm h/2)$ на боковых поверхностях. Это обстоятельство необходимо учитывать при исследовании изгиба образцов с концентраторами, поскольку в них распределения напряжений отличаются большой неоднородностью и могут достигать значительных уровней. Для достаточно тонких пластин указанное обстоятельство можно не учитывать, исключая малые зоны очень больших концентраций напряжений, таких, как вершины трещины или окрестности угловых точек вырезов. В таких образцах прогиб с высокой степенью точности совпадает с нормальной компонентой смещения на боковой поверхности. Действительно, связь этих величин имеет следующий вид:

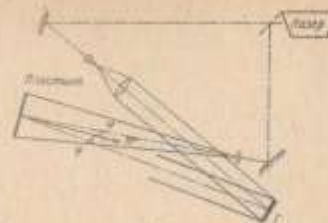
$$w(x, y, \pm h/2) = w_0(x', y') \pm h/2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{(1 + w_{0x}^2)(1 + w_{0y}^2)}}\right); \quad (107)$$

$$x' = x \pm \frac{hw_{0x}}{2\sqrt{(1 + w_{0x}^2)(1 + w_{0y}^2)}} = x \pm \frac{h}{2} w_{0x} + O(w_{0x}^2); \quad (108)$$

$$y' = y \pm \frac{hw_{0y}}{2\sqrt{(1 + w_{0x}^2)(1 + w_{0y}^2)}} = y \pm \frac{h}{2} w_{0y} + O(w_{0y}^2),$$

где $w_{0x} = \partial w_0 / \partial x$, $w_{0y} = \partial w_0 / \partial y$.

Рис. 86. Схема интерферометра для исследования поперечного изгиба пластины



Отсюда видно, что с точностью до малых второго порядка по w_{0x} и w_{0y} можно не делать различий между $w(x, y, \pm h/2)$ и $w_0(x', y')$. Кроме того, если интересоваться только напряжениями и деформациями, т.е. производными разных порядков от прогиба $w_0(x, y)$, то оказываются несущественными и различия в аргументах функций в выражении (107). Например, для Δx и $\Delta x'$ в соответствии с формулой (108) получаем

$$\Delta x' = \Delta x \left[1 \pm \frac{h}{2} \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} + O(w_{0x}^2) + O(\Delta x)\right] \approx \Delta x_0. \quad (109)$$

Таким образом, для вычисления напряжений при изгибе достаточно тонких пластин можно заменить прогиб срединной поверхности $w_0(x, y)$ нормальной компонентой смещения боковой поверхности пластины $w(x, y, \pm h/2)$. Учитывая это, будем опускать индекс 0 у прогиба $w_0(x, y)$, отождествляя его с $w(x, y, \pm h/2)$.

Экспериментальное исследование поперечного изгиба удобнее всего проводить методом голографической интерферометрии. В этом случае чувствительность интерферометра максимальна, а схема наиболее проста (рис. 86). При достаточно больших расстояниях между пластиной и голограммой Γ и малой кривизне освещающего пучка можно считать постоянными направления освещения и наблюдения по всей пластине. Тогда записанные картины интерференционных полос будут представлять собой линии уровня прогиба

$$w(x, y) = \frac{\lambda}{2 \cos \psi} N(x, y), \quad (110)$$

где N — порядок интерференционных полос; ψ — угол между направлением нормали \vec{n} и направлением наблюдения или освещения (см. рис. 86). Если угол ψ мал, то цена интерференционной полосы минимальна и равна $\lambda/2$.

В проведенных экспериментах расстояние от образца до голограммы и радиус кривизны освещающего пучка имели порядок 10^3 мм. Образцы представляли собой прямоугольные пластины размером 120×100 мм и изготовлялись из листов стали ($E = 2 \cdot 10^5$ МПа, $\nu = 0,35$) и органического стекла ($E = 2900 \div 3500$ МПа, $\nu = 0,44$) толщиной 1 и 3 мм соответственно.

Результаты экспериментов

При проведении описываемых ниже экспериментов преследовались две цели. С одной стороны, получить наглядные иллюстрации некоторых общих закономерностей поперечного изгиба тонких пластин, а с другой — проде-

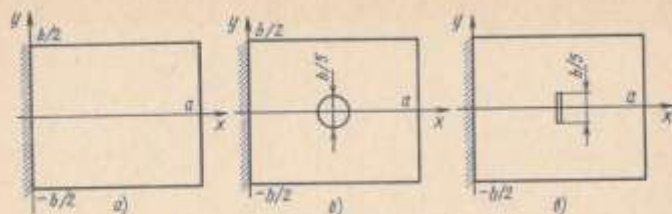


Рис. 87. Образцы для исследования изгиба консольных пластин ($a = 120$ мм, $b = 100$ мм):
 a — сплошная пластина; b — пластина с отверстием; c — пластина с разрезом

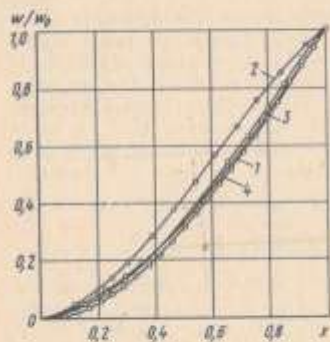


Рис. 88. Картины интерференционных полос при изгибе гладких консольных пластин:
 a — стальной образец без подкрепления;
 b — стальной образец с ребром жесткости;
 c — образец из органического стекла без подкрепления

Рис. 89. Зависимости прогиба на средней линии образцов:
 1 — рассчитаны по формуле (111); 2 — для стального образца; 3 — для стального образца с подкреплением; 4 — для образца из органического стекла

монстрировать относительную легкость получения результатов методами голографической интерферометрии. Выбор в качестве объекта исследования консольных пластин определялся в основном простотой устройства нагружения.

Простейший вид нагружения консольных пластин — это изгиб прямоугольной сплошной пластины (рис. 87, a) сосредоточенной на свободном правом ($x = a$) краю нагрузкой. Распределение прогиба по полю образца можно оценить по известному уравнению изгиба [74], принимая в нем $w(x, y) = w(x)$.

Это соответствует работе пластины как балки. Функция $w(x)$ имеет вид

$$w(x) = \frac{3w_0}{2} \left(\frac{x^2}{a^2} - \frac{1}{3} \frac{x^3}{a^3} \right), \quad (111)$$

где w_0 — смещение правого свободного конца балки. В действительности изогнутая в x -направлении пластина будет изогнута и в y -направлении за счет коэффициента Пуассона, отражающего взаимосвязь деформаций в разных направлениях. В связи с этим она принимает форму седловой поверхности и функция (111) описывает прогиб очень приблизительно. На первый взгляд может показаться, что аппроксимация $w(x, y)$ функции (111) будет более точной, если зависимость прогиба от y исключить, подкрепляя пластину ребром жесткости на конце $x = a$. Тогда подкрепленный конец будет смещаться как жесткое целое: $w(a, y) = w_0$. Форма изогнутой поверхности пластины с ребром жесткости значительно слабее зависит от y , чем форма такой же пластины без подкрепления. Однако функция (111) аппроксимирует ее еще хуже. Объясняется это взаимосвязью деформаций.

Описанные особенности легко обнаруживаются и в экспериментах. На фотографиях типичных картин интерференционных полос, полученных при нагружении образцов с подкреплением и без него до уровня $w_0 = 25$ мкм (рис. 88), видно, что интерференционные полосы, представляющие собой линии уровня прогиба, изогнуты по краям пластины так же, как и должны быть для седловой поверхности. Причем их изгиб больше для образца из органического стекла, отличающегося более высоким значением коэффициента Пуассона, и существенно меньше для стальной пластины, подкрепленной ребром жесткости. Рассматривая форму прогиба на средней линии $y = 0$ этих образцов (рис. 89), видим, что подкрепленный образец изгибается даже качественно иначе, чем образцы без подкрепления. Примерно в точке $x/a = 2/3$ отчетливо наблюдается перегиб кривой $w(x, 0)$. В этом месте пластины изгибающие моменты исчезают, а напряжения оказываются наименьшими. Подкрепляющее действие ребра жесткости, как будет видно далее, окажется еще более эффективным при изгибе образцов с концентраторами напряжений.

Детали поведения разных образцов относительно трудно проследить непосредственно по картинкам интерференционных полос. Они становятся наглядными, если образовать разностный муар, который дает количественную информацию о различиях сравниваемых картин полос. Для этого необходимо наложить друг на друга две системы интерференционных полос. Полученные при этом муаровые линии являются линиями уровня разности прогибов, отвечающих исходным интерференционным картинкам (рис. 90). На

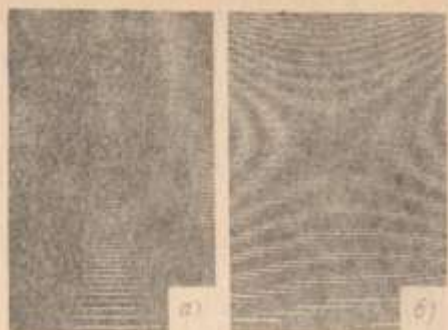


Рис. 90. Муар разности прогибов сплошных консольных пластин: а — разность прогибов в стальном образце и образце из органического стекла; б — разность прогибов в стальных образцах с подкреплением и без него



Рис. 91. Муар механического дифференцирования интерференционных сплошных консольных пластин. Верхний ряд получены при сдвиге вдоль оси Oy на 10 мкм; а, б — для стального образца без подкрепления и с подкреплением соответственно; в — для образца из органического стекла. Нижний ряд получен при сдвиге вдоль оси Ox на 10 мкм; г — для стального образца без подкрепления; д — для образца из органического стекла

Рис. 92. Зависимости, построенные на средней линии сплошных консольных пластин (1 — стальной образец без подкрепления; 2 — образец с ребром жесткости; 3 — образец из органического стекла): а — угол наклона касательных dw/dx ; б — кривизны d^2w/dx^2

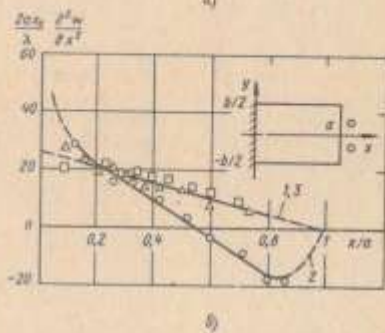
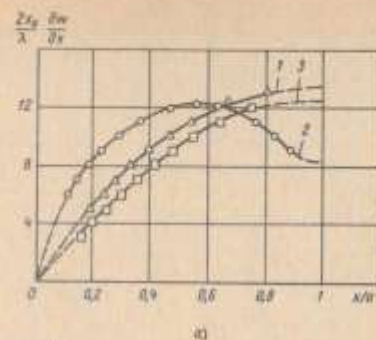
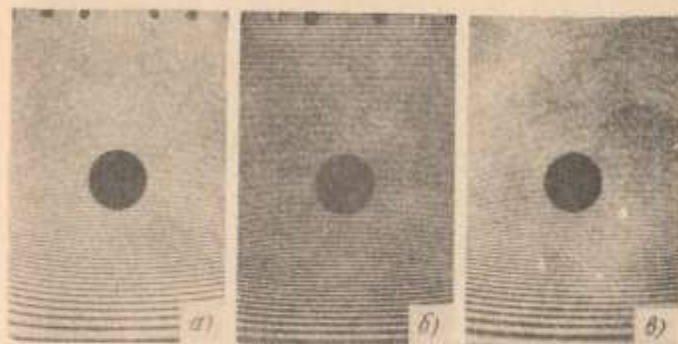


Рис. 93. Картины интерференционных полос при изгибе консольных пластин с круглым отверстием: а — стальной образец без подкрепления; б — стальной образец с ребром жесткости на конце $x = a$; в — образец из органического стекла



фотографиях видно, что изгиб в y -направлении образца из органического стекла сильнее, чем стального, с меньшим коэффициентом Пуассона ($\nu = 0,44$ и $0,35$ соответственно). А точка перегиба кривой $w(x, 0)$ пластины с ребром жесткости в действительности является гиперболической точкой функции $w(x, y)$.

Дифференциальный муар позволяет непосредственно наблюдать линии уровня частных производных прогиба. Этот вид муара получается при наложении двух идентичных интерференционных картин со сдвигом в выбранном направлении. Например, на рис. 91 приведена картина типичных муаровых полос, представляющих собой линии уровня частных производных $w(x, y)$ вдоль координатных осей: $\partial w/\partial x$ и $\partial w/\partial y$. На этих фотографиях также отчетливо прослеживаются все указанные выше особенности изгиба разных образцов. Последующее графическое дифференцирование кривых, построенных для $\partial w/\partial x$ на средней линии (рис. 92), дает возможность восстановить деформацию $\epsilon_{xx}(x, 0)$, а также оценить момент $M_{xx}(x, 0)$, пропорциональный ϵ_{xx} . На рис. 92, видно, что ребро жесткости действует как сосредоточенный на конце $x = a$ изгибающий момент. Именно с этим связано ухудшение аппроксимации функцией (111) поля прогибов $w(x, y)$ подкрепленной пластинки.

Затем были исследованы образцы с центральным круглым отверстием (см. рис. 87, б). Примем, как и в предыдущем случае, было взято два стальных образца, с подкреплением и без него, и образец из органического стекла.

На картинах интерференционных полос, полученных при нагружении до уровня $w_0 = 25$ мкм (рис. 93), вновь легко прослеживаются и подкрепляющее влияние ребра жесткости, и увеличение кривизны в y -направлении образца из органического стекла по сравнению со стальным. Эти эффекты еще заметнее на муаровых картинах (рис. 94 и 95). Разностный муар на рис. 94 позволяет сравнить прогибы в образцах с отверстием и без него. Поле прогибов пластины с отверстием всегда может быть представлено в виде суммы двух частей: $w_1(x, y)$ — прогиба пластины без отверстия, нагруженной так же, как и исходный образец, и $w_2(x, y)$ — возмущения, вносимого отверстием,

$$w(x, y) = w_1(x, y) + w_2(x, y). \quad (112)$$

Зная значение $w_2(x, y)$, можно оценивать степень концентрации напряжений около отверстия. Разностный муар (см. рис. 94) позволяет непосредственно наблюдать функцию $w_2(x, y)$ и дает ее количественную оценку. Показанный на рис. 94 муар получался наложением интерференционных полос для образцов без отверстия (см. рис. 88) и с отверстием (см. рис. 93), поэтому он определяет разность прогибов, отвечающих сравниваемым интерференционным картинкам. Эта разность является возмущением $w_2(x, y)$, вносимым отверстием. Видно, что в пластине с ребром жесткости не возникает концентрации напряжений, поскольку возмущение $w_2(x, y)$ практически одинаково по ширине и представляет собой в основном жесткий поворот средней части образца. Так что в этом случае отверстие не вызывает значительного перераспределения прогиба, хотя и делает пластину менее жесткой.



Рис. 94. Разностный муар интерференционных картин образцов с отверстием и без него: а — стальные образцы без ребра жесткости; б — стальные образцы с подкреплением; в — образец из органического стекла



Рис. 95. Муар механического дифференцирования интерферограмм концентральных пластин с круглым отверстием. Верхний ряд получен при сдвиге вдоль оси Ox на 10 мм: а, б — для стального образца без подкрепления и с подкреплением соответственно; в — для образца из органического стекла. Нижний ряд получен при сдвиге вдоль оси Oy на 10 мм: а — для стального образца без подкрепления; б — для образца из органического стекла

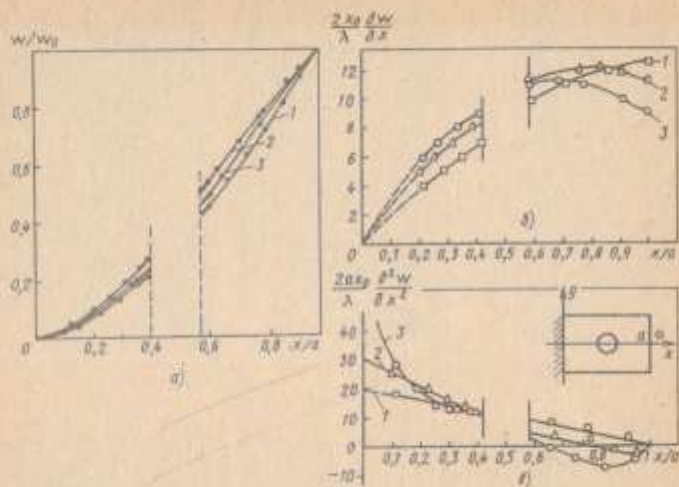


Рис. 96. Кривые распределения на средней линии образцов с центральным круглым отверстием (1 — образец из органического стекла; 2 — стальной образец без подкрепления; 3 — стальной образец с ребром жесткости): а — прогибов; б и в — их производных

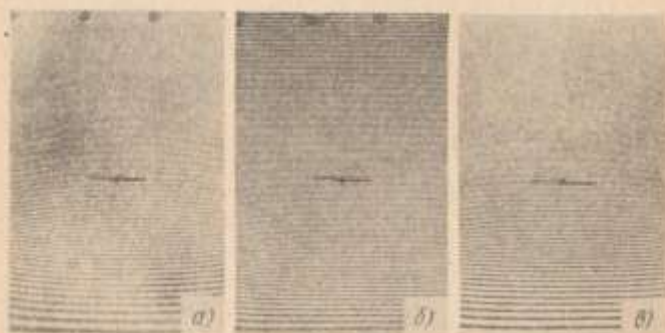


Рис. 97. Интерференционные картины для консольных пластин с центральным разрезом: а — стальной образец без подкрепления; б — стальной образец с ребром жесткости на конце $x = a$; в — образец из органического стекла

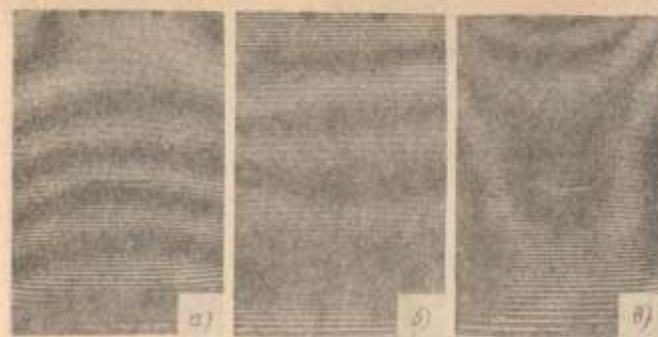


Рис. 98. Разностный муар прогибов в образцах с разрезом и без него ($w_0 = 25$ мм): а — стальной образец без подкрепления; б — стальной образец с ребром жесткости на конце $x = a$; в — образец из органического стекла

Возмущения $w_2(x, y)$ в образцах без подкрепления также отличаются между собой, что позволяет проследить влияние изменения толщины и коэффициента Пуассона.

Дифференциальный муар на рис. 95 дает информацию о частных производных dw/dx и dw/du поля прогиба. В свою очередь, изменение шага муаровых полос на этих картинах определяет кривизну d^2w/dx^2 , d^2w/du^2 , $d^2w/(dxdu)$, связанные с моментами напряженной по закону Гука. На рис. 95 отчетливо видно, что ребро жесткости полностью снимает концентрацию деформаций (и моментов) около отверстия, в то время как в образцах без подкрепления коэффициент концентрации момента M_{xx} колеблется от 1,3 для стальной пластины до 1,5 для пластины из органического стекла.

Распределения прогибов и их производных dw/dx и dw/du на средней линии образцов (рис. 96) еще раз иллюстрируют подкрепляющее влияние ребра жесткости и отличия в работе стальной пластины из органического стекла.

Указанные особенности изгиба образцов с отверстием сохраняются в полной мере и для пластин с центральным разрезом (см. рис. 87, а). Как и ранее, были исследованы две стальные пластины, одна из которых имела ребро жесткости на свободном конце $x = a$ и пластина из органического стекла без подкрепления.

На типичных интерференционных картинах (рис. 97), картинах разностного (рис. 98) и дифференциального (рис. 99) муара видно, что ребро жесткости вновь разгружает пластину, полностью снимая концентрацию напряжений около разреза. А в образце из органического стекла на берегах разреза наблюдается скачок смещения, значение которого меньше чем $\lambda/2$, в связи с чем его не удалось оценить количественно. Для наблюдения скачка был получен разностный муар (рис. 100) одной и той же интерференционной картины для образца из органического стекла с разворотом ее на 180°

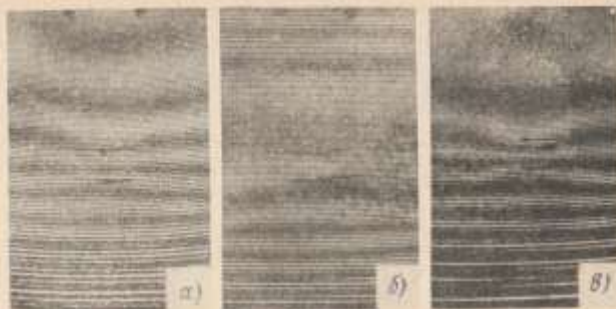


Рис. 99. Муар механического дифференцирования интерферограмм консольных пластин с центральным разрезом. Верхний ряд получен при сдвиге вдоль оси Ox на 10 мм:

а, б — для стального образца без подкрепления и с подкреплением соответственно; а — для образца из органического стекла.

Нижний ряд получен при сдвиге вдоль оси Oy на 10 мм:

а — для стального образца без подкрепления; б — для образца из органического стекла



Рис. 100. Муар разности прогибов $w(x, y)$ и $w(a - x, y)$ для алексигласового образца с центральным разрезом

вокруг центра трещины. Это позволило визуализировать скачок прогиба, так как сравнивались функции $w(x, y)$ и $w(a - x, y)$. Видно, что разрез охватывает замкнутая муаровая полоса, вызвать которую может только скачок прогиба.

Показанные на рис. 101 распределения прогибов и их производных по средней линии образцов с разрезами иллюстрируют различное поведение трех образцов.

Таким образом, представленные результаты экспериментов по изгибу

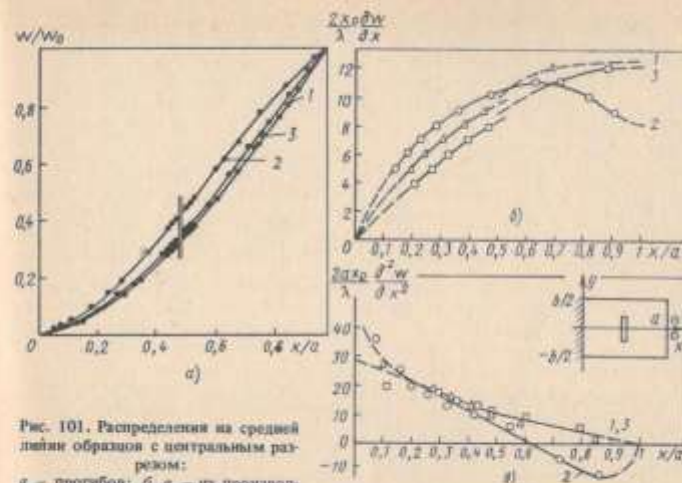


Рис. 101. Распределения на средней линии образцов с центральным разрезом:

а — прогибов; б, в — их производных; 1 — стальной образец без подкрепления; 2 — стальной образец с ребром жесткости; 3 — образец из органического стекла без подкрепления

консольных пластин показывают, что во всех случаях ребро жесткости на свободном конце $x = a$ разгружает среднюю часть образцов, снимая концентрацию напряжений на отверстиях. Эффекты концентрации усиливаются при увеличении толщины или коэффициента Пуассона. Все это относительно легко наблюдается при исследовании методами голографической интерферометрии, которые позволяют измерить поле прогиба одновременно и бесконтактно по всему образцу с интерферометрической точностью и высокой чувствительностью. Более того, методы голографической интерферометрии эффективнее именно при исследовании поперечного изгиба, и их применение в этой области весьма перспективно.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

Суть голографического неразрушающего контроля состоит в том, что место локализации дефекта определяется по аномалиям картины интерференционных полос [20]. Например, если голограмма записывается методом двух экспозиций, то для обнаружения сквозной трещины длиной 1 мм в стальном листе к нему надо приложить растягивающие напряжения приблизительно нескольких десятков мегапаскалей. Типичный вид картин интерференционных полос такой же, как на рис. 74 и 75.

Внутренние дефекты также могут быть обнаружены, если они вызыва-



Рис. 102. Интерферограмма сферической оболочки при нагружении внутренним давлением



Рис. 103. Интерферограмма сферической оболочки при большом уровне нагружения по сравнению с интерферограммой, показанной на рис. 102



Рис. 104. Картины интерференционных полос диска при изгибе: а - отсутствует дефект; б - присутствует дефект; в - муаровая картина при наложении первых двух картин

ют достаточно сильное возмущение поля смещений (а значит, и интерференционной картины) на наблюдаемой поверхности образца. Рассмотрим, например, интерферограммы одной и той же сферической оболочки при разных уровнях нагружения внутренним давлением (рис. 102, 103). На внутренней поверхности сферы были нанесены два надреза и одно отверстие глубиной примерно на половину толщины оболочки. На рисунках видно, что дефекты четко проявляются в аномалиях картин интерференционных полос. Следует отметить, что важную роль при выявлении дефектов играет уровень нагрузки, причем большая нагрузка не всегда приводит к лучшему выявлению дефекта. Это, в частности, видно из сравнения рис. 102 и 103. Несмотря на меньшую нагрузку, аномалии полос вокруг дефектов на рис. 102 более существенны.

Следует иметь в виду, что возмущение поля перемещений, вызванное дефектом, существенно зависит от его ориентации по отношению к приложенной нагрузке и места расположения в исследуемом образце. Поэтому чаще дефекты проявляются лишь в искривлении и незначительном изменении шага полос. Это существенно затрудняет задачу их обнаружения и локализации непосредственно по интерференционным картинкам. В таких случаях большого успеха можно добиться, наблюдая возмущение поля перемещений по муаровой картине, что дает возможность надежно выявить дефект.

Рассмотрим теперь картину интерференционных полос (рис. 104) для круглого, защемленного по окружности диска при изгибе его равномерно распределенной нормальной нагрузкой (диаметр диска 200, толщина 4 мм, материал дюраль). Видно, что полосы представляют собой семейство концентрических круговых колец (рис. 104, а), значит, диск не имел никаких заметных дефектов. Затем на него были нанесены три надреза глубиной 0,7 и длиной 40, 10, 5 мм. Интерференционная картина, записанная при том же уровне нагружения, что и первая, показана на рис. 104, б. Здесь полосы уже не являются круговыми концентрическими кольцами. Однако по этой картине можно лишь утверждать, что в диске есть какой-то дефект, но нельзя указать места их расположения. Муаровые полосы (рис. 104, в), полученные при наложении первых двух картин (рис. 104, а, б), окружают места локализации дефектов и дают тем самым возможность уверенно их обнаружить.

Другой пример решения качественной задачи — получение интерференционных полос, являющихся изобатами. Такие интерферограммы записывают с нормального направления. В этом случае изобаты по существу совпадают с изопахями. Для проверки этого утверждения был поставлен специальный эксперимент по вдавливанию жесткого штампа в упругую пластину на жестком основании. Сужение пластины в этом эксперименте можно оценить по известным формулам плоской контактной задачи [48]:

$$\{w(x, y)\} = -\frac{2\nu\sigma Q}{\pi E} \frac{\partial}{\partial y} \ln \frac{2\rho}{a} = \frac{2\nu\sigma Q}{\pi E} \operatorname{Im} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 - 1}}; \quad (113)$$

$$\text{где } \rho = \sqrt{\xi\xi_1}; \quad \xi = z - \sqrt{z^2 - 1}; \quad z = x + iy.$$

Эта задача интересна тем, что здесь, кроме плавного изменения толщины пластины вдали от подошвы штампа, где изобаты приближаются к окру-

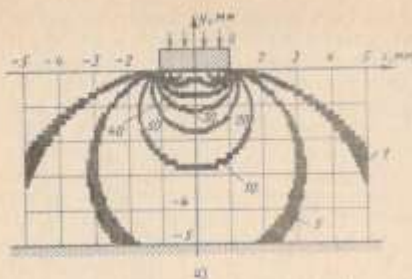


Рис. 105. Картина интерференционных полос:
а - полученная расчетом по формулам (113); б - в эксперименте

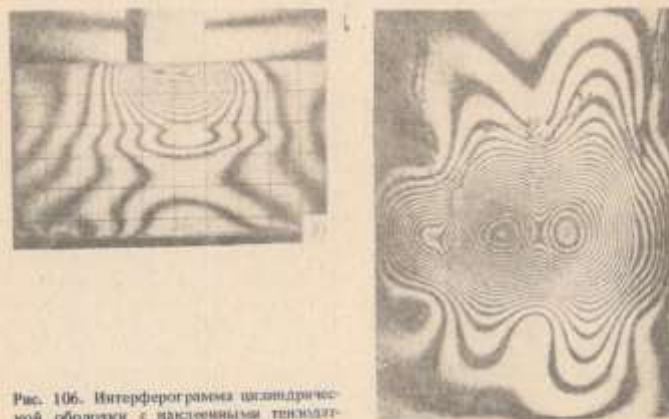


Рис. 106. Интерферограмма цилиндрической оболочки с наклеенными тензодатчиками

ностям, как и в задаче Фламина [48], есть и резкое изменение в окрестности штампа. Форма изобат, рассчитанных по формулам (113) для полубесконечной пластины, показана на рис. 105, а. Номера полос, указанные на рисунке, соответствуют некоторому произвольному масштабированию сужения, выбранному из удобства счета. В силу двоякости задачи это не может изменить форму изобат. На рис. 105, б приведена голографическая интерферограмма, полученная методом двух экспозиций с нормального направления к плоскости объекта. Полосы представляют собой линии одинакового уровня нормальной компоненты смещения $w(x, y)$. Сравнение полос на рис. 105, а и б позволяет сделать вывод о возможности использования голографической интерферометрии для решения подобных задач.

Голографические методы, являясь высокочувствительными и бесконтактными, позволяют в ряде случаев оценивать применимость других методов исследования, например тензометрии. Тензодатчики, наклеиваемые

на объект, могут изменять поле деформаций. Их нагрев при прохождении тока вызывает дополнительные температурные деформации. Эти факторы приходится учитывать, особенно если исследуются напряженно-деформированные состояния тонких оболочек. Так, интерферограмма тонкой стальной цилиндрической оболочки (толщина 0,15 мм) с наклеенными на ее поверхность тремя тензодатчиками (рис. 106) получена методом двух экспозиций: одна, когда датчики обесточены, вторая - при прохождении тока через тензосопротивления. Картина полос характеризует температурные деформации, вызванные локальным нагревом в местах крепления датчиков. Это вызывает искажения результатов тензометрирования.

Приведенные примеры иллюстрируют возможности решения качественных задач голографическими методами. Для получения количественной информации необходимы обработка и расшифровка интерферограмм, которые рассмотрены ниже.

4. ОБРАБОТКА ИНТЕРФЕРОГРАММ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В гл. 2 и 3 показано, что основные резервы дальнейшего повышения точности голографических измерений заключаются в снижении погрешности отсчета дробной доли полосы.

Возможны два пути снижения этой погрешности: за счет схемных решений и посредством обработки интерферограмм на ЭВМ.

Рекомендации по снижению уровня пространственных шумов в изображении схемным путем, которые могут быть даны на основании результатов, полученных в п. 4 гл. 2, сводятся в простейшем случае к приближению голограммы к исследуемому объекту, увеличению ее апертуры и диаметра сканирующей диафрагмы. Добиться требуемого результата таким путем удастся не всегда. Это связано с тем, что увеличение апертуры голограммы и ее приближение к объекту приводит к росту погрешности определения вектора смещения, а увеличение сканирующей диафрагмы ограничено наименьшим расстоянием между интерференционными полосами для обеспечения неискаженного ввода исследуемого изображения.

Другими словами, требования снижения погрешности отсчета дробных долей полос и погрешности определения компонент (или модуля) вектора смещения, обусловленной геометрией схемы интерферометра, являются противоречивыми, поэтому схемы интерферометра, учитывавшие все требования, часто не дают возможности получить удовлетворительную погрешность определения векторов смещений или деформаций. В таком случае целесообразно работать со схемой, имеющей оптимальную геометрию, а уровень пространственных шумов снижать обработкой изображений на ЭВМ. С практической точки зрения это правильно еще и потому, что в изображении, введенном в память ЭВМ, кроме шумов, обусловленных шероховатостью исследуемого объекта и когерентными свойствами освещающего источника, дающих основной вклад в погрешность, присутствуют шумы, обусловленные характеристиками регистрирующего голограмму материала (нелинейность записи, зернистость, усадка фотозумльона и др.) и электрон-

ными целями устройства. Кроме того, изображение содержит низкочастотный шум, обусловленный как оптическими свойствами и геометрией поверхности исследуемого объекта, так и неравномерностью интенсивности в сечениях освещающих и опорных пучков и их возможными вариациями.

Для решения вопроса о выборе способа обработки бывает целесообразно оценить статистические характеристики шума в анализируемых интерферограммах. Рассмотрим этот процесс на примере анализа статистических характеристик поля яркости, часто называемого спекл-структурой восстановленного с голограммы изображения (рис. 107).

Образцом служила шоссейная металлическая пластина с шероховатой поверхностью. Для ввода изображения было использовано электромеханическое устройство, а обработка данных велась с помощью комплекса на базе микроЭВМ "Электроника-60". Результаты расчета статистических характеристик поля яркости изображения приведены на рис. 108. Они выведены из ЭВМ на фотопленку с помощью устройства микрофильмирования "Караг". Вверху показан результат сканирования изображения в 512 точек вдоль выбранного направления (1,77 и 4,27 соответственно минимальное и максимальное значения). Апертура голограммы $a = 1,7$ мм, а диаметр сканирующей диафрагмы $d = 50$ мкм. Слева внизу приведена корреляционная функция, а справа — спектр мощности яркости изображения.

Сравнивая теоретические (п. 4 гл. 2) и экспериментальные результаты при определении средней яркости изображения (рис. 109), можно считать совпадение вполне удовлетворительным. На рис. 109 различными знаками показаны экспериментальные результаты, полученные для трех значений сканирующей диафрагмы d , а кривая соответствует теоретическим результатам. Рассматривая зависимость относительной дисперсии яркости от считывающей диафрагмы и диаметра восстанавливающего пучка (рис. 110), видим, что уровень шумов падает с увеличением как апертуры голограммы, так и сканирующей диафрагмы. Полученные результаты служат для принятия решения о целесообразности обработки изображений.

Анализ спектра мощности спекл-структуры, являющейся помехой в интерферограмме, позволяет заключить, что для увеличения отношения сигнал/шум может быть весьма эффективной частотная фильтрация, так как спектр сигнала обычно уже спектра помехи. Рассмотрим результаты частотной фильтрации смеси синусоидального сигнала с "белым" шумом (рис. 111), реализованной с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ). Видно, что средний контраст интерференционной картины с ростом дисперсии шума, которая зависит от шероховатости поверхности σ , падает, но независимо от уровня шумов после фильтрации уверенно различаются не только экстремумы полос, но и их доли, так как характер сигнала позволил применить узкополосный фильтр.

Другая возможность увеличения отношения сигнал/шум заключается в цифровом интегрировании суммы постоянного сигнала и флуктуационной помехи. Известно, что осреднение n результатов измерения постоянной величины, выполненных с интервалом, превышающим интервал корреляции шума, снижает дисперсию среднего в n раз. Оценим требуемое число измерений n по голографической интерферограмме.



Рис. 107. Спекл-структура восстановленного с голограммы изображения

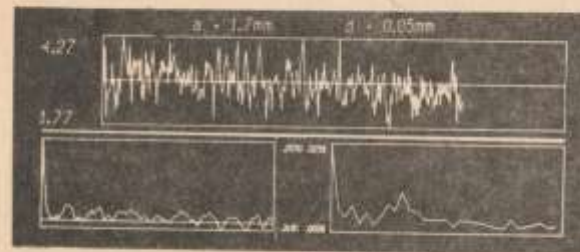


Рис. 108. Статистические характеристики поля яркости изображения

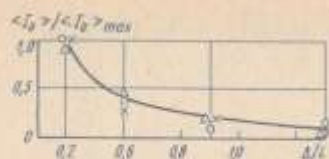


Рис. 109. Теоретические и экспериментальные результаты относительной средней яркости изображения без поворота от относительного разрешения оптической системы:
 ○ — при $d = 10 \text{ мкм}$; △ — при $d = 50 \text{ мкм}$; × — при $d = 100 \text{ мкм}$.

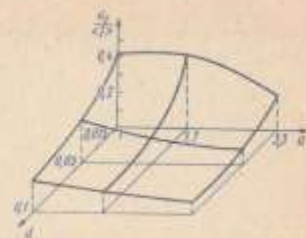


Рис. 110. Зависимость относительной дисперсии яркости от размера считывающей диафрагмы и диаметра восстанавливающего пучка

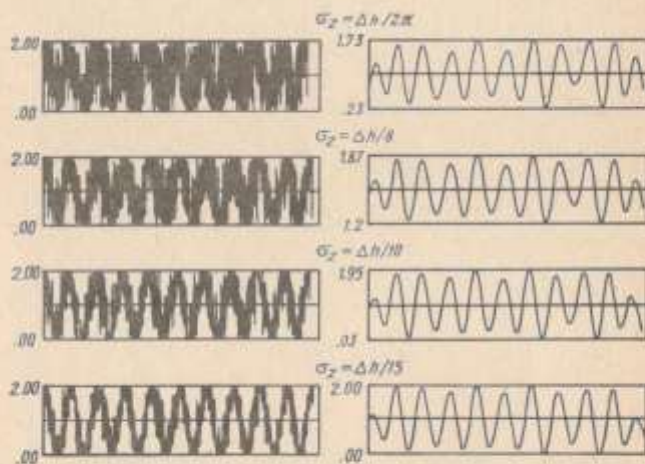


Рис. 111. Частотная фильтрация смеси синусоидального сигнала с "белым" шумом

Относительная дисперсия шума голографического изображения, определяемая экспериментально, имеет значение $\sigma_I = 0,15$ (см. рис. 108), что соответствует $V = 0,9$. Согласно рис. 20 погрешность ΔN , отнесенная к одной полосе, при этом составляет $\sim 15\%$.

Обеспечение относительной погрешности, равной не более 5%, требует контраста интерференционной картины $V = 0,95$, что соответствует относительной дисперсии яркости $\sigma_I^* = 0,025$. Для получения такого уменьшения погрешности нужно провести n измерений:

$$n = \left(\frac{\sigma_I}{\sigma_I^*} \right)^2 = \left(\frac{0,15}{0,025} \right)^2 = 36.$$

Рис. 112. Топограммы наклонной плоскости и усеченного конуса



При проведении различных измерений постоянного значения яркости необходим правильный выбор точек отсчета. Они должны лежать на линии равного смещения, и расстояние между ними должно превышать интервал корреляции шума. В общем случае это невозможно, поскольку смещение нам заранее неизвестно. Однако интервал корреляции обычно достаточно мал ($\lesssim 100 \text{ мкм}$), и длина отрезка, на котором уменьшается нужное число точек отсчета, невелика. Это дает возможность применить цифровое интегрирование на тех участках, где полосы можно считать прямыми линиями.

Рассмотрим особенности обработки интерферограмм на примере топограмм (рис. 112). Они выбраны потому, что среди всех интерферограмм имеют наибольший уровень пространственных шумов вследствие значительного, как правило, расстояния между объектом и голограммой и малого диаметра восстанавливающего пучка.

Действительные изображения восстанавливались пучком диаметром 5 мм и регистрировались на фотопленку. Сканирование осуществлялось апертурой размером 100 мкм.

Рассмотрим последовательную обработку одной строки изображения наклонной плоскости длиной 17 мм, с шагом 100 мкм, выводимую из ЭВМ СМ-4 с помощью устройства "Карат" (рис. 113). На рис. 113, а представлена необработанная строка изображения, проходящая перпендикулярно к интерференционным полосам. Рис. 113, б воспроизводит ту же строку, восстановленную по первым 50 (из 512) гармоникам разложения Фурье. Видно, что фильтр выбран неправильно, так как сигнал на восстановленной реализации практически отсутствует. На рис. 113, в представлена та же строка восстановления по 70 гармоникам. В данном случае спектры сигнала и помехи сильно перекрываются и в сигнале, восстановленном по 70 гармоникам, высок уровень шумов. На рис. 113, г приведен результат цифрового интегрирования по 30 параллельным строкам, отстоящим друг от друга на 0,2 мм, а на рис. 113, д — результат частотной фильтрации (оставлено вновь 70 первых гармоник), примененной к сигналу, показанному на рис. 113, г. На рис. 113, д видно, что комбинирование цифрового интегрирования и частотной фильтрации дает удовлетворительный результат. Основную роль в подавлении шумов и случае сильного перекрытия спектров сигнала и помехи играет цифровое интегрирование, что наглядно видно на рис. 114. Здесь одни кривые (рис. 114, а) вместе с исходным сигналом показывают

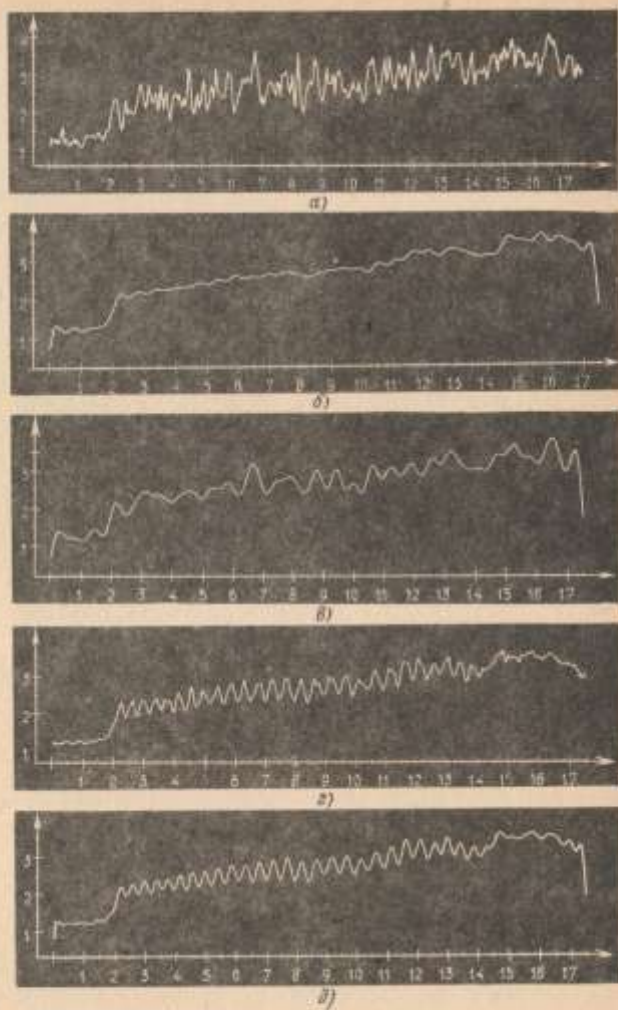


Рис. 113. Последовательная обработка указанной на товограмме строки и изображения наклонной плоскости

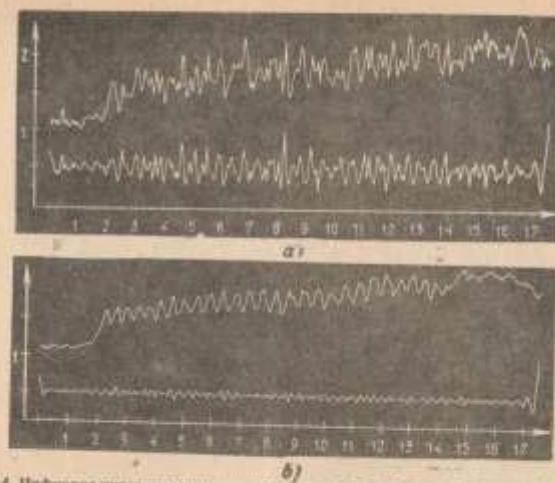


Рис. 114. Цифровое интегрирование сигнала: а — до обработки; б — после обработки

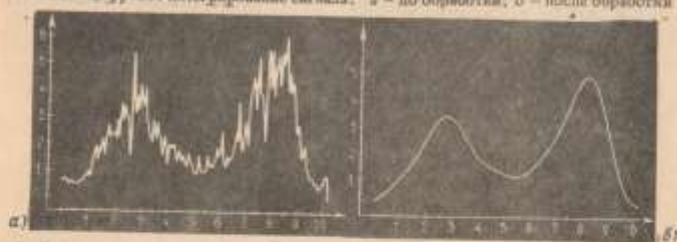


Рис. 115. Частотная фильтрация при практически перекрывающихся спектрах сигнала и помехи



Рис. 116. Аппроксимация реального сигнала гармоническими функциями



Рис. 117. Интерферогаммы плоской пластины при растяжении до обработки, после одномерной и двумерной Фурье-фильтрации соответственно



Рис. 118. Результаты одномерной и двумерной Фурье-фильтрации

входящий в него шум (гармоники 71 – 512), а другие – (рис. 114, б) – усредненную картину и входящий в нее шум (гармоники 71 – 512). Среднее квадратическое значение шума уменьшилось в 6 раз.

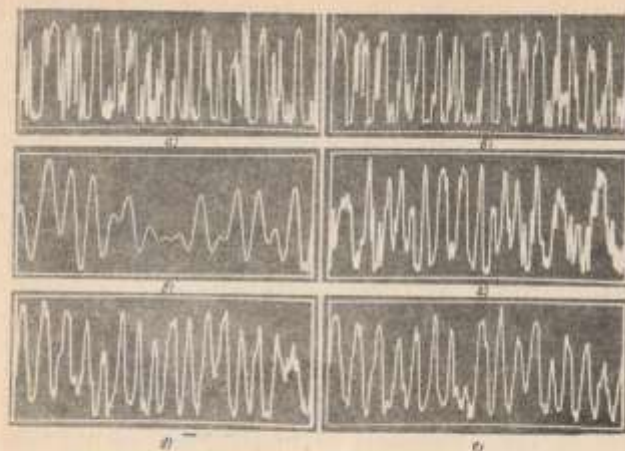
Аналогичный результат для строки длиной 22 мм получен при сканировании голограммы конуса вдоль линии, перпендикулярной к полосам (см. рис. 112).

Для зашумленного сигнала, спектр которого практически не пересекается со спектром помехи (рис. 115, а) частотная фильтрация сразу же дает удовлетворительный результат (рис. 115, б).

Практический интерес представляет также выделение середины интерференционных полос и аппроксимация изменения яркости между ними гармоническими функциями. Такая аппроксимация при решении многих задач экспериментальной механики является оправданной и существенно упрощает учет долей интерференционных полос при расшивке (рис. 116). Как было отмечено в п.2 гл. 2, этот способ может быть использован при непосредственном определении деформаций по интерферогамме.

Локальные экстремумы, которые могут появиться при высоком уровне шумов в изображении, исключает оператор с помощью графического дисплея "Дельта-М" со световым пером, входящего в состав ГИС на основе мини-ЭВМ СМ-4.

Двумерную частотную фильтрацию удобно проводить с использованием матричного процессора, описанного в п. 6 гл. 4. На рис. 117, а приведена фо-



тограмма исходной интерферогаммы с экрана телевизионного дисплея. Интерферогамма получена при растяжении плоской металлической пластины размером 40 × 80 мм и толщиной 0,5 мм, в центре которой имелось отверстие диаметром 8 мм. На рис. 117, б приведена фотография этой же интерферогаммы после построчной Фурье-фильтрации всего кадра, а на рис. 117, в – после двумерной фильтрации с помощью БПФ. Более наглядно результаты обработки видны на рис. 118. На рис. 118, а, б показаны функции яркости изображенная вдоль строки и столбца, отмеченные на рис. 117, а, на рис. 118, а, з – функции яркости вдоль тех же строки и столбца после построчной Фурье-фильтрации кадра, а на рис. 118, д, з – аналогичные функции после двумерной фильтрации.

Таким образом, сравнительно простая обработка изображений на ЭВМ является весьма эффективным средством снижения погрешности отсчета дробных долей интерференционных полос без усложнения схемы голографического интерферометра. Это позволяет выбрать интерферометр из соображений минимума методической погрешности, что в конечном счете обеспечивает высокую точность определения смещений, деформаций и параметров рельефа.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ

Для получения топографических карт использовался метод двух длин волн, имеющий ряд преимуществ перед другими голографическими методами. Первая экспозиция осуществляется на одной длине волны лазера (на-

пример, в криптоновой линии $\lambda_1 = 476,243$ нм), а вторая на другой длине волны (например, в аргонной линии $\lambda_2 = 476,486$ нм). Время экспозиции при использовании фотопластинок ВРЭ составляет 3–5 с. Восстанавливаемые с полученных таким образом голограмм изображения представляют собой топографические карты объектов. Для указанных линий шаг сечений равен 0,47 мм.

Сравняя изображения топографических интерферограмм двух одинаковых лопаток (рис. 119) нетрудно заметить, что у лопатки на рис. 119, а по сравнению с лопаткой на рис. 119, б сильно деформирован верхний правый угол и несколько выпрямлена средняя часть. Как уже говорилось, в ряде случаев такого сравнительного анализа оказывается достаточно для получения нужного результата. Например, по искривленным линиям уровня может быть легко выявлен дефект рельефа, по числу линий можно судить о кривизне поверхности предмета и т.д.

Однако большинство задач требует количественной расшифровки топографических интерферограмм, т.е. вычисления по интерферограмме расстояния любой точки поверхности от некоторой фиксированной плоскости, что позволяет построить профиль поверхности вдоль любого направления.

Чтобы определить разность высот между двумя точками, необходимо знать число интерференционных полос N между ними. Тогда $|z_1 - z_2| = N\Delta h$. Существенно отметить, что N может быть как целым, так и дробным числом. Рассмотрим процесс расшифровки, учитывая только целое число полос. В этом случае задача заключается в выделении середины полос и построении профилей поверхности. Обработка и расшифровка интерферограмм осуществлялась с использованием комплекса на базе мини-ЭВМ

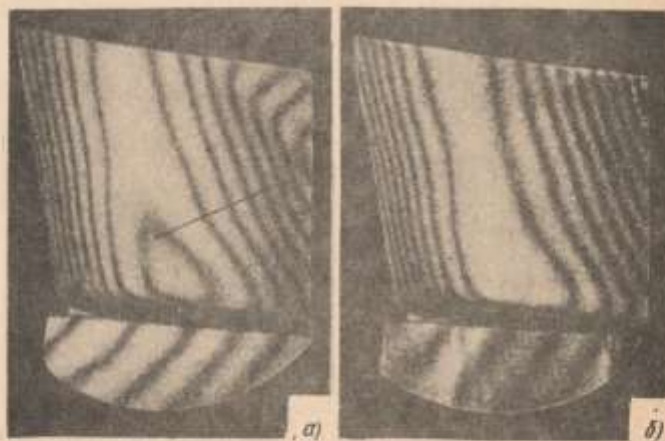


Рис. 119. Топографические интерферограммы двух одинаковых лопаток газотурбинного двигателя



Рис. 120. Топографическая карта лопатки после обработки на ЭВМ



Рис. 121. Профили лопатки, построенные по ее топографической карте

СМ-4. Восстановленное с голограммы действительное изображение с помощью устройства ввода на основе диссектора вводилось в ЭВМ. Размер кадра составляет 18×18 мм², а число вводимых точек изображения 2^4 . На первой стадии обработки вычислялись координаты середины интерференционных полос. Алгоритм был достаточно простым и включал в себя сглаживание, отсечку по заданному уровню и определение экстремума. Топографическая карта лопатки после обработки (рис. 120), выведенная на фото-пленку с помощью устройства микрофильмирования "Карат" образована линиями равного уровня, прошедшими по серединам темных полос. На второй стадии, используя полученные координаты середины полос и известную цену полосы $\Delta h \approx 0,47$ мм, ЭВМ строит профили поверхности лопатки вдоль задаваемых направлений (рис. 121). Профили лопатки представляют собой функции $z = f(x)$ при различных y , где x, y — координаты в плоскости лопатки, а z — нормальная координата. Значения z для разных точек поверхности могут быть также представлены в виде таблиц. Конечно, между темными полосами могут быть построены другие линии, соединяющие точки одинаковой яркости, которые также являются линиями равного уровня. Это значит, что измерение рельефа может осуществляться с раз- до большей точностью, чем $\Delta h/2$.

Рассмотрим результаты обработки одной строки топографической интерферограммы лопатки газотурбинного двигателя (рис. 122). Из рис. 122, а видно, что на полезный сигнал наложен как высокочастотный, так и низкочастотный шум. Последний обусловлен неравномерностью освещающего пучка и рассеивающими свойствами исследуемой лопатки.

Для уменьшения дисперсии шумов, как и ранее, были использованы цифровое интегрирование и частотная фильтрация сигнала. На рис. 122, б показан результат осреднения по 40 реализациям. Высокочастотный шум, оставшийся после осреднения, значительно меньше первоначального. На рис. 122, в показан сигнал на выходе фильтра нижних частот, верхняя граничная частота которого равна 0,6 линий на 1 мм (30 гармоник в разложении Фурье). Сравнение рис. 122, б и рис. 122, в показывает, что при использовании частотной фильтрации в сигнале велика доля низкочастотных шу-

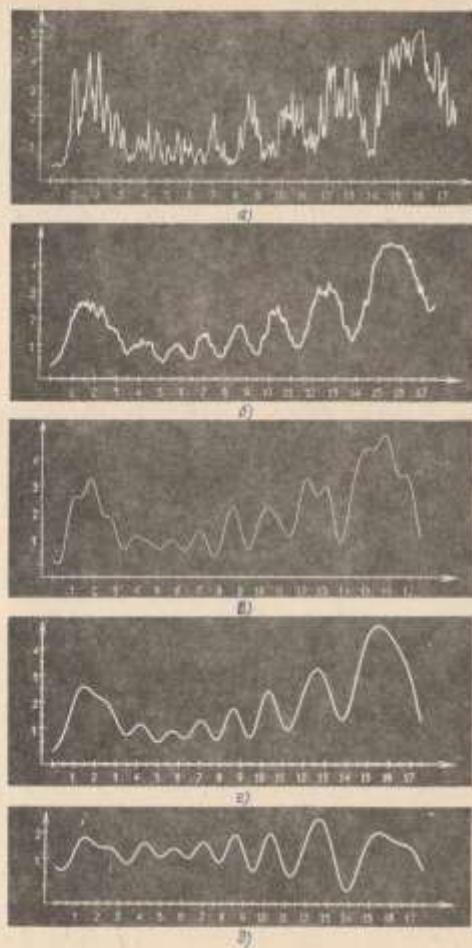


Рис. 122. Последовательная обработка указанной на той же странице лопатки строки

мов, а при цифровом интегрировании трудно устранить высокочастотный шум. На рис. 122, а приведен результат совместного действия частотной фильтрации и цифрового интегрирования. Как было отмечено, кроме спекшума на погрешность измерения существенное влияние оказывает неравномерность яркости изображения исследуемой лопатки, зависящая от неравномерности освещающего пучка, ее рельефа, качества поверхности и др. Эти причины вызывают появление низкочастотной помехи в спектре сигнала, которая также может быть отфильтрована. На рис. 122, б приведен сигнал за вычетом неравномерности яркости исследуемого изображения (первые пять гармоник разложения Фурье отсутствуют).

Используя обработанную таким образом интерферограмму, можно построить профиль с большой степенью детализации, так как частота сечений увеличивается примерно на порядок.

Минимальные границы интенсивности, которые возможно отсчитать, определяют порог чувствительности метода. Исследование влияния шероховатости на характер рассеянного излучения, направленное на снижение порога чувствительности, позволило установить связь параметров шероховатости (дисперсии, интервала корреляции) как с контрастом топографических полос, так и с дисперсией яркости изображения [4, 5]. Определение шероховатости по контрасту топографических полос или по дисперсии изображения в окрестности яркой полосы представляет значительный практический интерес, так как позволяет в принципе по одной топограмме определить и макрорельеф, и дисперсию шероховатости поверхности.

Теоретические исследования и эксперименты показали, что разрешение Δl , соответствующее максимуму дисперсии яркости, приблизительно равно интервалу корреляции высот неровностей исследуемой поверхности, а $\sigma_{L, \text{max}}/I$ практически линейно зависит от среднего квадратического отклонения шероховатости σ_2 при малых его значениях, т.е. в области ненасыщенных спекл-структур [4, 92-94]. Таким образом анализ изображения слабошероховатого объекта, полученного в когерентном свете, позволяет определить дисперсию шероховатости и ее интервал корреляции.

Аналогично мы попытались по топографической топограмме оценить шероховатость поверхности. Объектами служили плоские шероховатые поверхности, которые вначале обследовались на профилометре, включенном в состав комплекса на базе микроЭВМ "Электроника-60". Были рассчитаны для трех образцов статистические характеристики шероховатости: среднее значение, корреляционная функция, спектр мощности (рис. 123), среднее квадратическое отклонение σ_2 и интервал корреляции τ (табл. 7).

Таблица 7

Параметр	Образец		
	1	2	3
σ_2	0,58	0,650	0,186
τ	120,0	90,0	50,0

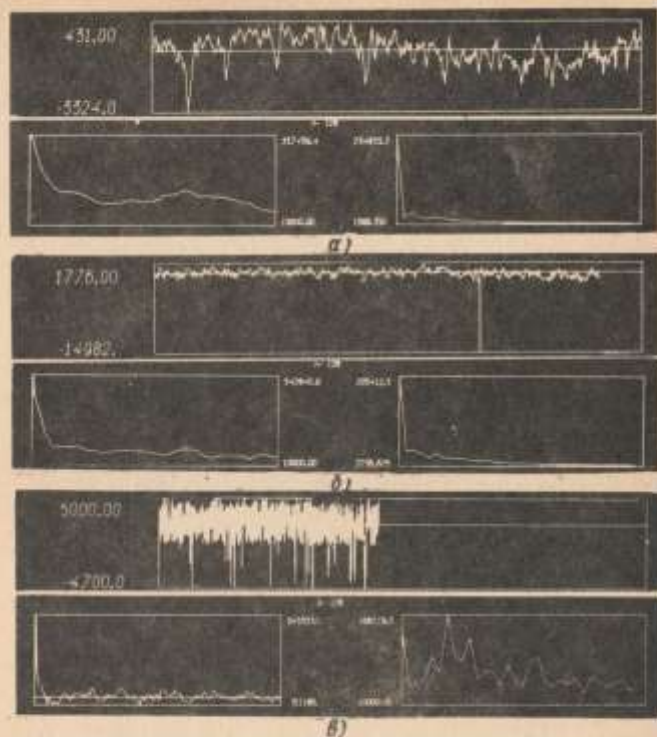


Рис. 123. Расчет статистических характеристик шероховатости для трех образцов

Затем были получены топограммы образцов. Восстановленные с них изображения сканировались вдоль ярких полос фотоприемником с диафрагмой 15 мкм, установленным в электромеханическом устройстве ввода. Диаметр восстанавливающего пучка был выбран равным 10; 3,3; 1,7 и 1 мм, что соответствует линейному разрешению 10, 30, 60 и 100 мкм. В качестве примера на рис. 124 приведены статистические характеристики поля яркости только для образца 3.

Зависимость относительного среднего квадратического отклонения яркости от разрешения оптической системы (рис. 125, а) позволяет оценить интервалы корреляции высот неровностей, а зависимость на рис. 125, б — определить σ_z . Для образца 3 $r = 60$ мкм, для образца 2 $r = 80$ мкм, а для образца 1 $r > 100$ мкм. Это согласуется с профилометрическими измерениями

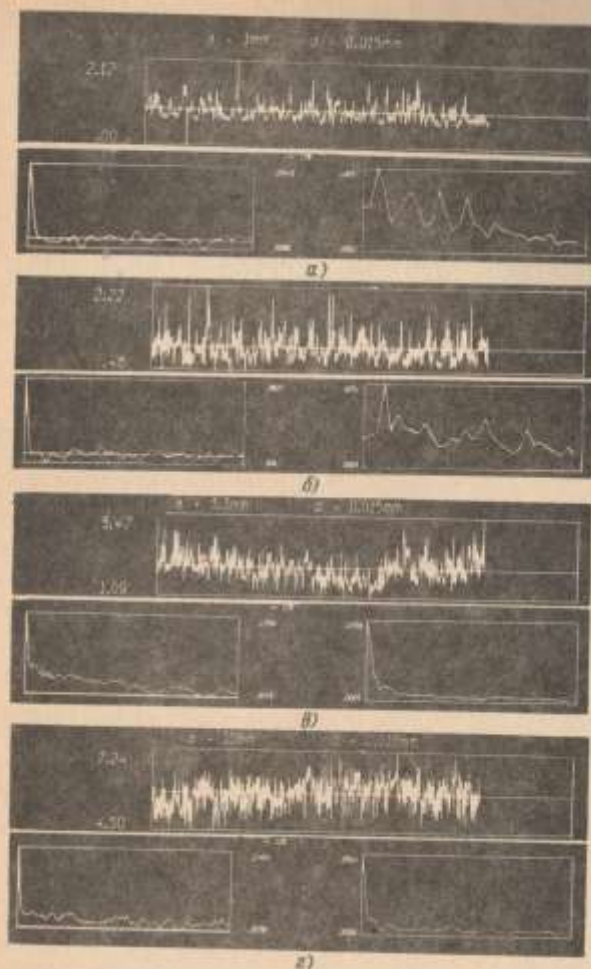


Рис. 124. Расчет статистических характеристик поля яркости изображения для образца 3 при различных значених апертуры:
а — $a = 1$ мм; б — $a = 1,7$ мм; в — $a = 3,3$ мм; г — $a = 10$ мм

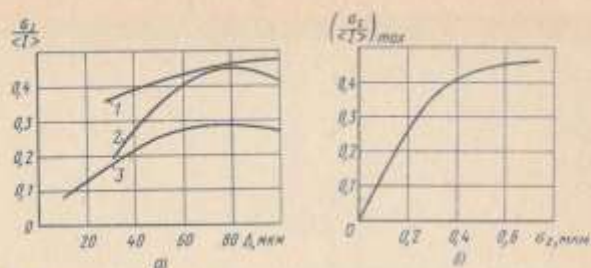


Рис. 125. Зависимость среднего квадратического отклонения яркости изображения от разрешающей способности оптической системы и связанный с ней зависимость максимального среднего квадратического отклонения яркости изображения от дисперсии шероховатости



Рис. 126. Зависимость контраста интерференционных полос от дисперсии шероховатости исследуемой поверхности для различных Δh : $a - \Delta h = 30$ мкм; $z - \Delta h = 64$ мкм; $3 - \Delta h = 130$ мкм; $4 - \Delta h = 200$ мкм

ми. Образцы 1 и 2 имеют практически одинаковые σ_z , но разные τ , что достаточно четко видно на рисунке. Таким образом, можно заключить, что параметры шероховатости σ_z и τ слабо шероховатой поверхности могут быть определены по голографическим топограммам, получаемым для анализа макрорельефа.

Другая интересная возможность определения σ_z заключается в измерении контраста топографических полос.

Связь контраста полос с дисперсией шероховатости (рис. 126) описывается выражением (см. п. 3 гл. 3):

$$\sigma_z \approx \frac{\Delta h}{2\tau} \sqrt{1 - V} \quad (114)$$

Метод опробован на плоском образце с дисперсией шероховатости $\sigma_z^2 \approx 16$ мкм². Были получены три топограммы этой поверхности с разным шагом $\Delta h = 470$ мкм, 64 мкм и 30 мкм (рис. 127).

С помощью электромеханического устройства ввода в ЭВМ "Электроника-60" вводился с каждой топограммы для усреднения по 10 строк, отстоящих друг от друга на 50 мкм. Шаг сканирования составил 20 мкм, а сканирующая диафрагма имела диаметр 30 мкм. После Фурье-фильтрации усредненного сигнала вычислялся контраст интерференционных полос. Результаты расчета контраста и соответствующие ему значения σ_z приведены в табл. 8. Из нее видно, что при использовании метода существенное значение имеет правильный выбор Δh .

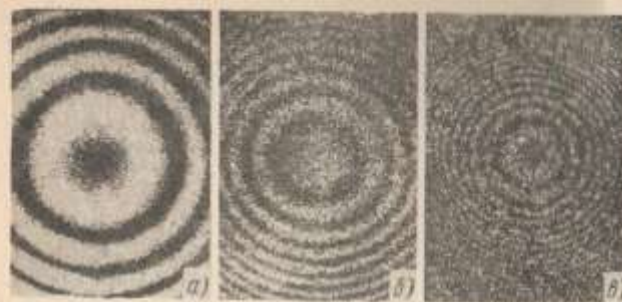


Рис. 127. Топографические интерферограммы исследуемой поверхности, полученные с различным шагом: $a - \Delta h = 470$ мкм; $b - \Delta h = 64$ мкм; $c - \Delta h = 30$ мкм

Оценки сделанные на основании формулы определения σ_z , позволяют заключить, что диапазон шероховатостей, которые могут быть определены этим способом, составляет 1 – 100 мкм. Поскольку для удовлетворительных по точности измерений пригодны лишь средние участки кривых (см. рис. 126), этот диапазон уже и составляет примерно 2 – 50 мкм. Однако и в этом случае он охватывает значительную часть практически встречающихся шероховатостей.

Таким образом, получая топографическую карту исследуемого объекта, можно одновременно определять параметры макро- и микрорельефа.

Δh	V	σ_z
470	0,98	1,2
64	0,79	5,5
30	0,29	4,1

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТОВ

Задачи исследования собственных форм колебаний, резонансных частот, распределения амплитуд вибраций имеют первостепенную важность, особенно в двигателестроении. Нами эти задачи решались применительно к таким объектам, как лопасти и диски компрессоров газотурбинных двигателей [19, 36, 37].

Обычно для получения вибрационных характеристик используются два пьезодатчика, один из которых служит для возбуждения объекта, а второй датчик с шумом — для сканирования вибрирующей поверхности. Этот способ исследования является очень трудоемким, сопряжен с большими временными затратами и часто сопровождается ошибками.

Голографические методы здесь настолько эффективны, что, несомненно, станут основными методами исследования. Они позволяют бесконтакт-

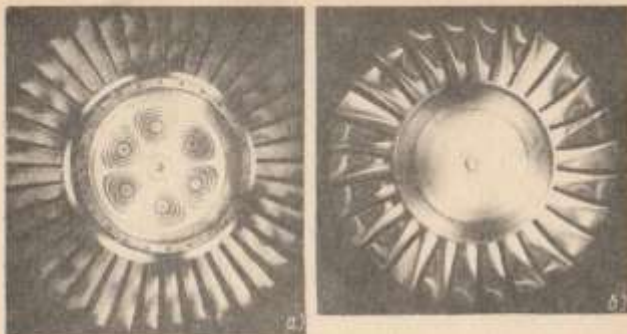


Рис. 128. Формы колебаний дисков с лопатками:
а — дисковая форма; б — лопаточная форма; в — одновременный резонанс диска и лопаток



Рис. 129. Интерферограмма вибрирующего латунного диска с лопатками

162

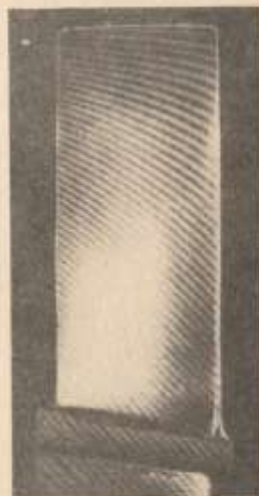


Рис. 130. Интерферограмма лопатки после поворота

ным образом сразу по всему полю объекта получить картину узловых линий и определить, если это необходимо, амплитуды вибраций точек поверхности. Время эксперимента существенно сокращается. Оно практически не зависит от размеров объекта и равно времени перестройки генератора колебаний в заданном диапазоне частот.

Если известны резонансные частоты колебаний объекта, то картину узловых линий и распределение амплитуд (рис. 128, 129) удобнее всего получать, используя метод усреднения (п. 1 гл. 2). Яркие полосы соответствуют узловым линиям.

Однако заранее резонансные частоты могут быть неизвестны. Кроме того, требуется подбор уровня возбуждения для получения ширины полос, удобной для обработки. В этом случае успешно может быть использован комбинированный метод, суть которого пояснена в п. 1 гл. 2.

Объект голографируется в невозбужденном состоянии, и обработка голограммы осуществляется на месте экспонирования в специальной юкете. Затем объект поворачивают на небольшой угол. Изображение, восстановленное с голограммы, интерферирует с волной, рассеянной реальным объектом после поворота, и на поверхности объекта появляются интерференционные полосы (рис. 130). На этом подготовительный этап заканчивается, и объект приводится в возбужденное состояние, например, с помощью вибростенда, питаемого от звукового генератора.

На резонансных частотах, когда устанавливается стоячие волны, в местах пучностей интерференционные полосы исчезают и сохраняются только там, где проходят узловые линии. При наблюдении объекта сквозь голограмму видна картина узловых линий, составленная из отдельных штрихов интерференционных полос. Если лопатка возбуждается на нерезонансной частоте, полосы размываются полностью. Таким образом, получив одну голограмму, можно определить все резонансные частоты. Картины можно фиксировать фотоаппаратом или кинокамерой (рис. 131, а — в). Время получения всех форм колебаний, как было отмечено в начале параграфа, определяется в основном временем перестройки частоты и экспонизацией.

Одновременно по ширине неразмытых участков полос можно контролировать уровень возбуждения, поскольку эти участки соответствуют точкам, амплитуда колебаний которых не превышает $0,19\lambda$ (п. 1 гл. 2). Определив резонансную частоту и уровень возбуждения, для более детального исследования распределения амплитуд вибраций можно получить голограмму методом усреднения на фотопластинке, устанавливаемой снаружи юкете. На рис. 132 видно, что яркие узловые линии полностью совпадают с расположением штриховых линий на рис. 131. Интерферограммы, приведенные на рис. 132, получены на тех же резонансных частотах, что и интерферограммы, показанные на рис. 131.

Как следует из п. 2 гл. 2, для определения значений виброрезонансов в исследуемых точках необходимо иметь три голограммы с трех различных направлений наблюдения (рис. 133). Первая интерферограмма (рис. 133, а) получена при совпадении биссектрисы угла между направлениями наблюдения и освещения с осью z системы координат, связанной с объектом (средняя плоскость лопатки — плоскость x, y). Вторая интерферограмма (рис. 133, б) получена при повороте лопатки на угол $\theta_1 = 20^\circ$ вокруг оси

163

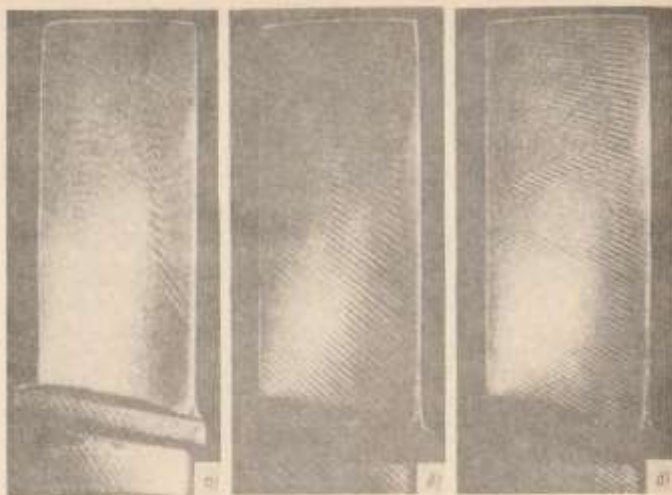


Рис. 131. Узловые линии для трех различных частот лопатки

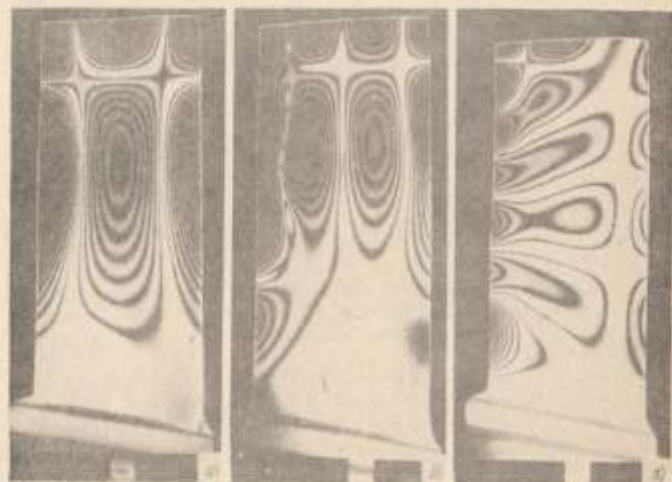


Рис. 132. Интерферограммы вибрирующей лопатки



Рис. 133. Интерферограммы вибрирующей на частоте 1000 Гц лопатки компрессора, полученные с трех направлений зрения (а, б, в)

у, а третья (рис. 133, в) — при повороте лопатки на угол $\beta_2 = 15^\circ$ ($\beta_1 = 0$) вокруг оси x . Результаты расчета амплитуд виброизменений вдоль кромки лопатки в микрометрах приведены в табл. 9 (табл. 9 — амплитуды виброизменения; u_x — проекция вектора виброизменения, направленного по x в плоскости томограммы).

Такая расшивка по трем интерферограммам является трудной. Для широкого класса так называемых тонких объектов (то есть объектов размера значительно больше третьей) интерференционный контраст виброизменений может быть существенно уменьшен [16]. Дело в том, что для этих объектов, к которым можно отнести обычные, а также специальные типы компрессорных лопаток, направления виброизменений (то есть направления практически совпадают с направлением нормали к соответствующим точкам. Тогда, получив по интерферограмме с таким направлением проекции вектора виброизменения на биссектрису угла β между l_1 и l_2

$$u_n = u \cos \beta \quad (115)$$

и зная угол β между биссектрисой и нормалью, можно найти u .

Направление нормали в каждой точке поверхности можно определить по топографической интерферограмме, которую можно получить известными методами (п. 1 гл. 3). Пусть сечение объекта является плоским, параллельными плоскости xy (рис. 134, а). Обозначим проекцию единичного вектора нормали $n(p_x, p_y, p_z)$ (рис. 134, а) в точке M на плоскости xy — n_0 , расстояние между двумя линиями уровня $h_0 = \Delta h$ (рис. 134, б). Рассмотрим перпендикулярное сечение объекта плоскостью xz (рис. 134, в). На рисунке видно, что

$$n_z = \frac{\Delta h}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta h^2}} \quad (116)$$

$$n_0 = \frac{\Delta h}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta h^2}}$$

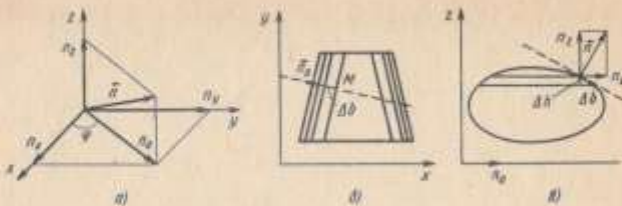


Рис. 134. Определение направления нормали по топографической интерферограмме



Рис. 135. Топографическая интерферограмма лопатки

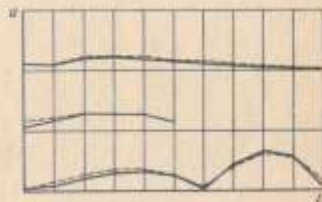


Рис. 136. Изменение амплитуд виброисменений вдоль кромок лопатки

4.75

Из рис. 134, б следует, что

$$n_x = n_0 \cos \varphi = \frac{\Delta h \cos \varphi}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}}; \quad (117)$$

$$n_y = n_0 \sin \varphi = \frac{\Delta h \sin \varphi}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}}; \quad 4.11$$

Таким образом, зная Δh и измерения на топограмме Δb и φ , можно определить единичный вектор нормали к поверхности объекта в любой точке [21]:

$$n = \left(\frac{\Delta h \cos \varphi}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}}, \frac{\Delta h \sin \varphi}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}}, \frac{\Delta b}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}} \right); \quad (118) \quad 4.12$$

Определив $\vec{n}_0 \vec{T}$, где $\vec{T}(r_x, r_y, r_z)$ — единичный вектор направления биссектрисы, имеем

$$\cos \beta = \frac{1}{\sqrt{\Delta h^2 + \Delta b^2}} (\Delta h r_x \cos \varphi + \Delta h r_y \sin \varphi + r_z \Delta b). \quad (119) \quad 4.13$$

Подставляя (119) в (115), находим амплитуду виброисменения u .

166

С другой стороны, по интерферограмме, по-
лученной в данном формировании с одного направления
можно найти проекцию вектора смещения на биссектрису
тогда $u = u \cos \beta$ (4.13)

Таблица 9

n_1	n_2	n_3	α
.160	.310	.130	.227
.490	.610	.430	.669
.930	1.060	.340	1.229
1.250	1.380	1.000	1.597
1.320	1.500	1.110	1.637
.930	1.000	.740	1.172
.160	.220	.090	.350
1.580	1.720	1.380	1.862
2.410	2.800	2.150	2.915
2.150	2.280	1.730	2.573
.230	.350	.350	.650
.610	.680	.470	.822
1.020	1.130	.870	1.216
1.020	1.130	.870	1.216
.800	.870	.680	.941
.420	.480	.360	.514
.300	.290	.330	.380
.740	.750	.540	1.017
.810	.870	.630	1.051
.730	.800	.540	1.023
.540	.620	.420	.738
.420	.470	.290	.649
.270	.300	.170	.462
.160	.200	.100	.297
.090	.080	.050	.169
.000	.000	.000	.000

Таблица 10

n_1	$\cos \beta$	α
.160	.983	.163
.490	.991	.495
.930	.993	.936
1.250	.997	1.254
1.320	.998	1.322
.930	.999	.931
.160	1.000	.160
1.580	1.000	1.581
2.410	1.000	2.411
2.150	1.000	2.151
.230	.995	.231
.610	.996	.613
1.020	.997	1.023
1.020	.996	1.024
.800	.988	.810
.420	.974	.431
.300	.974	.308
.740	.968	.764
.810	.955	.848
.730	.955	.765
.540	.949	.569
.420	.941	.446
.270	.932	.290
.160	.906	.177
.090	.906	.099
.000	.731	.000

167

$u = u \cos \beta$ (4.13)
 $u_0 (4.13) = u \cos \beta$ (4.13) и т.д.

Вставка на обороте стр. 3

На рис. 135 показана топографическая карта той же самой лопатки, что и на рис. 133, полученная с направлением, совпадающего с осью z , методом двух длин волн. Шаг сетки $\Delta h = 0,47$ мм. В табл. 10 приведены результаты расчета $\cos \beta$ и амплитуды вибро смещений u в микрометрах. Значения проекции u_1 взяты из табл. 9. Рассмотрим изменения амплитуд вибро смещения вдоль кромок лопатки (рис. 136), полученные с использованием поворота объекта (штриховые линии) и с использованием топографической интерферограммы (сплошные линии). Нижние кривые относятся к левой кромке, средние — к торцу, а верхние — к правой кромке. На рисунке видно, что измерение амплитуд вибро смещений вдоль кромок лопатки компрессора, основанное на использовании обоих методов, дало практически совпадающие результаты. Поэтому упрощенный метод расшифровки может быть рекомендован при исследовании "тонких" объектов.]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Насколько автору удалось выполнить поставленную задачу — рассмотреть как единое целое голографические измерительные системы, находящиеся на стыке различных областей науки и техники, — судить теперь читателям этой книги. В заключение хочется сделать несколько замечаний.

Возможности голографической интерферометрии далеко не исчерпываются лишь теми, что изложены здесь. Голография, особенно ее наиболее важная в прикладном отношении часть — голографическая интерферометрия, — молодая отрасль науки. Несмотря на большое число работ, методы голографической интерферометрии еще детально не отработаны, не выявлены все их возможности и в решении задач экспериментальной механики. В этом смысле необходимо объединение усилий для совместной работы специалистов в области голографии и в области механики. Важно расширить работы по методическому обеспечению голографических измерительных систем, направив их на создание инженерных методик измерения механических величин в определенных условиях с заданной точностью. Разработка таких методик должна базироваться на комплексном подходе, т.е. свойства объекта, измеряемые параметры и возможности выбранного метода должны рассматриваться не по отдельности, а как единый комплекс. Такое совместное рассмотрение приведет не только к более эффективному применению этих методов, но и к выявлению новых областей их использования.

Особенно хочется выделить необходимость углубления исследований в области неразрушающего контроля, так как здесь, благодаря бесконтактности, высокой чувствительности и возможности одновременного получения информации сразу о поле точек объекта, методы голографической интерферометрии должны сыграть чрезвычайно важную роль.

Для дальнейшего развития и совершенствования голографических измерительных систем существенное значение имеет разработка метрологического обеспечения, которое необходимо для обоснования достоверности получаемой информации, правильного применения тех или иных методов, рациональной организации голографического эксперимента. Необходим более полный анализ методических погрешностей всех методов голографической

интерферометрии, их проявления в различных условиях эксперимента, разработка аппаратных и программных методов их снижения.

Одним из центральных является вопрос автоматизации обработки и расшифровки голографических интерферограмм. В этом направлении существуют типичные промышленные испытания и есть голографические технологии, так как без решения этого вопроса невозможно широкое внедрение голографических методов в научные исследования и производство.

Решение перечисленных задач будет способствовать тому, что голографические методы станут одними из основных в арсенале научных работников и инженеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М. Голографический измерительный тип с помощью голограммной техники. — ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 2, с. 360-364.
2. Автоматизированный комплекс обработки голограмм / Н. В. Козлов, Ю. Н. Золотухин, В. А. Иванов и др. — Автоматика, 1980, № 3, с. 21-24.
3. Автоматический микропроцессор для обработки голограмм в цифровой фотографии / В. Ф. Горюнов, М. Н. Процино, М. Н. Шелестов и др. — В сб. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по метрологии, проводимой на основе применения ЭВМ. Новосибирск: ИАЭТ СО АН СССР, 1981, с. 147.
4. Анализ метрологических характеристик голографического голографического интерферометра для измерения параметров деформации / С. Т. Дз., А. В. Логинов, А. Г. Козыч и др. — Приборы и методы измерений, 1978, № 3, с. 23-27.
5. Анализ пространственных шумов в голографической интерферометрии в когерентном свете / В. Ф. Ким, А. Г. Козыч, А. В. Логинов, М. Н. Шелестов. — В сб. Голографические измерительные системы. Вып. 1. Новосибирск: ИАЭТ СО АН СССР, 1980, с. 2-26.
6. Анализ систем регистрации двумерных голограмм голографических измерительных систем. Вып. 2. Новосибирск: ИАЭТ СО АН СССР, 1981, с. 21-30.
7. Балашов Е. П., Пузанков Л. В. Метрологические и метрологические системы. М.: Радио и связь, 1981, 326 с.
8. Богомолов А. С., Власов Н. Г., Смирнова С. Н. Голографический измерительный метод голографической интерферометрии. — ЖТФ, 1973, № 3, с. 194-197.
9. Бораллик Л. А., Герасимов С. Н., Жданов В. А. Метрологические системы голографической голографической интерферометрии. Голографические измерительные системы: опыт определения компонент тензора деформации. — Приборы и методы измерений, 1983, № 1, с. 17-24.
10. Бутузов М. М., Белогородский В. А. Голографический метод голографических преобразователей. Л.: ДЛНТН, 1974, 34 с.
11. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. Нью-Йорк: М. Мак, 1982, 497 с.
12. Власов Н. Г., Процино В. Н., Шелестов М. Н. Голографический измерительный метод голографической интерферометрии. В сб. Тезисы VIII всесоюзной физики, 1975, т. 28, вып. 13, с. 2-6.
13. Власов Н. Г., Смирнова С. Н., Процино В. Н. Голографический измерительный метод голографической интерферометрии. — ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 3, с. 1104-1106.
14. Власов Н. Г., Штанко А. Е. Определение параметров тензора и знака интерференционных полос. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 1, с. 189-193.
15. Гершберг А. Е. Первичные голографические технологии и голографическая фотофизика. — М.: Энергия, Ленинград, 1974, 164 с.
16. Гинзбург В. М., Станков В. М. Голографическая техника. М.: Радио и связь, 1981, 296 с.

17. Голографическая измерительная система для решения задач экспериментальной механики / С. Т. Де, А. Г. Козачок, А. В. Логинов, Ю. Н. Солодков. — В кн.: Материалы 2-го Всесоюзного симпозиума "Оптическое приборостроение и голография". Кн. 2. Львов: 1976, с. 15—16.

18. Голографическая система для получения, обработки и расшифровки интерферограмм / С. Т. Де, А. Г. Козачок, А. В. Логинов, Ю. Н. Солодков. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 103—107.

19. Голографические методы исследований форм колебания сложных объектов / А. М. Васильев, Л. Д. Гук, Л. П. Гурьев и др. — В кн.: Материалы Всесоюзной конференции "Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ". — Новосибирск: ИАЭ СО АН СССР, 1972, с. 76—80.

20. Голографические неразрушающие исследования: Пер. с англ. / Под ред. Р. К. Эрфа; Под ред. В. А. Карасева. М.: Машиностроение, 1979, 448 с.

21. Голографический интерферометр с минимальной погрешностью измерения смещений и деформаций / С. Т. Де, А. Г. Козачок, А. В. Логинов, Ю. Н. Солодков. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 2. Новосибирск: НЭТИ, 1978, с. 20—50.

22. Голография — методы и аппаратура / Под ред. В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова. М.: Сов. радио, 1974, 376 с.

23. Гришин М. П., Курбанов Ш. М., Маркелов В. П. Автоматический ввод и обработка фотографических изображений на ЭВМ. М.: Энергия, 1976, 152 с.

24. Гуревич С. Б. Физические процессы в передающих телевизионных трубках. М.: Физматгиз, 1958, 400 с.

25. Гурьев Л. П., Кунов В. М., Нечев В. Г. Устройство ввода голографических интерферограмм в ЭВМ. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 1. Новосибирск: НЭТИ, 1976, с. 93—99.

26. Гурьев Л. П., Нечев В. Г. Об использовании дискоэкторов в ПЭС-матриц в устройствах ввода изображений в ЭВМ. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 2. Новосибирск: НЭТИ, 1978, с. 107—114.

27. Гурьев Л. П., Нечев В. Г. Устройство восстановления полутоновых изображений с перфоленты. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 3. Новосибирск: НЭТИ, 1980, с. 85—92.

28. Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В. Получение контуров рельефа методом двухдлинноволновой голографической интерферометрии. — В кн.: Материалы Всесоюзного семинара "Оптическая голография и ее применение". Л.: ЛДНТИ, 1974, с. 12—15.

29. Де Велле Д., Рейнольдс Д. Голография: Пер. с англ. / Под ред. И. А. Никольского. М.: Воениздат, 1970, 248 с.

30. Дирелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара: Пер. с англ. / Под ред. Б. Н. Ушакова. М.: Мир, 1974, 360 с.

31. Золотарев В. Ф. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок. М.: Энергия, 1972, 217 с.

32. Измерение деформаций и напряжений методами голографической интерферометрии / А. Г. Козачок, Г. Я. Кезердашвили, Ю. А. Ракуцкий, Ю. Н. Солодков. — В кн.: Голографические измерительные системы, вып. 1. Новосибирск: НЭТИ, 1976, с. 58—75.

33. Измерительная система для исследования статистических характеристик яркости изображений / С. Т. Де, А. Г. Козачок, Н. А. Логинова, В. В. Натальченко. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 3. Новосибирск: НЭТИ, 1980, с. 37—50.

34. Измерительно-вычислительная система для исследования напряженно-деформированного состояния объектов / В. И. Гужов, А. И. Дружинин, А. Г. Козачок, А. В. Логинов. — Автометрия, 1982, № 4, с. 102—103.

35. Иллвиская Г. А., Казак В. Л., Нагибина И. М. Исследование формы поверхности макрообъектов при использовании методов голографической интерферометрии. — В кн.: Оптическая голография и ее применение. Л.: ЛДНТИ, 1974, с. 3—5.

36. Использование двухдлинноволновой интерферометрии при исследовании деформаций и вибраций объектов / С. Т. Де, А. Г. Козачок, А. В. Логинов, Ю. Н. Солодков. — Проблемы прочности, 1976, № 5, с. 109—111.

37. Исследование вибрационных характеристик объектов методом двухдлинноволновой интерферометрии / С. Т. Де, А. Г. Козачок, А. В. Логинов, Ю. Н. Солодков. — В кн.: Материалы Всесоюзного семинара "Оптическая голография и ее применение". Л.: ЛДНТИ, 1974.

38. Исследование деформаций и вибраций методом голографической интерферометрии / А. М. Васильев, Л. Д. Гук, А. Г. Козачок и др. — Автометрия, 1971, № 1, с. 57—63.

39. Исследование деформаций оболочки методом голографической интерферометрии / А. М. Васильев, Л. Д. Гук, А. Г. Козачок и др. — В кн.: Материалы Всесоюзной конференции "Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ". — Новосибирск: ИАЭ СО АН СССР, 1970, с. 38—39.

40. Кашинский Б. В., Кадугин А. М., Ларионов А. С. Электронвакуумные электронные и оптические приборы (справочник). М.: Энергия, 1976, 920 с.

41. Козачок А. Г. Вопросы автоматизации прочностных исследований на основе методов когерентной оптики и голографии. — Автометрия, 1982, № 4, с. 45—51.

42. Козачок А. Г. Проблемы обработки информации в голографических измерительно-вычислительных комплексах. — В кн.: Материалы Всесоюзной конференции по измерительным информационным системам. Львов: 1981, с. 213—215.

43. Козачок А. Г. Проблемы построения голографических измерительных систем. — В кн.: Материалы Всесоюзной конференции "НИС-75". Кishinev: 1975, с. 46—51.

44. Кольтер Р., Берксхарт К., Лин Д. Оптическая голография: Пер. с англ. М.: Мир, 1973, 688 с.

45. Кудряев А. Б., Полушкин П. И., Чиченев Н. А. Голография и деформация металлов. М.: Металлургия, 1982, 151 с.

46. Листовцев В. С., Остроумов Ю. И. Интерференционно-голографические методы анализа вибраций. — ЖТФ, 1974, т. 14, № 7, с. 1345—1372.

47. Локальная система для обработки голографических изображений на базе микроЭВМ "Электроника-60" / С. Т. Де, А. И. Дружинин, А. Г. Козачок и др. — В кн.: Материалы VI Всесоюзной конференции "Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ". Новосибирск: ИАЭ СО АН СССР, 1981, с. 125—126.

48. Лурье А. И. Теория упругости. М.: Наука, 1970, 940 с.

49. Малеев Н. М., Павляков А. И. Стабилизация мощности пюнного газового ОКГ. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 2. Новосибирск: НЭТИ, 1978, с. 100—106.

50. Малы ЭВМ и их применение / Под ред. Б. Н. Наумова. М.: Статистика, 1980, 231 с.

51. Матричный процессор в системе восстановления изображений из цифровых голограмм, выполненной в стандарте КАМАК / Б. А. Брейтман, И. И. Бродский, И. И. Коршавер и др. — В кн.: Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск: ИАЭ СО АН СССР, 1981, с. 136—137.

52. Методы количественной оценки напряжений и смещений по голографическим интерферограммам / А. С. Богомолов, Е. С. Романцов, В. Г. Селезнев, С. А. Суханов. — В кн.: Голографические методы и аппаратура, применяемые в физических исследованиях. М.: ВНИИОФИ, 1974, с. 67—70.

53. Модуль телевизионного дисплея в стандарте КАМАК / Н. А. Примачук, О. В. Прохожен, Л. Ф. Томашевская, В. С. Якушев. — Автометрия, 1980, № 4, с. 3—10.

54. Натальченко В. В. Автоматическое устройство экспонирования голограмм. — В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 2. Новосибирск: НЭТИ, 1976, с. 115—122.

55. Нестеркиня Ю. Е., Пушиный Б. М. О системе автоматической обработки изображений. — Автометрия, 1977, № 3, с. 6—12.

56. Носов Ю. Р., Шакин В. А. Полупроводниковые приборы с радиодвойным связью. М.: Сов. радио, 1976, 144 с.

57. Оптическая голография — практические применения / Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М.: Сов. радио, 1978, 240 с.

58. Остроумов Ю. И., Бугунов М. М., Остроумов Г. В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977, 336 с.

59. Островский Ю. И. Голлография и ее применение. Л.: Наука, 1973. 180 с.
60. Пресс Ф. П. Формирователи видеосигналов на приборах с зарядовой связью. М.: Радио и связь, 1981. 136 с.
61. Прецизионная система ввода-вывода изображений для ЭВМ / С. Т. Васюков, Л. В. Выдрин, А. Н. Касперович и др. - Автометрия, 1977, № 2, с. 86-93.
62. Применение голографической интерферометрии для изучения процесса упругого и пластического деформирования / А. И. Петников, Б. А. Морозов, О. Г. Лисан, В. С. Австов. - Проблемы прочности, 1976, № 6, с. 106-110.
63. Применение методов голографической интерферометрии для решения задач экспериментальной механики / С. Т. Де, А. Г. Козачок, Г. Я. Кезералевич и др. - В кн.: Геометрические методы исследования деформаций и напряжений. Ч. 2. Челябинск: ЧПИ, 1975, с. 126-129.
64. Ракушки Ю. А., Солодов Ю. Н. Методы расшифровки голографических интерферограмм. - В кн.: Голографические измерительные системы. Вып. 1. Новосибирск: ИЭТИ, 1976, с. 41-57.
65. Роуз А. Зрение человека и электронное зрение: Пер. с англ. / Под ред. В. С. Вавилова. М.: Мир, 1977. 216 с.
66. Секан К., Томпсет М. Приборы с переносом заряда: Пер. с англ. / Под ред. В. В. Поспелова, Р. А. Суриса. М.: Мир, 1978. 328 с.
67. Салзев В. Г. О точности определения перемещений и напряжений с помощью голографической интерферометрии. - В кн.: Современные проблемы прикладной голографии. М.: МИРЭА, 1974, с. 83-90.
68. Сканирующие устройства на ЭЛТ высокого разрешения / С. Т. Васюков, Г. М. Мамонтов, А. К. Потаников, С. Е. Ткач. Под ред. С. Т. Васюкова. Новосибирск: Наука, 1978. 137 с.
69. Современное состояние и перспективы развития измерительных информационных систем / М. П. Цивенко, Г. М. Алех, И. Ф. Кисторин и др. - Измерения, контроль, автоматизация. 1981, вып. 5, с. 66-71.
70. Солодов Ю. Н. Голографический интерферометр как измерительный прибор. - Автометрия, 1973, № 5, с. 64-68.
71. Сорико Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.
72. Средства ввода в ЭВМ и отображения графической информации. (Сборник научных трудов). Новосибирск: ИАЗ СО АН СССР, 1974. 144 с.
73. Сузарен И. П., Ушаков Б. И. Исследование деформаций и напряжений методом муаровых полос. М.: Mashinostroyeniye, 1969. 208 с.
74. Тимошенко С. П., Войковской-Кригер С. Пластичность и оболочки: Пер. с англ. / Под ред. Г. С. Шапиро. М.: Физматгиз, 1963. 625 с.
75. Тимошенко С. П. Прочность и колебания элементов конструкций. М.: Наука, 1975. 704 с.
76. Универсальная измерительно-вычислительная система для обработки голографических изображений / Л. П. Турьев, В. И. Гужов, С. Т. Де и др. - В кн.: Материалы VI Всесоюзной конференции "Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ". Новосибирск: ИАЗ СО АН СССР, 1981, с. 122-123.
77. Устройство для хранения и отображения оцифрованных изображений / Э. Г. Михайлов, Р. А. Шакиров, Б. В. Комарников и др. - Исследование Земли из космоса, 1981, № 3, с. 115-117.
78. Франков М. Голография: Пер. с франц. / Под ред. Ю. И. Островского. М.: Мир, 1972. 248 с.
79. Чечен Н. О., Файнштейн С. М., Лишица Т. М. Электронные умножители. М.: Гостехиздат, 1957. 576 с.
80. Штанько А. Е. Расшифровка интерферограмм диффузно отражающих объектов на основе пространственной фильтрации. - В кн.: Голографические методы и аппаратура, применяемые в физических исследованиях. М.: ВНИИОФИ, 1974, с. 71-74.
81. Ярославский Л. П. Устройства ввода-вывода изображений для цифровых вычислительных машин. М.: Энергия, 1968. 88 с.
82. Abtasmoun N. Practical interpretation of holographic interferograms. - Optik, 1973, v. 37, N 3, p. 337-346.

83. Abtasmoun N. Sandwich hologram interferometry: a new definition in holographic comparison. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 2, p. 393-394.
84. Abtasmoun N. Sandwich hologram interferometry. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 1, p. 200.
85. Boffani V. F., Sona A. Measurement of three-dimensional displacements by a double-exposure hologram. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 1, p. 123-124.
86. Bijl D., Jones R. A new theory for the origin of interference of holographic fringe fringes patterns resulting from static surface displacements. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 2, p. 105-118.
87. Boone F. M., De Backer L. C. Determination of three-dimensional displacement components from one double-exposure hologram. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 1, p. 21-31.
88. Dhér S. K., Sikora J. P. An improved method for obtaining the present displacement field from a holographic interferogram. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 1, p. 33-43.
89. Dubai M., Schumann W. On direct measurement of strain and rotation in holographic interferometry using the line of isochromatic fringes. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 10, p. 807-819.
90. Ek L., Biederman K. Analysis of a method for holographic interferometry with a continuously scanning reconstruction beam. - Appl. Opt., 1973, v. 12, N 5, p. 1333-1343.
91. Ennos A. E. Measurement of in-plane surface strain by hologram interferometry. - J. Phys., 1968, EI, N 7, p. 731-734.
92. Fujii H., Aakura T. Roughness measurement of solid surface using laser speckle. - JOSA, 1977, v. 7, N 9, p. 1171-1176.
93. Fujii H., Asakura T., Shindo Y. Measurement of surface roughness properties by using image speckle contrast. - JOSA, 1978, v. 8, N 11, p. 1277-1282.
94. Fujii H., Uozumi J., Aakura T. Computer-aided analysis of fringe speckle patterns with relation to object surface profile. - JOSA, 1978, v. 8, N 11, p. 1271-1276.
95. Gans J. M. Holographic measurement of static stresses in three dimensions. - Opt. Tech., 1969, v. 1, N 3, p. 247-250.
96. Haines K. A., Hildebrand B. F. Multiple-exposure and multiple-angle holography applied to contour generation. - JOSA, 1967, v. 57, N 2, p. 141-143.
97. Hansche B. D., Murphy C. G. Holographic interferometry analysis from a single view. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 3, p. 630-633.
98. Hefflinger L. O., Wuerkel R. F. Holographic contouring in two-dimensional space. - Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, N 1, p. 18-20.
99. Hildebrand B. F., Haines K. A. Surface deformation measurement using the wavefront reconstruction technique. - Appl. Opt., 1968, v. 7, N 4, p. 523-525.
100. Holographic generation of contour map of arbitrary reflecting surface by using immersion method / Shiotake N., Tsunota Y. Opt. J. Appl. Phys., 1968, v. 7, N 8, p. 904-909.
101. Jones R. An experimental verification of a new theory for the interpretation of holographic interference patterns resulting from static surface displacements. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 4, p. 257-266.
102. Köpf U. Fringe order determination and zero-order fringe identification in holographic displacement measurements. - Optics and Laser Technology, 1977, v. 9, N 3, p. 111-113.
103. Landry M. J., Wise C. M. Automatic data reduction of multiple-exposure interferograms. - Appl. Opt., 1973, v. 12, N 10, p. 1125-1131.
104. Matsumoto T., Iwata K., Nagata K. Measurement of deformation in a cylindrical shell by holographic interferometry. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 2, p. 1080-1084.
105. Matsumoto T., Iwata K., Nagata K. Measuring curvature of three-dimensional displacements in holographic interferometry. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 2, p. 983-987.
106. Powell R. L., Stetson K. A. Strain-optical imaging profiles of three-dimensional objects by wavefront reconstruction. - Optica Acta, 1974, v. 21, N 1, p. 213-214.
107. Pryputniewicz R. J., Bosky H. W. Evaluation of holographic displacement measurement, an experimental comparison. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 1, p. 132-134.
108. Pryputniewicz R., Stetson K. Holographic strain analysis: evaluation of fringe-vector method to include perspective. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 1, p. 124-128.
109. Ribbens W. B. Surface roughness measurement by two-wavelength holographic interferometry. - Appl. Opt., 1974, v. 13, N 1, p. 129.

110. Schmidt W., Ferchner A. Holographic generation of depth contours using a flash-lamp-pumped dye laser. — *Opt. Commun.*, 1971, v. 3, N 5, p. 363.
111. Schmidt W., Vogel A., Freusler D. Holographic contour mapping using a dye laser. — *Appl. Physics*, 1973, v. 1, N 2, p. 103–109.
112. Sciammarella C. A., Gilbert J. A. Strain analysis of a disk subjected to diametral compression by means of holographic interferometry. — *Appl. Opt.*, 1973, v. 12, N 8, p. 1951–1956.
113. Shibayama K., Uchiyama H. Measurement of three-dimensional displacements by hologram interferometry. — *Appl. Opt.*, 1971, v. 10, N 9, p. 2150–2154.
114. Soild J. E. Holographic interferometry applied to measurements of small static displacements of diffusely reflecting surfaces. — *Appl. Opt.*, 1969, v. 8, N 8, p. 1587–1595.
115. Stetson K. A. A rigorous treatment of the hologram interferometry. — *Optik*, 1969, v. 29, N 4, p. 386–400.
116. Stetson K. Homogeneous deformations: determination by fringe vectors in hologram interferometry. — *Appl. Opt.*, 1975, v. 14, N 9, p. 2256–2259.
117. Tonin R., Biss D. A. General theory of time-averaged holography for the study of three-dimensional vibrations at a single frequency. — *JOSA*, 1978, v. 68, N 7, p. 924–931.
118. Varner J. R. Simplified multiple-frequency holographic contouring. — *Appl. Opt.*, 1971, v. 10, N 1, p. 212–213.
119. Vest C. M. Comment on: holographic interferometry applied to measurements of small static displacements of diffusely reflecting surfaces. — *Appl. Opt.*, 1973, v. 12, N 3, p. 612–613.
120. Vicram C. S. Detection of direction of motion and zero order fringe identification in holographic displacement measurement. — *Pramana a Journal of Physics*, 1978, v. 10, N 2, p. 221–226.
121. Zelenka J. S., Varner J. R. A new method for generating depth contours holographically. — *Appl. Opt.*, 1968, v. 7, N 10, p. 2107–2110.
122. Zelenka J. S., Varner J. R. Multiple-Index holographic contouring. — *Appl. Opt.*, 1969, v. 8, N 7, p. 1431–1434.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Измерение механических величин и голографические методы	5
1. Механические величины и требования к методам их измерения	5
2. Основы голографического эксперимента	11
Глава 2. Голографические интерферометры для измерения смещений и деформаций	22
1. Методы получения голографических интерферограмм	22
2. Методы расшифровки голографических интерферограмм	27
3. Метрологические характеристики голографических интерферометров	39
4. Влияние неточности отсчета интерференционных полос	49
Глава 3. Голографические интерферометры для определения параметров рельефа	52
1. Методы получения голографических интерферограмм	52
2. Методические погрешности голографических интерферометров	64
3. Влияние шумов на метрологические характеристики голографических интерферометров	74
Глава 4. Аппаратурное обеспечение голографических измерительных систем	83
1. Лазеры для голографии	83
2. Голографические установки	86
3. Устройства ввода голографических интерферограмм в ЭВМ	88
4. ЭВМ и периферийное оборудование	100
5. Устройства вывода из ЭВМ результатов обработки и расшифровки	104
6. Примеры построения голографических измерительных систем	106
Глава 5. Решение некоторых задач экспериментальной механики голографическими методами	111
1. Исследование деформаций плоских образцов при растяжении	111
2. Исследование деформаций пластин при изгибе	130
3. Использование голографических методов для неразрушающего контроля	141
4. Обработка интерферограмм в голографических измерительных системах	143
5. Определение параметров рельефа поверхности	153
6. Исследование вибрационных характеристик объектов	161
Заключение	168
Список литературы	169

Аркадий Григорьевич КОЗЛЮК
ГОЛГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ МЕХАНИКЕ

Редактор *А. В. Давыдов*
Художественный редактор *С. С. Водов*
Обложка художника *Г. Г. Козлов*
Технический редактор *Г. Г. Соловьева*
Корректор *Л. В. Гуркина*

ИБ № 3580

Сдано в набор 3.06.83	Подписано в печать 18.06.84	Т-12443	
Формат 60 × 90/16	Бумажный формат № 2	Гарнитура Пресс-Роман	
Регламент	Усл. печ. л. 11,0	Усл. пер. стр. 11,25	Уч.-изд. л. 13,33
Тираж 2113 экз.	Знак 1984		Цена 2 руб.

Орден Трудового Красного Знамени издательство "Машиностроение"
107076, Москва, В-76, Стремянный пер., 4

Московская типография № 9 Союзтипографов
при Государственном комитете СССР
по делам издательства, типографии и полиграфической промышленности,
Москва, Вольная ул., 40

2 руб.



МАШИНОСТРОЕНИЕ